ЦЕНТР ФИЗИЧЕСКОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ (филиал) ФЕДЕРАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО БЮДЖЕТНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ НАУКИ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «ИНСТИТУТ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ ИМ. А.М. ПРОХОРОВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи

A

Худяков Дмитрий Владимирович

Волоконные иттербиевые лазеры ультракоротких импульсов, методы генерации и усиления импульсов

01.04.21 - Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Москва - 2021

Оглавление

Введение	
Глава 1 Свойства оптических волокон. Характеристики ультракоротких импульсов и	
условия распространения импульсного излучения в волноводных структурах 14	
1.1 Строение и свойства оптических волокон 14	
1.2 Оптические свойства активных волокон на основе кварцевого стекла, легированного ионами иттербия	
1.3 Характеристики ультракоротких световых импульсов 22	
1.3.1 Определение характеристики длительности ультракороткого импульса	
1.3.2 Свойства частотно-модулированных импульсов	
1.3.3 Автокорреляционные методы измерения длительности ультракоротких световых импульсов	
1.4 Дисперсия в оптических волокнах	
1.5 Нелинейные эффекты 31	
1.6 Нелинейное уравнение Шредингера	
1.7 Фазовая самомодуляция	
1.8 Синхронизация мод как способ получения сверхкоротких лазерных импульсов	
1.8.1 Активная синхронизация мод 41	
1.8.2 Пассивная синхронизация мод 42	
1.9 Насыщающиеся поглотители, используемые для пассивной синхронизации мод 44	
1.9.1 Полупроводниковое насыщающееся зеркало	
1.9.2 Одностенные углеродные нанотрубки 49	
1.9.3 Однослойный и многослойный графен 53	
1.9.4 Однослойные и многослойные дихалькогениды переходных металлов	
1.9.5 Использование насыщающихся поглотителей на основе 1D и 2D наночастиц в резонаторах лазеров сверхкоротких импульсов	
1.10 Режимы стабильной импульсной генерации в волоконных лазерах	
1.10.1 Стационарный солитонный режим	
1.10.2 Режим растянутого импульса	
1.10.3 Генерация параболических импульсов	
1.10.4 Диссипативный оптический солитон 69	
1.11 Усиление и компрессия чирпированных импульсов 71	

1.12 Методики формирования лазер-индуцированных волноводов
1.12.1 Продольная и ортогональная схемы записи
1.12.2 Типы лазер-индуцированных световодов
1.12.3 Типы фотоионизации при поглощении фемтосекундного излучения в диэлектриках 78
1.12.4 Изменение плотности вещества при локальном плавлении
1.12.5 Образование ударной волны 79
1.12.6 Перестройка химических связей и образование локальных дефектов
Выводы к Главе 1
Глава 2 Методы генерации сверхкоротких импульсов, основанные на быстрой модуляции
показателя преломления в оптическом волокне
2.1 Метод активной синхронизации мод на эффекте прямого возбуждения стоячей акустической волны в оптическом волокне
2.2 Пассивная синхронизация мод на эффекте нелинейного вращения поляризации. Метод объемной намотки волокна для стабилизации импульсной генерации в круговом волоконном резонаторе
2.3 Импульсные волоконные лазеры с модулятором на основе нелинейного волоконного зеркала
2.3.1 Пикосекундный лазер с HB3 102
2.3.2 Субнаносекундный волоконный лазер с HB3 114
Выводы к Главе 2 120
Глава 3 Исследование оптических свойств широкополосных насыщающихся поглотителей на основе одномерных и двумерных наноматериалов для пассивной синхронизации мод импульсных лазеров в ближнем ИК диапазоне
3.1. Нелинейное оптическое поглощение пленок нанокомпозитов из полимеров и одностенных углеродных нанотрубок: влияние типа нанотрубок и полимерной матрицы 122
3.1.1 Приготовление образцов
3.1.2 Метод продольного сканирования (Z-сканирования) для измерения нелинейных оптических свойств композитных пленок с ОУН
3.1.3 Сравнительный анализ влияния типа нанотрубок и полимерной матрицы 128
3.2 Сравнительная характеристика насыщающегося поглощения пленочных композитов с одностенными углеродными нанотрубками и графеном
3.2.1 Приготовление образцов 132
3.2.2 Измерения нелинейных оптических свойств ОУН и графена методами Р- и Z- сканирования
3.2.3 Обработка результатов эксперимента 140

3.3 Сравнительный анализ нелинейных оптических свойства однослойного графена и суспензий графеновых листов с количеством слоев от одного до трех
3.3.1 Приготовление образцов и описание эксперимента
3.3.2 Обработка результатов эксперимента148
3.4 Оптические нелинейные свойства и динамика межзонных переходов многослойных MoS ₂ при фемтосекундном возбуждении на длине волны 514 нм
3.4.1 Измерение нелинейных оптических свойств и релаксационных характеристик образцов с MoS ₂
3.4.2 Обработка результатов эксперимента160
3.5 Использование пленочного модулятора с одностенными углеродными нанотрубками для синхронизации мод титан-сапфирового импульсного лазера на длине волны 810 нм
3.6 Глубина модуляции насышающегося поглотителя и критерий стабильной импульсной генерации в лазерах УКИ
3.7 Условие стабильной генерации импульсов в волоконных лазерах в зависимости от дисперсии резонатора и глубины модуляции насыщающегося поглотителя
3.8 Импульсный волоконный эрбиевый лазер с насыщающимся поглотителем на основе многослойного графена
3.9 Импульсный волоконный иттербиевый лазер с насыщающимся поглотителем на основе одностенных углеродных нанотрубок. Комбинированная синхронизация мод
3.9.1 Схема волоконного иттербиевого лазера с комбинированной синхронизацией мод, выходные характеристики и зоны стабильной импульсной генерации
3.9.2 Расчет коэффициента пропускания для комбинированной синхронизации мод в присутствии насыщающегося поглотителя и эффекта НВП
3.10 Полностью волоконный иттербиевый лазер УКИ с интегрированным модулятором на участке сполированного оптического световода
Выводы к Главе 3 199
Глава 4 Полностью волоконные иттербиевые усилители фемтосекундных лазерных импульсов для использования в технологиях прецизионной обработки материалов и в медицине
4.1 Требования к волоконным усилительным системам для использования в технологиях микрообработки материалов и в медицине
4.2 Генераторы ультракоротких импульсов, используемые в качестве задающих источников для волоконных усилительных систем
4.3 Усиление импульсов в режиме большой нелинейности 210
4.4 Усиление импульсов в режиме низкой нелинейности 215
4.5 Использование активных волокон с переменным диаметром сердцевины в выходных усилителях мощности

4.6 Компенсация дисперсии третьего порядка в режиме нелинейного усиления
4.7 Комбинированный компрессор импульса на дифракционных решетках с дисперсионными призмами для компенсации высших порядков дисперсии
Выводы к Главе 4 238
Глава 5 Фемтосекундная запись оптических световодов в прозрачных средах 241
5.1 Лазер-индуцированное изменение показателя преломления 241
5.2 Описание установки для записи лазер-индуцированных световодов
5.3 Измерение величины индуцированного показателя преломления 244
5.4 Нелинейное поглощение фемтосекундных лазерных импульсов в кварцевом стекле 249
5.5 Численное моделирование пространственного и временного распределения температуры кварцевого стекла в зоне фокусировки импульсного излучения
5.6 Световоды с депрессированной оболочкой в кварцевом стекле 255
5.7 Лазер-индуцированная запись световода с большим диаметром сердцевины в образце Nd:фосфатного стекла
5.7 Сравнительный анализ эффективности усиления в активном лазер-индуцированном световоде с большим диаметром сердцевины
Выводы к Главе 5
Заключение
Список используемых сокращений 268
Список публикаций автора по теме диссертации 270
Список литературы 274

Введение

Актуальность темы исследования определяется необходимостью разработки эффективных и надежных источников излучения с фемтосекундной длительностью импульса с энергией в десятки микроджоулей с большой частотой повторения импульсов, связанной с широтой их применения в промышленности, в медицине, в научных исследованиях, а также с возможностью сверхточной микрообработки материалов при импульсном фемтосекундном воздействии.

В отличие от наносекундной микрообработки, при которой происходит частичное разрушение и плавление окружающего материала, при фемтосекундной абляции вынос материала происходит исключительно рядом с местом взаимодействия лазерного импульса. В полупроводниковой отрасли с помощью фемтосекундных импульсных лазеров осуществляют резку кремниевых пластин на индивидуальные чипы с высочайшим качеством, а также микроабляцию поверхностных слоев материала толщиной в несколько сотен нанометров без повреждения соседних слоев. При этом диапазон длин волн вблизи 1 мкм очень востребован для медицинских применений, где с помощью лазеров с фемтосекундной длительностью импульса производят операции по лазерной коррекции зрения, пересадке роговицы, удалению катаракты. Другое направление медицинских применений лежит в области высокоточной микрообработки для формирования биоимплантов, коронарных стентов, микрокатетеров. Лазеры с фемтосекундной длительностью импульса открыли новые возможности в микромодификации прозрачных материалов, одна из которых – возможность записи информации в объеме и создание 3D структур внутри объема прозрачного материала.

Актуальность проблемы разработки альтернативных насыщающихся поглотителей с субпикосекундным и фемтосекундным временем срабатывания обусловлена потребностью в быстрых и надежных модуляторах оптического излучения для пассивной синхронизации мод в лазерах ультракоротких импульсов (УКИ). В отличие от доминирующей в настоящее время технологии полупроводниковых насыщающихся поглотителей, в которой используется вакуумное напыление тонких полупроводниковых слоев, технологии получения одномерных и двумерных наночастиц, а также тонких полимерных пленок с наночастицами, отличаются простотой и доступностью.

Прямая фемтосекундная запись является широко распространенной и развивающейся технологией формирования световодов внутри прозрачных материалов. Эта методика обеспечивает надежное и одностадийное производство различных оптических интегральных

6

устройств без дополнительного изготовления оптических масок, как в случае использования традиционных фотолитографических методов. При лазер-индуцированной записи происходит перманентное изменение показателя преломления прозрачного материала в зоне фокусировки ультракоротких лазерных импульсов. Используя световоды, сформированные методом фемтосекундной записи, можно создавать такие интегральные оптические устройства как делители мощности, направленные ответвители, круговые и линейные лазерные резонаторы, лазерные усилители, а также волоконные брэгговские решетки.

Цель диссертационной работы заключается в исследовании способов генерации и усиления ультракоротких импульсов в полностью волоконных иттербиевых лазерах на длине волны вблизи 1 мкм, а также в исследовании фундаментальных механизмов модификации показателя преломления при фемтосекундном облучении прозрачных сред для создания интегральных оптических устройств.

Задачи диссертационной работы:

1. Исследование нелинейных оптических свойств и порогов разрушения композитных материалов на основе одномерных и двумерных наночастиц для разработки методов использования их в качестве внутрирезонаторных модуляторов для синхронизации мод волоконных лазеров в ближнем ИК диапазоне.

2. Определение зон и условий стабильной генерации ультракоротких импульсов в волоконных лазерах с внутрирезонаторными модуляторами на основе одномерных и двумерных наночастиц.

3. Изучение и разработка генераторов ультракоротких импульсов со стабильными выходными характеристиками в полностью волоконных схемах.

4. Исследование режимов работы и разработка оптимальных схем волоконных усилителей ультракоротких импульсов до пиковых мощностей в десятки мегаватт.

5. Разработка методов компенсации высших порядков дисперсии в полностью волоконных схемах лазеров ультракоротких импульсов.

6. Исследование фундаментальных основ лазер-индуцированного изменения показателя преломления прозрачных сред при фемтосекундной записи.

7. Разработка методов фемтосекундной записи оптических волноводов в прозрачных средах.

Положения, выносимые на защиту:

1. При использовании объемной геометрии волоконного резонатора параметры нелинейного вращения эллипса поляризации в лазерах ультракоротких импульсов минимально

зависят от внешних условий по сравнению с обычной плоской геометрией волоконного резонатора.

2. Существуют оптимальные условия формирования импульсов в иттербиевых лазерах ультракоротких импульсов на основе нелинейного волоконного зеркала, зависящие от длины петли волоконного зеркала и от коэффициента деления ответвителя. Длительность импульса уменьшается с ростом коэффициента деления ответвителя и увеличивается с увеличением длины петли в круговом нелинейном зеркале.

3. Существуют зоны стабильной генерации импульсов в волоконных лазерах в зависимости от глубины модуляции насыщающегося поглотителя и величины полной дисперсии волоконного резонатора.

4. Стабильная импульсная генерация в волоконных лазерах на длине волны 1 мкм с использованием наноматериалов с низкой глубиной модуляции (2–3%), как правило, достигается в условиях комбинированной синхронизации мод. При этом рабочая зона насыщающегося поглотителя может смещаться в область более низких интенсивностей, что также предохраняет модулятор с наночастицами от оптического разрушения.

5. Использование оптических волокон с W-профилем показателя преломления в стретчерах для усиления ультракоротких импульсов может приводить к дисперсионной согласованности системы стретчер-компрессор, а также к уменьшению влияния фазовой самомодуляции в волоконном усилителе.

6. Фемтосекундную запись можно применять для создания оптических волноводов с депрессированной оболочкой в кварцевом стекле, используя периферийные зоны треков с пониженным значением показателя преломления.

7. Используя фемтосекундную запись для формирования оптических волноводов в активной среде, можно создавать лазерные усилители с волноводным режимом распространения излучения накачки, обладающие большим коэффициентом усиления по сравнению с обычными усилителями с продольной накачкой.

Научная новизна работы заключается в том, что в ней:

• Выполнено сравнительное исследование нелинейных оптических свойств углеродных нанотрубок, графена и дисульфида молибдена с точки зрения использования этих наноматериалов в качестве широкополосных насыщающихся поглотителей в лазерах ультракоротких импульсов. Определены зоны стабильной генерации импульсов в зависимости от глубины модуляции насыщающегося поглотителя и величины полной дисперсии резонатора.

8

• Определена и разработана оптимальная геометрия волоконного резонатора для волоконных источников сверхкоротких импульсов, использующих нелинейное вращение эллипса поляризации как метод синхронизации лазерных мод.

• Выполнено численное моделирование распространения ультракороткого импульса в волоконном лазере с нелинейным волоконным зеркалом, найдена зависимость длительности импульса от физических параметров нелинейного волоконного зеркала.

• Разработаны и исследованы схемы волоконных лазерных генераторов импульсов с широкополосными насыщающимися поглотителями на основе одномерных и двумерных наночастиц, где используется комбинированная синхронизация мод для получения сверхкоротких импульсов.

• Определены зоны модификации показателя преломления в прозрачных материалах при фемтосекундной записи в тепловом режиме накопления импульсов. Предложена и исследована гибридная (волноводно-твердотельная) схема усиления лазерных импульсов, основанная на волноводах с депрессированной оболочкой с большим диаметром моды, полученных методом фемтосекундной модификации показателя преломления активной среды.

Теоретическая и практическая значимость работы определяется тем, что в ней:

• Выполнен численный расчет и представлены зависимости режимов работы и длительности выходного импульса от ключевых параметров для лазера с нелинейным волоконным зеркалом, а также для лазера с комбинированной синхронизацией мод в присутствии эффекта нелинейного вращения эллипса поляризации.

• Сформулированы критерии применимости одномерных и двумерных наночастиц в качестве насыщающихся поглотителей для синхронизации мод импульсных лазеров. Определены условия стабильной импульсной генерации в зависимости от общей дисперсии волоконного резонатора и глубины модуляции насыщающегося поглотителя. Предсталены результаты исследования зон стабильности для волоконных генераторов ультракоротких импульсов, необходимые для создания эффективных и надежных источников лазерных импульсов фемтосекундной длительности.

• Разработаны методы и найдены оптимальные условия для лазер-индуцированной записи оптических волноводов в прозрачных средах в режиме теплового накопления импульсов, которые могут быть использованы для создания световодов с большим диаметром сердцевины и применяться для создания гибридных лазерных усилителей с повышенной оптической эффективностью.

9

Обоснованность и достоверность полученных результатов обеспечивается их воспроизводимостью, соответствием экспериментальных И расчетных выходных характеристик, а также успешным применением разработанных лазерных систем в технологических и в медицинских установках. Параметры исследуемых импульсных лазеров регистрировались с использованием коммерческих сертифицированных приборов с характеристиками, необходимыми для уверенной регистрации исследуемых эффектов. Методики приготовления пленочных модуляторов с наночастицами, использованные в работе, показали высокую повторяемость результатов. Присутствие одностенных углеродных нанотрубок, графеновых слоев и слоев дисульфида молибдена, а также их концентрация в образцах регистрировались и контролировались с помощью оптической и Рамановской спектроскопии. При этом распределение наночастиц в образцах и размеры получаемых структур измерялись с помощью точных методик – атомно-силовой микроскопии и сканирующей электронной микроскопии.

Апробация результатов. По материалам диссертации опубликовано 17 статьи в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК. Основные представленные в работе результаты докладывались и обсуждались на следующих международных и всероссийских конференциях:

- 6th International Symposium on High-Power Fiber Lasers and their Applications, 15th International Conference Laser Optics-2012. 25–29 June, 2012. Saint Petersburg, Russia;
- 2. Научная сессия НИЯУ МИФИ-2014. 27 января 2 февраля, 2014. Москва, Россия;
- 57-я научная конференция МФТИ с международным участием, посвященная 120-летию со дня рождения П.Л. Капицы. 24–29 ноября, 2014. Долгопрудный, Россия;
- IV Международная конференция по фотонике и информационной оптике. 28–30 января, 2015. Москва, Россия;
- 5. Научная сессия НИЯУ МИФИ-2015. 16-20 февраля, 2015. Москва, Россия;
- 6. 57-я научная конференция МФТИ «Актуальные проблемы фундаментальных и прикладных наук в области физики». 24–29 ноября, 2014. Долгопрудный, Россия;
- 7. Научная сессия НИЯУ МИФИ. 18–19 февраля, 2015. Москва, Россия;
- IV международная конференция по фотонике и информационной оптике, 28–30 января, 2015. Москва, Россия;
- 9. Конференция-конкурс молодых физиков ФИАН. 2 марта, 2015. Москва, Россия;
- 10. SPIE Optics+Optoelectronics-2015. 13-16 April, 2001. Prague, Czech Republic;
- 11. 3rd International Conference on Quantum Technologies. July 13-17, 2015. Moscow, Russia;

- 12. Шестая международная конференция «Кристаллофизика и деформационное поведение перспективных материалов». 26–28 мая, 2015. Москва, Россия;
- 13. 58 научная конференция МФТИ. 23-28 ноября 2015. Долгопрудный, Россия;
- 14. V международная конференция по фотонике и информационной оптик. 3–5 февраля, 2016.
 Москва, Россия;
- 15. II международная конференция «Плазменные, лазерные исследования и технологии». 25–27 января, 2016. Москва, Россия);
- 16. SPIE Photonics Europe. April 4–7, 2016. Brussels, Belgium;
- International symposium Fundamentals of Laser Assisted Micro- & Nanotechnologies FLAMN-2016. June 27 – July 1, 2016. Saint Petersburg, Russia;
- 18. 1st international symposium Advanced photonic materials-2016. 27 June 01 Jule, 2016. Saint Petersburg, Russia;
- 19. 59-я научная конференция МФТИ «Проблемы современной физики». 21–26 ноября 2016.
 Долгопрудный, Россия;
- VI международная конференция по фотонике и информационной оптике. 1–3 февраля 2017. Москва, Россия;
- 21. Всероссийская конференция по волоконной оптике-2017. 3-6 октября, 2017. Пермь, Россия.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 26 печатных работах, из которых 17 работ в журналах, из списка рекомендованных ВАК и в 5 патентах.

Личный вклад автора заключается в том, что все эксперименты, результаты которых представлены в работе, и обработка результатов были проведены либо полностью автором, либо при его непосредственном участии. Техническая реализация основных экспериментальных установок, а также волоконных и твердотельных лазерных схем была произведена всецело автором, реализация системы записи оптических световодов и диагностики была произведена при его непосредственном руководстве и участии.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, библиографии из 321 наименований и перечня работ и патентов автора. Работа изложена на 300 страницах, содержит 177 рисунков и 5 таблиц.

Во *Введении* формируется цель и задачи работы, показана научная новизна и значимость полученных результатов, перечислены защищаемые положения и кратко рассматривается содержание диссертационной работы по главам.

В *Главе 1*, являющейся обзором литературы, рассматривается строение световода и формулируются основные параметры для прохождения оптического излучения в световоде в одномодовом и многомодовом режимах. Обсуждаются оптические свойства активных волокон

на основе кварцевого стекла, легированного ионами иттербия. Даются характеристики спектрально-ограниченных и чирпированных импульсов, а также математические способы их описания. Рассматриваются солитонные решения нелинейного уравнения Шредингера, определяющие режимы образования стационарной огибающей импульса для случаев фундаментального солитона, режима растянутого импульса и параболического импульса. Подробно рассматриваются методы синхронизации лазерных мод как способ получения лазерных УКИ и виды насыщающихся поглотителей на основе 1D и 2D наночастиц для пассивной синхронизации мод. Дается описание метода усиления чирпованных импульсов в волоконных системах, где особое внимание уделяется дисперсионной согласованности стретчера и компрессора. Обсуждаются процессы, приводящие к перманентному изменению показателя преломления при воздействии фемтосекундных импульсов на прозрачные оптические материалы, среди которых выделены: изменение плотности вещества при локальном плавлении, образование ударной волны и перестройка химических связей.

В Главе 2 изложены методы генерации сверхкоротких импульсов на принципах быстрой модуляции коэффициента преломления в результате нелинейного взаимодействия импульсного излучения со средой световода. Подробно разбирается метод получения сверхкоротких импульсов в круговых волоконных резонаторах основанный на эффекте нелинейного вращения эллипса поляризации, а также предлагается оригинальный способ объемного расположения волоки при намотке кругового волоконного резонатора для компенсации нежелательных изменений состояния поляризации, вызванных внешними условиями. Рассматривается оригинальный метод интегрированной волоконной системы для активной синхронизации лазерных мод. Дается подробное описание работы волоконного иттербиевого импульсного лазера с нелинейным волоконным зеркалом. Выполен численный расчет и представлены зависимости режимов работы и длительности выходного импульса от ключевых параметров лазера с нелинейным волоконным зеркалом.

В *Главе 3* представлено подробное исследование оптических свойств широкополосных насыщающихся поглотителей на основе одномерных и двумерных наночастиц, таких как одностенные углеродные нанотрубки, графен и тонкие слои дисульфида молибдена. Основываясь на экспериментальных параметрах насыщающихся поглотителей, разработаны и изучены экспериментальные схемы волоконных иттербиевых лазеров УКИ, а также определены зоны стабильности импульсных волоконных генераторов в зависимости от глубины модуляции насыщающегося поглотителя и полной величины дисперсии резонатора.

В Главе 4 рассматриваются методы усиления фемтосекундных импульсов до энергий в единицы и десятки мкДж на длине волны 1 мкм в компактных волоконных схемах. В

12

зависимости от применяемого типа задающего генератора, рассматриваются два метода усиления импульсов в активных световодах: в режиме большой нелинейности и в режиме низкой нелинейности. Рассматриваются два метода дисперсионного согласования стретчера и компрессора. Первый метод, когда дисперсионные характеристики стретчера подстраиваются под обычный компрессор на дифракционных решетках. И второй метод, когда дисперсионные характеристики компрессора подстраиваются под стретчер на отрезке обычного волокна для данной длины волны.

В *Главе* 5 рассматриваются методы оптической записи световодов в прозрачном материале, определены характерные параметры световых импульсов и рабочих зон для перманентного изменения показателя преломления. Используя разработанную методику записи, создан оптический световод с большим диаметром сердцевины (200 мкм), и на его основе предложена и реализована новая, гибридная схема лазерного усилителя с повышенной оптической эффективностью.

В Заключении сформулированы основные выводы диссертационной работы.

В конце работы представлен список литературы, перечень работ автора, а также благодарности автора диссертации.

Глава 1 Свойства оптических волокон. Характеристики ультракоротких импульсов и условия распространения импульсного излучения в волноводных структурах

1.1 Строение и свойства оптических волокон

В самом общем случае волоконный световод (Рис. 1.1) состоит из сердцевины и оболочки. Показатель преломления оболочки меньше показателя преломления сердцевины. Световоды с низкими потерями изготавливаются из кварцевого стекла, состоящего из плавленого кварца SiO₂. Для получения различных коэффициентов преломления сердцевины и оболочки в процессе изготовления применяют примеси. Для увеличения коэффициента преломления (сердцевина) кварца применяют GeO₂ и P₂O₅. В оболочке обычно используют фториды, добавление которых приводит к уменьшению показателя преломления кварца.



Рис. 1.1 – Строение волоконного световода и профиль показателя преломления

Изготовление кварцевых волокон происходит в два этапа. На первом этапе методом осаждения из газообразной фазы во внутреннюю часть кварцевой трубки изготавливается цилиндрическая заготовка с заданным профилем показателя преломления и соотношением размеров сердцевины и оболочки. На второй стадии заготовку вытягивают в волокно, используя

точный механизм подачи заготовки в печь с определенной скоростью. Во время вытяжки соотношение размеров оболочки и сердцевины сохраняется. Большинство оптических волокон имеют ступенчатый профиль показателя преломления, обусловленный резким изменением показателя преломления кварцевого стекла при переходе от сердцевины к оболочке. При прохождении излучения по оптическому волокну существует ограниченное количество возможных способов распространения. Если излучение распространяется в волокне с единственным гауссовым профилем интенсивности основной моды, его называют одномодовым, если же количество мод распространения больше одной – многомодовым. Количество мод, распространяющихся в световоде, определяется решением уравнений Максвелла для соответствующих граничных условий. Для определения количества мод, распространяющихся в волоконном световоде, обычно используют параметр V [1]:

$$V = k_0 a \left(n_1^2 - n_2^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$
(1.1)

. /

где $k_0 = 2\pi/\lambda$, a – радиус сердцевины, λ – длина волны света.

В случае ступенчатого профиля показателя преломления световод поддерживает только одну моду, когда параметр V меньше 2.405. Главное различие между одномодовыми и многомодовыми волноводами заключается в различии диаметра сердцевины (Рис. 1.2). Так, для одномодовых волокон диаметр сердцевины составляет примерно 3.6–8 мкм на длине волны 1 мкм. Диаметр сердцевины увеличивается до 9 мкм для одномодовых волокон на длине волны 1.55 мкм. Диаметр сердцевины многомодовых волокон обычно составляет несколько десятков микрометров. Диаметр оболочки не столь важен и должен удерживать в себе полностью поле излучения моды световода. Важным параметром для одномодовых волокон является длина волны отсечки, которая определяет минимальную длину волны, при которой волокно поддерживает только одну распространяемую моду. Для длин волн короче длины волны отсечки оптическое волокно является многомодовым. При распространении излучения по многомодовому волокну различные моды движутся под разными углами, в результате скорость распространения мод различна, что приводит к дисперсии импульса. Такая дисперсия называется многомодовых волокнах этот вид дисперсии отсутствует.



Рис. 1.2 – Оптические пути для излучения в оптических волокнах с разными профилями показателя преломления и с разными диаметрами сердцевины

Диаметр сердцевины одномодового волокна сопоставим с длиной волны излучения, в результате чего излучение может распространяться только по одному пути, а именно непосредственно через середину волокна. Распространяющаяся по одномодовому волокну мода излучения определяется как ТЕМ₀₀. Вектора электрического и магнитного поля для нее направлены перпендикулярно направлению распространения. Электрическое и магнитное поле экспоненциально убывают при удалении от центра волокна.



Рис. 1.3 – Поперечное распределение амплитуды поля в оптическом световоде, где ДПМ – диаметр поля моды световода

При этом часть электромагнитного поля распространяется по оболочке, как показано на Рис. 1.3. Чтобы определить область распределения излучения в волокне, переходят к

рассмотрению поля моды. В гауссовом приближении распределение поля основной моды определяется выражением [2].

$$F(r) = \exp\left(-r^2/w^2\right) \tag{1.2}$$

где w – радиус поля моды, который можно получить из следующей аппроксимации

$$w \approx a \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \right)$$
(1.3)

где – радиус сердцевины волокна, а параметр V изменяется в диапазоне от 1.2 до 2.4. Распределение интенсивности излучения в волокне определяется выражением $I(r) = |F(r)|^2$. На расстоянии w от центра поле убывает в *e* раз, а интенсивность в e^2 раз от максимального значения.

С целью сохранить состояние поляризации вдоль выделенной оптической оси при распространении излучения в волоконном световоде, изготавливают специальные дихроичные волокна. Такие волокна поддерживают две собственные моды, которые поляризованы в двух ортогональных направлениях вдоль оптических осей дихроичного световода. Степень двулучепреломления В оптического световода определяется как [3]

$$B = \frac{\left|\beta_x - \beta_y\right|}{k_0} = \left|n_x - n_y\right| \tag{1.4}$$

где $n_{x,y}$ – эффективные показатели преломления мод в двух ортогональных поляризационных состояниях. При распространении излучения по такому волокну происходит периодический обмен мощностью между этими двумя модами, как показано на Рис. 1.4.



Рис. 1.4 – Схема эволюции состояния поляризации излучения в дихроичном оптическом волокне, когда линейная поляризация входящего излучения составляет угол в 45° относительно быстрой или медленной оптической оси

Соответствующий период называется длиной биений и соответствует длине, на которой разность фаз между двумя ортогональными модами в волокне составляет 2*π* (Puc.1.4):

$$L_{B} = \frac{2\pi}{\left|\beta_{x} - \beta_{y}\right|} = \frac{\lambda}{B}$$
(1.5)

Ось, вдоль которой эффективный показатель преломления моды меньше, называется быстрой осью. Другая ось называется медленной. Чтобы малые случайные флуктуации двулучепреломления существенно не влияли на состояние поляризации, значение параметра двулучепреломления должно быть порядка 10^{-4} . В этом случае излучение, поляризованное вдоль одной из осей, сохраняет состояние поляризации, и соответствующие световоды называют оптическими волокнами с поддержкой поляризации. Один из способов получить необходимую величину параметра двулучепреломления достигаются введением в заготовку для волокна с двух противоположных сторон от сердцевины стержней из боросиликатного стекла. Вносимые этими стержнями статические напряжения определяют значение параметра В на уровне $\sim 10^{-4}$. Световод, изготовленный подобным способом, называется волокном с поддержкой поляризации типа PANDA. Сколотый торец такого волока показан на Рис. 1.5.



Рис. 1.5 – Торец оптического волокна типа PANDA

Максимальный угол падения луча света, а также угол расходимости излучения на выходе из волокна определяется числовой апертурой – синусом максимального угла падения луча по отношению к оси волокна, при котором свет входит в сердцевину и далее распространяется по волокну (Рис. 1.6). Для случая волокна со ступенчатым профилем показателя преломления числовая апертура определяется выражением:

$$NA = \sin(\alpha_0) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad , \tag{1.6}$$

где n_1 – показатель преломления сердцевины, n_2 – показатель преломления оболочки.



Рис. 1.6 – Оптимальный угол α₀ заведения излучения в оптическое волокно, а также угол расходимости излучения определяется числовой апертурой NA

1.2 Оптические свойства активных волокон на основе кварцевого стекла, легированного ионами иттербия

В качестве активной среды в волоконных лазерных генераторах и усилителях используют волокна с сердцевиной допированной ионами редкоземельных элементов. В стандартных оптических волокнах концентрация допанта постоянна внутри сердцевины и равна нулю в оболочке, в этом случае усиление излучения и поглощение накачки происходит только в сердцевине волокна. Для получения лазерной генерации на длине волны вблизи 1 мкм используют оптические волокна, допированные ионами иттербия Yb^{3+} . Заготовки, легированные ионами иттербия Yb³⁺, изготавливаются путем осаждения слоя состава SiO₂-GeO₂ в зону сердцевины при оптимальной температуре осаждения 1270±15°С с одновременным легированием Yb₂O₃ с использованием подходящей концентации легирующей примеси для получения оптимального процесса изготовления волокна с NA около 0,20-0,22. Иттербиевое кварцевое стекло является двухуровневой средой с переходом ${}^{2}F_{5/2} \rightarrow {}^{2}F_{7/2}$, схема уровней изображена на Рис. 1.7 [4]. Уровни ионов иттербия в кварцевом стекле расщеплены, в результате этого ионы иттербия в волокне работают по квази-четырехуровневой схеме и для достижения инверсной заселенности уровней требуется меньше мощности накачки по сравнению с трехуровневой схемой. На Рис. 1.8 [5] представлены спектры поглощения и излучения иттербия в кварцевом стекле. Из четырех линий излучения на длинах волн 977, 1020, 1032 и 1069 нм, первая на 977 нм соответствует квази-трехуровневой системе, а остальные три линии излучения соответствуют квази-четырехуровневой системе. Ширина спектра излучения ионов иттербия в кварцевом стекле вблизи линии 1032 нм превышает 40 нм, что позволяет

использовать такую активную среду для генерации и усиления импульсов фемтосекундной длительности.



Рис. 1.7 – Схема уровней иттербия в кварцевом стекле



Рис. 1.8 – Спектральные зависимости поперечных сечений поглощения и излучения для кварцевого стекла, допированного иттербием [6]

Максимально извлекаемая энергия импульса из волоконного усилителя определяется энергией насыщения активной среды [7]:

$$E_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma} S_{core} \tag{1.7}$$

Для стандартного волокна с диаметром сердцевины 5 мкм площадь сечения сердцевины $S_{core} = 20 \text{ мкм}^2$. Величина сечения поглощения для Yb³⁺ на длине волны 1030 нм $\sigma = 0.685 \times 10^{-20}$ см² и после подстановки в (1.7) получим $E_{sat} = 6.3 \text{ мкДж}$. Для волокна с большим диаметром сердцевины 20 мкм, площадь $S_{core} = 314 \text{ мкм}^2$ и, соответственно, $E_{sat} = 101 \text{ мкДж}$. Энергия насыщения для активных сред с ионами Yb³⁺ значительно выше, чем у других, широко используемых в практике. Для сравнения, при одинаковой площади сечения светового пучка, энергия насыщения для активной среды на основе иттербиевого стекла в 4.6 раз выше, чем у неодимового стекла и в 53 раза выше, чем у кристалла Ti:S [8].

Одной из основных причин, ограничивающей максимальную энергию импульса при усилении в волоконном усилителе является вынужденное комбинационное (Рамановское) рассеяние, возникающее при распространении излучения в оптическом волокне. Пороговая интенсивность для вынужденного рассеяния определяется как входное значение интенсивности накачки, для которого стоксовая волна усиливается в оптическом волокне. В этом случае процесс усиления комбинационного рассеяния должен превышать потери в волокне, т.е. $g_R I_h L >> \alpha_f L$, тогда выражение для пороговой интенсивности

$$I_{ih} \gg \frac{\alpha_f}{g_R} \tag{1.8}$$

Подставляя в (1.8) величину стационарного рамановского коэффициента усиления $g_R = 9.2 \cdot 10^{-14}$ м/Вт и коэффициент потерь в оптическом волокне $\alpha_f = 3.45 \cdot 10^{-4}$ м⁻¹, получаем значение для пороговой интенсивности $I_{th} = 375$ kBт/см². Рассмотрим интенсивность, начиная с которой компонента комбинационного рассеяния становится сравнима с сигнальной волной при усилении в волоконном сегменте длиной *L*. Запишем условие значительного превышения коэффициента усиления сигнальной волны по сравнению с коэффициентом усиления стоксовой волны

$$g_R I_{max} L \ll \sigma_e N L \tag{1.9}$$

где $\sigma_e = 0.685 \cdot 10^{-20}$ см² – сечение вынужденного излучения для активной среды с Yb³⁺, $N = 3.75 \cdot 10^{19}$ см³ – концентрация ионов Yb³⁺ в кварцевом стекле. Переписывая (1.9) в виде

$$I_{max} \ll \frac{\sigma_e N}{g_R} \tag{1.10}$$

получаем $I_{max} \ll 28 \ \Gamma BT/cm^2$. Предполагая длительность импульса $\tau_p = 200 \ nc$, для волокна с диаметром сердцевины 20 мкм и площадью сечения $S_{core} = 314 \ \text{мкm}^2$, максимальная энергия импульса $E_{max} \ll I_{max} \cdot \tau_p \cdot S_{core} = 18 \ \text{мкДж}$, что заметно ниже энергии насыщения иттербиевой активной среды E_{sat} для волокна с такой же площадью сечения сердцевины.

1.3 Характеристики ультракоротких световых импульсов

1.3.1 Определение характеристики длительности ультракороткого импульса

Комплексная зависимость электрического поля от времени без учета зависимости от пространственной координаты выражается в виде

$$e(t) = E(t) \exp\left[i(\omega_0 t - \varphi(t)\right] + k.c.$$
(1.11)

где E(t) и $\varphi(t)$ – временная амплитуда и фаза соответственно; $\omega_0 = 2\pi/T$ – частота, к.с. комплексное сопряжение. Регистрируемая интенсивность света записывается как

$$I(t) = e^{*}(t)e(t) = |E(t)|^{2}$$
(1.12)

Переместив фазовый параметр $\varphi(t)$ в часть, описывающую огибающую импульса, выражение (1.11) можно переписать как

$$e(t) = \overline{E}(t)\exp(i\omega_0 t) + k.c.$$
(1.13)

где $\overline{E}(t) = E(t) \exp(-i\varphi(t))$ – комплексная огибающая поля. Огибающая поля лазерного импульса, обычно представляется в виде гауссовой функции:

$$E(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{T_G^2}\right) \tag{1.14}$$

Записывая выражение поля (1.13) в реальном виде, предполагая $\varphi(t) = 0$, получим

$$e(t) = E_0 \exp\left\{-\frac{t^2}{T_G^2}\right\} \cos(\omega_0 t)$$
(1.15)

тогда выражение для интенсивности импульса

$$I(t) = |E(t)|^{2} = |E_{0}|^{2} \exp\left\{-2\frac{t^{2}}{T_{G}^{2}}\right\} = |E_{0}|^{2} \exp\left\{-\frac{t^{2}}{T_{0}^{2}}\right\}$$
(1.16)

На Рис. 1.9 представлены временные зависимости реальной части поля светового импульса, огибающей поля импульса и на Рис. 1.10 показана соответствующая временная зависимость интенсивности светового импульса.



Рис. 1.9 – Временные зависимости реальной части поля импульса и огибающей поля импульса. *T_G* – время спада огибающей амплитуды импульса от максимума до уровня *e*⁻¹



Рис. 1.10 – Временная зависимость огибающей интенсивности импульса. *T*_{1/2} – полная длительность импульса на полувысоте; *T*₀ – время спада огибающей интенсивности импульса от максимума до уровня *e*⁻¹

Полная длительность импульса на полувысоте для огибающей интенсивности:

$$T_{1/2} = 2\sqrt{\ln 2} T_0 \approx 1.665 T_0 \tag{1.17}$$

где T_0 – время спада кривой интенсивности импульса от максимума до уровня e^{-1} . Для гауссовой огибающей импульса, согласно (1.16), выполняется соотношение $T_0 = T_G/\sqrt{2}$.

1.3.2 Свойства частотно-модулированных импульсов

Физический смысл функции фазы $\varphi(t)$ в выражении (1.11) для поля импульса, когда она отлична от нуля, связан с зависимостью мгновенной частоты от времени

$$\omega_{inst}(t) = \omega_0 + \frac{d\varphi(t)}{dt}$$
(1.18)

Если зависимость фазы от времени линейная $\varphi(t) = bt$, то $\frac{d\varphi(t)}{dt} = b = const$. Ненулевое значение *b* можно интерпретировать как коррекцию мгновенной частоты, которая теперь равна $\omega_{inst}(t) = \omega_0 + b$. Для квадратичной зависимости фазы от времени $\varphi(t) = bt^2$ мгновенная частота изменяется линейно от времени $\omega_{inst}(t) = \omega_0 + bt$, и соответствующий импульс называется частотно-модулированным или чирпированным. Таким образом, квадратичная фазовая модуляция определяет линейную развертку изменения частоты от времени задержки или линейный чирп импульса. В общем случае частотная модуляция импульса описывается безразмерным параметром *C*:

$$C = \frac{d\omega_{inst}(t)}{dt}T_0^2$$
(1.19)

Учитывая частотную модуляцию, комплексная огибающая поля гауссового лазерного импульса (1.13) записывается в виде:

$$E_C(t) = \exp\left(-\frac{1+iC}{2}\frac{t^2}{T_0^2}\right)$$
(1.20)

Зная описание оптического импульса во временном представлении, с помощью преобразования Фурье получаем спектральное представление оптического импульса:

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp(i\omega_0 t) dt \qquad (1.21)$$

Подставляя выражение (1.20) в (1.21) получаем спектр частотно-модулированного импульса [9]:

$$E_{C}(\omega) = \left(\frac{2\pi T_{0}^{2}}{1+iC}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\omega^{2} T_{0}^{2}}{2(1+iC)}\right)$$
(1.22)

откуда находим половину полной ширины спектра на уровне e^{-1} от интенсивности:

$$\Delta \omega = \frac{\left(1 + C^2\right)^{1/2}}{T_0}$$
(1.23)

Ширина спектра становится минимальной при C = 0, т.е. при отсутствии частотной модуляции. В этом случае импульс называют спектрально-ограниченным, и для него выполняется соотношение:

$$\Delta \omega T_0 = 1 \tag{1.24}$$

Найдем значение произведения полной спектральной ширины Δv и длительности $T_{1/2}$ для спектрально-ограниченного импульса на уровне половины от максимума. Для этого, используя (1.17) перепишем (1.24) в виде $2\pi\Delta vT_{1/2}/(4\ln 2) = 1$, откуда для гауссового импульса получаем $\Delta vT_{1/2} \approx 0.441$. Без вывода приводим аналогичное значение для импульса с огибающей в виде гиперболического синуса $\Delta vT_{1/2} \approx 0.315$ [14].

Как следует из (1.23), в случае если частотная модуляция импульса не равна нулю, ширина спектра увеличивается в $(1+C^2)^{1/2}$ раз. Импульс с гауссовой огибающей сохраняет свою форму, проходя через участок оптического волокна длиной *z*, при этом его длительность определяется соотношением [11]:

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}$$
(1.25)

где β_2 – коэффициент дисперсии 2-го порядка или дисперсия групповой скорости (ДГС), T_1 – полуширина импульса на уровне e^{-1} после прохождения волоконного сегмента длины *z*.

При условии $\beta_2 C > 0$ длительность импульса будет монотонно увеличиваться, а в случае $\beta_2 C < 0$ – уменьшаться до минимальной длительности:

$$T_1^{\min} = \frac{T_0}{\sqrt{1 + C^2}}$$
(1.26)

с последующим увеличением. Отметим, что в случае положительной частотной модуляции короткие длины волн находятся у заднего фронта импульса, а длинноволновые – у переднего. В случае отрицательной частотной модуляции импульса (отрицательного чирпа), длины волн в импульсе распределены в обратном порядке.

1.3.3 Автокорреляционные методы измерения длительности ультракоротких световых импульсов

При измерении длительности ультракоротких импульсов возникает проблема с быстродействием электронных устройств (осциллографов, фотодиодов и тд.), временное разрешение которых в настоящее время не превышает десятков пикосекунд. В связи с этим для измерения длительностей ультракоротких импульсов, как правило, используют оптические автокорреляционные методы. Для измерения автокорреляционной функции поля светового импульса используют интерферометр Майкельсона (Рис. 1.11), длина одного из плеч которого может меняться, что позволяет вносить задержку т в один из интерферирующих каналов [12,13,14]. Изменяя задержку, можно наблюдать интерференцию двух пучков в виде чередования максимума И минимума интенсивности, при этом регистрируется автокорреляционная функция поля импульса:

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| E(t) + E(t-\tau) \right|^2 dt$$
(1.27)



Рис. 1.11 – Интерферометр Майкельсона. ДП – светоделительная пластинка, 3 – зеркало

Данный метод может использоваться для измерения длительности спектральноограниченных импульсов, но дает большую ошибку при измерении частотно-модулированных импульсов, сильно укорачивая автокорреляционный сигнал. Более точные методы измерения длительности импульсов связаны с измерением автокорреляции интенсивности, поскольку в этом случае на сигнал больше влияет огибающая импульса, а не взаимная интерференция компонент поля. Интенсивность импульса выражается через комплексное электрическое поле как $I(t) = |E(t)|^2$. Соответствующая автокорреляция интенсивности записывается в виде:

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| E(t) E(t-\tau) \right|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t-\tau) dt$$
(1.28)

Автокорреляция интенсивности импульса измеряется с помощью метода неколлинеарной генерации второй гармоники (Рис. 1.12). Метод позволяет определять длительность импульса, в том числе с внутренней частотной модуляцией, и является самым информативным с точки зрения точности и возможности определения контраста импульса. По этой причине в данной работе для определения длительности импульса в основном использовался метод неколлинеарной генерации второй гармоники.



Рис. 1.12 – Схема метода измерения длительности импульса, основанного на неколлинеарной генерации второй гармоники. КВГ – нелинейный кристалл для генерации второй гармоники, ДП – светоделительная пластинка, 3 – зеркало

На Рис. 1.13 А и В представлены зависимости амплитуды от времени для спектральноограниченного и частотно-модулированного импульсов соответственно. Как видно на соответствующих кривых автокорреляции интенсивности на Рис. 1.13 Б и Г, данный вид автокорреляции не учитывает временной фазы импульса, связанной с частотной модуляцией, и обе кривые имеют одинаковые длительности. В случае гауссовой огибающей интенсивности импульсов, длительность соответствующей автокорреляции в $\sqrt{2}$ раз превышает длительность огибающей интенсивности первоначальных импульсов.



Рис. 1.13 – Зависимости от времени амплитуд гауссовых импульсов A (спектральноограниченный) и B (частотно-модулированный) и соответствующие функции автокорреляции интенсивности Б и Г для метода неколлинеарной генерации второй гармоники

Комбинация двух рассмотренных ранее методов получается в случае генерации второй гармоники на выходе из интерферометра Майкельсона. Этот метод называют коллинеарной генерацией второй гармоники или автокорреляцией с разрешением структуры (Рис. 1.14). В этом случае измеряемая в эксперименте интенсивность записывается в следующем виде:

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \left[E(t) + E(t-\tau) \right]^2 \right|^2 dt$$
 (1.29)



Рис. 1.14 – Схема метода измерения длительности импульса, основанного на коллинеарной генерации второй гармоники. КВГ – нелинейный кристалл для генерации второй гармоники, ДП – светоделительная пластинка, З – зеркало

На рис. 1.15 А и В представлены зависимости амплитуды от времени для спектральноограниченного и частотно-модулированного импульсов соответственно. Для случая спектрально-ограниченного импульса ширина автокорреляционной функции (Рис. 1.15 В) равна ширине огибающей электрического поля. Наличие частотной модуляции импульса приводит к появлению пьедестала, определяемого вкладом автокорреляции интенсивности, а также к уменьшению области интерференционных осцилляций (Рис. 1.15 Г). Характерным параметром автокорреляционной функции с разрешением структуры, в случае спектрально-ограниченного импульса без пьедестала, является отношение максимума сигнала к крыльям равное 8:1.



Рис. 1.15 – Зависимости от времени амплитуд гауссовых импульсов А (спектральноограниченный) и В (частотно-модулированный) и соответствующие функции автокорреляции

интенсивности Б и Г для метода коллинеарной генерации второй гармоники

Выходные сверхкороткие импульсы волоконных лазеров, как правило, имеют частотную модуляцию, поэтому для измерения их длительности более подходят методы, основанные на измерении автокорреляционной функции интенсивности импульса.

1.4 Дисперсия в оптических волокнах

Дисперсия в оптическом волокне определяется наличием зависимости коэффициента преломления среды от частоты проходящего излучения. Эффекты дисперсии в световоде математически описываются разложением постоянной распространения $\beta = n(\omega)\omega/c$ в ряд Тейлора вблизи несущей частоты ω_0 [16]:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots$$
(1.30)

где $\beta_m = \left[\frac{d^m \beta}{d\omega^m}\right]_{\omega=\omega_0}$ (m = 0, 1, 2, 3...).

С коэффициентами дисперсии следующих после нулевого порядков связаны важные соотношения. Огибающая импульса движется на центральной частоте ω₀ с групповой скоростью v_g:

$$v_g = \frac{1}{\beta_1} \tag{1.31}$$

Коэффициент дисперсии второго порядка β_2 определяет уширение импульса при прохождении через прозрачную среду. Фаза излучения на расстоянии *z* меняется по закону $\phi(\omega,z)=\beta(\omega)z$. При распространении спектрально-ограниченного импульса через дисперсионную среду на длине *z* между разными частотными компонентами набегает разность фаз:

$$\phi(\omega, z) - \phi(\omega_0, z) = \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 \frac{z}{2} + \beta_3 (\omega - \omega_0)^3 \frac{z}{6}$$
(1.32)

В результате дисперсия среды приводит к появлению чирпа у спектральноограниченного импульса. Дисперсионное уширение импульса связано с различной скоростью распространения спектральных компонент импульса. Для спектрально-ограниченного импульса в качестве характерной длины, на которой проявляется дисперсионное уширение, принимается дисперсионная длина:

$$L_{d} = \frac{T_{0}^{2}}{\beta_{2}}$$
(1.33)

При этом длительность импульса на расстоянии *z* меняется по закону:

$$T_{1} = T_{0} \left(1 + \left(z / L_{d} \right)^{2} \right)^{1/2}$$
(1.34)

Откуда следует, что при прохождении светового импульса волоконного отрезка равного дисперсионной длине длительность импульса увеличивается в $\sqrt{2}$ раз. Общая дисперсия световода, которая определяется суммой материальной дисперсии сердцевины и волноводной дисперсии может значительно меняться в зависимости от параметров световода и длины волны излучения. Для стандартных волокон со ступенчатым профилем показателя преломления точка нулевой дисперсии второго порядка β_2 лежит вблизи длины волны 1.3 мкм [15]. Для длин волн больше 1.3 мкм дисперсия β_2 является отрицательной, а для длин волн меньше 1.3 мкм – положительной.

1.5 Нелинейные эффекты

При высоких интенсивностях излучения показатель преломления прозрачной среды меняется в зависимости от пиковой мощности *P*₀ проходящего излучения:

$$n = n_0 + \frac{n_2 P_0}{A_{eff}}$$
(1.35)

где $n_2 = 2.6 \cdot 10^{-20} m^2/W$ – нелинейный показатель преломления кварцевого стекла, а эффективная площадь взаимодействия A_{eff} определяется из выражения $A_{eff} = \pi w^2$, в котором радиус области облучения *w* определяется по формуле (1.3). На длине *z* нелинейный показатель преломления вызывает сдвиг фазы

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2 P_0}{A_{eff}} z \tag{1.36}$$

где λ – длина волны излучения. Для удобства записи выражений можно определить нелинейный коэффициент как

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \tag{1.37}$$

В этом случае нелинейный набег фазы определяется выражением

$$\phi_{NL} = \gamma P_0 z \tag{1.38}$$

Длина, на которой набег фазы равен единице называют нелинейной длиной, которая, согласно (1.38), определяется как

$$Z_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \tag{1.39}$$

Нелинейная длина определяет расстояние, на котором нелинейные эффекты становятся важными для эволюции импульса при распространении в световоде. В отличие от дисперсионных эффектов, нелинейные эффекты на больших интенсивностях импульсного излучения приводят к спектральному уширению и фазовой самомодуляции импульса. Для анализа эффекта фазовой самомодуляции (ФСМ) необходимо рассмотреть частное решение нелинейного уравнения Шредингера, что будет выполнено в разделе 1.7.

1.6 Нелинейное уравнение Шредингера

Распространение излучения в прозрачной среде описывается волновым уравнением Максвелла для электромагнитного излучения E(r,t) и наведенной поляризации P(r,t) [17]:

$$\nabla^{2}\vec{E}(\vec{r},t) = \frac{1}{c^{2}}\frac{\partial^{2}}{\partial t^{2}}\vec{E}(\vec{r},t) + \mu_{0}\frac{\partial^{2}}{\partial t^{2}}\vec{P}(\vec{r},t)$$
(1.40)

где наведенная поляризация представляется как сумма линейной и нелинейной частей:

$$P(r,t) = P_L(r,t) + P_{NL}(r,t)$$
(1.41)

В предположении малых возмущений, считая нелинейную часть индуцированной поляризации малым возмущением по сравнению с линейной индуцированной поляризацией, линейный компонент индуцированной поляризации выражается через свертку по времени поля и восприимчивости первого порядка:

$$P_{L}(r,t) = \varepsilon_{0} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') E(r,t') dt'$$
(1.42)

Нелинейный компонент индуцированной поляризации выражается через нелинейные восприимчивости высших порядков, принимая упрощение мгновенного отклика, которое справедливо в случае приближения $P_L(r,t) >> P_{NL}(r,t)$:

$$P_{NL}(r,t) \approx \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} E(r,t) \tag{1.43}$$

где в приближении третьего порядка нелинейной восприимчивости

$$\mathcal{E}_{NL}(r,t) = \frac{3}{4} \chi^{(3)} \left| E(r,t) \right|^2$$
(1.44)

Чтобы получить волновое уравнение для медленно меняющейся амплитуды поля удобно использовать спектральное представление. Применяя прямое преобразование Фурье

$$\tilde{E}(r,\omega) = FT\left\{E(r,t)\right\} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(i(\omega - \omega_0)t\right)E(r,t)dt$$
(1.45)

интеграл свертки $\chi^{(1)}(t-t')E(r,t')$ заменяется простым произведением, а также операторы производных времени переходят в операцию умножения на частоту: $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega$, $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \rightarrow -\omega^2$

Если приближенно считать ε_{NL} постоянной, после подставки уравнений (1.41)-(1.43) в (1.40) и применив прямое преобразование Фурье к уравнению (1.40), приходим к уравнению Гельмголца [11]

$$\nabla^2 \tilde{E}(r,\omega) + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E}(r,\omega) = 0$$
(1.46)

где $k_0 = \omega/c$.

Уравнение (1.46) можно решить использую метод разделения переменных, предполагая решение в виде

$$\tilde{E}(r,\omega-\omega_0) = F(x,y)\tilde{A}(z,\omega-\omega_0)\exp(i\beta_0 z)$$
(1.47)

где F(x,y) – поперечное распределение поля моды, а $A(z,\omega)$ – медленно меняющаяся функция продольной координаты *z*. Тогда (1.46) сводится к двум следующим уравнениям для F(x,y) и $A(z,\omega)$:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \left[\varepsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta}(\omega)^2 \right] F = 0$$
(1.48)

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \left(\tilde{\beta}(\omega)^2 - \beta_0^2\right)\tilde{A} = 0$$
(1.49)

Диэлектрическую проницаемость в (1.48) можно приближенно выразить как

$$\varepsilon(\omega) = (n + \Delta n)^2 \approx n^2 + 2n\Delta n \tag{1.50}$$

$$\Delta n = n_2 \left| E \right|^2 + \frac{i\alpha}{2k_0} \tag{1.51}$$

где α – линейный коэффициент поглощения, n_2 – нелинейный показатель преломления. Уравнение (1.48) решается с использованием теории возмущений первого порядка. В нулевом приближении находятся распределение поля моды F(x,y) и соответствующая постоянная распространения $\beta(\omega)$ при $\varepsilon = n^2$. Затем в первом приближении учитывается влияние малой величины Δn и находится собственное значение $\tilde{\beta}(\omega)$ для собственной функции – распределения поля моды F(x,y), найденного ранее в нулевом приближении. Откуда получаем решение в виде

$$\hat{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta \beta(\omega)$$
 (1.52)

$$\Delta\beta(\omega) = \frac{\omega^2 n(\omega) \int \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n(\omega) \left| F(x, y) \right|^2 dx \, dy}{c^2 \beta(\omega) \int \int_{-\infty}^{\infty} \left| F(x, y) \right|^2 dx \, dy}$$
(1.53)

Найденное решение уравнения (1.48) подставляем в (1.49), используя упрощение $\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2 \approx 2\beta_0(\tilde{\beta} - \beta_0)$, получаем

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i \left[\beta(\omega) + \Delta \beta(\omega) - \beta_0 \right] \tilde{A}$$
(1.54)

Далее используем разложение в ряд Тейлора для $\beta(\omega)$ (1.30) и применяем обратное преобразование Фурье

$$E(r,t) = FT^{-1}\left\{E(\omega,t)\right\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-i(\omega-\omega_0)t\right) E(r,\omega)d\omega$$
(1.55)

к уравнению (1.54), чтобы перейти во временную область. При этом операторы (ω - ω_0) и (ω - ω_0)² заменяются на $i \frac{\partial}{\partial t}$ и $-\frac{\partial^2}{\partial t^2}$ соответственно. После обратного Фурье преобразования (1.54) получаем уравнение для медленно меняющейся амплитуды A(z,t):

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + i\Delta\beta_0 A \qquad (1.56)$$

Используя выражения (1.51) и (1.53), после подстановки их в (1.56) получаем:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma(\omega_0) |A|^2 A$$
(1.57)

где использовали выражения для нелинейного коэффициента γ(ω) и эффективной площади моды *A_{eff}*.

$$\gamma(\omega) = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \tag{1.58}$$

$$A_{eff} = \frac{\left[\int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy\right]^4}{\int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}$$
(1.59)

Для определения эффективной площади моды A_{eff} используют гауссовое приближение основной моды световода $A_{eff} = \pi w^2$, а радиус гауссовой моды определяется из выражения (1.3).

Удобно перейти в систему координат, движущуюся с групповой скоростью *v*_g импульса, используя преобразование времени:

$$T = t - z / v_g = t - \beta_1 z \tag{1.60}$$

В результате чего получаем так называемое нелинейное уравнение Шредингера (НУШ):

$$\frac{\partial}{\partial z}A = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial T^2}A + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3}{\partial T^3}A + \frac{g_0 - \alpha_0}{2}A + i\gamma |A|^2 A$$
(1.61)

где g₀, α₀ – коэффициенты усиления и поглощения в оптическом волокне, β₂, β₃ – коэффициенты дисперсии 2-го и 3-го порядка соответственно.

Полученное уравнение описывает распространение лазерного излучения с линейной поляризацией в оптическом волокне. В том случае, если в волокне поддерживается два состояния поляризации вдоль *x* – «быстрой» и *y* – «медленной» осей, то уравнение (1.59)

принимает вид системы двух дифференциальных уравнений для двух ортогональных поляризаций поля в световоде:

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} = -\frac{\Delta \beta_1}{2} \frac{\partial A_x}{\partial T} - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_x}{\partial T^3} + \frac{g_0 - \alpha_0}{2} A_x + i\gamma \left(\left| A_x \right|^2 + \frac{2}{3} \left| A_y \right|^2 \right) A_x \\ \frac{\partial A_y}{\partial z} = +\frac{\Delta \beta_1}{2} \frac{\partial A_y}{\partial T} - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_y}{\partial T^3} + \frac{g_0 - \alpha_0}{2} A_y + i\gamma \left(\left| A_y \right|^2 + \frac{2}{3} \left| A_y \right|^2 \right) A_y$$

$$(1.62)$$

где *x*, *y* – две ортогональные оси в поперечном сечении волокна и $\Delta \beta_1 = \beta_{1,x} - \beta_{1,y}$.

Система нелинейных дифференциальных уравнений с частными производными (1.62) не имеет аналитического решения, поэтому используют численные методы решения данной задачи. Одним из наиболее эффективных методов численного решения задачи распространения импульсов в нелинейной среде с дисперсией является Фурье-метод расщепления по физическим параметрам (SSFM – Split-Step Fourier Method) [18,19]. Преимуществом этого метода является большая скорость счета, которая достигается с помощью применения алгоритма быстрого Фурье-преобразования [20].

Для описания метода SSFM представим уравнение (1.61) в следующем виде:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left(\hat{D} + \hat{N}\right)A , \qquad (1.63)$$

где \hat{D} – дифференциальный оператор, который описывает дисперсию и поглощение в линейной среде, а \hat{N} – нелинейный оператор, учитывающий только нелинейные эффекты в световоде, которые записываются в следующем виде:

$$\hat{D} = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3}{\partial T^3} + \frac{g_0 - \alpha_0}{2}$$
(1.64)

$$\hat{N} = i\gamma \left| A(z,T) \right|^2 \tag{1.65}$$

В оптическом волноводе дисперсия и нелинейность действуют совместно. В методе расщепления по физическим параметрам приближенное решение получают, предполагая, что при распространении излучения на малое расстояние h нелинейные и дисперсионные эффекты действуют независимо, как показано на Puc. 1.18.


Рис. 1.18 – Схема раздельного действия нелинейности и дисперсии на дискретных участках световода длины *h* в методе расщепления по физическим параметрам

Математически раздельное действие нелинейности и дисперсии можно записать в виде:

$$A(z+h,T) \approx \exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})A(z,T)$$
(1.66)

Как показано в [11], большая точность счета может быть достигнута, если разбить действие дифференциального оператора на две равных части и применять его с двух сторон рассматриваемого оператора:

$$A(z+h,T) \approx \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \exp\left(h\hat{N}\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) A(z,T)$$
(1.67)

Уравнение (1.67) будет использоваться в дальнейшем для математического моделирования распространения светового импульса в оптическом волокне. При этом действие экспоненциального оператора $\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)$, содержащего дифференцирование, можно выполнить, используя Фурье преобразование:

$$\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)A(z,T) = \left\{F^{-1}\exp\left[\frac{h}{2}\hat{D}(-i\omega)\right]F\right\}A(z,T)$$
(1.68)

здесь *F* и F^{-1} – операторы прямого и обратного Фурье преобразований, а $\hat{D}(-i\omega)$ можно получить из уравнения (1.64) заменой $\frac{\partial}{\partial T}$ на $-i\omega$, где ω – циклическая частота в Фурье-представлении. Таким образом, дифференциальный оператор в данном представлении является числом и уравнение (1.68) легко решается последовательным перемножением слагаемых.

Таким образом, последовательность операций в методе SSFM состоит из следующих шагов. Длина оптического световода делится на несколько сегментов длиной *h*. Оптическое поле A(z,T) проходит путь h/2, при этом учитывается только дисперсия групповых скоростей и для расчета используется алгоритм уравнения (1.68). Далее в точке z + h/2 поле умножается на нелинейный фактор $\exp(h\hat{N})$, который учитывает только действие нелинейности на всей длине сегмента. И на конечном шаге поле проходит оставшееся расстояние h/2, где, как и на первом шаге, действует только дисперсия. В результате получаем поле в конце сегмента A(z + h,T).

1.7 Фазовая самомодуляция

Нелинейное уравнение Шредингера в приближении отсутствия дисперсии ($\beta_2 = \beta_3 = 0$) и усиления ($g_0 = 0$) имеет вид

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{i}{L_{NL}} \exp(-\alpha_0 z) |U|^2 U \qquad (1.69)$$

где $U(z,t) = A(z,t)/\sqrt{P_0}$ – нормализованная амплитуда поля.

Решение уравнения (1.69) выражается как

$$U(z,t) = U(0,t) \exp(i\phi_{NI}(z,t))$$
(1.70)

где U(0,t) – огибающая амплитуды поля при z = 0, а фазовый параметр определяется как

$$\phi_{NL}(z,t) = \left| U(0,t) \right|^2 \left(\frac{z_{eff}}{L_{NL}} \right)$$
(1.71)

где $z_{eff} = [1 - \exp(-\alpha_0 z)]/\alpha_0$. Из уравнения (1.71) следует, что ФСМ вызывает набег фазы, зависящий от интенсивности импульса, при этом огибающая импульса, определяемая уравнением (1.70) и U(0,t), остается неизменной. Максимальный набег фазы возникает в центре импульса при t = 0 и определяется как

$$\phi_{\max} = \frac{z_{eff}}{L_{NL}} = \gamma P_0 z_{eff} \tag{1.72}$$

Уширение спектра вследствие ФСМ происходит в результате зависимости величины фазового набега от времени. Изменение мгновенной частоты определяется производной фазы по времени:

$$\delta\omega(t) = \frac{\partial\phi_{NL}(z,t)}{\partial t} = \frac{\partial\left|U(0,t)\right|^2}{\partial t} \frac{z_{eff}}{L_{NL}}$$
(1.73)

Поскольку в уравнении (1.73) присутствует производная от амплитуды огибающей импульса, степень и форма спектрального уширения зависят от временной огибающей импульса. На Рис. 1.17 показаны примеры спектрального уширения в результате ФСМ для гауссового нечирпированного импульса при нескольких значениях максимального фазового набега ϕ_{max} .



Рис. 1.17 – Уширение спектра гауссового импульса при фазовой самомодуляции в зависимости от максимального набега фазы ϕ_{max}

Из Рис. 1.17 видно, что спектр имеет линейчатую структуру с максимумами интенсивности на краях. Величина ϕ_{max}/π приблизительно соответствует количеству осцилляций в ФСМ – уширенных спектрах.

1.8 Синхронизация мод как способ получения сверхкоротких лазерных импульсов

В волоконных лазерах генерация ультракоротких импульсов (УКИ) осуществляется при помощи метода синхронизации лазерных мод [21,22,23]. Метод заключается в генерации большого числа продольных мод, ограниченных полосой усиления активного элемента с определенным фазовым соотношением. Если фазы синхронизованы таким образом, что происходящая между ними интерференция приводит к биениям (усилению одного порядка и ослаблению других), то в результате временная зависимость интенсивности излучения приобретает вид периодической последовательности импульсов. Их длительность обратно пропорциональна ширине спектра, охватывающего эти моды, а период равен времени обхода резонатора.

Рассмотрим простой пример синхронизации мод, когда все моды имеют одинаковую амплитуду E_0 , расстояние между соседними модами равно $\Delta \omega$, ω_0 – частота центральной моды, φ_q – фаза моды q, а общее число мод N = 2n + 1. Тогда электромагнитное поле этих мод можно записать в виде суммы по всем модам излучения:

$$E(t) = \sum_{q=-n}^{n} E_0 e^{i\left[(\omega_0 + q\Delta\omega)t + \phi_q\right]}$$
(1.74)

В данном случае синхронизацией мод называют ситуацию, когда $\phi_q - \phi_{q-1} = \Delta \phi = const.$ Тогда сумму можно записать в виде:

$$E(t) = E_0 e^{i(\omega_0 t + \phi_0)} \sum_{q=-n}^n e^{iq(\Delta\omega t + \Delta\phi)}$$

$$(1.75)$$

Получается сигнал с амплитудной модуляцией на центральной частоте ω₀. Амплитудная модуляция определяется множителем:

$$A(t) = \sum_{q=-n}^{n} e^{iq(\Delta\omega t + \Delta\phi)}$$
(1.76)

Сумма в выражении (1.76) содержит геометрическую прогрессию и может быть представлена в следующем виде:

$$I(t) \propto \left|A(t)\right|^{2} = \frac{\sin^{2}\left[(2n+1)\Delta\omega t/2\right]}{\sin^{2}\left(\Delta\omega t/2\right)}$$
(1.77)

Получившаяся функция представляет собой периодическую последовательность узких линий (импульсов).

Рассмотрим основные особенности функции представленной выражением (1.77). При увеличении числа мод происходит уменьшение длительности импульса и увеличение его амплитуды (Рис. 1.19).



Рис. 1.19 – Метод импульсной генерации, основанный на синхронизации лазерных мод, следующих с периодом *T* и с модовым расстоянием Δω относительно центральной частоты генерации ω₀ (a). Показано уменьшение длительности импульса Δt при увеличении количества лазерных мод с *N* = 7 (b) до *N* = 15 (c)

Период функции составляет $T_R = 2\pi/\Delta\omega$. Длительность импульса обратно пропорциональна количеству лазерных мод умноженных на модовый промежуток или ширине спектра, охватывающего эти моды, как следует из выражения:

$$\Delta t \approx 2\pi / (2n+1) \Delta \omega = 1 / \Delta \nu \tag{1.78}$$

где ∆*v* – полная спектральная ширина генерации. Как было показано в разделе 1.3, более точно для случая Гауссовой формы импульса, полная ширина импульса на полувысоте зависит от спектральной ширины генерации следующим образом:

$$T_{1/2} = \frac{2\ln 2}{\pi\Delta\nu} = \frac{0.441}{\Delta\nu}$$
(1.79)

1.8.1 Активная синхронизация мод

Способы получения синхронизация мод делятся на активные и пассивные. В первом случае в резонатор вводятся потери на частоте в точности обратной величине времени полного обхода резонатора оптическим импульсом $\Delta \omega = 2\pi/T_R$. Обычно используют акустооптический модулятор, который располагают на пути луча в резонаторе, внося гармонические потери на

частоте $\Delta \omega$. Таким образом, с помощью модулятора, энергия основных мод переходит на боковые моды $\omega_0 \pm \Delta \omega$ (Рис. 1.20), далее в результате последовательной модуляции основной и боковых мод, лазерные моды выстраиваются в ряд с одинаковым интервалом $\Delta \omega$ по всей ширине спектра генерации.



Рис. 1.20 – Схема последовательной модуляции основной и боковых мод в методе активной синхронизации мод. Поле моды (М) на частоте f_{n0} модулируется акустооптическим модулятором, в результате чего возникают боковые составляющие (М–1) и (М+1) с частотами f_{n0-1} и f_{n0+1} , имеющие определенные амплитуды и фазы

В результате активной синхронизации мод получаем импульс, имеющий гауссову огибающую, длительность которого определяется выражением (1.79).

1.8.2 Пассивная синхронизация мод

При активной синхронизации мод длительность импульса связана со скоростью модуляции внутрирезонаторных потерь, которая ограничена скоростью срабатывания электронных схем задающего генератора или модулирующей способностью акустического кристалла. В случае если оптический импульс сам определяет модулирующий процесс, время модуляции становится сравнимо с длительностью импульса и может уменьшаться с уменьшением длительности импульса. Нелинейное просветление (уменьшение потерь) насыщающегося поглотителя при высоких интенсивностях излучения приводит к появлению условий для выделения импульса с максимальной амплитудой из генерации стохастических импульсов. В результате чего в резонаторе остается один циркулирующий импульс, как показано на Рис. 1. 21. Такой процесс называют пассивной синхронизацией мод, при котором в результате быстрых процессов самомодуляции регистрируются импульсы с минимальной длительностью, определяемой спектральной шириной усиления активного элемента [24]. В зависимости от скорости срабатывания (релаксации) внутрирезонаторных модуляторов, их разделяют на быстрые (100–500 фс) и медленные (десятки пикосекунд). В таком диапазоне от

500фс до 10пс происходит релаксация широко используемых в настоящее время полупроводниковых насыщающихся поглотителей. В случае быстрой релаксации насыщающегося поглотителя происходит максимальное укорочение импульса [25,26] до длительности

$$\tau_{\min} \approx \frac{1}{\Omega_g} \tag{1.80}$$

где Ω_g – ширина полосы усиления активного элемента.

В случае медленной релаксации насыщающегося поглотителя процесс пассивной синхронизации мод также возможен, но длительность импульса увеличивается [27].



Рис. 1.21 – Метод пассивной синхронизации мод с использованием насыщающегося поглотителя в лазерном резонаторе

Стабильная генерация последовательности импульсов в режиме непрерывной генерации без шумовой составляющей, связанной с модуляцией добротности, определяется соотношением параметров усиливающего элемента и насыщающего поглотителя. Условия стабильной импульсной генерации в условиях пассивной синхронизации мод изучены в ряде работ [28,29,30] для разных типов лазерных резонаторов, усиливающих сред и насыщающихся поглотителей.

1.9 Насыщающиеся поглотители, используемые для пассивной синхронизации мод

1.9.1 Полупроводниковое насыщающееся зеркало

Конструкция полупроводникового зеркала SESAM содержит полупроводниковое брэгтовское зеркало и (около поверхности) слой с одиночной квантовой ямой. Материал брэгтовского зеркала имеет большую энергию запрещенной зоны, поэтому в этой области практически не происходит поглощения. Наиболее распространенный тип SESAM используется в лазерах, излучающих в диапазоне длин волн 1 мкм [31]. Здесь насыщаемый поглотитель представляет собой квантовую яму InGaAs (или иногда несколько квантовых ям), где содержание индия регулируется для достижения соответствующего значения энергии запрещенной зоны. Квантовая структура формируется химическим осаждением из газовой фазы тонкого слоя InGaAs толщиной 5–20 нм в приповерхностной зоне (в первом слое) брэгтовского зеркала [32]. Структура зеркала основана на слоях GaAs и AlAs, выращенных на пластине арсенида галлия как показано на Рис. 1.22.



Рис. 1.22 – Схема полупроводникового зеркала с насыщающимся слоем на квантовой структуре InGaAs. Основное брэгговское зеркало состоит из чередующихся слоев GaAs и AlAs

Насыщаемое поглощение связано с межзонным переходом: энергия поглощенных фотонов передается электронам, которые переносятся из валентной зоны в зону проводимости. Сначала имеется некоторая довольно быстрая термализация электронов и дырок внутри зоны проводимости и валентной зоны в пределах 50–100 фс, а позже (часто в масштабе десятков или сотен пикосекунд) носители заряда в валентной зоне (дырки) и в зоне проводимости (электроны) рекомбинируют, часто через взаимодействие с кристаллическими дефектами [33,34], как показано на Рис. 1.23.



Рис. 1.23 – Схема зонной структуры полупроводникового зеркала и основные переходы при световом воздействии

При малых интенсивностях поглощение света остается ненасыщенным. Однако при высокой оптической интенсивности падающего излучения электроны будут накапливаться в зоне проводимости и, вследствие блокировки Паули, вероятность поглощения фотонов начнет уменьшаться, что в итоге приведет к насыщению поглощения. Сразу после прохождения возбуждающего импульса поглощение восстанавливается, сначала частично за счет внутризонной тепловой релаксации, а затем полностью за счет электрон-дырочной рекомбинации. Время релаксации насыщающегося поглотителя t_R – экспоненциальная постоянная времени релаксации поглощения после действия возбуждающего импульса, обычно регистрируется в диапазоне от нескольких сотен фемтосекунд до сотен пикосекунд. Кривая релаксации часто не имеет экспоненциальной формы (Рис. 1.24). Время релаксации сильно зависит от плотности дефектов в тонком слое полупроводникового поглотителя. Наблюдается первая, быстрая фаза релаксации с временем затухания 200 фс, связанная с быстрой термализацией носителей заряда и медленная фаза релаксации с временем затухания 5 пс, связанная с последующей рекомбинацией электронов и дырок.



Рис. 1.24 – Кривая релаксации полупроводникового поглотителя после импульсного светового возбуждения

К наиболее важным характеристикам SESAM можно отнести поток насыщения F_S – плотность энергии падающего импульса, при котором коэффициент поглощения образца падает до уровня e^{-1} (37%) от уровня поглощения при слабом сигнале. Глубина модуляции ΔR – максимальное нелинейное изменение отражательной способности. Уровень ненасыщаемых потерь $\Delta R_{ns} = 1 - R_{ns}$, которые остаются при полном насыщении образца, здесь R_{ns} – максимально достижимое значение коэффициента отражения для данного образца. Как правило, ненасыщаемые потери выше для SESAM с большей глубиной модуляции.

Типичные зависимости оптического пропускания от плотности потока импульса для устройств SESAM представлены на Рис. 1.25, где показано, как зависит коэффициент отражения от плотности энергии (потока энергии) падающего импульса, где ΔR – глубина модуляции, ΔR_{ns} – ненасыщаемые потери. Загиб кривой вниз (черная линия) после 10 µJ/см² связан с влиянием двухфотонного поглощения на больших интенсивностях падающего излучения.



Рис. 1.25 – Кривая насыщения полупроводникового зеркала (красная линия); загиб кривой вниз (черная линия) на больших интенсивностях падающего излучения связан с влиянием двухфотонного поглощения

Поскольку на границе раздела полупроводник-воздух присутствует френелевское отражение, это вместе с брэгговским отражением приводит к эффекту оптической интерференции двух волн. Изменяя толщину области между передней поверхностью зеркала и брэгговским отражателем, можно получать разную интенсивность оптической стоячей волны в области, где располагается тонкий слой поглотителя. В случае если на границе раздела полупроводник-воздух располагается минимум стоячей волны, такая структура SESAM называется анти-резонансной, имеет более низкое проникновение поля в поглотитель и, следовательно, более низкую глубину модуляции в дополнение к более высокой плотности насыщения.

Анти-резонансный SESAM является нелинейным оптическим устройством, имеющим очень низкий коэффициент отражения для слабых оптических сигналов, таких как шум, и высокий коэффициент отражения для импульсных сигналов высокой мощности. Из-за короткого времени релаксации поглотителя сразу же после прохождения импульса такое устройство блокирует минимальный уровень оптического шума, при этом увеличивается контраст наиболее интенсивных импульсов. Используется в импульсных лазерах для модуляции добротности резонатора или в устройствах выделения импульса для увеличения контраста и уменьшения шумовой составляющей. В случае если на границе раздела полупроводник–воздух располагается максимум стоячей волны (Рис. 1.26), такая структура SESAM называется резонансной [35,36], имеет высокое проникновение поля в зону поглотителя.

47



Рис. 1.26 – Схема слоев и резонансная структура SESAM. В тонком слое InGaAs поглотителя располагается максимум стоячей волны падающего излучения

Резонансные конструкции SESAM имеют большую глубину модуляции и меньшую плотность насыщения, а также более узкий диапазон рабочих длин волн и низкий порог разрушения. Используются в генераторах ультракоротких импульсов для обеспечения самозапуска режима импульсной генерации и пассивной синхронизации мод. Выражение для описания отражательной способности SESAM, основанное на двухуровневой модели без учета двухфотонного поглощения приводится ниже:

$$R(F) = \frac{F_{out}}{F_{in}} = R_{ns} \frac{\ln\left(1 + \frac{R_{lin}}{R_{ns}} \left(e^{F/F_s} - 1\right)\right)}{F/F_s}$$
(1.81)

где R – коэффициент отражения, зависящий от F – плотности энергии импульса падающего на поверхность зеркала; F_{in} и F_{out} – плотности энергии импульса для падающего и отраженного от зеркала излучения, соответственно; R_{lin} – линейный коэффициент отражения при слабом сигнале, который выражается как $R_{lin} = exp(-\Delta R - \Delta R_{ns})$; F_S – плотность энергии насыщения.

Типичные значения для F_s лежат в диапазоне от 1 до 100 мкДж/см². Глубина модуляции может достигать 50%, но, как правило, для разных образцов SESAM меняется в диапазоне от 10% до 30%. Уровень ненасыщаемых потерь ΔR_{ns} обычно не превышает нескольких процентов.

1.9.2 Одностенные углеродные нанотрубки

Одностенные углеродные нанотрубки (ОУН) представляют собой одномерную (1D) модификацию углерода и, будучи распределенными в жидких суспензиях или встроенными в полимерные матрицы, могут применяться в качестве нелинейных оптических модуляторов. Быстрое время релаксации < 1пс и поглощение в диапазоне 1–1.7 мкм позволяют использовать ОУН как насыщающийся поглотитель для синхронизации мод в импульсных волоконных и твердотельных лазерах [37–53]. Режим пассивной синхронхронизации мод с использованием ОУН, встроенных в различные матрицы, наблюдался авторами в эрбиевых волоконных импульсных лазерах на длине волны 1.55 мкм [46,47], в неодимовых кристаллических лазерах Nd:GdVO4 на длине волны 1.34 мкм [52], в лазерах на центрах окраски в кристаллах LiF на длине волны 1.15 мкм [51], в тулиевых лазерах на длине волны 1.9 мкм [53], что говорит о широкополосном характере насыщающихся поглотителей на основе ОУН. Оптические свойства ОУН определяются геометрией нанотрубки или способом закрутки листа графена в цилиндр. Построение модели нанотрубки с индексами (11,7) показано на Рис. 1.27.



Рис. 1.27 – Геометрия образования одностенных углеродных нанотрубок из листа графена (а): L
– линия закручивания, ф – угол хиральности или угол между линией шестиугольников и линией закручивания; свойства скрученной нанотрубки (б) определяется длиной вектора C,
соединяющего границы L и L', а также длиной составляющих его векторов с индексами 11 и 7 (количество шестиугольников вдоль линии каждого вектора)

Кроме индексов (n, m), геометрию нанотрубки можно охарактеризовать длиной окружности цилиндра (длина вектора *C*) и углом хиральности ф. Если вектор C совпадает с вертикальной или наклонной линией шестиугольников, получаются не закрученные трубки (n,0) и (n, n).

Металлическим типом зонной структуры обладают те нанотрубки, для которых разность n – m кратна трем, то есть треть нанотрубок [54]. Остальные нанотрубки являются полупроводниками с шириной запрещенной зоны от нескольких десятых до примерно двух эВ, возрастающей с уменьшением диаметра нанотрубки (Рис. 1.28).



Рис. 1.28 – Зонная структура трех типов одностенных углеродных нанотрубок: (а) – нанотрубки с металлическим типом, для которых разность индексов *n* – *m* кратна трем; (б) и (в) – полупроводниковый тип нанотрубок с шириной запрещенной зоны, возрастающей с уменьшением диаметра нанотрубки, для которых разность индексов *n* – *m* не кратна трем

В настоящее время разработано несколько методов синтеза ОУН [55]. Наиболее распространенными из них, являются дуговой синтез (arc), лазерная абляция, каталитическое разложение СО газа при высоком давлении (HipCO), каталитическое газофазное осаждение из паров спирта. Каждый из методов обеспечивает свои значения среднего диаметра синтезированных нанотрубок. Существующие методы синтеза позволяют получить смесь из различных по диаметру и хиральности углеродных нанотрубок, изогнутых произвольным образом. Стабильной формой существования материала ОУН являются пучки, включающие по 15–100 нанотрубок близкого диаметра, причем диаметр ОУН, синтезированных разными способами, варьируется в диапазоне 0.4–2 нм. Такие структурные различия приводят к изменениям электронных свойств нанотрубок и сильно ограничивают их практическое применение. Наличие в среде поглотителя нанотрубок разного диаметра дает в результате

широкий спектральный диапазон рабочих полос поглощения, которые можно использовать в качестве активных для разных лазерных систем. Вместе с тем, зависимость ширины запрещенной зоны, а следовательно, и спектральных свойств от геометрических размеров отдельных нанотрубок, позволяет в некоторых пределах конструировать желаемый спектр поглощения посредством выборки нанотрубок определенного размера из общей смеси, получаемой при синтезе.



Рис. 1.29 Оптический спектр поглощения стабильных суспензий с растворами ОУН, полученных методом дугового синтеза (arc) и методом HipCO

На Рис. 1.29 приведен спектр оптического поглощения в широком спектральном диапазоне стабильных суспензий с растворами дуговых ОУН (arc) и ОУН, полученных методом HipCO. На спектре определяются полосы E_{11s} и E_{22s}, положение которых связано с величинами энергетических зазоров между первыми и вторыми симметричными сингулярностями ван Хова в плотности электронных состояний для полупроводниковых нанотрубок. Оптические переходы разрешены между симметричными сингулярностями [56]. Модуляция широких полос более узкими пиками соответствует поглощению света одиночными нанотрубками различных геометрий. Принципиально важным моментом в достижении оптического качества сред, содержащих нанотрубки, является дезинтеграция пучков ОУН. Для разбиения пучков применяется методика ультразвуковой обработки ОУН в растворителе в присутствии молекул поверхностно-активного вещества (ПАВ) с последующим ультрацентрифугированием и выделением наиболее легкой верхней фракции [57]. Матрицами для ОУН могут быть жидкие и твердые среды, также модуляторы с ОУН легко приготовить в виде тонких прозрачных пленок

или полимерных блоков, что необходимо для использования в кольцевых схемах лазеров, где требуется насыщающийся поглотитель, работающий в режиме пропускания излучения.

В настоящее время внутрирезонаторные модуляторы с ОУН для пассивной синхронизации мод лазеров ультракоротких импульсов применяются в волоконных и распределенных твердотельных системах в диапазоне длин волн генерации от 1 до 1.99 мкм. Такой диапазон определяется спектральными характеристиками ОУН, поскольку оптические спектры поглощения полупроводниковых трубок имеют наиболее интенсивные полосы E₂₂₈ и *E*_{11s} вблизи 1 и 1.6 мкм соответственно. Положение спектральных полос поглощения зависит от диаметра нанотрубок, и, следовательно, от метода синтеза ОУН [58]. Используя зависимость спектральных свойств ОУН от диаметра нанотрубок, можно подобрать диапазон диаметров получаемых в результате синтеза и последующей очистки углеродных нанотрубок, когда центр полосы поглощения E_{22s} или E_{11s} находится вблизи рабочей длины волны. В случае интересующей нас длины волны 1.03 мкм, наиболее благоприятным распределением диаметров нанотрубок является диапазон 0.95-1.1 нм, для которых центр полосы поглощения E_{22s} располагается вблизи длины волны 1 мкм [58]. Распределение нанотрубок по диаметрам близкое к 1 нм дают методы лазерной абляции с катализатором RhPd, а также метод HiPCO с катализаторами Fe или Co/Mo [59,60]. Основное выражение для описания коэффициента пропускания модуляторов света на основе наночастиц, в том числе для ОУН, основанное на двухуровневой модели приводится ниже:

$$T(I_0) = \frac{I_{out}}{I_0} = \exp\left(-\frac{\alpha_0}{1 + \frac{I_0}{I_s}} - \frac{\beta I_0}{2} - \alpha_{NS}\right) \approx T_{NS} - \frac{\Delta T}{1 + \frac{I_0}{I_s}} - \frac{\beta I_0}{2}$$
(1.82)

где I_0 и I_{out} падающая и прошедшая через образец интенсивность соответственно; σ_0 – сечение поглощения для перехода между валентной зоной и зоной проводимости; β – коэффициент двухфотонного поглощения; $\alpha_0 = \sigma_0 \cdot N \cdot L$ – коэффициент поглощения образца при малой интенсивности; ΔT – изменение коэффициента пропускания при насыщении образца или глубина модуляции; L – толщина образца; $T_{\rm NS} = 1 - \Delta T_{NS} \approx 1 - \alpha_{NS}$ – ненасыщаемая часть оптического пропускания; α_{NS} – ненасыщаемая часть коэффициента поглощения. Графическое представление основных параметров насыщающегося поглошения ОУН, входящих в выражение (1.82) показаны на Рис. 1.30.



Рис. 1.30 – Зависимость коэффициента пропускания пленочного насыщающегося поглотителя с ОУН от пиковой интенсивности падающего излучения. Для расчета кривой использовали выражение (1.77) и параметры $T_{NS} = 0.9$, $\Delta T = 0.02$, $I_S = 52$ MBT/cm²

Плотность энергии насыщения находится из соотношения $F_S = I_S \cdot T_{1/2}$, где $T_{1/2}$ – длительность возбуждающего импульса.

Величина плотности энергии насыщения для ОУН находится в диапазоне 10–50 мкДж/см², что сравнимо с аналогичной величиной для полупроводниковых насыщающихся поглотителей. Уровень ненасыщаемых потерь для модуляторов на основе ОУН достаточно высок и часто превышает глубину модуляции, т.е. $\Delta T_{NS} > \Delta T$. Глубина модуляции ΔT для устройств с ОУН, как правило, не превышает 10%, что значительно меньше глубины модуляции для SESAM-ов, которая может достигать 30–50%. Однако, как было показано в [30], необходимая глубина модуляции для стабильной синхронизации мод определяется параметрами лазерного резонатора и во многих случаях не превышает нескольких процентов.

1.9.3 Однослойный и многослойный графен

Графен как 2D материал обладает уникальными механическими, электрическими и оптическими свойствами, которые связаны с электронной структурой графена, его плоской гексагональной решеткой, образованной *sp*² гибридизацией атомов углерода. Оптические свойства графена определяются его зонной структурой, где в первой зоне Бриллюэна вблизи

особой точки К (точки Дирака), закон дисперсии энергии электронов имеет линейную зависимость от волнового вектора и отсутствует запрещенная зона между валентной зоной и зоной проводимости [61]. Вследствие этого в графене наблюдается сверхвысокая подвижность электронов, которая определяет сверхбыструю релаксационную динамику фотовозбужденных носителей заряда, а также широкополосное линейное и нелинейное поглощение света в видимой области и в ближнем ИК диапазоне. Разные дисперсионные свойства носителей заряда вблизи точки Дирака для однослойного и многослойного графена определяют различия в процессах фотовозбуждения носителей заряда, их последующей релаксации, а также влияют на интенсивность двухфотонных процессов при взаимодействии с мощным лазерным излучением.

Сверхбыстрая релаксационная динамика при импульсном возбуждении определяет интерес к графену как перспективному модулятору светового излучения. В ряде работ [62,63,63] были проведены исследования нелинейных оптических свойств графена с точки зрения использования в качестве насыщающегося поглотителя для пассивной синхронизации мод импульсных лазеров. В работах других авторов рассматриваются схемы лазеров УКИ с внутрирезонаторными модуляторами на основе графена [65–71]. Основное количество исследований выполнены на длинах волн 1 мкм и 1.5 мкм. Отсутствуют или недостаточно работ, описывающих применение графен-содержащих оптических модуляторов на длине волны 2 мкм, где излучают тулиевые и гольмиевые лазерные источники. Из существующих можно отметить работы, где показано применение насыщающихся поглотителей на основе графена для модуляции добротности тулиевых волоконных лазеров на длине волны 2 мкм, где на выходе регистрировали микросекундные и субмикросекундные лазерные импульсы [72,73].

Ниже описаны процессы, приводящие к насыщению оптического поглощения в графене и быстрой релаксации возбужденных состояний сразу после импульсного возбуждения. После оптического возбуждения графена ультракоротким импульсом происходит неравновесное распределение носителей заряда в валентной зоне и в зоне проводимости (Рис. 1.33b).

54



Рис. 1.33 – (а) – зонная структура графена и заселенность зон электронами (серый цвет) вблизи точки Дирака. Разрешенный оптический переход показан стрелкой; (b) – нестационарное распределение фотовозбужденных носителей заряда сразу после импульсного возбуждения; (c) – промежуточное состояние равновесия после внутризонной релаксации носителей заряда за время τ₁; (d) – последующая релаксация за счет фонон-электронного и фонон-дырочного рассеяния за время τ₂

Для описания динамики переходов обычно рассматривают два времени релаксации [74-76]. Первое время быстрой термализации, около 100 фс, связывают со столкновениями носителей заряда внутри зон. При импульсном возбуждении образца графена происходит резкое увеличение плотности носителей на уровне, соответствующем энергии возбуждающего фотона. В результате запрета Паули уменьшается вероятность поглощения фотонов с той же энергией, что приводит к уменьшению поглощения и просветлению образца на длине волны возбуждения. Через время τ_1 , соответствующее времени быстрой релаксации носителей, устанавливается промежуточное равновесие (Рис. 1.33с) и поглощение образца снова увеличивается, определяя первую, сверхбыструю фазу релаксации насыщающегося поглощения в графене. Медленный процесс лежит в пикосекундном интервале и связан с межзонной рекомбинацией фононов электронов И дырок, a также остыванием горячих (Рис. 1.33d) [75]. При наличии большого количества работ в области исследования нелинейных оптических свойств графена, результирующие выводы часто бывают противоречивы. Экспериментальные значения интенсивности насыщения графеновых слоев иногда отличаются на несколько порядков. Одна из попыток объяснить различия изложена в [77], где авторы из первых принципов рассчитывают сечения поглощения для внутризонных и межзонных переходов для однослойного графена и находят существенную зависимость величины

интенсивности насыщения от уровня Ферми в графеновом слое. Тем не менее, теория не предсказывает величину интенсивности насыщения в несколько ГВт/см², которая регистрируется для межзонного поглощения в реальных экспериментах [78].

Для многослойного графена важным параметром является количество слоев в листе. Количество слоев косвенно, но достаточно точно определяется по ширине и сдвигам линий в Рамановском спектре [79,80]. На Рис.1.31 [80] показан спектр комбинационного рассеяния графена с различным количеством слоев. Спектральная линия G в районе 1583 см⁻¹ соответствует генерации дважды вырожденной моды в центральной точке зоны Бриллюэна и присутствует во всех графитовых структурах с sp^2 гибридизацией. G линия чувствительна к эффектам натяжения и может использоваться для определения модификаций на поверхности графена. Спектральную линию 2D в диапазоне 2500–2800 см⁻¹, отвечающую за двухфононный процесс и зависящую от частоты возбуждающего лазера, используют для определения количества слоев многослойного графена [79,80]. Как видно на Рис 1.31(b), 2D линия однослойного графена значительно интенсивнее по сравнению с многослойным графеном. При увеличении количества слоев 2D линия уширяется и ее максимум смешается в область больших волновых чисел. Также количество слоев в листе графена можно определить по соотношению интенсивностий G и 2D линий.



Рис. 1.31 a) G и 2D линии в спектрах комбинационного рассеяния графена с различным количеством слоев; b) ширина 2D линии и положение максимума в зависимости от количества слоев в листе графена

Характерная черта оптического спектра поглощения графена связана с линией поглощения π -плазмона на длине волны 268 нм [79], как показано на Рис. 1.32 [67] для стабильной суспензии графена в водном растворе дезоксихолата натрия. В инфракрасном диапазоне графен имеет длинный хвост поглощения, простирающийся до 12 мкм, благодаря чему модуляторы света на основе графена можно использовать на значительном интервале длин волн от ближнего до среднего ИК диапазонов.



Рис. 1.32. Спектр поглощения стабильной суспензии графена в водном растворе дезоксихолата натрия

Зависимость коэффициента пропускания от интенсивности падающего излучения описывается выражением (1.77), полученным ранее для ОУН. Глубина модуляции ΔT для устройств на основе слоев графена, так же как и для ОУН, обычно не превышает 10%. Плотность энергии насыщения F_S для модуляторов на основе графена существенно выше, чем для ОУН или SESAM и может достигать нескольких млДж/см².

1.9.4 Однослойные и многослойные дихалькогениды переходных металлов

Дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) как двумерные материалы со свойствами полупроводников являются перспективными соединениями для использования в пленочной оптоэлектронике [81]. В отличие от другого двумерного материала, графена, дихалькогениды переходных металлов, такие как MoS₂, MoSe₂, WS₂, WSe₂, MoTe₂ обладают шириной запрещенной зоны в видимой и в ближней ИК части спектра, что позволяет использовать их в качестве солнечных элементов и высокочувствительных детекторов света. ДПМ по своей

структуре является двумерным материалом (Рис. 1.34), что приводит к возникновению необычных свойств и характеристик. Например, однослойные ДПМ являются прямозонными, т. е. в них переход электрона из зоны проводимости в валентную зону не сопровождается потерей импульса, в связи с чем эти соединения отлично подходят для создания транзисторов в электронике и датчиков в оптике. Вместе с тем ДПМ проявляют эффект насыщения поглощения при высокой интенсивности падающего излучения, что можно использовать для пассивной синхронизации мод в волоконных генераторах УКИ. Наилучшие результаты, достигнутые к настоящему моменту, заключаются в использовании дисульфида вольфрама (WS₂) в волокнистом лазере с синхронизованными модами на основе иттербия [82] и дителлурида молибдена (МоТе₂) в тулиевом волоконном лазере [83]. Используя насыщающиеся поглотители на основе тонких пленок многослойных MoS₂, авторы получали импульсную генерацию, используя модуляцию добротности [88] в тведотельном Nd:YAG лазере на длине волны 1064 нм и синхронизацию мод [89] в волоконном эрбиевом лазере на длине волны 1569 нм. Однослойные и многослойные MoS₂, как наиболее изученные соединения среди ДПМ, показывают значительный нелинейный оптический отклик [84-87] и будут рассмотрены ниже в данном разделе. Методы механической и химической эксфолиации кристаллического MoS₂ для получения однослойных и многослойных чешуек субмикронного размера, в том числе разной геометрии позволяют изменять нелинейный отклик в широких пределах [90]. Оптический спектр на Рис. 1.36(а) имеет четыре полосы поглощения с максимумами при 666, 608, ~440 и 395 нм, что соответствует линиям поглощения четырех экситонных состояний A, B, C и D для слоистого MoS₂.



Рис. 1.34 – Просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения для однослойного MoS₂, полученного методом химического осаждения на медной фольге. Показана химическая структура слоя элементарных ячеек из атомов Мо и S

Однослойный MoS₂ обладает сильным двухфотонным поглощением (ДФП) для импульсов фемтосекундной длительности на длине волны 1 мкм, что затрудняет его использование в качестве НП для синхронизации мод или модуляции добротности. Однако, многослойный MoS₂ демонстрирует значительное насыщаемое поглощение (*SA*) на той же длине волны.

Многослойный MoS₂ имеет повторяющуюся структуру с одним слоем атомов Mo, расположенным между двумя слоями атомов S с симметрией кристалла D_{6h}^4 . При утончении до монослоя кристаллическая структура редуцируется до нарушенной инверсионной симметрии D_{3h}^{1} , и MoS₂ превращается из полупроводника с непрямой запрещенной зоной с энергетической щелью ~1.29 эВ в прямозонный полупроводник с энергетической щелью ~1.88 эВ [91], как показано на Рис. 1.35.



Рис. 1.35 – Сдвиг зоны проводимости относительно валентной зоны при изменении количества слоев в MoS₂ в плоскости *E*–*k*. При утончении до монослоя MoS₂ превращается из

полупроводника с непрямой запрещенной зоной с энергетической щелью ~1.29 эВ (А) в полупроводник с прямой запрещенной зоной с шириной ~1.88 эВ (Б); ВЗ – валентная зона, ЗП – зона проводимости

Из-за этого нарушения симметрии, а также эффекта спин-орбитальной связи максимум валентной зоны монослоя расщепляется. Разделение на линии A и B при 600 нм и 700 нм происходит из-за спин-орбитального расщепления переходов в точке K двумерной зоны Бриллюэна MoS₂ (Рис. 1.36b). Пики поглощения на линиях C и D при 400 нм и 450 нм возникают из-за переходов между валентной зоной VB и высшими уровнями плотности состояний зоны проводимости CB в районе серой вертикальной полосы BN [92, 93] (см. Рис. 1.36b).



Рис. 1.36 – Оптический спектр поглощения суспензии MoS₂ в растворе ПАВ с характеристическими линиями *A*, *B*, *C* и *D* (а). Разделение на линии *A* и *B* происходит из-за спин-орбитального расщепления уровней валентной зоны VB_B и VB_A и зоны проводимости CB_B и CB_A с оптическими переходами между ними в точке *K* зоны Бриллюэна (b). Пики поглощения при 400 нм и 450 нм (*C* и *D*) возникают из-за переходов между высшими уровнями плотности состояний в районе серой вертикальной полосы BN [93] (b)

Количество слоев при механической и химической эксфолиации кристаллического MoS_2 определяется по анализу линий комбинационного рассеяния. Спектр комбинационного рассеяния многослойного MoS_2 показан на Рис. 1.37. Определяются два характерных пика для двух фононных мод A_{1g} и E^{1}_{2g} : для колебаний поперек плоскости атомов Мо и S при 406 см⁻¹ и для колебаний в плоскости атомов Мо и S при 381 см⁻¹ с разницей между модами в диапазоне 24–25 см⁻¹. Величина разности частот между этими двумя модами может быть использована для определения толщины слоя MoS_2 . Например, величина разницы в 24.3 см⁻¹ соответствует 4–5 слоям MoS_2 [94, 95]. Для кристаллического порошка MoS_2 эта разность равна 25.7 см⁻¹



Рис. 1.37 – Спектры комбинационного рассеяния многослойного и кристаллического MoS₂; показаны два характерных пика фононных мод *A*_{1g} и *E*¹_{2g} для колебаний поперек и в плоскости расположения атомов Мо и S соответственно

Нелинейный оптический отклик в MoS_2 демонстрирует поведение, зависящее от количества слоев, например, генерация второй гармоники происходит только в слоистом MoS_2 с нечетным числом слоев [96,97], тогда как генерация третьей гармоники может использоваться для идентификации атомных слоев MoS_2 [98]. Что касается нелинейного поглощения, то многослойный MoS_2 демонстрирует значительное насыщаемое поглощение в видимой области спектра на длинах волн 800, 600 и 500 нм, глубина модуляции которого может достигать 20%. Тем не менее, механизмы нелинейного поглощения в однослойном и многослойном MoS_2 остаются неясными, и систематическое исследования, а также теория расчета параметров нелинейного поглощения для глубокого понимания механизмов оптических переходов в однослойных и многослойных MoS_2 , а также для применения этого двумерного полупроводника в фотонике.

1.9.5 Использование насыщающихся поглотителей на основе 1D и 2D наночастиц в резонаторах лазеров сверхкоротких импульсов

Основные способы расположения насыщающихся поглотителей в лазерных резонаторах показаны на Рис. 1.38. [99].



Рис. 1.38 – Варианты расположения насыщающихся поглотителей на основе наночастиц в лазерных резонаторах

Вариант (а) в основном применяется для насыщающихся зеркал, в том числе для SESAM. Одним из распространенных способов применения нанотрубок или графена в волоконных лазерах является вариант (с), когда полимерная пленка с наночастицами размещается между двух волоконных ферул, которые центрируются и прижимаются друг к другу с помощью адаптера. Диаметр пятна лазерного излучения на образце в этом случае примерно равен диаметру сердцевины волокна. Недостатком этого метода является большая лазерного излучения, падающая на поглотитель, в результате интенсивность чего увеличивается вероятность оптического разрушения. Более универсальным является способ (b), где происходит позиционирование насыщающегося поглотителя в области перетяжки сфокусированного лазерного излучения, что дает возможность регулировать падающую на образец интенсивность излучения при выборе оптимального режима. Вариант (d) редко применяется из-за сложности изготовления микроотверстия, проходящего через волоконную сердцевину [100], а сам метод не дает ощутимых преимуществ перед методами, описанными выше. В методах (e) и (f) для облучения насыщающегося поглотителя используют зону [101,102]. частичного выхода излучения из волоконной сердцевины Такой метод позиционирования снижает пиковую интенсивность на пленке поглотителя, что увеличивает степень защиты пленки модулятора от оптического разрушения.

1.10 Режимы стабильной импульсной генерации в волоконных лазерах

Существует несколько основных режимов стабильной импульсной генерации в волоконных лазерах. Ниже будут рассмотрены их особенности и отличия, а также основные преимущества и недостатки.

1.10.1 Стационарный солитонный режим

В области отрицательной дисперсии оптических световодов могут существовать устойчивые световые пакеты, обусловленные совместным действием дисперсии и нелинейных эффектов. Такие световые пакеты называют солитонами. Они могут распространяться на значительные расстояния без изменения своей формы [103]. Если солитон не меняет своей формы при распространении, то он называется фундаментальным.

Стационарную форму импульса можно найти, полагая в упрощенном уравнении НУШ (1.61), при $\beta_3 = 0$ решение вида

$$A(z,T) = A_{s}(T)\exp(-i\Phi z)$$
(1.83)

Подставив (1.83) в (1.61), получим выражение для амплитуды поля импульса

$$\frac{1}{2}\beta_2 \ddot{A}_s - \Phi A_s + \gamma A_s^3 = 0$$
(1.84)

это уравнение преобразуется к виду:

$$\beta_2 \dot{A}_s^2 - 2\Phi A_s^2 + \gamma A_s^4 = 0 \tag{1.85}$$

В случае $\gamma > 0$ и $\beta_2 < 0$ (аномальная дисперсия) уравнение имеет решение, где форма импульса в солитонном режиме описывается гиперболическим синусом

$$A_s(T) = A_0 \operatorname{sech}(T/T_0)$$
(1.86)

где длительность солитона T_0 и его амплитуда A_0 удовлетворяют соотношению

$$2\Phi = \frac{|\beta_2|}{T_0^2} = \gamma A_0^2 \tag{1.87}$$

Солитон образуется в том случае, если набег фазы за счет дисперсии волокна равен отставанию фазы за счет фазовой самомодуляции. Из этого условия, используя выражения (1.33) и (1.39) можно получить значение пиковой мощности фундаментального солитона при распространении в световоде:

$$P_{s} = \frac{|\beta_{2}|}{\gamma T_{0}^{2}} = \frac{3.11|\beta_{2}|}{\gamma \Delta t_{1/2}^{2}}$$
(1.88)

Солитоны высших порядков распространяются с периодическим изменением своей формы. Период солитона характеризует расстояние, проходя которое солитоны высших порядков принимают первоначальные характеристики. Период солитона равен:

$$z_{s} = (\pi/2)L_{d} = \frac{\pi}{2} \frac{T_{0}^{2}}{|\beta_{2}|}$$
(1.89)

Максимально допустимая фазовая задержка на длине резонатора L в волоконных солитонных лазерах обычно имеет порядок числа π . Используя выражение (1.38), можно записать $\gamma P_s L = \pi$ и, далее, используя выражение (1.88) для P_s получим для длительности импульса

$$T_0 = \sqrt{D_2} \tag{1.90}$$

где $D_2 = |\beta_2|L$ – абсолютное значение аномальной (отрицательной) дисперсии волоконного резонатора.

Импульсная генерация солитонных лазеров становится нестабильной, когда общая дисперсия резонатора D_2 приближается к нулю. В этом случае, согласно (1.90), длительность импульса уменьшается так, что ширина полосы спектра солитона приближается к ширине полосы усиления волоконного усилителя. Поэтому, при уменьшении общей дисперсии резонатора, длительность импульса в солитонных лазерах в стабильных режимах обычно не опускается ниже нескольких сотен фемтосекунд. Одной из проблем создания условий для формирования оптических солитонов на длине волны 1 мкм является отсутствие обычных (не фотонно-кристаллических) одномодовых волокон с аномальной дисперсией на этой длине волны. Как было показано в [104,105], стабильное распространение солитона в волоконном резонаторе возможно только при выполнении условия, что длина резонатора меньше восьми периодов солитона.

Экспериментальные данные показывают, что длина резонатора должна быть даже меньше чем 1–2 периода солитона. Условие (1.90) ограничивает минимальную длительность импульса солитона, которая связана с длиной резонатора. Другое ограничение связано с обратно пропорциональной зависимостью пиковой мощности солитона от длительности импульса. Так для солитона имеющего длительность 1 пс, распространяющегося в световоде с

параметрами $\beta_2 = -20 \text{ nc}^2/\text{км}$ и $\gamma = 1.3 \text{ Br}^{-1} \text{ км}^{-1}$, согласно уравнению (1.90) имеем пиковую мощность 48 BT, что соответствует незначительной энергии импульса 48 пДж. Одно из основных характерных свойств оптического спектра солитонного лазера заключается в наличии боковых полос Келли, расположенных симметрично относительно центрального максимума, как видно на Рис. 1.39.



Рис. 1.39 – Оптический спектр (а) и огибающая импульса (b) волоконного солитонного лазера

Боковые спектральные полосы образуются в результате интерференции несущей частоты импульса со слабым световым континуумом, который сопровождает солитонный импульс при распространении в оптическом волокне.

1.10.2 Режим растянутого импульса

В режиме генерации растянутого импульса преодолеваются ограничения, накладываемые на импульс в случае солитонного режима, Для данного режима характерно наличие в резонаторе двух волоконных сегментов с равными по абсолютной величине нормальной и аномальной дисперсиями (Рис.1.40).



Рис. 1.40 – Эволюция огибающей импульса в волоконном резонаторе, состоящем из двух волоконных сегментов с равными по абсолютной величине нормальной и аномальной дисперсиями

Таким образом, импульс, проходя по резонатору через первый волоконный сегмент, удлиняется, а затем сжимается до первоначальной величины во втором волоконном сегменте. В результате усредненная по длине резонатора пиковая плотность мощности импульса будет меньше, чем в случае прохождения спектрально-ограниченного импульса с неизменяемой формой импульса. Выходящий из резонатора импульс является частотно модулированным и может быть компрессирован или растянут отрезками волокон разной длины, как показано на Рис. 1.41.



Рис. 1.41 – Выходящий из волоконного резонатора импульс может быть компрессирован или растянут выходными отрезками волокон разной длины

Как и в случае солитонного лазера, условие для максимального фазового сдвига при меньшей в два раза средней пиковой мощности $\gamma(P_s/2)L = \pi$ приводит к выражению для определения длительности импульса:

$$T_0 = \frac{1}{2}\sqrt{D_2}$$
(1.91)

где $D_2 = |\beta_2|L$ – значение только нормальной (положительной) дисперсии волоконного резонатора. В этом случае длительность импульса зависит только от общей величины нормальной дисперсии всех волоконных сегментов резонатора, в отличие от случая солитонного лазера, когда длительность импульса определяется результирующей величиной суммы дисперсий всех волоконных сегментов. Таким образом, в режиме растянутого импульса, волоконный генератор способен излучать импульсы при суммарной дисперсии резонатора равной нулю. Поскольку плотность мощности в резонаторе уменьшается в результате растягивания импульса, в таком режиме получены импульсы с длительностью меньше 100 фс с максимальной энергией до 0.5 нДж [106]. В статье [107] проводится сравнение режима растянутого импульса и солитонного режима импульсной лазерной генерации в волоконных лазерах. Показано, что для приблизительно одинаковой длины резонатора в режиме растянутого импульса можно получить в несколько раз больше энергии в импульсе по сравнению с солитонным режимом. При этом минимально достижимая длительность импульса, получаемая в этом режиме, в несколько раз меньше, чем для солитонов. Также в солитонном режиме у импульса присутствует экспоненциально убывающий пьедестал, который практически не наблюдается в режиме растянутого импульса [108]. Основным параметром, характеризующей режим растянутого импульса, является близкая к нулю суммарная дисперсия резонатора (< 0.01 ps²). Для сравнения, в солитонном режиме для генерации импульсов длительностью 300 фс с длиной резонатора равной двум периодам солитона требуется суммарная дисперсия $\sim -0.1 \text{ ps}^2$.

1.10.3 Генерация параболических импульсов

Параболические импульсы являются еще одним стационарным решением уравнения НУШ с нормальной дисперсией резонатора. Такие импульсы имеют параболическую зависимость медленной огибающей от времени:

$$A(t) = A_0 \left(1 - \frac{t^2}{\tau^2} \right)^{1/2} \exp\left[-iC \frac{t^2}{2\tau^2} \right]$$
(1.92)

Поскольку фурье-образ параболы это парабола, импульс является параболическим и во временной и в частотной областях. Процессы нормальной ГВД и ФСМ действуют так, что добавляют параболическую фазу во временную и частотную область соответственно, при этом профиль импульса остается неизменным [109,110]. Пиковая мощность параболического импульса в стационарном режиме:

$$P_0 = \frac{D_2}{2\gamma L} \frac{C^2}{\tau^2} , \qquad (1.93)$$

где D_2 – общая дисперсия волоконного резонатора.

Поскольку величина чирпа пропорциональна ширине импульса, фактическая пиковая мощность параболических импульсов не становится больше, чем в солитонном лазере. Поэтому фактическая нелинейная фазовая задержка в параболическом волокнистом лазере сравнима с солитонным или управляемым дисперсией лазером. Однако наблюдается увеличение энергии в *C* раз, поскольку параболические импульсы чирпированы и имеют большую в *C* раз длительность. Как правило, спектры лазеров с генерацией параболических импульсов уширяются, заполняя всю полосу усиления активной среды, позволяя получать самые короткие импульсы по сравнению с другими волоконными лазерами. Импульсы таких источников, как правило, сжимаются до предела длительности спектрально ограниченного импульса, обеспечивая длительность до 40 фс от волоконных лазеров, легированных Yb [111]. Энергии импульсов до нескольких нДж являются типичными для лазеров на основе одномодового волокна в режиме генерации параболических импульсов. Пример спектра от Yb-лазерного источника, генерирующего параболические импульсы, показан на Рис. 1.42.



Рис. 1.42 – Спектр параболического импульса

Характеристика масштабирования огибающей импульса при параболическом усилении на длине активного волокна 6 м представлена на Рис. 1.43.



Рис. 1.43 – Масштабируемое изменение огибающей параболического импульса при усилении на отрезках активного волокна длиной от 1 до 6 метров

Лимитирующими факторами при усилении параболических импульсов являются ограниченная полоса усиления активной среды и вынужденное Рамановское рассеяние [112], которые заметно проявляются при энергиях импульса в волоконном усилителе превышающих значение 1 мкДж.

1.10.4 Диссипативный оптический солитон

Для волоконных лазеров с нормальной дисперсией резонатора существует возможность стабильной импульсной генерации в режиме диссипативного оптического солитона. Диссипативные солитоны образуются в результате баланса дисперсии, ФСМ и потерь при прохождении импульса через спектральный фильтр и насыщающийся поглотитель. В общем случае распространение излучения в режиме диссипативного солитона описываются комплексным уравнением Гинзбурга-Ландау:

$$\frac{\partial}{\partial z}A = gA + \left(\alpha - i\frac{\beta_2}{2}\right)\frac{\partial^2}{\partial T^2}A + (\kappa - i\gamma)|A|^2A - \delta|A|^4A$$
(1.94)

где *g* – коэффициент усиления в оптическом волокне, α – обратная величина полосы пропускания спектрального фильтра, к – коэффициент поглощения насыщающегося

поглотителя, γ – нелинейный коэффициент ФСМ, δ – коэффициент двухфотонного поглощения насыщающегося поглотителя.

Общее решение для стационарного случая найдено в виде

$$A(t,z) = A_0(t)\exp(i\phi(t) - iqz)$$
(1.95)

где $A_0(t)$ – зависимость медленной огибающей от времени, $\phi(t)$ – зависимый от времени сдвиг фазы частотных компонент относительно несущей частоты импульса q – фаза, обусловленная сдвигом несущей частоты относительно огибающей [114,115]. Аналитическое стационарное решение для функции медленной огибающей в виде гиперболического синуса получено только для импульсов с небольшой величиной чирпа [116]. Понятие диссипативный солитон подразумевает, что импульс формируется за счет равновесия между усилением и потерями в резонаторе за один круговой проход. При этом эффекты фазовой самомодуляции и дисперсионного уширения импульса компенсируются спектральным селективным элементом [117].

Спектральный фильтр является ключевым элементом в обеспечении самосогласованности при распространении импульсного излучения в резонаторе лазера в режиме диссипативного солитона. В результате действия дисперсии и ФСМ импульс спектрально уширяется и удлиняется по времени. Последующая спектральная фильтрация чирпированного импульса уменьшает длительность импульса, удаляя спектральные компоненты на переднем и заднем фронтах импульса. Таким образом, самосогласованность излучения при проходе резонатора сохраняется по мере того, как импульс сначала удлиняется в волоконных сегментах резонатора, а затем возвращается к своей начальной длительности под действием спектрального фильтра перед следующим круговым проходом. Распространяясь по лазерному резонатору, диссипативный солитон испытывает периодические спектральные и временные изменения, а выходной импульс сильно чирпируется. Выходной спектр и сжатый (компрессированный) импульс на выходе волоконного лазера, генерирующего импульсы в режиме диссипативного солитона показаны на Рис. 1.44. Крутые склоны спектров являются одной из отличительных особенностей диссипативных солитонов. Энергия импульса, получаемого в режиме диссипативного солитона, как правило, больше энергии импульса, получаемого в режиме растянутого импульса, и может достигать нескольких десятков наноджоулей [118].

70



Рис. 1.44 – Выходной спектр и автокорреляционная функция сжатого импульса на выходе волоконного лазера, генерирующего импульсы в режиме диссипативного солитолна

1.11 Усиление и компрессия чирпированных импульсов

Волоконная технология и волоконные усилители идеально подходят для работы на высокой средней мощности выходного излучения, а также характеризуются высокой стабильностью выходных характеристик, при этом сохраняется идеальное качество пучка с дифракционной расходимостью. Однако в случае усиления сверхкоротких импульсов, на большой длине волокна накапливаются нелинейные резонансные и нерезонансные эффекты, которые существенно ограничивают максимально достижимую энергию в импульсе.

К числу таких эффектов можно отнести фазовую самомодуляцию, четырехволновое смешение, а также эффекты вынужденного Рамановского и Бриллюэновского рассеяния. Эти эффекты искажают спектр сигнала и временные характеристики импульса, а также ограничивают коэффициент усиления. Общепринятой схемой реализуемой в импульсных усилителях большой мощности является схема усиления чирпированных импульсов (УЧИ), когда сверхкороткий импульс задающего генератора перед усилением растягивается до длительности в десятки и сотни пикосекунд, достаточной для последующего усиления с минимальным количеством нелинейных искажений [119,120,121].

Метод усиления чирпованных импульсов (Рис. 1.45) предполагает использование расширителя импульсов (стретчера) перед волоконным усилителем мощности для снижения плотности мощности излучения проходящего по усиливающему волокну, что уменьшает влияние НФС на форму и спектр усиленного импульса.

71



Рис. 1.45 – Схема усиления чирпированных импульсов: расширитель импульсов (стретчер), усилитель и компрессор, сжимающий усиленные импульсы до первоначальной длительности. 1– зеркало, 2– дифракционная решетка, 3– призма ретроотражателя.

После уширения и усиления импульсов, на заключительной стадии происходит сжатие импульсов до первоначальной длительности в компрессоре. Вариант компрессора, состоящий из двух дифракционных решеток с возможностью регулировки коэффициентя сжатия в широких пределах, используется чаще по сравнению с другими, более сложными в технологическом исполнении на отрезке фотонно-кристаллического волокна [122] или на объемной дифракционной решетке [123], дающими фиксированную величину коэффициента сжатия. Схема типичного стретчера на распределенных элементах для метода УЧИ, представлена на Рис. 1.46.



Рис. 1.46 – Схема стретчера импульсов с использованием двух диэлектрических дифракционных решеток и двух линз с фокусными расстояниями *f*₁ и *f*₂ [124]

Величина дисперсии второго порядка для такой схемы стретчера [124]:

$$D_2^{str}(\lambda) = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2 d^2 \cos^2(\theta)} (z_1 + M^2 z_2), \qquad (1.96)$$
где $M = f_1/f_2$, f_1 и f_2 – фокусные расстояния используемых в стретчере линз, d – период дифракционной решетки, θ – угол падения на дифракционную решетку. Величина β_2^{str} такого стретчера имеет положительное значение, увеличивая вклад нормальной дисперсии для проходящего излучения.

После прохождения такого стретчера импульс удлиняется, приобретая положительную частотную модуляцию. Положительная частотная модуляция означает, что частота излучения нарастает от переднего фронта к заднему. При прохождении такого импульса через среду с аномальной дисперсией, длительность импульса на выходе из среды становится меньше начальной. Такой процесс называют компрессией импульса лазерного излучения. Для компрессии импульса с положительной линейной частотной модуляцией используют оптический компрессор, состоящий из двух дифракционных решеток [125]. Значение аномальной дисперсии такой системы регулируется с помощью изменения расстояния *b* между решетками (Рис. 1.47).



Рис. 1.47 – Схема компрессора для сжатия чирпированных импульсов, где *G* – диэлектрическая дифракционная решетка, θ – угол падения излучения на решетку,

b – расстояние между решетками

Выражение для коэффициента дисперсии второго порядка, при однократном проходе двух параллельных дифракционных решеток с периодом штрихов *d*, отстоящих друг от друга на расстоянии *b* имеет вид [126]:

$$D_2^{cpr}(\lambda) = -\frac{\lambda^3 b}{2\pi c^2 d^2 \cos^3\left\{\arcsin\left[\frac{\lambda}{d} - \sin\theta\right]\right\}}$$
(1.97)

Обычно для компенсации пространственных искажений пучка используют обратный проход пучка в компрессоре [127]. Проход пучка в обратном направлении не только восстанавливает форму пучка, но и удваивает величину дисперсии второго порядка. Стретчер и компрессор, которые были рассмотрены выше, действуют на проходящее излучение так, что полностью компенсируют величины дисперсий второго порядка друг друга, т.е. $D_2^{cpr} = -D_2^{str}$, а также, частично, дисперсии высших порядков. Возможность получить усиленный импульс без искажения первоначальной формы зависит во многом от дисперсионной совместимости стретчера и компессора. В идеальном случае должны выполняться условия для компенсации дисперсий высших порядков $D_n^{cpr} = -D_n^{str}$, где n > 2. Дисперсия третьего порядка находится через операцию дифференцирования известной зависимости дисперсии второго порядка от длины волны:

$$D_{3}(\lambda) = -\frac{\lambda^{2}}{2\pi c} \frac{d}{d\lambda} D_{2}(\lambda)$$
(1.98)

Согласно (1.96) и (1.98), дисперсия третьего порядка стретчера на распределенных элементах отрицательная и в основном компенсируется положительной дисперсией третьего порядка компрессора, как следует из (1.97) и (1.98). На Рис. 1.48 показаны зависимости $D_3^{cpr}(\lambda)$ и $-D_3^{str}(\lambda)$ для рассмотренных выше стретчера и компрессора на дифракционных решетках, полученные для конфигурации b = 12.5 см, $z_1 = z_2 = 11$ см, M = 1, d = 0.625 мкм (для решетки 1600 штрихов/мм).



Рис. 1.48 – Спектральные зависимости дисперсий третьего порядка для компрессора с параметрами *b* = 12.5 см, *d* = 0.625 мкм и для стретчера с параметрами *z*₁= *z*₂ = 11 см, *M* = 1, *d* = 0.625 мкм. Отрицательная величина дисперсии третьего порядка стретчера отражена на графике реальной величиной, умноженной на –1

В этом случае, согласно (1.96) и (1.98), на длине волны 1.03 мкм, для выбранной конфигурации получим $D_2^{cpr} = -D_2^{str} = -6.8 \text{ nc}^2$, $D_3^{cpr} = 0.058 \text{ nc}^3$ и $D_3^{str} = -0.043 \text{ nc}^3$. Что говорит о компенсации дисперсии третьего порядка, исходя из соотношения $-D_3^{str}/D_3^{cpr}$ на уровне 73%. Отметим, что дисперсия третьего порядка компрессора на решетках является положительной величиной. Наличие положительной дисперсии третьего порядка в компрессорах с дифракционными решетками затрудняет компенсацию дисперсии этого порядка при использовании волоконного (материального) стретчера, поскольку дисперсия третьего порядка большинства материалов, используемых в оптике в ближнем ИК диапазоне, также имеет положительный знак.

1.12 Методики формирования лазер-индуцированных волноводов

В процессе воздействия на прозрачный материл сфокусированными лазерными импульсами фемтосекундной длительности можно получить протяженную структуру с измененным (лазер-индуцированным) показателем преломления (п/п). При определенных геометрических размерах и величине индуцированного п/п ($10^{-3}-10^{-2}$) в материале можно создать оптический световод [128]. Ниже изложены методы записи лазер-индуцированных световодов и процессы, приводящие к перманентному изменению п/п в прозрачных материалах при воздействии мощного лазерного излучения.

1.12.1 Продольная и ортогональная схемы записи

Фемтосекундными лазерными импульсами можно создавать оптические волноводы при помощи продольной и ортогональной схем записи, как показано на Рис. 1.49.



Рис. 1.49 – Продольная (А) и ортогональная (Б) схемы записи оптических световодов

Используя продольную схему, можно создавать высококачественные волноводы с круглым поперечным сечением, повторяющим гауссову форму фокального пятна. Тем не менее, максимальная длина волновода ограничивается в этой схеме рабочим расстоянием объектива и, например, для объектива с числовой апертурой 0.25 составляет всего 7 мм. Для преодоления этого ограничения можно использовать фокусирующую оптику с меньшей числовой апертурой и лазерные импульсы с большей пиковой мощностью. При этом, компенсирующего действия вследствие взаимно самофокусировки И плазменной дефокусировки, наблюдается эффект филаментации, позволяющий существенно расширить длину индуцируемого трека [129]. Однако при помощи продольной схемы записи не удается создать волноведущие структуры сложной формы, поэтому использование продольной схемы ограничивается записью лишь прямолинейных волноводов [130,131,132].

В случае ортогональной схемы записи максимальная длина волновода ограничивается лишь размерами образца. Рабочее расстояние фокусирующего объектива ограничивает глубину залегания волновода под поверхностью образца, однако рабочий диапазон длиной в несколько миллиметров оказывается достаточным для большинства применений. Недостаток ортогональной схемы записи заключается в эллиптичности индуцированных треков в поперечном сечении. Это происходит вследствие того, что фокальная область вдоль оптической оси фокусирующей системы является эллиптичной с отношением осей эллипса

acnekmene omhowenue =
$$\frac{w_0}{w} = \frac{n}{NA}$$
 (1.99)

где *w*₀ – длина Релея сфокусированного лазерного луча, *w* – радиус его перетяжки, *n* – показатель преломления материала, а *NA* – числовая апертура фокусирующего объектива.

Характерные значения коэффициента эллиптичности (аспектного отношения) фокальной области варьируются от 1.7 до 7.5, так как для большинства оптических объективов числовые апертуры (*NA*), характерные для записи световодов, находятся в диапазоне от 0.2 до 0.9. Асимметрия фокальной области приводит к эллиптичности поперечного сечения индуцированных световодов. Вследствие этого, при стыковке лазер-индуцированных световодов с оптическими волокнами, поддерживающими круглую моду с гауссовым профилем, наблюдаются существенные потери на уровне 0.25–7 дБ [133,134,135].

1.12.2 Типы лазер-индуцированных световодов

По своей геометрии и методам записи лазер-индуцированные световоды можно разделить на три типа [136,137], изображенные на Рис. 1.50.



Рис. 1.50 – Типы лазер-индуцированных световодов: (А) – запись сердцевины с повышенным п/п за один проход лазера; (Б) – запись двух или более параллельных треков с пониженным п/п; (В) – запись оболочки световода с пониженным п/п

Первый тип световодов (А) образуется вследствие записи сердцевины с повышенным п/п относительно основного материала. К этому виду модификаций приводят такие процессы как локальное плавление вещества, перестройка химических связей и образование локальных дефектов. Данный тип световодов отличается легкостью и быстротой записи [138,139].

Второй тип световодов (Б) образуется посредством записи двух или более параллельных треков с пониженным п/п. При этом между треками формируется область с повышенным значением п/п, которая образует сердцевину световода. К этому виду модификаций приводит, преимущественно, изменение плотности за счет ударной волны. Данный тип световодов обладает высокой эллиптичностью и большими потерями для одной из ортогональных поляризаций проходящего излучения. Метод отличается легкостью и быстротой записи в большинстве оптических материалов [140–144].

Третий тип световодов (В) образуется благодаря записи оболочки световода с пониженным п/п относительно основного материала (депрессированная оболочка). Оболочка формируется из серии последовательно записанных параллельных треков [145,146,147]. К этому виду модификаций приводят такие процессы, как локальное плавление вещества, перестройка химических связей, образование локальных дефектов и нанотрещин. Данный тип световодов обладает высокой симметрией, малой чувствительностью к сферическим аберрациям (за счет того, что форма оболочки световода определяется не формой отдельных треков, а их взаимным расположением) и невысокие потери (< 0.22 дБ/см [145]). Среди недостатков этого типа световодов можно отметить долгое время записи. Именно методы и процессы, приводящие к записи В-типа световодов, будет рассматриваться в данной работе.

При воздействии ультракоротких лазерных импульсов (10⁻¹⁴-10⁻¹³с) на вещество происходит ряд фотохимических, термических и механических процессов, приводящих к изменению химических связей в материале, плотности, а также к образованию микроструктур

внутри материала. Ниже рассматриваются процессы, лежащие в основе эффекта перманентного изменения показателя преломления оптических стекол и кристаллов.

1.12.3 Типы фотоионизации при поглощении фемтосекундного излучения в диэлектриках

Ионизация под действием сильно сфокусированных лазерных импульсов высокой мощности делится на два типа в зависимости от частоты, интенсивности излучения и параметров среды: нелинейная многофотонная и лавинная ионизация. Нелинейная ионизация происходит в результате одновременного поглощения нескольких фотонов электроном. При этом одновременно поглощается несколько квантов света, суммарная энергия которых превышает ширину запрещённой зоны. Ширина запрещенной зоны кварцевого стекла равна 9 эВ [148], следовательно, для многофотонной ионизации на длине волны 1040 нм необходимо 8 фотонов.

Когда электрон находится в зоне проводимости, происходит поглощение фотонов до момента, когда энергии электрона становится достаточно для возбуждения другого электрона из валентной в зону проводимости за счёт ударной ионизации. После этого уже оба электрона смогут поглощать фотоны, находясь в зоне проводимости и повторяя ударную ионизацию, что, в конечном счете, приводит к лавинной ионизации [149,150]. Электронная плазма, образующаяся вследствие многофотонной и лавинной ионизации, может сильно поглощать энергию лазерного излучения, когда ее плотность становится достаточно высокой. Индуцированный электронный газ уменьшает показатель преломления вещества и формирует отрицательную линзу, создавая так называемый эффект плазменной дефокусировки.

1.12.4 Изменение плотности вещества при локальном плавлении

За счет лавинной ионизации материал в фокальной области поглощает существенную долю энергии лазерного импульса, при этом существенно нагреваясь в зоне фокусировки лазерного излучения. Если температура внутри фокального пятна поднимается выше температуры плавления, то изменение показателя преломления может произойти за счет резкого остывания материала с изменением плотности вещества. Охлаждение происходит в противоположном нагреву направлении, начиная с внешней границы расплавленной области. Поскольку большинство стекол имеют более низкую плотность при высоких температурах, наружный край области затвердевает при более низкой плотности. Ко времени начала охлаждения центральной области, оно уже окружено слоем с более низкой плотностью. Не имея пространства для расширения, формируется центральная область с высокой плотностью.

$$\frac{dn}{n} \approx \frac{d\rho}{\rho} \tag{1.100}$$

где *n* и *р* – показатель преломления и плотность основного материала соответственно.

В работах [153,154] было показано, что величина индуцированного п/п также связана со скоростью остывания материала, так как от этого зависит степень релаксации плотности за время затвердевания из расплава. В кварцевом стекле увеличение плотности соответствует увеличению количества колец из 3-х и 4-х молекул SiO₂ в области лазерного воздействия, как было показано авторами работ [155,156] на основе рамановской микроскопии. Стоит отметить, что данный процесс проявляется в случае больших энергий в импульсе (более 1 мкДж) или малых энергий (10–500 нДж), но на большой частоте следования импульсов (более 5 МГц). В случае многокомпонентных стекол и кристаллов данный процесс может сопровождаться изменением концентрации различных ионов в расплавленной области вследствие различия их подвижностей, что способствует изменению п/п.

1.12.5 Образование ударной волны

Другим процессом, приводящим к изменению п/п под действием ультракоротких лазерных импульсов, является образование ударной волны, которая формирует области сжатия и разрежения [157]. При этом, аналогично предыдущему пункту, с изменением локальной плотности материала изменяется и показатель преломления. Вследствие нелинейной и лавинной ионизации в фокальной области в фокальной области индуцируется электронная плазма, которая сопровождается пространственным перераспределением зарядов. За счет действия пондеромоторных сил свободные электроны покидают фокальную область, а возрастающее кулоновское взаимодействие между ионами начинает превышать энергию их связи. Вследствие этого происходит кулоновский взрыв материала, который формирует ударную волну [157,158,159]. Распространяясь в материале, ударная волна увеличивает его плотность на переднем фронте и уменьшает на заднем фронте, локально изменяя п/п. Расстояние, на котором ударная волна переходит в обычную звуковую, определяет размер модифицированной области [159]. При этом в центре модифицированной области образуется пустая область, окруженная оболочкой с повышенным п/п [157,160–162]. Размер пустой области зависит от энергии и длительности импульса, и может иметь размеры как в несколько микрометров, так и в доли микрометра.

1.12.6 Перестройка химических связей и образование локальных дефектов

Еще одной группой процессов, приводящих к изменению п/п, являются фотохимические процессы и образование локальных дефектов. В их число входит образование центров окраски, перестройка химических связей и образование локальных дефектов под действием УКИ. Эта группа процессов не приводит к макроскопическому изменению плотности материала, создаются лишь локальные дефекты с размерами много меньше 1 мкм.

Перестройка химических связей определяется локальным изменением в спектре электронных уровней материала. Это приводит к локальному изменению показателя преломления вещества в согласии с уравнениями Крамерса-Кронига [151,155,163,164]. Как было показано в ряде работ [155,165,166], центры окраски способствуют изменению п/п, но их вклад не является основным. В данных работах в качестве основного процесса, приводящего к изменению п/п, указывается образование локальных дефектов и перестройка химических связей. В частности, в ряде исследований [167,168] для кварцевого стекла помимо появления центров окраски указывается образование центров, обогащенных кремнием и центров с недостатком кислорода.

Отмеченные выше процессы, приводящие к изменению п/п, проявляются в различной степени в зависимости от режима воздействия лазерных импульсов на вещество. Как правило, перманентное изменение п/п происходит благодаря одновременному воздействию нескольких процессов. Однако на сегодняшний день еще не составлено единого теоретического описания или численной модели, которая бы объединяла все из указанных выше процессов, что еще более повышает ценность экспериментальных исследований в этой области.

Выводы к Главе 1

Рассмотрено строение световода и сформулированы условия для прохождения оптического излучения в световоде в одномодовом и многомодовом режимах. Рассмотрены оптические свойства активных волокон на основе кварцевого стекла, легированного ионами иттербия. Показано, что вынужденное комбинационное (Рамановское) рассеяние является основным фактором, ограничивающим максимальную энергию импульса при усилении в активных волокнах.

Рассмотрены характеристики спектрально-ограниченных и чирпированных импульсов, а также математические способы их описания. Показано, что автокорреляционные методы измерения длительности импульса могут давать разные результаты для импульсов с разной частотной модуляцией. Импульсы на выходе волоконных лазеров, как правило, имеют частотную модуляцию, поэтому для измерения их длительности более подходят методы, основанные на измерении автокорреляционной функции интенсивности, например, метод измерения длительности импульса, основанный на неколлинеарной генерации второй гармоники.

Дисперсионные свойства оптических световодов и значительная величина нелинейного эффекта ФСМ определяют условия распространения импульсного излучения в оптических волокнах, а также способы генерации ультракоротких импульсов в волоконных резонаторах. Рассмотрены солитонные решения нелинейного уравнения Шредингера, определяющие режимы образования стационарной огибающей импульса для случаев фундаментального солитона, режима растянутого импульса и параболического импульса. При этом энергия выходного импульса увеличивается по мере увеличения длительности и величины частотной модуляции (чирпа) импульса, достигая максимальной (десятки и сотни нДж) для сильно чирпированного импульса, полученного в режиме генерации диссипативного солитона.

Подробно рассмотрены методы синхронизации лазерных мод как способ получения лазерных УКИ и насыщающиеся поглотители на основе 1D и 2D наночастиц для пассивной синхронизации мод. Показано успешное применение ОУН, графена и ДПМ в качестве широкополосных насыщающихся поглотителей в лазерах УКИ. Глубина модуляции насыщающихся поглотителей на основе наночастиц невелика и, как правило, не превышает величины 10%. При наличии большого количества работ в области исследования нелинейных оптических свойств графена, результирующие выводы часто бывают противоречивы. Экспериментальные значения интенсивности насыщения графеновых слоев иногда отличаются

81

на несколько порядков, что требует дальнейшего изучения процессов нелинейного поглощения светового излучения в однослойном и многослойном графене.

Рассмотрен метод усиления чирпованных импульсов в волоконных системах, который предполагает использование расширителя импульсов (стретчера) перед волоконным усилителем с последующей компрессией импульса до первоначальной длительности. Показано, что для оптимального усиления сверхкоротких импульсов с сохранением первоначальной огибающей необходима дисперсионная согласованность стретчера и компрессора.

В качестве перспективного применения лазерных систем, генерирующих фемтосекундные импульсы с энергией в несколько мкДж с высокой частотой повторения, был рассмотрен метод лазер-индуцированной записи оптических световодов. Описаны процессы, приводящие к перманентному изменению п/п при воздействии фемтосекундных импульсов на прозрачные оптические материалы, среди которых выделены: изменение плотности вещества при локальном плавлении, образование ударной волны и перестройка химических связей. Однако физическая и фото-химическая природа эффекта перманентного изменения показателя преломления под действием фемтосекундных лазерных импульсов еще находится в стадии исследования.

Глава 2 Методы генерации сверхкоротких импульсов, основанные на быстрой модуляции показателя преломления в оптическом волокне

2.1 Метод активной синхронизации мод на эффекте прямого возбуждения стоячей акустической волны в оптическом волокне

Активная синхронизация мод является одним из самых простых и надежных методов генерации сверхкоротких импульсов в твердотельных и волоконных системах. В этом случае в резонатор вводятся потери на частоте в точности обратной величине времени полного обхода резонатора оптическим импульсом $\Delta \omega = 2\pi/T_R$. В твердотельных системах обычно используют акустооптический модулятор (AOM), который располагают на пути луча в резонаторе, внося гармонические потери на частоте $\Delta \omega$. К недостаткам метода активной синхронизации мод можно отнести относительно длинный субнаносекундный импульс и необходимость точной подстройки частоты модуляции резонаторных потерь к собственной частоте лазерного резонатора.

В данном разделе описывается метод активной синхронизации мод без разрыва оптического волокна, при этом в качестве модулирующей среды используется непосредственно материал стекла волоконной оболочки. Тем самым достигается интегрированное в оптическое волокно исполнение модулятора без применения распределенных элементов и выхода излучения на воздух. Как и в случае обычных акустооптических модуляторов, в которых стоячие и бегущие акустические волны распространяются в резонаторах кварцевых призм, в предлагаемом варианте модулятора рассматривается акустический резонанс оптического волокна при воздействии на него излучателя звуковой частоты. В данном случае для модуляции потерь излучения в сердцевине оптического волокна использовался акустический резонанс в поперечном направлении волоконной оболочки. Метод активной синхронизации мод для импульсной генерации в волоконных лазерах, основанный на возбуждении стоячей акустической волны в поперечном направлении оптической оси световода предложен автором настоящей работы; выдан Патент №2540064 на изобретение. Общая схема импульсного волоконного лазера с интегрированным акустооптическим модулятором показана на Рис. 2.1.

83



Рис. 2.1 – Волоконный генератор импульсов с интегрированным акустооптическим модулятором: 1 – лазер накачки; 2 – WDM мультиплексор; 3 – активное волокно;
4 – ответвитель 20/80; 5 – контроллер поляризации; 6, 7 – волоконные поляризаторы с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации; 8 – активный элемент акустооптического модулятора; 9 – генератор высокочастотных колебаний; 10 – изолятор

Волоконный лазер содержит акустооптический модулятор, активный элемент которого расположен непосредственно на волокие кольцевого резонатора между поляризаторами с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации. Частота модуляции активного элемента АОМ равна собственной частоте резонатора волоконного лазера. Собственная частота резонатора волоконного лазера равна обратной величине времени одного обхода светового импульса по кольцевой схеме данного волоконного резонатора. Активный элемент АОМ, индуцируя в волокне акустическую волну, формирует в световоде периодические изменения показателя преломления в направлении распространения акустической волны, создавая динамическую дихроичную среду для излучения, распространяющегося по волокну в зоне действия акустической волны. Плоскость активного элемента акустооптического модулятора составляет угол в 45 градусов с направлениями поляризации волоконных поляризаторов. При таком исполнении глубина модуляции интенсивности проходящего излучения максимальна. При отсутствии акустической модуляции излучение, прошедшее через первый поляризатор, не проходит через второй поляризатор, поскольку эти два поляризатора скрещенные (как поляризатор и анализатор). Когда АОМ находится в рабочем состоянии, при распространении излучения вдоль активного элемента АОМ, поляризация излучения становится эллиптической и частично проходит через второй поляризатор-анализатор. Амплитуда периодических изменений показателя преломления в волокне максимальна, когда акустическая частота

колебаний совпадает с резонансом оптического волокна, определяемого диаметром оболочки волокна. При работе акустооптического модулятора на частоте, равной частоте акустического резонанса, в волокне формируется стоячая акустическая волна, длина волны которой в кварцевом стекле равна двойному диаметру волоконной кварцевой оболочки. Длина активного элемента AOM составляет от 0.5 до 2 см. При увеличении длины активного элемента AOM будет увеличиваться длительность импульса, при уменьшении длины активного элемента снижаются глубина модуляции, что приводит к нестабильности импульсной генерации.

На Рис. 2.2 представлены сечения интегрированного акустооптического модулятора в двух координатных плоскостях.



Рис. 2.2 – Поперечное и продольное сечения интегрированного акустооптического модулятора: 1 – прижимное устройство; 2 – оболочка оптического волокна; 3 – волоконная сердцевина; 4 – кварцевая призма акустооптического модулятора МЛ-202;

5 – пьезопреобразователь из ниобата лития; L – длина акустооптического модулятора вдоль оптического волокна; D – диаметр оптического волокна; P1, P2 – направления ортогональных поляризаций для входного излучения и для излучения, прошедшего через анализатор на выходе

При прохождении поляризатора 6 (Рис. 2.1) излучение в волокне 2 приобретает поляризацию в направлении, показанном стрелкой *P*1 на Рис. 2.2. Прижимное устройство модулятора 1 обеспечивает позиционирование волокна 2 на кварцевом резонаторе 4, а также вносит статическое изменение коэффициента преломления волокна 2 вдоль направлений осей *X* и *Y*. В этом случае входящая линейная поляризация *P*1 раскладывается по осям *X* и *Y* с разными коэффициентами преломления, что вызывает на выходе модулятора фазовый сдвиг $2\pi(n_x - n_y)L/\lambda$, где n_x – показатель преломления вдоль оси *X*; n_y – показатель преломления вдоль оси *Y*; *L* – длина кварцевого резонатора; λ – длина волны излучения. Результирующая поляризация на

входе поляризатора 8 (Рис. 2.1) становится эллиптической, что позволяет части излучения проходить через поляризатор 8. Излучение блокируется поляризатором 8, если статический фазовый сдвиг модулятора равен $\pi(n)$ и полностью пропускается, если статический фазовый сдвиг равен $\pi(1+2n)/2$, где n=0,1,2... При включении генератора 10, соединенного с пьезоэлектрическим преобразователем 5, акустические колебания возникают в кварцевом резонаторе 4, а затем передаются в оптическое волокно 2 и распространяются вдоль оси *Y*. Таким образом, на участке волокна 2, контактирующем с кварцевым резонатором 4 на длине *L*, возникают периодические изменения показателя преломления вдоль направления оси *Y* вследствие распространения акустической волны, и, проходящее через модулятор 7, излучение приобретает динамический фазовый сдвиг, частота изменения которого равна частоте акустических колебаний. Если первоначально статистический фазовый сдвиг выставлен так, что модулятор 7 заперт, то при включении генератора 10 модулятор будет открываться с частотой генерируемых в волокне 2 акустических колебаний.

В схеме волоконного лазера использовано одномодовое оптическое волокно с диаметром сердцевины 6 мкм и диаметром оболочки D = 125 мкм, а также отрезок активного волокна длиной 60 см, легированный иттербием. В качестве активного элемента волоконного модулятора использовался кварцевый акустооптический модулятор МЛ-202 с модуляционным элементом в виде призмы из плавленого кварца с присоединенным к одной из граней призмы пьезопреобразователем из ниобата лития. Наибольшая глубина модуляции и наиболее эффективная синхронизация мод наблюдалась при резонансных частотах 22.48 МГц и 23.08 МГц модулятора МЛ-202, которые близки к акустическому резонансу оптического волокна F = v/2D = 23.04 МГц, где v = 5760 м/с – скорость звука в кварце. В этом случае в поперечном срезе оптического волокна возбуждается первая мода акустической волны с пространственным периодом 2D с одной пучностью в центре 3 волокна и с узлами в местах соприкосновения с кварцевыми пластинами 1 и 4. Общая длина оптического волокна кольцевого лазерного резонатора L_R составляла около 9 метров и более точно подбиралась такой, чтобы частота обхода импульсом волоконного резонатора $c/(n_0L_R)$ была равна частоте акустического резонанса F.

Накачка диодным лазером с максимальной средней мощностью 450 мВт на длине волны 976 нм позволяла получить на выходе генерацию пикосекундных импульсов со средней мощностью излучения до 15 мВт на длине волны λ = 1035 нм. Автокорреляционная функция импульса представлена на Рис. 2.3.



Рис. 2.3 – Автокорреляционная функция и спектр волоконного генератора импульсов с интегрированным акустооптическим модулятором

Длительность импульса на выходе такого генератора составляла 150 пс, что, согласно выражению (1.74), соответствует ширине спектра 0.01 нм для спектрально-ограниченного импульса. На Рис. 2.3 показан спектр импульса, где в пределах ошибки измерения полная спектральная ширина на уровне половины от максимальной интенсивности имеет значение в диапазоне 0.01–0.02 нм.

2.2 Пассивная синхронизация мод на эффекте нелинейного вращения поляризации. Метод объемной намотки волокна для стабилизации

импульсной генерации в круговом волоконном резонаторе

Метод нелинейного вращения эллипса поляризации (НВП) позволяет использовать оптическое волокно как среду для реализации быстрой нелинейной самомодуляции импульса при прохождении излучения по всей длине волокнного резонатора. Феноменология эффекта НВП связана с динамической наведенной дихроичностью, перемешаюшейся вместе с распространением импульса в оптическом волокне. В области волокна, где находится импульс в данный момент времени, нелинейная зависимость показателя преломления от интенсивности излучения приводит к тому, что в этой области среда становится дихроичной с оптическими осями, направленными по ортогональным векторам поляризации импульсного излучения. При распространении импульса в среде с наведенной дихроичностью эллипс поляризации испытывает поворот. В следующий момент времени импульс перемещается в соседнюю область и процесс повторяется, что приводит к дополнительному повороту эллипса поляризации импульса. Далее, используя два поляризационных элемента в качестве поляризации импульса, можно получить условия, при которых через анализатор будут проходить только высокоинтенсивные импульсы, а импульсы с малой интенсивностью будут задерживаться, что приводит к поддерживаемой циркуляции импульса в волоконном резонаторе с активным усиливающим элементом.

Несмотря на очевидные достоинства метода НВП для генерации сверхкоротких импульсов в волоконных лазерах, на большом протяжении волокна накапливаются эффекты случайных температурных флуктуаций и напряжений в оптическом волокне, приводящих к локальным изменениям показателя преломления и, соответственно, к изменениям состояния поляризации циркулирующего излучения. Изменение состояния поляризации приводит к нестабильности выходных характеристик, особенно заметной при изменении внешних условий, окружающей температуры, небольших изменений положения волокон и радиусов изгибов волокна. В качестве решения в линейных волоконных системах используют фарадеевское зеркало, с помощью которого наведенные изменения поляризации на угол в 90°. Однако в круговых резонаторах, где преимущественно используется эффект нелинейного вращения поляризации, такой подход неприменим, поскольку излучение распространяется в одном направлении.

В данном разделе предлагается оригинальный метод оптимального расположения волокна при намотке кругового волоконного резонатора для компенсации нежелательных изменений состояния поляризации, вызванных внешними условиями. Метод предложен автором настоящей работы; выдан Патент №2540484 на изобретение. В формуле изобретения описывается способ расположения оптического волокна в резонаторе волоконного лазера, при котором компенсируется поляризационная нестабильность, вызванная изменением внешних параметров окружающей среды. В настоящее время, в коммерческих вариантах волоконных лазеров со сверхкороткой длительностью импульса для синхронизации мод используют пассивный насыщающийся поглотитель и оптическое волокно с поддержкой поляризации. Поскольку в оптическом волокне с поддержкой поляризации нелинейное вращение поляризации отсутствует, получить стабильную импульсную генерацию возможно только с использованием насыщающихся поглотителей, распределенных на локальном участке волоконного резонатора, например, расположив пленочный насыщающийся поглотитель в стыке между двух волоконных торцов. Использование в волоконных лазерах эффекта нелинейного вращения эллипса поляризации для импульсного режима генерации позволяет максимально использовать преимущество волоконной схемы резонатора, сократить длительность импульса за счет быстрого времени срабатывания такого нелинейного переключателя, сделать схему лазера более простой и надежной.

88

Для укладки волоконных участков лазеров, длина которых часто составляет величину от нескольких метров до сотен метров, используют намотку волокна на различные фиксирующие устройства, как правило, плоские катушки, показанные на Рис. 2.4.



Рис. 2.4 – Плоская катушка для намотки оптических волоконных схем с радиусом изгиба волокна *R*

Каждый изгиб волокна, имеющий радиус кривизны *R* в плоскости *XY*, создает анизотропию для распространения поляризованного излучения в волокне, так как показатели преломления волокна для распространения излучения с поляризацией вдоль плоскости изгиба (быстрой оси) и перпендикулярно этой плоскости (медленной оси) отличаются на величину [169-172]

$$\Delta n(T) = a(T) \left(\frac{r_{clad}}{R}\right)^2 L_R = a(T) \frac{r_{clad}}{R}^2 2\pi N$$
(2.1)

где r_{clad} — радиус волоконной оболочки; R — радиус изгиба; a — константа, зависящая от материала волокна, длины волны излучения и внешней температуры T; L_R — длина участков изгиба, которая выражается как $2\pi RN$, где N — количество витков.

Отсюда видно, что чем больше длина изогнутого волокна или количество витков N, тем больше в результате величина анизотропии показателя преломления $\Delta n(T)$, которая зависит от внешних условий. В волоконных лазерах ультракоротких импульсов оптический дихроизм, зависящий от внешних условий, приводит к случайному расплыванию поляризационных компонент импульса вдоль быстрой и медленной осей оптического волокна. Такой эффект искажает состояние оптической поляризации, изменяет временной профиль импульса, а также затрудняет реализацию синхронизации мод на эффекте нелинейного вращения эллипса поляризации.

В качестве решения, стабилизирующего состояние поляризации при распространении импульсного излучения в волокне, предложен вариант намотки на объемном держателе так, что при распространении импульса излучения по волокну на каждом витке волокна сдвиг фазы по двум взаимно перпендикулярным осям скомпенсирован. На Рис. 2.5 показана схема намотки волокна на объемную катушку кольцевого резонатора лазера.





Держатель оптического волокна имеет взаимно перпендикулярные две оси, относительно каждой из которых волокно изогнуто с равным радиусом изгиба. Дихроизм волокна на участке полукруглого загиба 9 компенсируется аналогичным дихроизмом, но смещенным на 90 градусов на участке полукруглого загиба 10. Таким образом, за 1/2 полного обхода катушки дихроизм волокна, вызванный изгибами волокна, полностью компенсируется. При такой намотке создаются условия для распространения излучения без накопления фазового сдвига, как если бы волокно было вытянуто в линию. Математическое выражение эффекта компенсации дихроизма при объемной намотке волокна состоит в следующем. При прохождении импульсного излучения двух участков волокна 9 за счет изгиба в плоскости, перпендикулярной оси Х, возникает фазовый сдвиг

$$\Delta \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_z) = \frac{4\pi^2}{\lambda} a(T) \frac{r_{clad}^2}{R} , \qquad (2.2)$$

и поляризационные компоненты поля светового импульса вдоль оси X отстают от поляризационных компонент поля вдоль оси Z. На двух участках волокна 10 за счет изгиба волокна в плоскости, перпендикулярной оси Z, возникающий фазовый сдвиг компенсирует предыдущий:

$$\Delta \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} (n_z - n_x) = -\Delta \varphi_1 = -\frac{4\pi^2}{\lambda} a(T) \frac{r_{clad}^2}{R}$$
(2.3)

Таким образом, на каждом полном обходе катушки, в соответствии со схемой, представленной на Рис. 2.5, волоконная дихроичность, возникающая в результате изгибов волокна, компенсируется и фазового сдвига не происходит, т.к. $\varphi_{\text{виток}} = \Delta \varphi_2 + \Delta \varphi_1 = 0$. Также на каждом полном витке компенсируется и зависимость $\Delta n(T)$ от внешних условий. Предложенный способ намотки можно с успехом применять в импульсных волоконных лазерах, где используется эффект нелинейного вращения эллипса поляризации, чувствительный к поляризационной нестабильности.

Математическое описание нелинейной эволюции вектора поляризации излагается ниже с привлечением формализма матриц Джонса [173]. Рассмотрим волну, компоненты электрического поля которой изменяются по гармоническому закону

$$E_x(z,t) = E_{x0} \exp(-i(\omega t - kz))$$
(2.4)

$$E_{v}(z,t) = E_{v0} \exp(-i(\omega t - kz + \delta))$$
(2.5)

где δ – сдвиг фаз между колебаниями.

Комплексная амплитуда поля может быть записана в виде двухкомпонентной матрицы:

$$E = \begin{pmatrix} E_x(z,t) \\ E_y(z,t) \end{pmatrix}$$
(2.6)

Траектория, по которой движется конец вектора *E* в плоскости *z* = *const*, в общем случае представляет собой эллипс (Рис. 2.6).



Рис. 2.6 – Основные параметры эллипса поляризации излучения – траектории, которую описывает вектор *E* в плоскости *z* = *const*. *χ* – угол наклона к оси *X*; β – угол, определяющий эллиптичность или величину отношения главных полуосей эллипса *b* и *a*

Главные полуоси эллипса *а* и *b* и угол χ , который большая ось образует с осью *X*, находятся из формул

$$tg(\alpha) = \frac{E_{y0}}{E_{x0}}$$

$$tg(2\chi) = tg(2\alpha)\cos\delta$$

$$sin(2\beta) = sin(2\alpha)sin\delta$$
(2.7)

где β – угол, определяющий форму эллипса колебаний, а численное значение $tg(\beta) = \pm \frac{b}{a}$ определяет величину отношения осей эллипса (эллиптичность).

Предполагая изотропную среду, можно записать матричный оператор для эффекта НВП в волокне [174,175]:

$$NPR^{C} = \begin{pmatrix} e^{i\Phi_{+}} & 0\\ 0 & e^{i\Phi_{-}} \end{pmatrix}, \qquad (2.8)$$

где Φ_{\pm} – нелинейный фазовый сдвиг из выражения (1.37). Удобно представить амплитуду поля в линейном (*L*) и циркулярном (*C*) базисах. Переход от базиса к базису дается матрицами унитарного преобразования:

$$E^{L} = \begin{pmatrix} E_{x} \\ E_{y} \end{pmatrix} \qquad E^{C} = \begin{pmatrix} E_{+} \\ E_{-} \end{pmatrix}$$

$$E^{C} = U \begin{pmatrix} E_{x} \\ E_{y} \end{pmatrix} \qquad E^{L} = U^{+} \begin{pmatrix} E_{+} \\ E_{-} \end{pmatrix}$$
(2.9)

где:

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{pmatrix} \qquad U^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{pmatrix}$$

Матрица преобразования универсальной фазовой пластинки в линейном базисе записывается в виде:

$$WP(\theta,\psi) = \begin{pmatrix} \cos^{2}(\theta) + e^{-i\psi} \sin^{2}(\theta) & (1 - e^{-i\psi})\sin(\theta)\cos(\theta) \\ (1 - e^{-i\psi})\sin(\theta)\cos(\theta) & e^{-i\psi}\cos^{2}(\theta) + \sin^{2}(\theta) \end{pmatrix}$$
(2.10)

где θ – угол между оптической осью фазовой пластинки и направлением поляризации излучения, а ψ – фазовый сдвиг между обыкновенной и необыкновенной волной.

Если предположить направление вектора поляризации, входящего в катушку излучения под углом 45° к плоскости XY, то выражение для матрицы преобразования компонент поля при обходе половины катушки резонатора получается при перемножении матриц элементарных преобразований для прохождения линейного участка катушки, далее полукруглого загиба волокна в плоскости под углом 45° к вектору поляризации, далее линейного участка и поворота волокна в плоскости под углом -45° к вектору поляризации. Запишем выражение для обхода четверти пути витка катушки, состоящего из линейного отрезка и одного полукруглого загиба, расположенного в плоскости под углом 45° к направлению вектора поляризации входящего излучения

$$G_{+}^{L} = WP\left(\frac{\pi}{4},\psi\right) \cdot U^{+} \cdot NPR^{C} \cdot U$$
(2.11)

Матричное выражение для прохождения следующей четверти пути витка катушки будет

$$G_{-}^{L} = WP\left(-\frac{\pi}{4},\psi\right) \cdot U^{+} \cdot NPR^{C} \cdot U$$
(2.12)

Таким образом, выражение для преобразования компонент поля в линейном базисе при обходе половины пути витка объемной катушки:

$$E_{cube1/2}^{L} = G_{-}^{L} \cdot G_{+}^{L} \cdot E_{in}^{L}$$
(2.13)

Для сравнения можно написать матрицу преобразования для плоской катушки в плоскости *XY*, где для полного обхода с двумя линейными участками и двумя полукруглыми загибами получаем:

$$E_{linear}^{L} = G_{+}^{L} \cdot G_{+}^{L} \cdot E_{in}^{L}$$

$$(2.14)$$

Используя выражения (2.8)–(2.14) можно построить графики эволюции эллипса поляризации от количества проходов излучения для объемной катушки и для плоской катушки с аналогичными радиусами загиба волокна и одинаковой длиной линейных участков. Отметим, что длина одного прохода витка для объемной катушки соответствует двум проходам витка для плоской катушки с аналогичными радиусами загиба волокна и одинаковой длиной линейных участков.

Рассмотрим типичную ситуацию, когда длина линейного участка катушки L = 27 см, а радиус участков загиба R = 4 см. Как следует из выражения (2.2), выбранному радиусу загиба для полукруглого волоконного участка соответствует фазовый сдвиг $\psi = \pi/19$. Далее для расчета эволюции эллипса поляризации используем уравнения (2.8)–(2.14), предполагая начальные условия для входного импульса E = 1 нДж, длительность 5 пс и отношение осей эллипса поляризации *b/a* = 0.84. Предполагаем также, что направление главной оси эллипса для входного излучения лежит в плоскости ХҮ плоской катушки, а в случае объемной катушки составляет угол в 45° с этой плоскостью. Такой выбор направления главной оси эллипса упрощает рассмотрение эффекта НВП в нашем случае, но не влияет на общность рассмотрения эффекта, поскольку произвольный выбор направления главной оси эллипса поляризации лишь смещает начальные уровни графиков. Графики угла поворота эллипса поляризации и эволюции коэффициента эллиптичности (отношения главных осей эллипса поляризации) в зависимости от количества проходов излучения по виткам объемной катушки и, для сравнения, по виткам плоской катушки и редставлены на Рис. 2.7.



Рис. 2.7 – Изменение отношения главных осей эллипса поляризации и угол поворота эллипса поляризации от количества проходов в плоской катушке (квадраты) и в объемной катушке (круги). Для плоской катушки один проход соответствует полному обходу катушки. Для объемной катушки один проход соответствует 1/2 полного обхода катушки

Как следует из Рис. 2.7, отношение осей эллипса при прохождении излучения по виткам объемной катушки испытывает незначительные осцилляции около начального значения. Угол поворота эллипса поляризации также осциллирует, при этом среднее значение угла поворота монотонно возрастает с постоянной скоростью. Природа осцилляций отношения осей эллипса связана с фазовыми сдвигами на углы $\psi = \pi/19$ на каждом 1/2 витке объемной катушки для поляризационных компонент излучения вдоль осей Z и X. Причем для объемной катушки после обхода 1/2 полного витка компоненты поля возвращаются к своему начальному состоянию с небольшим сдвигом, который связан с эффектом нелинейного вращения эллипса поляризации. Природа осцилляций угла поворота эллипса поляризации связана с прохождением излучения через участки полукруглого загиба волокна в плоскости под углом 45° к вектору поляризации и далее под углом –45° к вектору поляризации на каждом 1/2 витке объемной катушки. Через 1/2 витка угол поворота эллипса поляризации возвращается к своему начальному значению с небольшим сдвигом, который связан с эффектом НВП на линейном участке оптического волокна. Таким образом, для объемной катушки средний уровень отношения осей эллипса не меняется, а средний уровень угла поворота эллипса поляризации соответствует углу поворота эллипса для эффекта НВП на линейном участке волокна.

Другая ситуация реализуется в плоской катушке, в которой при распространении излучения с эллиптической поляризацией, параметры эллипса поляризации меняются значительно по мере прохождения витков катушки. Как следует из Рис. 2.7, отношение осей эллипса до 4.5 витка монотонно уменьшается, достигая нуля между 4 и 5 витком, что соответствует линейной поляризации излучения. Далее по мере распространения излучения поляризация вновь становится эллиптической, при этом направление вращения вектора поляризации меняется на противоположное. Угол поворота эллипса поляризации сначала растет, достигая максимума на участке, где поляризация становится линейной, а далее направление вращения эллипса поляризации меняется на обратное, угол поворота х уменьшается, возвращаясь к своему начальному значению на 9–10 витке. Таким образом, и этот факт обычно не рассматривается в литературе, в случае намотки волокна на обычную плоскую катушку результирующий эффект НВП при прохождении излучения по виткам такой катушки сильно зависит от геометрии намотки и, в частности, от радиуса катушки и количества витков. В некоторых случаях, например, при проходе излучения с параметрами, заданными выше через катушку с радиусом кривизны R = 4 см и количеством витков ~10, как следует из Рис.2.7, результирующий угол поворота эллипса поляризации может быть близок к нулю. С другой стороны, при проходе излучения через витки объемной катушки эффект НВП аналогичен эволюции эллипса поляризации для линейного участка волокна, то есть угол поворота эллипса линейно возрастает с увеличением длины волокна, а эллиптичность в среднем остается неизменной.

Сравнительную характеристику устойчивости эффекта НВП (угла поворота эллипса χ) в зависимости от случайных изменений состояния поляризации для двух типов катушек выполним, предполагая вариацию $\Delta \psi$ для угла фазового сдвига $\psi = \pi/19$. В случае плоской катушки 4%-ая вариация $\Delta \psi/\psi$ приводит к изменению угла поворота эллипса поляризации $\Delta \chi/\chi$ на уровне 6–8%. Для объемной катушки даже 20%-ая вариация угла фазового сдвига приводит к незначительному изменению угла поворота эллипса поляризации на уровне 0.8%.

Для экспериментального анализа устойчивости импульсной генерации на эффекте НВП и определения температурного диапазона стабильности волоконного осциллятора в зависимости от способа намотки были собраны два макета лазера по общей оптической схеме, показанной на Рис. 2.8.



Рис. 2.8 – Схема волоконного лазера с синхронизацией мод на эффекте нелинейного вращения эллипса поляризации: 1 – лазер накачки на 976 нм, 2 – WDM мультиплексор, 3 – активное волокно, 4 – контроллер поляризации, 5 – волоконный поляризатор, 6 – ответвитель 20/80, 7 – спектральный фильтр, 8 – волоконный изолятор

При включении лазера накачки 1 излучение через модуль ввода 2 попадает в кольцевой резонатор. При общей длине оптического волокна в несколько метров и средней мощности накачки чуть выше порога свободной генерации лазер переходит в режим импульсной генерации при соответствующей настройке контроллеров поляризации.

Для определения температурного диапазона стабильности волоконного осциллятора, реализуемого на объемной катушке, был собран экспериментальный макет лазера, показанный на Рис. 2.9.



Рис. 2.9 – Экспериментальный макет волоконного иттербиевого лазера, собранный на объемной катушке и использующий эффект НВП для генерации УКИ

Геометрические размеры катушки аналогичны параметрам, взятым выше для расчетов, а волоконная схема соответствует схеме на Рис. 2.8. Для сравнения был собран макет лазера на плоской катушке с аналогичной волоконной схемой, как показано на Рис. 2.10.



Рис. 2.10 – Экспериментальный макет волоконного иттербиевого лазера, собранный на плоской катушке и использующий эффект НВП для генерации УКИ

Общая длина волоконных участков кругового резонатора составляла 9 м, из них 50 см приходилось на длину активного участка волокна, допированного ионами Yb⁺³ с поглощением 250 дБ/м на длине волны накачки 976 нм. Вывод излучения осуществлялся через 20% волоконный ответвитель. Для накачки использовался одномодовый лазерный диод с максимальной средней мощностью излучения до 450 мВт на длине волны 976 нм. При оптимальной настройке контроллеров поляризации импульсная лазерная генерация возникала на мощности накачки в 250 мВт. При средней мощности накачки в 300 мВт на выходе волоконного ответвителя регистрировались импульсы с частотой следования 27 МГц и средней мощностью до 20 мВт с эллиптической поляризацией выходного излучения (величина эллиптичности $b/a \approx 0.8$). Длительность импульсов (полная ширина на полувысоте) на выходе волоконного осциллятора составляла 12 пс. В сравнительном эксперименте для двух макетов волоконных генераторов окружающая температура изменялась в диапазоне от 20°С до 30°С. Выставив оптимальную позицию контроллеров поляризации для стабильной импульсной генерации при начальной температуре 23°С, в случае осциллятора на плоской катушке режим импульсной генерации сохранялся в диапазоне 23±0.5°С. Для осциллятора на объемной катушке режим импульсной генерации сохранялся в диапазоне 23±3°C, что подтверждает большую устойчивость осциллятора с объемным типом намотки к изменениям окружающей температуры.

Возможность перестройки длины волны генерации в диапазоне 1.02–1.06 мкм и укорочения длительности выходного импульса дает установка спектрального фильтра 7 (Рис. 2.8) на участке между волоконным ответвителем 6 и изолятором 8 с шириной пропускания 12 нм. При этом длительность выходного импульса уменьшается до 4.5 пс. Спектр и автокорреляционная функция выходного импульса волоконного осциллятора на объемной катушке показаны на Рис. 2.11 и Рис. 2.12 соответственно (волоконный спектральный фильтр 7 центрирован на длине волны 1057 нм).



Рис. 2.11 – Оптический спектр на выходе волоконного иттербиевого лазера собранного на объемной катушке по схеме, показанной на Рис. 2.8. Использован спектральный фильтр с полосой пропускания 12 нм на центральной длине волны 1057 нм



Рис. 2.12 – Автокорреляционная функция импульса на выходе волоконного иттербиевого лазера, собранного на объемной катушке по схеме, показанной на Рис. 2.8

На выходе из осциллятора проводилась внешняя компрессия импульса до минимальной длительности 180 фс. Использовался компрессор на двух дифракционных решетках с плотностью штрихов 1000 шт/мм. Расстояние между решетками для оптимальной компрессии было 40 см, что соответствует величине аномальной дисперсии –2 пс².

2.3 Импульсные волоконные лазеры с модулятором на основе нелинейного волоконного зеркала

Еще одним устройством, использующим нелинейное изменение показателя преломления при прохождении мощного лазерного излучения в волоконных резонаторах, является нелинейное волоконное зеркало (HB3). Кроме обычного HB3 [178-180] (Рис. 2.13), применяют также нелинейное усиливающее волоконное зеркало (HVB3) [181] (Рис. 2.14). В основе этих устройств лежит интерферометр Саньяка, собранный на волоконном ответвителе с двумя сваренными между собой выходными каналами, образующими кольцо. При распространении импульсного излучения в таком волоконном кольце существует различие в интенсивностях импульсов, распространяющихся навстречу друг другу, которое достигается за счет несимметричного ответвителя в HB3 или добавлением усиливающего волоконного сегмента вблизи одного из выходов ответвителя в НУВЗ. В результате из-за нелинейных свойств оптического волокна, световые импульсы, распространяющиеся в противоположных направлениях, приобретают разные фазовые сдвиги и интерферируют, когда встречаются на обратном пути в ответвителе. В результате чего появляется зависимость коэффициента пропускания HB3 от интенсивности входящего излучения.



Рис. 2.13 – Нелинейное волоконное зеркало



Рис. 2.14 – Нелинейное усиливающее волоконное зеркало

Пропускание HB3 определяется выражением [182]:

$$|E_{B_{blx}}|^{2} / |E_{B_{x}}|^{2} = 1 - 2\alpha(1 - \alpha) \left\{ 1 + \cos\left[(1 - 2\alpha) |E_{B_{x}}|^{2} 2\pi n_{2} L/\lambda \right] \right\}$$
(2.15)

где α – коэффициент деления ответвителя, n₂ - нелинейный показатель преломления, L – длина волоконной петли, λ – длина волны излучения, E_{Bx} – амплитуда поля входящего излучения, E_{Bbix} – амплитуда поля на выходе HB3.

Нелинейная характеристика пропускания HB3, в зависимости от интенсивности входящего излучения представлена на Рис. 2.15.



Рис. 2.15 – Зависимость оптического пропускания нелинейного волоконного зеркала: верхняя пунктирная линия определяет уровень 100%-го пропускания; нижняя пунктирная линия определяет глубину изменения интенсивности (глубину модуляции), связанную с коэффициентом деления ответвителя

Нижняя граница осциллирующей кривой определяется коэффициентом деления ответвителя α, а верхняя граница соответствует полному пропусканию. Глубина модуляции

возрастает с приближением коэффициента деления к значению 0.5 (ответвитель 50/50), вместе с тем увеличивается период модуляции. Увеличение пропускания с ростом интенсивности аналогично действию насыщающегося поглотителя. Быстрый нерезонансный отклик для нелинейного изменения показателя преломления позволяет использовать HB3 в качестве модулирующих устройств в волоконных лазерах с пассивной синхронизацией мод. В случае с НУВЗ можно использовать симметричный ответвитель с соотношением 50/50. Преимуществом НУВЗ является возможность плавной настройки коэффициента пропускания нелинейного зеркала с помощью увеличения коэффициента усиления в активном волокне. Волоконный лазер с НВЗ с минимальной длительностью импульса, собранный на волокне с поддержкой поляризации, представлен в работе [181]. Использовалась кольцевая схема резонатора на волокнах с нормальной дисперсией. Нелинейное волоконное зеркало с дополнительным усиливающим сегментом позволяло регулировать разность фаз для встречных импульсов, изменяя в результате коэффициент пропускания волоконной петли. Частота следования импульсов составляла 9.8 МГц, средняя энергия импульсов на выходе достигала 0.3 нДж на длине волны генерации 1.03 мкм. Выходной импульс длительностью 7.6 пс имел линейный чирп и мог быть сжат до длительности 344 фс внешним компрессором на паре дифракционных решеток. Ширина спектра на полувысоте составляла 5 нм.

Другой вариант полностью волоконного лазера с НВЗ, выполненный на волокне с поддержкой поляризации без компенсации нормальной дисперсии резонатора, представлен в работе [180]. Длина петли НВЗ была 53 м. Частота следования импульсов составляла 3.1 МГц, энергия импульсов на выходе 27 нДж на длине волны 1.03 мкм. Огибающая импульса лазера имела форму близкую к прямоугольной, с полной длительностью на полувысоте ~1 нс без возможности внешней компрессии. Ширина спектра на полувысоте составляла 4 нм.

Большинство известных опубликованных работ предлагают схемы волоконных лазеров с HB3, излучающих на длине волны 1.5 мкм, работающие в солитонном режиме с компенсацией нормальной дисперсии резонатора. Ниже представлены экспериментальные схемы волоконных осцилляторов с HB3 на длине волны 1 мкм, выполненные на волокнах с поддержкой поляризации без компенсации нормальной дисперсии резонатора; приводится сравнение выходных параметров с характеристиками волоконных осцилляторов, ранее представленных в литературе.

2.3.1 Пикосекундный лазер с HB3

Волоконный лазер с нелинейным волоконным зеркалом, выполненный на волокнах с поддержкой поляризации показан на Рис. 2.16. Волоконные сегменты кольцевого резонатора

выполнены на PM-волокнах типа PANDA с диаметром сердцевины 6 мкм и диаметром оболочки 125 мкм. Величина полной дисперсии второго порядка кольцевого резонатора составляла 0.6 пс². В качестве активной среды использовалось иттербиевое волокно длиной 60 см и поглощением 250 дБ/м на длине волны накачки 976 нм.

Для накачки активного волокна использовался одномодовый лазерный диод с волоконным выходом и максимальной средней мощностью 460 мВт на длине волны 976 нм. Излучение лазерного диода заводилось в резонатор при помощи волоконного мультиплексора PM WDM 980/1030. Два ответвителя с коэффициентами деления 20/80 и 10/90 использовались для вывода излучения из резонатора и диагностики излучения в резонаторе. Линейная поляризация излучения в резонаторе выставлялась вдоль медленной оси PM-волокна при помощи волоконного изолятора-поляризатора 6. На участке разрыва волокна 7–7 излучение выводилось на воздух и заводилось в волокно при помощи коллиматоров. В воздушной части осциллятора находился пленочный спектральный фильтр 8 с полной шириной пропускания на полувысоте 10 нм. Меняя угол наклона спектрального фильтра можно было изменять центральную частоту генерации в диапазоне 1.02–1.05 мкм. В качестве элемента для синхронизации мод в лазере применялось нелинейное волоконное зеркало 5, выполненное на кольцевом отрезке PM волокна длиной 13.3 м. Стабильная генерация импульсов достигалась при использовании ответвителя 4 в петле HB3 с коэффициентом деления 10/90.



Рис. 2.16 – Схема волоконного пикосекундного лазера с НВЗ: 1 – одномодовый диод накачки на 976 нм; 2 – WDM мультиплексор 980/1030; 3 – выходной ответвитель 20/80; 4 – ответвитель 10/90 в петле НВЗ; 5 – волоконная петля НВЗ; 6 – изолятор-поляризатор; 7 – коллиматор; 8 – пленочный спектральный фильтр; 9 – диагностический ответвитель 10/90; 10 – активное иттербиевое волокно

Поскольку в схеме резонатора использовались только волоконные элементы с поддержкой поляризации, характеристики выходного излучения не реагировали на изгибы

оптических волокон. Верхний порог стабильной импульсной генерации данного лазера наступал при мощности накачки вблизи 350 мВт. После инициализации процесса генерации импульсов мощность диода накачки можно было уменьшить до нижнего порога 200 мВт, при сохранении режима стабильной генерации импульсов. При выбранной длине резонатора, частота следования импульсов составляла 8.5 МГц. При увеличении мощности накачки выше значения 350 мВт лазер переходил в режим генерации стохастических импульсов. Средняя мощность излучения на выходе осциллятора составляла 7 мВт, что соответствует энергии в импульсе 0.8 нДж. Оптический спектр выходного излучения в режиме импульсной генерации, измеренный при помощи спектрометра Yokogawa AQ6370C с разрешением 0.5 нм, представлен на Рис. 2.17. Центральная длина волны и ширина спектра на полувысоте составляли 1048 нм и 2 соответственно. Для измерения длительности импульса использовался HM метод неколлинеарной генерации второй гармоники в нелинейном кристалле, откуда получали автокорреляционную функцию импульса, представленную на Рис. 2.18.

Полная ширина автокорреляции импульса на полувысоте составляла 50 пс. Форма автокорреляционной функции импульса была близка к треугольной, что говорит об отклонении формы импульса от гауссовой в сторону прямоугольной. На выходе из осциллятора проводилась компрессия импульса на двух дифракционных решетках с плотностью штрихов 1200 шт/мм. Расстояние между дифракционными решетками для оптимальной компрессии было 74 см, что соответствует величине аномальной дисперсии –7.38 пс². Длительность сжатого импульса составила 1.8 пс, что соответствует коэффициенту компрессии ~30. Автокорреляционная функция сжатого импульса после внешней компрессии показана на Рис. 2.19.



Рис. 2.17 – Экспериментальный спектр импульсной генерации пикосекундного волоконного лазера с HB3, а также теоретический спектр в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах



Рис. 2.18 – Автокорреляционная функция импульса на выходе волоконного лазера с HB3, эксперимент и численное моделирование



Рис. 2.19 – Автокорреляционные функции импульса после внешней компрессии, эксперимент и численное моделирование

С целью изучения динамики изменения временных и спектральных параметров импульса волоконного лазера с HB3 использовалось математическое моделирование. Для моделирования распространения импульсов лазерного излучения в оптическом волокне использовали нелинейное уравнение Шредингера (1.61). Мы не включали в расчет эффект насыщения усиления, так как внутрирезонаторная мощность излучения была незначительной. Спектр усиления иттербия аппроксимировался функцией Гаусса с полной шириной на полувысоте 40 нм и максимумом усиления на длине волны 1030 нм [176]. Спектральная ширина пропускания светофильтра на полувысоте составляла 10 нм. Отклоняя спектральный фильтр на небольшой угол от нормального падения излучения, можно было менять центральную длину

волны от 1.05 до 1.02 мкм при небольшом уменьшении коэффициента пропускания в коротковолновой области. Уравнение решалось стандартным Фурье-методом расщепления по физическим переменным [177]. Для вычислений использовались следующие параметры оптического волокна: коэффициент дисперсии второго порядка $\beta_2 = 2.5 \cdot 10^{-26} \text{ c}^2/\text{м}$, коэффициент дисперсии третьего порядка $\beta_3 = 2.4 \cdot 10^{-41} \text{ c}^3/\text{м}$, коэффициент нелинейности $\gamma = 4.7 \cdot 10^{-3} \text{ Br}^{-1} \text{m}^{-1}$. В качестве быстрого модулятора в осцилляторе использовалось нелинейное волоконное зеркало, состоящее из ответвителя с двумя сваренными между собой выходными каналами, образующими кольцо (Рис. 2.20).



Рис. 2.20 – Схема нелинейного волоконного зеркала с расположением полей *E*₁, *E*₂, *E*₃, *E*₄, используемых далее в расчетах

Значения полей, характеризующих НВЗ с коэффициентом деления ответвителя α_0 , находили из выражений [182]:

$$E_3 = \alpha_0^{1/2} E_1 + i(1 - \alpha_0)^{1/2} E_2$$
(2.16)

$$E_4 = i(1 - \alpha_0)^{1/2} E_1 + \alpha_0^{1/2} E_2$$
(2.17)

Рассчитывались параметры излучения в петле по двум противоположным путям E_3 и E_4 и далее, пришедшее обратно к разветвителю излучение складывалось с учетом выражений (2.16) и (2.17). При моделировании первоначально брали заведомо более длинный импульс, чем получали на эксперименте, с чирпом равным нулю. Вычисления продолжались до тех пор, пока параметры излучения не переставали меняться в течение некоторого количества круговых проходов по резонатору. Полная нормальная дисперсия групповой скорости в волоконном резонаторе составила величину 0.6 пс². Совместное действие усиливающей среды, фазовой самомодуляции, дисперсии, спектрального фильтра и HB3 через несколько проходов приводило к формированию стабильной огибающей импульса и спектра. Экспериментальный и расчетный

спектры выходного импульсного излучения, представленные на Рис. 2.17, совпадают с достаточной степенью точности, давая одинаковую величину ширины спектра на полувысоте равную 2 нм. Результаты численного моделирования огибающей импульса, хорошо согласуется с экспериментальной автокорреляционной функцией импульса, измеренной с помощью метода неколлинеарной генерации второй гармоники (Рис. 2.18). Форма восстановленного импульса близка к прямоугольной, что согласуется с другими работами по волоконным импульсным источникам с НВЗ [180]. Такую форму импульса легко объяснить с помощью зависимости коэффициента пропускания НВЗ от пиковой интенсивности циркулирующего в резонаторе излучения на Рис. 2.21, построенной на основе выражения (2.15).



Рис. 2.21 – Зависимость коэффициента пропускания волоконной петли HB3 от пиковой интенсивности входящего излучения

Пиковая интенсивность импульса на входе в волоконную петлю составляла 0.22 ГВт/см² и на графике отмечена пунктирной линией. Фронты импульса находятся в области 1, где НВЗ работает как насыщающийся поглотитель, в результате фронты становятся более резкими. Вершина импульса попадает в область 2, где потери возрастают с увеличением пиковой интенсивности, в результате формируется плоская вершина импульса. Экспериментальная и теоретическая автокорреляционные функции импульса после компрессии показаны на Рис. 2.19. Значение внешней аномальной дисперсии для оптимальной компрессии импульса при численном моделировании составило –7.3 пс², что близко к значению 7.38 пс², полученному в эксперименте. Теоретическая длительность сжатого импульса составила 1.5 пс, что также близко к экспериментальному значению 1.8 пс. Незначительный пьедестал сжатого импульса обусловлен вкладами высших порядков дисперсии и нелинейной фазовой самомодуляции,

которые не компенсируются при использовании внешнего компрессора на дифракционных решетках.

На Рис. 2.22 представлена теоретическая зависимость частотной модуляции ∆*v* от временной задержки. Вклады высших порядков дисперсии и нелинейной фазовой самомодуляции проявляются в отклонении частотной модуляции импульса от линейной зависимости в диапазоне временных задержек от −30 пс до 30 пс.



Рис. 2.22 – Теоретическая зависимость частотной модуляции ∆v импульса на выходе лазера с HB3 от временной задержки

На Рис. 2.23 представлена зависимость длительности импульса от положения в резонаторе для случая устойчивой генерации, полученная при численном моделировании.



Рис. 2.23 – Зависимость длительности импульса от положения в резонаторе лазера с HB3 для случая устойчивой генерации, полученная при численном моделировании
Горизонтальная ось на Рис. 2.23 является нелинейной. На большей части длины резонатора происходит дисперсионное расплывание импульса. Резкие изменения длительности импульса происходят в зонах А–Б и В–Г. Зона А–Б отмечает область волоконной петли НВЗ. Видно, что из-за большой длины волокна, на участке петли длительность импульса заметно увеличивается. На выходе из петли НВЗ длительность импульса резко уменьшается в результате действия НВЗ как быстрого насыщающегося поглотителя. Зона В–Г отмечает действие спектрального фильтра, который также приводит к значительному уменьшению длительности импульса в результате обрезания краев уширенного спектра.

Оптический модулятор на основе нелинейного волоконного зеркала описывается двумя основными характеристиками – коэффициентом деления волоконного ответвителя и длиной оптического волокна в петле HB3. В ходе работы было последовательно изучено влияние этих двух параметров на скорость выхода волоконного лазера на стабильный режим генерации и выходные параметры лазерных импульсов в этом режиме.

В качестве входных параметров для численного моделирования был взят заведомо более длинный импульс, чем получали в стабильном режиме (600 пс), с чирпом равным нулю. Вычисления продолжались до тех пор, пока изменение параметров излучения (средняя мощность и длительность) в течение десяти круговых проходов по резонатору не становилось менее 0.1%. Если данное условие не выполнялось за 600 круговых проходов осциллятора, то данный режим считался нестабильным и вычисления автоматически прерывались. В противном случае подсчитывалось количество круговых проходов, необходимых оптическому излучению для выхода на стабильный режим. С помощью численного моделирования были получены зависимости количества круговых проходов, необходимых для выхода на стабильный режим генерации, от коэффициента деления ответвителя в нелинейном волоконном зеркале (Рис. 2.24).



Рис. 2.24 – Количество круговых проходов для выхода на стабильный режим генерации в зависимости от длины волоконной петли НВЗ и коэффициента деления ответвителя

Численное моделирование было произведено для четырех значений длин оптического волокна в нелинейном волоконном зеркале – 10 м, 13.3 м, 16 м и 20 м и с разными коэффициентами волоконного ответвителя. Из рисунка видно, что для длины волоконного зеркала 10 м оптимальным коэффициентом волоконного ответвителя является 10/90. При этом для выхода на стабильный режим генерации потребовалось ~300 круговых проходов импульса в лазерном резонаторе. Для длины волоконного зеркала 13.3 м оптимальным коэффициентом ответвителя является 200 круговых проходов импульса в лазерном резонаторе. Для длины волоконного зеркала 13.3 м оптимальным коэффициентом ответвителя является 12/88, и для выхода на стабильный режим требуется около 200 круговых проходов. Зависимость скорости выхода лазера на стабильный режим генерации от длины волоконной петли для ответвителя 10/90 представлена на Рис. 2.25.



Рис. 2.25 – Количество круговых проходов для выхода на стабильный режим генерации в зависимости от длины волоконной петли НВЗ с ответвителем 10/90

С увеличением длины волоконного зеркала увеличивается скорость выхода лазера на стабильный режим по причине увеличения глубины модуляции НВЗ. Однако увеличение длины оптического волокна в осцилляторе приводит к увеличению длительности выходного импульса по причине дисперсионного расплывания импульса в более длинных волокнах. Для изучения данной зависимости была измерена длительность импульса на выходе лазеров с различными длинами волокна в НВЗ с ответвителем 10/90. Полученная зависимость представлена на Рис. 2.26.



Рис. 2.26 – Зависимость длительности импульса на выходе лазера от длины волоконной петли в НВЗ с ответвителем 10/90

Как видно из Рис. 2.26, увеличение длины волокна в 3 раза (с 10 до 30 метров) приводит к увеличению длительности выходного импульса в 7 раз (с 30 пс до 210 пс). Ранее было обнаружено (Рис. 2.24), что с увеличением длины волоконного зеркала также увеличивается диапазон значений деления ответвителей, при которых лазер выходит на стабильный режим генерации импульсов. Если для длины волоконного зеркала 10 м оптимальным значением деления ответвителя является 10/90, то уже для длины волоконного зеркала 20 м оптимальные коэффициенты деления ответвителя лежат в диапазоне от 10/90 до 15/85. На Рис. 2.27 представлена зависимость длительности выходного импульса в стабильном режиме генерации от коэффициента деления ответвителя для фиксированной длины волоконного зеркала.



Рис. 2.27 – Зависимость длительности выходного импульса от коэффициента деления ответвителя в нелинейном волоконном зеркале для фиксированной длины петли

Как видно из Рис. 2.27, с увеличением коэффициента деления ответвителя уменьшается длительность импульса, вследствие увеличения глубины модуляции НВЗ, согласно уравнению (2.15). Учитывая ограниченный диапазон выбора коэффициента деления ответвителей для стабильной генерации, можно отметить, что длительность импульса с коэффициентами деления ответвителей от 10/90 до 15/85 меняется незначительно.

Другим элементом, который оказывает заметное влияние на длительность импульса, является спектральный фильтр с некоторой полосой пропускания. Изучение влияния ширины полосы пропускания спектрального фильтра на скорость выхода лазера на стабильный режим и длительность выходного импульса в стабильном режиме производилось по аналогии с предыдущим случаем. Коэффициент деления ответвителя в НВЗ был выбран 10/90, а длина волоконного зеркала 13.3 м. Ширина полосы пропускания спектрального фильтра изменялась в диапазоне от 1 до 15 нм. Зависимость числа круговых проходов осциллятора, необходимых для выхода на стабильный режим от ширины полосы пропускания спектрального фильтра представлена на Рис. 2.28.



Рис. 2.28 – Зависимость скорости выхода лазера на стабильный режим от ширины полосы пропускания спектрального фильтра. Коэффициент деления ответвителя в HB3 10/90, длина петли волоконного зеркала 13.3 м

В случае применения спектральных фильтров с полосой пропускания менее 6 нм для выхода на стабильный режим требуется более 300 круговых проходов. С увеличением полосы пропускания увеличивается скорость выхода лазера на стабильный режим. Также была получена зависимость длительности импульса в стабильном режиме от ширины полосы пропускания спектрального фильтра (Рис. 2.29).



Рис. 2.29 – Зависимость длительности импульса в стабильном режиме от ширины полосы пропускания спектрального фильтра. Коэффициент деления ответвителя в HB3 10/90, длина петли волоконного зеркала 13.3 м

На зависимости Рис. 2.29 прослеживается тенденция уменьшения длительности импульса с уменьшением ширины полосы пропускания спектрального фильтра, которая связана со спектральным обрезанием фронтов чирпированного импульса, тем самым делая его короче.

Таким образом, разработан волоконный иттербиевый пикосекундный лазер с пассивной синхронизацией мод на нелинейном волоконном зеркале. Экспериментальная автокорреляционная функция выходного излучения соответствовала импульсам прямоугольной формы с длительностью 46 пс. Импульсы могли быть сжаты внешним компрессором до длительности ~1.8 пс. Частота следования импульсов была 8.5 МГц, энергия импульсов 0.8 нДж, а ширина спектра 2 нм на основной длине волны 1048 нм. Кольцевой резонатор выполнен поддержкой поляризации, полностью на волокнах с что обеспечивает меньшую чувствительность лазера к внешним условиям и стабильное состояние поляризации на выходе.

Численное моделирование импульсного волоконного лазера показало хорошее совпадение экспериментальных и теоретических выходных характеристик.

2.3.2 Субнаносекундный волоконный лазер с НВЗ

В настоящем разделе показана возможность генерации импульсов длительностью несколько сотен пикосекунд в полностью волоконной схеме лазера с HB3. Схема волоконного генератора импульсов субнаносекундной длительности показана на Рис. 2.30.



Рис. 2.30 – Схема волоконного субнаносекундного лазера с НВЗ: 1 – одномодовый диод накачки на 976 нм; 2 – WDM мультиплексор 980/1030; 3 – выходной ответвитель 20/80;
4 – ответвитель 10/90 в петле НВЗ; 5 – волоконная петля НВЗ (длина ~30 м); 6 – изоляторполяризатор; 7 – выходной ответвитель 50/50; 8 – активное иттербиевое волокно

Все элементы резонатора выполнены на одномодовом волокне с поддержкой поляризации, что обеспечивало стабильное состояние поляризации и средней оптической мощности выходного излучения. Диаметр сердцевины и оболочки активных и пассивных волокон составлял 6 и 125 мкм соответственно. Полная дисперсия резонатора, оцененная по суммарной длине волокна, составляла 1 пс². В качестве активной среды использовалось иттербиевое волокно длиной 60 см с поглощением 250 дБ/м на длине волны накачки 976 нм. Накачка производилось при помощи одномодового лазерного диода с максимальной средней мощностью 460 мВт на длине волны 976 нм. Излучение накачки заводилось в резонатор с помощью волоконного мультиплексора РМ WDM 980/1030. Два выходных канала – через 20% и 50%-ые ответвители использовались для вывода и диагностики излучения в резонаторе. Изолятор-поляризатор 6 выставлял линейную поляризацию в резонаторе вдоль медленной оси и обеспечивал однонаправленную генерацию. В нелинейном волоконном зеркале использовался ответвитель 4 с коэффициентом деления 10/90 и волоконная петля 5 длиной ~30 м.

Инициализация процесса генерации импульсов происходила при средней мощности накачки 400 мВт. Генерация имела стохастический характер, при этом максимальная амплитуда импульсов менялась на 10–20%. Импульсная генерация стабилизировалась при последующем уменьшении мощности накачки до 300 мВт.

Средняя мощность на выходе осциллятора при стабильном режиме составляла 25 мВт на центральной длине волны 1032 нм. Выходной спектр с полной шириной на полувысоте 0.04 нм был измерен при помощи спектрометра Yokogawa AQ6370C с разрешением 0.01 нм и представлен на Рис. 2.31. Частота следования импульсов была 5 МГц, что определяет энергию в импульсе 5 нДж. Автокорреляционная функция импульса была получена методом неколлинеарной генерации второй гармоники и показана на Рис. 2.32. Треугольная форма автокорреляционной функции связана с прямоугольной формой огибающей импульса. Из анализа экспериментальной автокорреляционной функции получили полную длительность импульса 650 пс на полувысоте в предположении прямоугольной формы огибающей.



Рис. 2.31- Спектр импульсной генерации субнаносекундного лазера с НВЗ



Рис. 2.32 – Автокорреляционная функция выходного импульса субнаносекундного лазера с HB3

Используя выражение (2.15) была построена зависимость коэффициента пропускания волоконного зеркала от пиковой интенсивности излучения в волоконном резонаторе лазера. Предполагая прямоугольную форму импульса, пиковая плотность интенсивность на входе в HB3 составляла 0.109 ГВт/см². Как видно из Рис. 2.33, данное значение лежит вблизи максимума пропускания волоконной петли.



Рис. 2.33 – Зависимость коэффициента пропускания НВЗ субнаносекундного волоконного лазера от пиковой интенсивности циркулирующего в резонаторе излучения

Для анализа происходящих в резонаторе процессов и влияния различных элементов на параметры лазерного излучения было проведено математическое моделирование с помощью численного решения нелинейного уравнения Шредингера (1.61). Для вычислений были взяты дисперсионные и нелинейные параметры волокна, которые использовались ранее в разделе 2.3.1. Расчет нелинейного волоконного зеркала выполнялся по описанной выше методике. В качестве начальных условий для численного моделирования был взят спектральноограниченный импульс с длительностью 3 нс. Вычисления продолжались до тех пор, пока параметры излучения не переставали меняться в течение некоторого количества круговых проходов по резонатору. Полная нормальная дисперсия групповой скорости в волоконном резонаторе составляла величину 1 пс². Совместное действие усиливающей среды, фазовой самомодуляции, дисперсии и НВЗ через несколько сотен проходов приводило к формированию стабильной огибающей импульса и спектра. На Рис. 2.34 показана аппроксимация экспериментальной автокорреляционной функции и огибающая импульса полученная в результате численного моделирования.



Рис. 2.34 – (а) Автокорреляционная функция выходного импульса субнаносекундного лазера с НВЗ, эксперимент и теоретическая апроксимация; (б) прямоугольная огибающая импульса, полученная с помощью математического моделирования

Как видно из Рис. 2.34, импульс имеет прямоугольную форму с резкими фронтами. Длительность импульса, полученного в результате численного моделирования, составила 635 пс, что практически совпадает с длительностью, полученной из анализа экспериментальной автокорреляционной функции импульса. Спектр лазерной генерации субнаносекундного волоконного лазера с HB3, полученный на основе математического моделирования, с достаточной точностью совпадает с экспериментальным спектром (Рис. 2.35).



Рис. 2.35 – Спектр лазерной генерации волоконного субнаносекундного лазера с HB3, эксперимент и математическое моделирование

Как следует из численного моделирования, выходной импульс является чирпированным и может быть сжат до длительности 20 пс. На Рис. 2.36 показана огибающая интенсивности сжатого импульса, полученного после процедуры математического вычитания величины дисперсии второго порядка оптимального компрессора.



Рис. 2.36 – Огибающая интенсивности сжатого импульса после математической процедуры вычитания величины дисперсии второго порядка для оптимальной компрессии импульса

Боковые крылья импульса обусловлены вкладом высших порядков дисперсии и фазовой самомодуляции, которые не могут быть скомпенсированы с помощью вычитания линейного

чирпа или используя внешний компрессор на дифракционных решетках. Одна из причин нелинейного чирпа связана с резкими фронтами прямоугольного импульса, которые определяют значительный нелинейный фазовый набег в присутствии ФСМ. Как следует из выражения (1.73), изменение мгновенной частоты от времени определяется производной по времени огибающей поля импульса. Следовательно, для огибающей импульса близкой к прямоугольной изменение мгновенной частоты на фронтах импульса может значительно отклоняться от линейной зависимости. Оптимальная компрессия импульса рассчитывалась из условия максимальной пиковой мощности после компрессии и достигалась при величине аномальной дисперсии -1700 пс².

Выводы к Главе 2

В первой части главы рассматривается оригинальный метод интегрированной волоконной системы для активной синхронизации лазерных мод. В данном методе отсутствуют нелинейные эффекты самовоздействия импульса, тем не менее, в данном случае сама среда оптического волновода используется в качетве модулятора излучения, тем самым реализуется интегрированное исполнение, наиболее предпочтительное для волоконных лазерных резонаторов.

Во второй части главы изложены методы генерации сверхкоротких импульсов на принципах быстрой модуляции коэффициента преломления в результате нелинейного взаимодействия среды световода и мощного импульсного излучения. Поскольку такой нелинейный оптический процесс является нерезонансным (в отличие от резонансных процессов, рассмотренных ниже в Главе 3), время его релаксации определяется быстрым электронным откликом в диапазоне времен 10⁻¹⁵с. Такие модуляторы на основе нелинейных нерезонансных процессов, используемые в лазерах УКИ для пассивной синхронизации мод, позволяют получать наиболее короткие световые импульсы.

Другой особенностью таких модуляторов является использование самой среды оптического световода для реализации быстрой нелинейной самомодуляции импульса. При этом используется либо вся длина волоконного резонатора как в методе НВП, либо значительная его часть как в лазерах с НВЗ. В этом случае реализуется интегрированные волоконные системы без участков разрыва волокна и выхода излучения на воздух, что снижает внутрирезонаторные потери. Несмотря на очевидные достоинства таких интегрированных модуляторов для генерации сверхкоротких импульсов в волоконных лазерах, на большом протяжении волокна накапливаются эффекты случайных температурных флуктуаций и напряжений в оптическом волокне, приводящих к локальным изменениям показателя преломления и, соответственно, к изменениям состояния поляризации циркулирующего импульсного излучения. Изменение состояния поляризации приводит к нестабильности выходных характеристик, особенно заметных при изменении внешних условий, окружающей температуры, небольших изменений положения волокон и радиусов изгибов волокна.

В данной главе изложен оригинальный метод оптимального расположения волокна при намотке кругового волоконного резонатора для компенсации нежелательных изменений состояния поляризации, вызванных внешними условиями. В качестве решения, стабилизирующего состояние поляризации при распространении импульсного излучения в волокне, предложен вариант намотки на объемном держателе, при котором происходит

120

компенсация наведенного дихроизма на участках изгиба волокна. Предложенный способ намотки можно с успехом применять в импульсных волоконных лазерах, где используется эффект нелинейного вращения эллипса поляризации, чувствительный к поляризационной нестабильности.

В третьей части главы дается подробное описание работы волоконного иттербиевого импульсного лазера с HB3. Выполнен численный расчет и представлены зависимости режимов работы и длительности выходного импульса от ключевых параметров лазера с HB3. Численное моделирование импульсного волоконного лазера хорошее совпадение показало экспериментальных и теоретических выходных характеристик. При этом показано, что длительность импульса можно контролировать длиной петли HB3 в диапазоне от нескольких десятков пикосекунд (длина петли ~10 м) до нескольких сотен пикосекунд (длина петли ~30 м). Также для каждого случая найдено оптимальное значение коэффициента деления ответвителя. Такое подробное описание режимов работы волоконного лазера с HB3 в зависимости от ключевых параметров задействованных элементов выполнено впервые.

Глава 3 Исследование оптических свойств широкополосных насыщающихся поглотителей на основе одномерных и двумерных наноматериалов для пассивной синхронизации мод импульсных лазеров в ближнем ИК диапазоне

3.1. Нелинейное оптическое поглощение пленок нанокомпозитов из полимеров и одностенных углеродных нанотрубок: влияние типа нанотрубок и полимерной матрицы

С развитием оптических технологий, где необходимо быстрое преобразование оптического излучения, возникает потребность в новых средах с быстрым оптическим откликом в устройствах управления оптическим излучением. В качестве таких сред все чаще используют композиты, в которых нелинейный оптический элемент встроен в матрицу полимера, в силу их технологичности и возможности придания любой требуемой формы, в том числе в виде тонкой пленки. В Главе 1 подробно рассматривались одностенные углеродные нанотрубки, которые обладают значительным нелинейным оптическим откликом, а также быстрыми субпикосекундными временами релаксации возбужденных состояний, что делает их очень привлекательными для применения в устройствах оптических переключателей и модуляторов лазерного излучения. При этом используемый спектральный лиапазон ближнего инфракрасного. простирается от видимого ло Перспективным является использование композитных материалов с ОУН В качестве внутрирезонаторных насыщающихся поглотителей для модуляции добротности и синхронизации мод импульсных лазеров. Имеющиеся в настоящий момент в литературе данные о величинах этих коэффициентов для композитных материалов с ОУН, а также чистых пленок ОУН характеризуются значительным разбросом в пределах нескольких (двух) порядков величин. Такой разброс обусловлен как различием исследуемых материалов нанотрубок и методиками приготовления композитов, так и условиями экспериментов для изучения нелинейных свойств. В качестве основной характеристики нелинейного оптического поглощения изотропных сред коэффициент нелинейного поглощения обычно используют или мнимую часть восприимчивости третьего порядка. В данной работе мы попытались, кроме определения абсолютных величин коэффициентов нелинейного поглощения исследуемых образцов, ответить на вопрос: как влияют на нелинейный отклик полимерная матрица композитного материала и метод синтеза используемых нанотрубок. Для исследования были взяты тонкие

122

пленки нанокомпозитов на основе двух типов ОУН, отличающихся по методу синтеза (метод HipCO и испарение в дуге Arc) и две полимерных матрицы из поливинилового спирта (ПВС) и карбоксиметилцеллюлозы (КМЦ). Известно, что эти нанокомпозиты содержат в основном одиночные ОУН в матрице полимера, стабильны и оптически прозрачны в широком диапазоне длин волн. Сравнительное изучение нелинейных оптических свойств полученных пленок проводилось методом продольного сканирования (Z-сканирование) пикосекундным импульсным источником света на длине волны 1080 нм.

3.1.1 Приготовление образцов

В данной работе для приготовления нанокомпозитов на основе одностенных углеродных нанотрубок и полимеров использовались два типа одностенных углеродных нанотрубок, которые отличались по методу синтеза и имели различное распределение размеров диаметров нанотрубок. ОУН полученные методом каталитического диспропорционирования окиси углерода в присутствии частиц железа при высоком давлении CO (30–50 атм) и температуре 900–1100 °C (метод HipCO) имели диаметры нанотрубок в интервале 1.05 ± 0.15 нм и применялись в виде исходного материала (ОУН/НipCO, производства Carbon Nanotechnologies, Inc.) с содержанием нанотрубок более 70% всс. [183].

Одностенные углеродные нанотрубки, полученные методом дугового разряда в атмосфере гелия, изготавливались при использовании Ni:Y₂O₃ катализатора, добавленного в смесь C:Ni:Y₂O₃ (2:1:1), которой заполнялся графитовый анод с диаметрами нанотрубок 1.46 \pm 0.15 нм (OVH/Arc) [184]. Такие OVH/Arc применялись как в виде исходного материала получаемого непосредственно в процессе синтеза с содержанием нанотрубок 15–20% вес., так и очищенных (содержание нанотрубок 70–90% вес.) по разработанной методике [185].

В качестве полимерной матрицы для композитов использовались водорастворимые полимеры: карбоксиметилцеллюлоза (натривая соль КМЦ средней вязкости, Sigma) и поливиниловый спирт (ПВС, средняя молекулярная масса 89000–98000, степень гидролиза 99%, Aldrich). Методики получения пленок нанокомпозитов аналогичны ранее описанным в работах [186,187]. Пленки оптического качества получали методом полива на неподвижную подложку суспензии нанотрубок в водном растворе полимера с последующим медленным упариванием растворителя из сосуда в термостате. Стабильную суспензию ОУН готовили путем диспергирования исходного или очищенного материала нанотрубок в растворе 1% вес. КМЦ или 10% вес. ПВС + 0.1%. вес. ПАВ (натриевая соль додецилбензолсульфоновой кислоты, $C_{12}H_{25}C_6H_4SO_3Na$, Aldrich) в воде посредством ультразвуковой обработки (УЗДН-2, рабочая частота 37 кГц, мощность 500 Вт, время обработки 10 мин.) с последующим

ультрацентрифугированием при ускорении 150000 g в течение 1 часа (центрифуга Optima Max-E Beckman-Coulter). Раствор супернатанта представлял собой гомогенную, оптически прозрачную и стабильную суспензию одиночных ОУН и использовался для приготовления пленок. Толщина пленок варьировалась в интервале 5-100 мкм. Для получения пленок необходимой толщины и содержания нанотрубок брали различные соотношения объемов суспензии ОУН и чистого полимера. Концентрации нанотрубок в пленках (% вес.) были рассчитаны из величин содержания нанотрубок в исходных суспензиях (мг/мл). Методика определения концентрации нанотрубок аналогична ранее описанной в [188,189] и была основана на изучении спектров поглощения в области 600-800 нм. Ошибка определения концентраций была в пределах 20%. Оптические спектры поглощения пленок получены на спектрофотометре Shimadzu UV-3101PC UV-Vis-NIR Scanning Spectrophotometer в спектральном диапазоне 200-2500 нм. Толщины пленок измерялись электронно-цифровым микрометром Legioner с точностью ±1 мкм.

3.1.2 Метод продольного сканирования (Z-сканирования) для измерения нелинейных оптических свойств композитных пленок с ОУН

Оптические измерения нелинейных свойств проводились с использованием метода Zсканирования. В качестве источника света использовался импульсный Nd³⁺:YAlO₃ лазер, генерирующий цуг пикосекундных импульсов с частотой 1 Гц на длине волны 1080 нм. Выделенный из цуга одиночный импульс с энергией 20 мкДж и длительностью 25 пс ослаблялся до необходимой величины нейтральными фильтрами и фокусировался линзой в область перемещения образца, как показано на Рис. 3.1.



Рис. 3.1 – Схема экспериментальной установки для измерения нелинейного оптического поглощения методом продольного сканирования (Z-сканирования): *М* – электрооптический модулятор для выделения одиночного импульса из цуга импульсов; *F* – спктральный фильтр; *L*

– фокусирующая линза; Sp – образец; Mv – механическая подвижка для перемещения образца
 вдоль оси Z; D1 и D2 – регистрирующие фотодиоды в канале регистрации

и сравнения соответственно

Типичный исследуемый образец представлял собой пленку нанокомпозита «полимер-ОУН» толщиной от 8 до 35 мкм, которая помещалась между двух тонких стеклянных пластинок, при этом толщина такой кюветы не превышала 1 мм. Перемещение образца происходило вдоль оптической оси с помощью шагового двигателя, последовательно проходя точки в окрестности области фокусировки. Для регистрации энергии светового импульса прошедшего через образец – E_Z в канале регистрации использовался фотодиод D1 с широкой апертурой, который располагался на расстоянии, позволяющем регистрировать все прошедшее через образец излучение. Энергия падающего на образец импульса регистрировалась аналогичным фотодиодом D2 в канале сравнения, который предварительно калибровался. Следуя изложенному в [190] формализму метода Z-сканирования, экспериментально измеряется нормализованное пропускание $T_N = E_Z/E_0$ как функция положения образца при его продольном перемещении вдоль оптической оси, где E_0 – энергия импульса в канале регистрации в отсутствие нелинейного поглощения. Коэффициент поглощения зависит от интенсивности света – I, падающего на образец, согласно выражению

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta I \tag{3.1}$$

где α₀ и β – линейный и нелинейный коэффициенты поглощения соответственно.

Если лазерный импульс света имеет гауссовый поперечный профиль, то на расстоянии z от точки фокуса максимальная интенсивность света на оптической оси описывается выражением $I(z) = I_0/(1 + (z/z_0)^2)$, где I_0 – пиковая интенсивность светового импульса в точке фокуса; $z_0 = (\pi \omega_0^2)/\lambda$ – дифракционная длина; λ – длина волны света, ω_0 – радиус перетяжки гауссового пучка.

Таким образом, в процессе перемещения образца вдоль оптической оси интенсивность света на образце плавно меняется, проходя через максимальное значение I_0 в точке фокуса. Начиная движение образца со стороны фокусирующей линзы в сторону точки фокуса (отрицательные значения z), когда интенсивность света на образце достаточно низка, нормализованное пропускание T_N мало отличается от единицы. Приближаясь к точке фокуса, где интенсивность света на образце резко возрастает, становится заметна зависимость коэффициента поглощения от интенсивности падающего света. Пропускание либо возрастает в случае нелинейного эффекта просветления, либо падает в случае нелинейного поглощения, с которыми связаны отрицательные и положительные значения β соответственно. Двигаясь

дальше от точки фокуса в сторону канала регистрации (положительные значения z) интенсивность падающего излучения ослабевает, и пропускание образца опять стремится к постоянной величине. В эксперименте для измерения энергии импульса регистрировался суммарный заряд, протекающий с фотодатчиков за время 50 мкс после импульса, величина которого предварительно усиливалась, а затем оцифровывалась на АЦП, подключенным к компьютеру. Компьютер управлял также шаговым двигателем и перемещением образца вдоль оптической оси. За каждый импульс лазера снималась одна точка зависимости $T_N(z)$. В процессе эксперимента контролировалась постоянная величина средней энергии импульсов, которая в разных экспериментах составляла от 0.15 до 1 мкДж в импульсе. Поперечное гауссово распределение интенсивности лазерного пучка вдоль оптической оси, а также диаметр перетяжки контролировались ПЗС-матрицей с разрешением 24 мкм/пиксель. Диаметр перетяжки лазерного пучка был 120 мкм, чему соответствуют рассчитанные пиковые интенсивности света в точке фокуса от 50 до 350 МВт/см². Для аппроксимации экспериментальных зависимостей нормализованного пропускания от координаты образца использовались следующие выражения [190]:

$$T_{N}(z) = 1 - \frac{q_{0}}{2\sqrt{2} \left\{ 1 + \left(\frac{z}{z_{0}}\right)^{2} \right\}}$$
(3.2)

$$q_0 = \beta I_0 L_{eff} \tag{3.3}$$

где $L_{eff} = (1 - exp(-\alpha_0 L))/\alpha_0$, L – толщина образца. Уравнение (3.2) применимо при условии $q_0 \ll 1$, которое выполнялось для всех экспериментальных сигналов. Используя (3.2) для варьирования экспериментальных кривых, легко найти параметр q_0 . Далее, пользуясь выражением (3.3) находим β . Нелинейное поглощение в изотропной среде описывается мнимой частью восприимчивости третьего порядка, которая определялась из соотношения [191]:

$$Im\chi^{(3)}[CH] = n_0^2 \varepsilon_0 c\lambda \beta / (3\pi) , \qquad (3.4)$$

где n_0 – линейный показатель преломления композитной пленки; c – скорость света в вакууме; ε_0 – диэлектрическая постоянная. Известно, что линейный коэффициент преломления композита незначительно изменяется по сравнению с чистым полимером ($n_0 = 1.5$ для ПВС, $n_0 = 1.515$ для КМЦ) при условии малых концентраций ОУН [192], поэтому для расчетов нелинейной восприимчивости брали $n_0 \sim 1.5$. Выражение (3.4) записано в системе единиц СИ, чтобы перейти к системе СГС необходимо воспользоваться соотношением $\chi^{(3)}[C\Gamma C] = (9/4\pi) \cdot 10^8 \chi^{(3)}$ [СИ] [193]. Линейные коэффициенты поглощения для длины волны 1080 нм рассчитывались из уравнения закона Бугера-Ламбера-Бера $\alpha_0 = (1/L)ln(I_{int}/I_{out})$, где I_{in} , I_{out} – падающая на образец и прошедшая через образец интенсивности света соответственно, при расчете учитывалось поглощение пустой кюветы. Экспериментальные зависимости $T_N(z)$ для основных типов образцов показаны на Рис. 3.2, соответствующие им оптические спектры поглощения представлены на Рис. 3.3.



Рис. 3.2 – Экспериментальные зависимости нормализованного пропускания T_N(z) для основных типов образцов, а также их теоретическая аппроксимация: 1) ОУН-КМЦ/НірСО,
L = 8 мкм; 3) ОУН-КМЦ/Агс, L = 21 мкм; 4) ОУН-ПВС/НірСО, L = 35 мкм; 5) ОУН-ПВС/Агс, L = 13 мкм. Условия Z-сканирования: I₀ = 350 MBT/см² для 1,4,5; I₀ = 130 MBT/см² для 3



Рис. 3.3 – Оптические спектры поглощения исследуемых образцов: 1) ОУН-КМЦ/НірСО, *L* = 8 мкм; 3) ОУН-КМЦ/Агс, *L* = 21 мкм; 4) ОУН-ПВС/НірСО, *L* = 35 мкм; 5) ОУН-ПВС/Агс, *L* = 13 мкм (оптическая плотность умножена в 10 раз). Вертикальной пунктирной линией показано положение длины волны излучения Nd³⁺:YAlO₃ лазера – 1080 нм

Во всех экспериментальных сигналах наблюдалось положительное изменение пропускания, то есть регистрировался нелинейный эффект просветления, чему соответствуют отрицательные значения коэффициентов нелинейного поглощения.

3.1.3 Сравнительный анализ влияния типа нанотрубок и полимерной матрицы

Экспериментальные значения толщин пленок исследуемых образцов, относительные весовые концентрации, а также коэффициенты линейного и нелинейного поглощения для длины волны 1080 нм представлены в Таблице 3.1.

Таблица 3.1 – Экспериментальные характеристики тонкопленочных нанокомпозитов «полимер-ОУН»

N⁰	Полимер-ОУН	<i>L</i> (мкм)	$\alpha_0(cm^{-1})$	% вес. ОУН	β (см/Вт)
1.	ОУН-КМЦ/НірСО	8	446	0.18	$(-5.0\pm1.8)\cdot10^{-7}$
2.	ОУН-КМП/Arc	7	301	0.08	$(-3.9\pm1.4)\cdot10^{-7}$
3.		21	345	0.04	$(-3.8\pm1.1)\cdot10^{-7}$
4.	ОУН-ПВС/НірСО	35	171	0.19	$(-1.7\pm0.4)\cdot10^{-7}$
5.	ОУН-ПВС/Arc	13	91	0.05	$(-0.9\pm0.3)\cdot10^{-7}$

Из Табл. 3.1 видно, что величина коэффициента нелинейного поглощения зависит от типа полимера. Так, сравнение значений β в нанокомпозитах с ОУН/НірСО в двух различных матрицах (образцы №1 и №4 из Табл. 3.1) при одинаковых концентрациях нанотрубок показывает большее значение β в ~3 раза для КМЦ матрицы. Аналогичная зависимость сохраняется и для ОУН/Агс (образцы №3 и №5 из Табл. 3.1). Такое различие в нелинейных свойствах композитов на основе КМЦ и ПВС можно объяснить плохой солюбилизирующей способностью ПВС в отношении нанотрубок. Известно, что суспензии нанотрубок в водных растворах ПВС не устойчивы и сразу коагулируют, поэтому для приготовления суспензий используется дополнительно ПАВ для солюбилизации нанотрубок [194].

Из данных Табл. 3.1 нельзя сделать однозначный вывод о влиянии типа нанотрубок на величину коэффициента нелинейного поглощения, так как сравнение значений β в нанокомпозитах с одинаковой полимерной матрицей нельзя провести корректно из-за различных концентраций ОУН Arc и HipCO в матрице. В данных экспериментальных условиях не удается получить высоких концентраций ОУН Arc в матрице.

Как можно заметить из Табл. 3.1, в рядах одинаковых полимеров КМЦ (№3–2–1) и ПВС (№5–4) большая величина концентрации нанотрубок приводит к большей величине нелинейного коэффициента поглощения. Ранее концентрационная зависимость коэффициента нелинейного поглощения наблюдалась авторами работы [195] где изучались оптические свойства ОУН в растворах органических растворителей на длине волны 532 нм. Наблюдаемый нелинейный эффект был на два порядка ниже $\beta \sim 10^{-9}$ см/Вт по причине относительно низких концентраций ОУН в растворах.

В Табл. 3.2 приведены сравнительные характеристики нелинейного оптического поглощения, полученные в настоящей работе и взятые из литературы, для различных наноматериалов и композитов на их основе.

Таблица 3.2 – Численные характеристики нелинейного оптического поглощения для различных наноматериалов и композитных сред

Образец	β(см/Вт)	<i>Im</i> χ ⁽³⁾ , (ед.СГС)	λ, мкм	Ссылка
Пленка 8 мкм ОУН-КМЦ/НірСО	$5.0 \cdot 10^{-7}$	$2.5 \cdot 10^{-10}$		
Пленка 7 мкм ОУН-КМЦ/Агс	$3.9 \cdot 10^{-7}$	$1.9 \cdot 10^{-10}$	1.08	Данная
Пленка 35 мкм ОУН-ПВС/НірСО	$1.7 \cdot 10^{-7}$	$8.3 \cdot 10^{-11}$		работа
Пленка 13 мкм ОУН-ПВС/Агс	$0.9 \cdot 10^{-7}$	$4.4 \cdot 10^{-11}$		
	l	l	l	l

Пленка 5 мкм ОУН-КМЦ/НірСО	—	~10 ^{-12*}	1.25	205
Пленка 0.42 мкм из чистых				
ОУН/НірСО на кристалле ВаF ₂	$5.4 \cdot 10^{-7}$	$6.4 \cdot 10^{-10}$	1.46	196
Пленка из чистых ОУН/НірСО на				
стекле	—	$8.5 \cdot 10^{-8}$	1.3	197
Пленка 0.13 мкм из чистых				
ОУН/НірСО на кристалле CaF ₂	—	$1.5 \cdot 10^{-7}$	1.4	108
Пленка 0.16 мкм из чистых				198
OYH/LA^{**} на кристалле CaF_2	—	$4.2 \cdot 10^{-6}$	1.8	
Пленка 20 мкм полиимид-				
ОУН/НірСО (<0.1 % вес.)	—	~10 ^{-10*}	1.55	199
ОУН/Arc суспензия в водном	$5.0 \cdot 10^{-8}$	_	0.532	200
растворе Тритон Х100	$2.0 \cdot 10^{-8}$	_	1.06	200
ОУН/НірСО суспензия 7 мкг/мл в				
ДМФА	$2.95 \cdot 10^{-9}$	_	0.532	195
Пленка 1.3 мкм чистых МУН на				
кварце	$2.9 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-11}$	0.72÷0.78	201
Пленка чистого С ₆₀	$1.7 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-8}$	0.532	202
Нанокристаллы CdS	$1.0 \cdot 10^{-7}$	_	0.43÷0.45	203
Нанокристаллы кремния встроенные				
в SiO ₂	$1.4 \cdot 10^{-7}$	$2.1 \cdot 10^{-10}$	0.813	204
			1	

*Нелинейное поглощение измерялось методом импульсной абсорбционной спектроскопии

**ОУН/LA – получены лазерной абляцией композита графита с металлом

Из Табл. 3.2 можно заключить, что нелинейное поглощение зависит от типа нанотрубок. Чистые ОУН имеют большую нелинейность, чем многостенные углеродные нанотрубки (МУН). Среди ОУН, в зависимости от метода синтеза нанотрубок, величина нелинейного поглощения возрастает в ряду: ОУН/Arc < ОУН/НipCO < ОУН/LA. Однако необходимо отметить, что литературные данные по нелинейному поглощению ОУН сильно различаются. Например, для пленок из чистых ОУН/НipCO значения $\chi^{(3)}$ различаются на два порядка величины. Все эти различия могут быть связаны с различной чистотой нанотрубок и технологией приготовления образцов, а также с резонансным характером нелинейной восприимчивости. Так, резкое увеличение нелинейного поглощения обнаружено в пленках из чистых ОУН/LA и ОУН/НірCO на кристалле CaF₂ когда зондирование происходило точно на длине волны двухфотонного поглощения, соответственно на 1.8 и 1.4 мкм. Аналогично, в пленках чистого C₆₀ высокое нелинейное поглощение вызвано резонансным двухфотонным поглощением на длине волны 0.532 мкм. Значения коэффициентов нелинейного поглощения для ОУН и нанокомпозитов на их основе больше, чем для других полупроводников (нанокристаллические кремний и CdS), что показывает высокий потенциал ОУН как нелинейного оптического материала.

Таким образом, в данной работе методом продольного сканирования изучено нелинейнооптическое поглощение тонких пленок нанокомпозитов из полимеров и одностенных углеродных нанотрубок на длине волны 1080 нм. Два типа ОУН, отличающихся по методу синтеза (метод HipCO и испарение в дуге Arc) использовались для приготовления тонкопленочных нанокомпозитов на основе полимеров карбоксиметилцеллюлозы поливинилового спирта. Во всех экспериментальных зависимостях пропускания образцов от интенсивности падающего света регистрировался нелинейный эффект просветления, чему соответствуют отрицательные значения коэффициентов нелинейного поглощения. Измерены коэффициенты нелинейного поглощения: -5.0·10⁻⁷ и -3.9·10⁻⁷см/Вт для пленок ОУН-КМЦ/НірСО и ОУН-КМЦ/Агс соответственно; -1.7·10⁻⁷ и -0.9·10⁻⁷см/Вт для пленок ОУН-ПВС/НірСО и ОУН-ПВС/Агс соответственно. В рядах одинаковых полимеров большая величина концентрации нанотрубок в пленке приводит к большей величине нелинейного коэффициента поглощения. Обнаружено, что пленочные нанокомпозиты на основе полимера КМЦ обладают большим коэффициентом нелинейного поглощения по сравнению с пленками, где в качестве полимерной матрицы использовался ПВС.

3.2 Сравнительная характеристика насыщающегося поглощения пленочных композитов с одностенными углеродными нанотрубками и графеном

Методами Z- и P-сканирования изучено насыщающееся поглощение пленочных композитов с одностенными углеродными нанотрубками и графеном при зондировании импульсами длительностью 400 фс на длине волны 1.06 мкм. В качестве матрицы для композитной пленки использовался полимер карбоксиметилцеллюлоза. Представлены зависимости коэффициентов пропускания от пиковой интенсивности зондирующего импульса для данных композитов. Найдены значения интенсивностей насыщения для композитов Графен-КМЦ и ОУН-КМЦ. Для данных композитных пленок оценены величины интенсивности, при которых происходит оптическое разрушение.

В настоящее время все больше внимания уделяется оптическим устройствам для модуляции лазерного излучения, изготовленным на базе полимерных композитов (нелинейный материал в полимерной матрице). Среди перспективных допантов полимерных матриц квазиодномерные и двумерные углеродные наноструктуры, такие как ОУН и графен, показываещие в экспериментах заметное насыщающее поглощение, устойчивые к оптическому излучению и, как в случае с ОУН, позволяющие модифицировать спектр поглощения в зависимости от выбранных хиральности и диаметра ОУН. Оптические спектры поглощения полупроводниковых ОУН имеют наиболее интенсивные полосы *E*_{22s} и *E*_{11s} вблизи 1 и 1.6 мкм соответственно. Спектр поглощения графена имеет один характерный пик на 269 нм и длинную полосу поглощения, уходящую в ближнюю и среднюю ИК область, что позволяет говорить о графене как более широкополосном насыщающемся поглотителе по сравнению с ОУН. Другим примечательным свойством таких объектов является быстрая релаксация состояния насыщения, связанная с быстрой динамикой фотовозбуждения и релаксации носителей заряда в процессе внутризонных и межзонных переходов [206-210]. В настоящей работе изучались насыщающиеся поглощение и пороги оптического разрушения графен- и ОУН-содержащих полимерных пленок методами Z- и P-сканирования при фемтосекундном зондировании на длине волны 1060 нм. В методе Z-сканирования использовалось только одно, максимальное значение пропускания образца в точке перетяжки светового луча и для построения всей зависимости пропускания от интенсивности падающего излучения требовалось значительное экспериментальное время, в процессе которого внешние условия могли меняться. В методе Рсканирования образец стоял на месте, а интенсивность падающего излучения изменялась. В этом методе за один эксперимент снималась вся зависимость пропускания от интенсивности падающего излучения. Однако длительное время экспозиции на высоких интенсивностях в методе Р-сканирования может приводить к термическому разрушению образца вследствие недостаточного теплоотвода. Таким образом, сочетание двух методов позволяет получить более точную оценку для интенсивности насыщения и порога разрушения полимерного композита.

3.2.1 Приготовление образцов

В данной работе использовались ОУН, полученные методом каталитического диспропорционирования окиси углерода при высоком давлении (метод HipCO) производства Carbon Nanotechnologies, Inc. (диаметр нанотрубок 1.05±0.15 нм). Графен был получен методом эксфолиации интеркалированного трифторидом хлора высокоупорядоченного пиролитичесного графита по ранее разработанной методике [211,212]. Эксфолиация интеркалированного графита проведена методом термического удара, в результате которого был получен терморасширенный

графит (смесь графенов с различным количеством слоев). Элементный состав терморасширенного графита по данным рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии содержал (в масс. %): С – 96.4, F – 2.4, Cl – 0.1, O – 1.1. В качестве полимерной матрицы для композитов использовался водорастворимый полимер на основе карбоксиметилцеллюлозы (натривая соль карбоксиметилцеллюлозы средней вязкости, Sigma).

Методики получения стабильных суспензий ОУН и графена в 1% вес. КМЦ водном растворе аналогичны ранее описанным [213]. Терморасширенный графит диспергировали в водном растворе КМЦ с помощью ультразвука (500 Вт, 30 мин) с последующим ультрацентрифугированием (10000 g, 30 мин) и получали стабильную суспензию многослойных графеновых листов (< 5 слоев) с выходом графена не менее 90% [211,212]. Пленки оптического качества получали методом полива на неподвижную подложку суспензии нанотрубок или графена в водном растворе полимера с последующим медленным упариванием растворителя из сосуда в термостате. Оптические спектры поглощения получены на спектрофотометре Shimadzu UV-3101PC UV-Vis-NIR Scanning Spectrophotometer В спектральном диапазоне 200-2000 нм. На Рис. 3.4 показан оптический спектр поглощения пленочного модулятора ОУН-КМЦ толщиной 10 мкм и содержанием 0.18% вес. ОУН в полимере.



Рис. 3.4 – Оптический спектр поглощения пленочного модулятора ОУН-КМЦ

На спектре (Рис. 3.4) видны отдельные пики поглощения, принадлежащие переходам E_{22s} и E_{11s} для разных сортов трубок. Оптический спектр поглощения пленочного модулятора с графеном толщиной 15 мкм показан на Рис. 3.5.



Рис. 3.5 – Оптический спектр поглощения пленочного модулятора Графен-КМЦ (сплошная линия). Спектр чистой пленки КМЦ (пунктирная линия)

Спектр имеет один характерный пик поглощения в ультрафиолетовой области при 268 нм, который относится *π*-плазмону графена [214] и длинную плоскую полосу поглощения, уходящую в красную и ИК область. Графен-содержащий композит представлял собой полимерную пленку толщиной 15 мкм и содержанием 0.27% вес. графенов в полимере. Изображения пленок композитов ОУН-КМЦ и графен-КМЦ полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии приведено на Рис. 3.6 и Рис. 3.7.



Рис. 3.6 – Изображение поверхности пленок ОУН-КМЦ, полученное с помощью метода сканирующей электронной микроскопии.



Рис. 3.7 – Изображение поверхности пленок графен-КМЦ, полученное с помощью метода сканирующей электронной микроскопии

На Рис. 3.6 видно, что нанотрубки в полимере образуют сетку из пересекающихся «бандлов» нанотрубок размером не более 10 нм. В композите графен-КМЦ графеновые слои распределены в произвольном порядке в виде отдельных листов (темные участки) размером от 0.1 до 2 мкм (Рис. 3.7).

Спектры комбинационного рассеяния света получены на спектрометре Horiba Jobin Yvon T64000 при следующих параметрах съемки: длина волны возбуждающего лазера – 514.5 нм, (Ar+-лазер) мощность луча на образце – 2 мВт, время съемки – 20 минут. Спектральная линия 2D в спектре Рамановского рассеяния нашей пленки имеет Лоренцеву форму огибающей с максимумом интенсивности на 2709 см⁻¹ и шириной на половине высоты (FWHM) 84 см⁻¹ (Рис. 3.8).



Рис. 3.8. Спектр Рамановского рассеяния пленочного модулятора Графен-КМЦ. Показана уширенная полоса 2D

Для высокоупорядоченного пиролитического графита (ВУПГ) в данных условиях съемки эти значения для 2D полосы равны 2723 и 79 см⁻¹ соответственно. Спектральная линия 2D соответствует двухфононному рассеянию и используется для диагностирования графенов, так как ширина, форма и положение максимума этой линии зависит от количества слоев графена в образце. Оценка количества слоев графена в отдельных листах, присутствующих в полимерной пленке, с использованием Рамановского спектра на Рис. 3.8, дала значения в диапазоне от 5 до 10 слоев [215, 216].

Количество слоев графена *n*, которое находится на пути прохождения луча лазера через пленку, можно оценить, пользуясь выражением для коэффициента пропускания образца $T \approx T_0(1-\alpha_1)^n$, где $\alpha_1 = 2.3\%$ – коэффициент поглощения одного графенового слоя, а $T_0 \approx 80\%$ – коэффициент пропускания полимерной пленки без графена. Для нашего случая, когда T = 32%, получаем количество слоев n = 33. Таким образом, по ходу зондирующего луча через пленку образца, толщиной 15 мкм укладывается от 3 до 6 многослойных графеновых листов.

3.2.2 Измерения нелинейных оптических свойств ОУН и графена методами Р- и Zсканирования

Для измерения нелинейных оптических характеристик ОУН и графена использовались экспериментальные методики Р- и Z-сканирования. Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 3.9.



Рис. 3.9 – Схема установки для измерения нелинейного поглощения пленочных образцов методами Р- и Z-сканирования: *G* – призма Глана-Томсона, *F* – нейтральный фильтр; *L*1, *L*2 – линзы; Sp – пленочный образец; *D*1, *D*2 – фотодиоды в каналах регистрации и сравнения; *Mv* – механическая подвижка, управляемая шаговым двигателем, для передвижения образца вдоль оси *z*

В обоих методах для зондирования использовался импульсный волоконный Yb-лазер, излучающий импульсы длительностью 400 фс на длине волны 1060 нм. Частота повторения импульсов была 1 МГц, энергия в каждом импульсе 2 мкДж. Z-сканирование осуществлялось по обычной схеме без диафрагмы для регистрации только нелинейного поглощения. Средняя мощность лазерного излучения варьировалась с помощью набора нейтральных фильтров F. Для фокусировки лазерного излучения использовалась линза L1 с фокусным расстоянием 24 см. Диаметр лазерного пучка измерялся в нескольких точках вдоль координаты сканирования, затем экспериментальные точки аппроксимировались для нахождения точного положения перетяжки и значения диаметра перетяжки в точке фокуса. Диаметр перетяжки на уровне е⁻² от максимума интенсивности составил 74 мкм. Образец был закреплен на подвижке с возможностью перемещаться вдоль лазерного пучка (Z-координата) вблизи области фокусировки. Прошедшее через образец излучение регистрировалось с помощью фотодиода D1. Для измерения падающей на образец мощности использовали фотодиод D2 в канале сравнения. Чтобы исключить влияние термолинзы и нелинейной рефракции, прошедший через образец луч дополнительно фокусировался линзой L2 в область апертуры фотодиода D1, чтобы обеспечить регистрацию всего прошедшего через образец излучения. Перед каждым экспериментом фотодиоды калибровались при помощи измерителя мощности.

В методе Z-сканирования проводилась серия экспериментов при разных энергиях падающего на образец импульса. На каждой энергии импульса строилась характерная кривая Z-

сканирования. Типичные экспериментальные кривые Z-сканирования на разных энергиях зондирующего импульса представлены на Рис. 3.10 для пленочного композита ОУН-КМЦ.



Рис. 3.10 – Сигналы Z-сканирования пленочного композита ОУН-КМЦ, снятые при разных значениях энергии зондирующего импульса: 1) 0.6 нДж; 2)0.8 нДж; 3)1.2 нДж

Далее для построения зависимости коэффициента пропускания образцов от пиковой интенсивности использовались максимальные значения этих кривых в перетяжке лазерного пучка (в точке Z = 0).

В случае Р-сканирования образец позиционировался точно в перетяжке лазерного пучка. Плотность накачки плавно менялась вращением полуволновой пластинки, установленной перед призмой Глана-Томсона. В эксперименте измерялся коэффициент пропускания – отношение средней мощности прошедшего к средней мощности падающего на образец излучений. На Рис. 3.11 и Рис. 3.12 показаны зависимости коэффициентов пропускания пленочных образцов от пиковой интенсивности, снятые двумя разными методами сканирования.



Рис. 3.11 – Зависимость коэффициента пропускания от пиковой интенсивности для пленочного композита ОУН-КМЦ



Рис. 3.12 – Зависимость коэффициента пропускания от пиковой интенсивности для пленочного композита Графен-КМЦ

Пиковая интенсивность падающего излучения в перетяжке луча рассчитывалось из выражения:

$$I \approx \frac{E_A}{\pi r_0^2 \cdot \tau_p} \tag{3.5}$$

где E_A – энергия светового импульса, падающая на модулятор; r_0 – диаметр перетяжки на уровне e^{-2} интенсивности; τ_p – длительность лазерного импульса (полная ширина на полувысоте профиля интенсивности). Вследствие поглощения света в образце и последующего

рассеяния тепловой мощности при определенных интенсивностях падающего излучения происходило разрушение пленочного композита. В среднем начало разрушения происходило начиная с пиковых интенсивностей 0.8 ГВт/см² и 1.5 ГВт/см² для ОУН и графен содержащих композитов соответственно.

Для анализа экспериментальных кривых использовали выражение:

$$T(I) \approx T_{NS} - \frac{\Delta T}{1 + \frac{I}{I_{S,A}}}$$
(3.6)

где T(I) – коэффициент пропускания образца, зависящий от интенсивности, ΔT – изменение коэффициента пропускания вследствие насыщающегося поглощения, T_{NS} – ненасыщаемая часть коэффициента пропускания, $I_{S,A}$ – интенсивность насыщения поглотителя.

3.2.3 Обработка результатов эксперимента

Результат аппроксимации экспериментальных кривых, используя выражение (3.6) представлен в Табл.3.3.

Таблица 3.3 – Экспериментальные характеристики нелинейного поглощения для разных композитных материалов, полученные с использованием методов Р- и Z-сканирования

Образец/Метод измерения.	T _{NS} , %	∆T, %	I _{S,A} , ГВт/см ²	<i>F_{S,A},* мкДж/см²</i>
Графен-КМЦ/ Z-скан	32.1	1.3	1.7±0.5	680±200
Графен-КМЦ/ Р-скан	32.5	1.7	2.0±0.4	800±160
ОУН-КМЦ/ Z-скан	70.9	2.58	0.051±0.016	20.4±6.4
ОУН-КМЦ/ Р-скан	69.8	2.74	0.035±0.016	14±6.4

* $F_{S,A} = I_{S,A} \cdot \tau_p$ – плотность энергии насыщения

Как видно из Табл. 3.3, интенсивность насыщения $I_{5,A}$ для двух экспериментальных методов, относящихся к одному композиту, в пределах ошибки эксперимента совпадают. Измеренная методами Р- и Z-сканирования величина интенсивности насыщения для композитов с ОУН составляла 35 и 51 МВт/см² соответственно. Полученные величины плотности энергии насыщения для ОУН содержащих образцов 20.4 и 14 мкДж/см² сопоставимы со значениями, полученными из других источников в аналогичных условиях: 40 мкДж/см² для пленки ОУН на поверхности брэгговского отражателя [217], 10 мкДж/см² и 6 мкДж/см² для

пленочного композита ОУН-полиметилметакрилат [218,219]. Для образцов с графеном величина интенсивности насыщения более чем на порядок выше, чем для образцов с ОУН и, по нашим оценкам, имеет величину ~2 ГВт/см², находясь вблизи порога разрушения пленочного композита. Измеренные величины интенсивности насыщения пленочного композита с графеном по порядку величины сравнимы со значениями 4 ГВт/см² для однослойного графена на кварцевой подложке [220], а также 1.5 ± 0.5 ГВт/см² для двухслойного графена [221]. Как было показано ранее, у образцов на основе полимерной матрицы КМЦ существует порог оптического разрушения, который зависит от пиковой интенсивности падающего импульсного излучения. Значения порогов разрушения для полимерных композитов с ОУНТ и графеном, а также с графеном, полученным механической эксфолиацией, равны 0.7 ГВт/см², 0.97 ГВт/см² и 0.8 ГВт/см² соответственно. Пороги оптического разрушения были оценены по минимальным значениям интенсивностей, при которых проходило разрушение образца во время эксперимента. Найденные пороги не зависят от поглощения образца, поэтому разрушение не связано с термическим разрушением.

Другим ограничивающим фактором, приводящим к разрушению образцов, является средняя мощность падающего излучения, при которой происходит разрушение образца из-за нагрева. С помощью непрерывного лазера на длине волны 1070 нм была измерена мощность, при которых происходило разрушение образцов в полимерной матрице. Диаметр пучка лазерного излучения на образце составлял 6 мкм. Пороговая мощность разрушения зависела от поглощения образца. Для образца с поглощением 19% пороговая мощность составила 20 мВт, а для образца с поглощением 7% – 56 мВт. Зависимость средней мощности разрушения от поглощения образца говорит о тепловом эффекте. Соответствующие значения поглощенной мощности лазерного излучения составляли 3.8 и 3.92 мВт соответственно. Так как диаметр зоны взаимодействия составлял 6 мкм, пороговое значение средней поглощенной интенсивности излучения для термического разрушения пленочного образца составляет 18±1 кВт/см².

Таким образом, измерены характеристики оптического насыщения пленочных композитов с ОУН и графеном. Найдены значения интенсивности насыщения и пороги оптического разрушения данных композитных материалов. Интенсивность насыщения графеновых образцов оказалась на два порядка выше, чем для образцов с ОУН и превосходит порог оптического разрушения полимерного композита.

141

3.3 Сравнительный анализ нелинейных оптических свойства однослойного графена и суспензий графеновых листов с количеством слоев

от одного до трех

Методом Z-сканирования изучено нелинейное поглощение суспензий графеновых нанолистов с количеством слоев от 1 до 3-х при фемтосекундном возбуждении на длине волны 1030 нм. Показана большая глубина модуляции и меньшая интенсивность насыщения таких суспензий по сравнению с нелинейным поглощением однослойного графена, полученного кварцевой методом CVD осаждения на подложке. Рассматривается динамика Даются оценки фотовозбужденных носителей в рамках двухуровневых схем переходов. сечений поглощения и концентрации фотовозбужденных носителей заряда в однослойном графене. Показано наличие двухфотонного поглощения (ДФП) в суспензиях графеновых листов и отсутствие заметрого ДФП в образце с однослойным графеном.

Графен представляет собой двумерную (2D) аллотропную модификацию углерода, образованную одиночным слоем атомов углерода. Атомы углерода в графене соединены посредством σ- и π-связей в гексагональную кристаллическую решетку. Благодаря своей структуре, в графене валентная зона полностью заполнена, и энергия Ферми лежит в области пересечения валентной зоны и зоны проводимости. Валентная зона и зона проводимости в графене касаются друг друга только в некоторых точках, которые называются точками Дирака. Коническая зонная структура вблизи точек Дирака с линейной дисперсией электронов определяет специфические свойства графена, такие как широкополосное линейное и насыщающееся поглощение света в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. Многочисленные исследования нелинейных оптических свойств графена показывают противоречивые результаты, при этом экспериментально измеренные характеристики нелинейного поглощения различаются на несколько порядков [222]. Известные к настоящему времени теории насыщения оптического поглощения для графена [223] не предсказывают величину интенсивности межзонного насыщения в несколько ГВт/см², которая измерена в серии доступных экспериментов [224,225]. В нашей работе подробно разбирается причина изменения интенсивности насыщения графена, связанная с длительностью возбуждающего импульса. Обсуждается возможность использования одно- и многослойного графена для сверхбыстрой модуляции света на основе найденных параметров для глубины модуляции и доли ненасыщаемого поглощения. Существующие способы получения графеновых листов в основном связаны с химическим осаждением из газовой фазы, что обеспечивает получение высококачественных графеновых листов с необходимым количеством слоев. Технология

включает сложные процессы осаждения углерода на поверхности металла и переноса графенового слоя на прозрачную подложку [226]. Более простой и доступный способ химической эксфолиации из жидкой фазы предполагает химический процесс разделения на слои в высокоупорядоченном пиролитическом графите [227]. В настоящей работе описана методика диспергирования природного графита с помощью высокоскоростного миксера для получения суспензий графеновых нанолистов (ГНЛ) с количеством слоев от одного до трех с максимальным распределением для двухслойных графеновых листов. Метод обеспечивает большие размеры кристаллитов графена в базисной плоскости ГНЛ с небольшими краевыми дефектами и отсутствием *sp*³-дефектов.

Методом Z-сканирования изучено насыщающееся поглощение однослойного графена и суспензий ГНЛ в водных растворах карбоксиметилцеллюлозы (ГНЛ-КМЦ) и дезоксихолата натрия (ГНЛ-ДХН). Предложена схема динамики фотовозбужденных носителей, описывающая насыщение поглощения в одно- и многослойном графене. На основе анализа нелинейных оптических свойств даются рекомендации по применению графен-содержащих материалов в качестве внутрирезонаторных модуляторов для синхронизации мод импульсных лазеров.

3.3.1 Приготовление образцов и описание эксперимента

Однослойную графеновую пленку получали методом химического осаждения из газовой фазы (CVD-метод) на медной фольге. Затем пленка переносилась на кварцевую подложку размером 25 x 25 x 1 мм (Graphene Laboratories, Inc).

Для приготовления стабильной суспензии ГНЛ в воде использовали водорастворимый полимер карбоксиметилцеллюлозу (КМЦ) (натривая соль карбоксиметилцеллюлозы средней вязкости) и дезоксихолат натрия (ДХН). Суспензию получали путем диспергирования (эксфолиации) природного графита (40 мг/мл, размеры чешуек 150–500 мкм) в термостатируемом реакторе ($T = 12^{\circ}$ C) в водных растворах полимера КМЦ (концентрация полимера 5 мг/мл) или ДХН (5 мг/мл) с помощью высокоскоростного миксера (IKAT 18 digital ULTRA TURRAX[®], 300 Вт). Скорость перемешивания варьировалась в пределах 7000–14000 об/мин. Эффективность диспергирования графита (концентрация ГНЛ в мг/мл в суспензии) зависела от величины механической энергии, введенной в смесь при перемешивании миксером. Энергии, введенные в раствор при диспергировании графита в водных растворах КМЦ и ДХН были E = 484 и 81.2 кДж, а удельные энергии отнесенные к 1 г графита $E_{yg} = 121$ и 20.3 кДж/г соответственно. В результате диспергирования получали графитно-черные не прозрачные растворы, которые подвергали центрифугированию при ускорении 10000 g (центрифуга Eppendorf 5084) в течение 1 часа для удаления крупных частиц графита. Верхнюю часть (~80%)

гомогенного супернатанта над осадком декантировали и использовали для проведения экспериментов. Суспензии ГНЛ-КМЦ и ГНЛ-ДХН имели черно-коричневый цвет, давали эффект Тиндаля и были оптически прозрачны и стабильны более года.



Рис. 3.13 – Спектры поглощения суспензии ГНЛ в водных растворах КМЦ (1) и ДХН (2) после центрифугирования

Оптические спектры поглощения суспензий ГНЛ в водных растворах КМЦ и ДХН после центрифугирования показаны на Рис. 3.13. Спектры имеют один характерный пик поглощения в УФ области с максимумом при $\lambda = 268$ нм, который является характеристикой сингулярности ван Хова в плотности состояний графена [228]. Спектры суспензий ГНЛ также характеризуются наличием поглощения во всей области исследованных длин волн до 900 нм. Концентрации ГНЛ в суспензиях ГНЛ-КМЦ и ГНЛ-ДХН составляли 0.036 and 0.041 мг/мл соответственно. Они были определены из величин оптического поглощения на длине волны 660 нм, используя закон Ламберта-Бэра $A = \varepsilon L C_{\GammaHЛ}$, где $C_{\Gamma HЛ}$ (мг/мл) – концентрация ГНЛ, A– оптическая плотность при $\lambda = 660$ нм, ε – коэффициент экстинкции мл мг⁻¹м⁻¹. Значение ε было определено взвешиванием пленки, полученной вакуумной фильтрацией известного объема суспензии. Из зависимости поглощения суспензии от концентрации в линейной области было найдено значение коэффициента экстинкции $\varepsilon = 3860$ мл мг⁻¹ м⁻¹. Это значение согласуется с литературными данными для суспензий ГНЛ в поливиниловом спирте (ПВС) $\varepsilon = 3778$ [229] и холате натрия (XH) $\varepsilon = 3236$ мл мг⁻¹ м⁻¹ [230].

Структурные характеристики ГНЛ были изучены методом комбинационного рассеяния (КР) света. Спектры КР пленок ГНЛ-КМЦ и ГНЛ-ДХН (высушенные капли суспензий на стекле) и для сравнения графита приведены на Рис. 3.14. Для возбуждения комбинационных мод использовали излучение Ar+-лазера ($\lambda = 514.5$ нм), рассеяние регистрировали с помощью
спектрометра на базе тройного монохроматора T64000 (Horiba Jobin Yvon) с использованием объектива с линзой ×100. Мощность лазерного излучения на образце была ~0.1 мВт, чтобы исключить влияние локального нагрева образца. В спектрах КР пленок и графита присутствуют пики, обозначенные как D, G, D', 2D и D+D' [231].



Рис. 3.14 – Спектры комбинационного рассеяния графита (1) и суспензий GNS-CMC (2) и GNS-SDC (3) после сушки суспензии на стеклянной подложке.

Полосы с максимумами при $\omega \sim 1581$ и $\omega \sim 2688$ см⁻¹ в спектре коибинационного рассеяния разрешены правилами отбора и относятся к *G* и 2*D* модам графена. Спектральная полоса *G* характерна для колебаний растяжения-сжатия сопряженных *sp*²-связей C=C в ароматических молекулах. В спектре дефектного графена дополнительно появляются полосы при $\omega \sim 1347$ (*D* полоса) и $\omega \sim 1616$ см⁻¹ (*D*' полоса). Полоса *D* связана с дыхательными модами типа A_{1g} кластеров шестиатомных ароматических колец с сопряженными *sp*²-связями. Полоса 2*D* с частотой $\omega \sim 2688$ см⁻¹ соответствует обертону линии *D*. Отношения интенсивностей полос *D* и *G* (I_D/I_G) используют для определения дефектности как в однослойном, так и многослойном графене. Чем меньше это отношение, тем совершенней *sp*²-структура графеновых листов. Отношение I_D/I_G связывают также с размером графеновых кристаллитов в базисной плоскости, L_a [232]:

$$L_a = (2.4 \times 10^{-10}) \lambda^4 (I_D / I_G)^{-1}$$
(3.7)

где λ – длина волны возбуждающего лазера в нм. Величина размеров кристаллитов в базисной плоскости ГНЛ и границы зерен определяют многие свойства графеновых материалов,

например, проводимость: чем больше размер L_a , тем меньше сопротивление. Значения L_a рассчитанные по вышеприведенной формуле (3.7) составляют для природного графита и в суспензиях ГНЛ-КМЦ и ГНЛ-ДХН 1120, 26 и 19 нм соответственно. Значения L_a для ГНЛ, полученных диспергированием природного графита с помощью высокоскоростного миксера, больше, чем в ГНЛ после восстановления оксида графена (10–15 нм) [233], а также больше чем в ГНЛ, полученных после термической эксфолиации оксида графена (4–7 нм) или интеркаляции трихлоридом фтора высоко-ориентированного пиролитического графита (9–11 нм) [234]).

В спектрах комбинационного рассеяния для ГНЛ появляется пик $D'(\omega \sim 1616 \text{ см}^{-1})$ в виде плеча справа от пика G, который указывает на наличие небольших дефектов в базисной плоскости графена. Соотношение интенсивностей пиков D и D' (I_D/I_D) используют для получения информации о природе дефектов. Значения I_D/I_D для изученных образцов равны 4.5 и 5.0, соответственно для ГНЛ-КМЦ и ГНЛ-ДХН суспензий, что обусловлено краями графеновых листов и отсутствием дефектов, связанных с наличием sp^3 -углеродных атомов на них (при $I_D/I_D = 13$) [235]. Это указывает, что при диспергированни (эксфолиации) фактически происходит уменьшение латеральных размеров частиц без увеличения их дефектности.

В спектрах также наблюдается изменение формы 2D пика ГНЛ по сравнению с графитом. Полоса графита 2D состоит из центрального пика при $\omega_p \sim 2724$ см⁻¹ и плеча на $\omega_s \sim 2681$ см⁻¹, а 2D пик, относящийся к ГНЛ, сдвинут в низкочастотную область и его форма зависит от числа монослоев (N_G) в нанолисте [236]. Отношение интенсивностей I_{2D}/I_G полос 2D и G используют для определения числа слоев в ГНЛ. Интенсивности I_{2D}/I_G ГНЛ-КМЦ и ГНЛ-ДХН равны 0.52 и 0.68 соответственно. Эти значения характерны для суспензий, которые состоят из смеси графеновых листов толщиной в один и в несколько слоев графена [237]. В работе [229] была предложена эмпирическая формула, использующая форму 2D полосы в КР спектре для количественной оценки толщины ГНЛ (N_G) с погрешностью приблизительно ±1.5 слоя:

$$N_G = 10^{0.84M + 0.45M^2} \tag{3.8}$$

Где величина $M = (I_{2D}, \omega_p/I_{2D}, \omega_s)_{GNS}/(I_{2D}, \omega_p/I_{2D}, \omega_s)_{Gr}$; $I_{2D}, \omega_p -$ интенсивность пика 2D полосы на частоте ω_p , а $I_{2D}, \omega_s -$ интенсивность бокового плеча полосы 2D на частоте ω_s для многослойных листов графена (GNS) и графита (Gr) [229]. Рассчитанные значения числа слоев в ГНЛ по формуле (2) для ГНЛ-КМЦ и ГНЛ-ДХН составили $N_G = 2,1(2-3)$ и 1.7 (1-2) слоя соответственно. Сканирующую электронную микроскопию (Zeiss LEO SUPRA 25, энергия электронов 3– 4 кВ, давление в камере $2 \cdot 10^{-5}$ Па) использовали для оценки латеральных размеров графеновых нанолистов после центрифугирования исходной суспензии при ускорении 10000 g в течение 1 часа (Рис. 3.15).



Рис. 3.15 – Микрофотография сканирующей электронной микроскопии ГНЛ на пластине Si/SiO₂. Гистограмма латеральных размеров показывает, что средний размер графеновых листов составляет 259 нм для суспензии ГНЛ-ДХН

Для сканирующей электронной микроскопии ГНЛ суспензии наносили в виде капли на подложку Si/SiO₂ и сушили на воздухе. Распределения латеральных размеров нанолистов в суспензиях показывают логнормальную зависимость со средними значениями 477 и 259 нм для ГНЛ-КМЦ и ГНЛ-ДХН суспензии соответственно.

Для измерения оптических нелинейных характеристик графеновых суспензий и пленок применялась экспериментальная методика Z-сканирования. Для зондирования использовался волоконный импульсный Yb³⁺-лазер с частотой следования импульсов 1 кГц на длине волны 1030 нм. Длительность выходного импульса была 300 фс и энергия в каждом импульсе 1.5 мкДж на основной длине волны генерации. Z-сканирование осуществлялось по обычной схеме без диафрагмы для регистрации только нелинейного поглощения. Для фокусировки лазерного излучения использовалась линза L с фокусным расстоянием 12 см. Диаметр лазерного пучка измерялся в нескольких точках вдоль координаты сканирования, затем экспериментальные точки аппроксимировались для нахождения точного положения перетяжки и значения диаметра перетяжки в точке фокуса. Радиус перетяжки на уровне e^{-2} для линзы L составлял 40 мкм. Образец представлял собой кювету толщиной 2 мм с суспензией графеновых листов либо кварцевую пластину с пленкой однослойного графена на подвижной станции с возможностью перемещаться вдоль лазерного пучка (Z-координата) вблизи области фокусировки. Пиковая

интенсивность падающего излучения в перетяжке луча рассчитывалось из выражения (3.5). Нейтральный фильтр F на выходе лазера позволял регулировать падающую энергию светового импульса E в диапазоне от 10 до 1500 нДж на основной длине волны генерации лазера. В эксперименте измерялся коэффициент пропускания T – отношение средних мощностей прошедшего через образец и падающего излучений. На Рис. 3.16 приведены кривые нормированного коэффициента пропускания T/T_0 , полученные в экспериментах Z-сканирования для однослойного графена на кварцевой подложке и для суспензий ГНС в растворе, где T_0 – линейный коэффициент пропускания при низкой интенсивности падающих импульсов.



Рис. 3.16 – Экспериментальные кривые Z-сканирования: а) для однослойного графена с энергией импульса возбуждения 1) – 300 нДж, 2) – 600 нДж, 3) – 1200 нДж; б) для суспензии ГНЛ-ДХН с энергией импульса возбуждения 1) – 500 нДж, 2) – 800 нДж, 3) – 1200 нДж

3.3.2 Обработка результатов эксперимента

Для теоретической оценки экспериментальных зависимостей нелинейного поглощения однослойного графена в условиях нашего эксперимента использовалась двухуровневая схема зонной структуры, представленная на Рис. 3.17.



Рис. 3.17 – Зонная структура однослойного графена в зоне Бриллюэна и возможные однофотонные (σ₀) и двухфотонные (β) переходы между валентной зоной (*v*) и зоной проводимости (*c*). Межзонные и внутризонные релаксационные процессы представлены стрелками τ₁ и τ₂ соответственно

Изменение концентрации фотовозбужденных носителй зарядана уровне валентной зоны N_0 и на уровне нижней зоны проводимости N_1 при возбуждении фемтосекундным импульсом с интенсивностью I(t) описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{dN_0}{dt} = -\frac{\sigma_0 N_0 I}{\hbar\omega} + \frac{N_1}{\tau_1} + \frac{N_1}{\tau_2} - \frac{\beta I^2}{2\hbar\omega}$$
(3.9)

где $N_1 = N - N_0$; N – общая концентрация фотовозбужденных носителей заряда; σ_0 – сечение поглощения для перехода между валентной зоной и зоной проводимости; β – коэффициент двухфотонного поглощения, τ_1 , τ_2 – времена межзонной и внутризонной релаксации фотовозбужденных носителей заряда соответственно. Поглощение образца в зависимости от толщины, на которой происходит взаимодействие, описывается уравнением:

$$\frac{dI}{dz} = -\sigma_0 N_0 I - \beta I^2 \tag{3.10}$$

Как следует из предыдущих исследований, природа насыщающегося поглощения в однослойном графене на интенсивностях от сотен MBт/см² и до нескольких ГВт/см² определяется в основном сверхбыстрой термализацией носителей в зоне проводимости сразу после короткого импульсного возбуждения [238] и внутризонным временем релаксации в диапазоне 10–150 фс с последующей межзонной электронно-дырочной рекомбинацией с

характерным временем $\tau_1 \sim 2$ пс [239]. При больших интенсивностях, когда переход ($v \rightarrow c$) насыщен, уравнение (3.9) разрешается в стационарном приближении для N_0 , пренебрегая членом N_1/τ_1 , так как $\tau_1 \gg \tau_2$. Затем, после подстановки решения в уравнение (3.10) и интегрирования по длине образца с небольшим линейным поглощением, оптический коэффициент пропускания можно записать в виде

$$T(I_0) = \exp\left(-\frac{\alpha_0}{1 + I_0/I_s} - \gamma_0 - \beta L_G I_0 \left(\frac{I_s + I_0/2}{I_s + I_0}\right)\right)$$
(3.11)

Выражения для насыщаемой части поглощения α₀ и интенсивности насыщения Is:

$$\alpha_0 = \sigma_0 L_G N \tag{3.12}$$

$$I_s = \frac{\hbar\omega}{\sigma_0 \tau_2} \tag{3.13}$$

где $L_{\rm G}$ – толщина однослойного графенового слоя, а $\gamma_0 = \alpha_{\rm G} - \alpha_0$ – ненасыщенная часть поглощения графена в предположении, что $\alpha_{\rm G} = 0.023$ – поглощение однослойного листа графена. Как следует из уравнения (3.13), насыщение поглощения при высоких интенсивностях связано с быстрой внутризонной релаксацией носителей заряда в зоне возбуждения и I_S определяется временем внутризонной релаксации τ_2 .

На Рис. 3.18 показаны зависимости нормированного коэффициента пропускания от пиковой интенсивности для однослойного графена, взятые из кривых Z-сканирования при z = 0.



Рис. 3.18 – Нормализованный коэффициент пропускания в зависимости от пиковой интенсивности падающего импульса для однослойного графена (кружки) и наилучшее приближение (сплошная линия) с использованием уравнения (3.11)

Теоретическая аппроксимация экспериментальной кривой с использованием уравнения (3.11) позволила получить значения насыщаемой части поглощения для однослойного графена $\alpha_0 = 0.017$ (74% от α_G) и интенсивности насыщения $I_S = (6.2 \pm 0.8)$ ГВт/см². Наилучшее приближение достигается при $\beta = 0$. Мы также можем оценить верхний уровень $\beta \cdot L_G \ll 2 \cdot 10^{-5}$ см²/ГВт, ниже которого мы не можем определить вклад ДФП.

Используя уравнения (3.12) и (3.13), а также значение времени внутризонной релаксации $\tau_2 \approx 70$ fs [240], можно рассчитать сечение поглощения для однослойного графена $\sigma_0 = (4.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-16}$ см² на длине волны 1030 нм и плотность фотовозбужденных носителей заряда $n = N \cdot L_G = (3.8 \pm 0.7) \cdot 10^{13}$ см⁻². Поскольку длительность импульса возбуждения в нашем эксперименте лежит в диапазоне $\tau_2 \ll \tau_p \ll \tau_1$, фотовозбужденные носители термализуются и охлаждаются с образованием горячего квазиравновесного распределения Ферми-Дирака для электронов и дырок из-за внутризонного рассеяния носителей заряда при отсутствии диссипации энергии. Плотность состояний в графене на уровнях $\pm \hbar \omega/2$ для перехода с энергией фотона $\hbar \omega$ определяется выражением $D(\pm \hbar \omega/2) = \hbar \omega/(\pi \hbar^2 v_f^2)$, где $v_f = 10^8$ см/с – скорость носителей заряда в графене. Горячее квазиравновесное распределение Ферми-Дирака устанавливается при температуре электронов T_e с химическим потенциалом μ_e в соответствии с условием сохранения энергии и количества частиц [220]:

$$n\frac{\hbar\omega}{2} = \int_{0}^{\infty} f(E)D(E)EdE$$
(3.14)

$$n = \int_{0}^{\infty} f(E)D(E)dE$$
(3.15)

где функция распределения электронов $f(E) = \left(1 + \exp\left(\frac{\mu_e - E}{K_B T_e}\right)\right)^{-1}$

Решая уравнение (3.14) совместно с уравнением (3.15) и предполагая экспериментальное значение плотности носителей заряда при фотовозбуждении $n = 3.8 \cdot 10^{13}$ см⁻², можно оценить начальную температуру носителей заряда при ультракоротком возбуждении $T_e = 2100$ К и химический потенциал $\mu_e = 0.64$ эВ. Таким образом, в процессе ультракороткого возбуждения с интенсивностью, близкой к насыщению, фотовозбужденные электроны заполняют коническое распределение состояний зоны проводимости ниже и вблизи энергии $\hbar\omega/2 = 0.6$ эВ в соответствии с функцией распределения f(E) при температуре T_e , как показано на Рис. 3.19а. Дальнейшее поглощение фотонов с энергией $\hbar\omega$ уменьшается из-за блокировки Паули.



Рис. 3.19 – Структура энергетических зон для однослойного графена вблизи точки Дирака
в пространстве *E*−*k*. Серые области – состояния, заполненные электронами; градиент серого схематично показывает энергетическую зависимость функции распределения *f*(*E*);
а) распределение электронов при импульсном возбуждении с характеристиками τ₂ << τ_p << τ₁;
b) распределение электронов при импульсном возбуждении с характеристиками τ_p ≤ τ₂

Ситуация меняется, когда длительность импульса возбуждения лежит в диапазоне τ_p ≤ τ₂, которая меньше или равна времени термализации горячих носителей в течение 10–150 фс. Затем импульсное возбуждение формирует неравновесные распределения носителей в узком интервале энергий ΔE и, следовательно, генерирует меньшую плотность фотовозбужденных носителей, как показано на Рис. 3.196. Плотность электронов в интервале энергий $\Delta E = \hbar \Delta \omega/2$ равна $n = D(\hbar \omega/2) \Delta E$. Для спектрально-ограниченного импульса с длительностью 50 фс интервал энергии составляет $\Delta E \approx 12$ мэВ, а расчет электронной плотности дает значение $n = 1.2 \cdot 10^{12} \text{см}^{-2}$ для длины волны накачки 1030 нм. Сопоставляя значения электронной плотности для двух разных случаев (экспериментальное значение 3.8·10¹³см⁻² для длительности импульса 300 фс и теоретическое 1.2·10¹²см⁻² для длительности импульса 50 фс), можно сделать вывод, что изменение длительности возбуждающего импульса может быть причиной значительных изменений плотности фотовозбужденных носителей с соответствующим изменением интенсивности насыщения. Интенсивность насыщения, рассчитанная по уравнениям (3.12) и (3.13) для импульса возбуждения длительностью 50 фс должна иметь значение $I_S = 220 \text{ MBt/cm}^2$.

На Рис. 3.20 показаны экспериментальные значения коэффициента пропускания в зависимости от пиковой интенсивности, которые были зарегистрированы для суспензий ГНЛ-КМЦ и ГНЛ-ДХН.



Рис. 3.20 – Экспериментальные значения коэффициента пропускания суспензий с ГНЛ в зависимости от пиковой интенсивности падающего импульса – круги; наилучшее приближение с использованием уравнения (11) – сплошная линия: 1) ГНЛ-КМЦ и 2) ГНЛ-ДХН; ΔT – глубина модуляции; T_0 – уровень линейного поглощения для суспензии ГНЛ-ДХН

Влияние ДФП отклоняет вниз экспериментальные кривые при высоких интенсивностях падающего излучения и увеличивает ненасыщенную часть коэффициента пропускания. Чтобы описать насыщение поглощения в суспензиях, мы использовали модифицированное уравнение (3.11), учитывающее поглощение суммы всех отдельных однослойных графеновых листов при прохождении лазерного луча через образец:

$$T(I_0) = \exp\left(-\frac{\alpha_N}{1 + I_0/I_s} - \gamma_N + \beta_N L_G I_0 \left(\frac{\alpha_N}{2} - \frac{I_s + I_0/2}{I_s + I_0}\right) - \delta\right)$$
(3.16)

где $\alpha_{\rm N} = \alpha_{\rm GNS}N_L$; $\gamma_N = \gamma_{\rm GNS}N_L$; N_L – количество однослойных графеновых листов на пути лазерного луча; $\beta_N = \beta_{\rm GNS}N_L$; $\beta_{\rm GNS}$ – коэффициент двухфотонного поглощения для ГНЛ на один слой; $\alpha_{\rm GNS}u\gamma_{\rm GNS}$ являются насыщаемыми и ненасыщенными поглощающими частями для ГНЛ на один слой, соответственно, с условием $\alpha_{\rm GNS} + \gamma_{\rm GNS} = 0.023$; δ – рассеивающая часть поглощения. Соотношение $N_L/N_G \approx N_L/2$ выражает количество ГНЛ на пути лазерного луча.

Сплошные линии на Рис. 3.20 являются наилучшим приближением экспериментальных точек с использованием уравнения (3.16). Аппроксимация показывает хорошее согласие с экспериментом, если принять значения $N_L = 28$ для ГНЛ-ДХН и $N_L = 24$ для ГНЛ-КМЦ. Насыщаемая часть поглощения ГНЛ на слой составляет $\alpha_{GNS} = 0.008$ (35% от α_G) для обеих кривых, если пренебречь рассеянием, т.е. $\delta = 0$. Также из аппрокимации экспериментальных данных следует, что значения интенсивностей насыщения для суспензий ГНЛ меньше, чем соответствующая характеристика для однослойного графена: $I_S = (4.5 \pm 0.6)$ ГВт/см² для ГНЛ-

ДХН и $I_S = (3.4 \pm 0.5)$ ГВт/см² для ГНЛ-КМЦ ($I_S = (6.2 \pm 0.8)$ ГВт/см² для однослойного графена). Как следует из уравнения (3.13), уменьшение I_S для суспензий многослойных графеновых листов с коэффициентом ~1.5 можно объяснить увеличением времени внутризонной релаксации на тот же коэффициент 1.5, что отмечалось в экспериментах для многослойного графена [239]. Одной из причин уменьшения насыщаемой части поглощения с 74% для однослойного графена до 35% для слоя в ГНЛ является наличие рассеяния света в суспензиях двумерных наночастиц. Как следует из [241], коэффициент экстинкции, обычно определяемый из измерений коэффициента пропускания, на 10-30% выше, чем коэффициент поглощения для суспензий графена и других двумерных материалов. Предполагая, что потери на рассеяние света составляют 30% от общего поглощения ($\delta = 0.2$), наилучшая аппроксимация уравнения (3.16) достигается при большем значении $\alpha_{GNS} = 0.012$ (53% от α_G). Оценивая вклад двухфотонного поглощения, наилучшее приближение экспериментальных данных на Рис. 3.20 получено с использованием подгоночного коэффициента для двухфотонного поглощения на слой $\beta_{GNS} = (7.4 \pm 1.2)$ см/МВт для ГНЛ-КМЦ ($\delta = 0$) в предположении, что толщина однослойного графена L_G составляет 0.33 нм. Значение коэффициента ДФП для двух слоев β_{bi} = $2 \cdot \beta_{GNS} = 14.8$ см/МВт хорошо согласуется со значением 20 см/МВт для двухслойного графена при 1100 нм, опубликованным в [221]. Подгоночные параметры для описания экспериментальных кривых на Рис. 3.18 и Рис. 3.20. используя уравнение (3.16), приведены в Таблице 3.4.

Таблица 3.4 – Параметры нелинейного поглощения однослойного графена и суспензий ГНЛ при возбуждении фемтосекундным импульсом с длительностью 300 фс на длине волны 1030 нм

$\alpha_{\rm N}(\times 10^{-2})$	γ _N (×10 ⁻²)	I_S , $\Gamma BT/cm^2$	$\beta_{ m N,}$ см/МВт	N_L
1.70 ± 0.05	0.60 ± 0.05	6.2±0.8	<0.6	1
0.83 ± 0.02	1.47 ± 0.02	4.5±0.6	6.9±1.2	28
0.79 ± 0.02	1.51 ± 0.02	3.4±0.5	7.4±1.2	24
1.15±0.03	1.15 ± 0.03	4.3±0.6	10.2±1.6	19
1.22±0.03	1.08 ± 0.03	3.1±0.5	11.2±1.6	16
	$\begin{array}{c} \alpha_{\rm N}(\times 10^{-2}) \\ \\ \hline 1.70 \pm 0.05 \\ \\ 0.83 \pm 0.02 \\ \\ 0.79 \pm 0.02 \\ \\ 1.15 \pm 0.03 \\ \\ 1.22 \pm 0.03 \end{array}$	$\begin{array}{c} \alpha_{\rm N}(\times 10^{-2}) & \gamma_{\rm N}(\times 10^{-2}) \\ \hline 1.70 \pm 0.05 & 0.60 \pm 0.05 \\ 0.83 \pm 0.02 & 1.47 \pm 0.02 \\ 0.79 \pm 0.02 & 1.51 \pm 0.02 \\ 1.15 \pm 0.03 & 1.15 \pm 0.03 \\ 1.22 \pm 0.03 & 1.08 \pm 0.03 \end{array}$	$\alpha_{\rm N}(\times 10^{-2})$ $\gamma_{\rm N}(\times 10^{-2})$ $I_S, \Gamma B {\rm T/cm}^2$ 1.70 ± 0.05 0.60 ± 0.05 6.2 ± 0.8 0.83 ± 0.02 1.47 ± 0.02 4.5 ± 0.6 0.79 ± 0.02 1.51 ± 0.02 3.4 ± 0.5 1.15 ± 0.03 1.15 ± 0.03 4.3 ± 0.6 1.22 ± 0.03 1.08 ± 0.03 3.1 ± 0.5	$\alpha_{\rm N}(\times 10^{-2})$ $\gamma_{\rm N}(\times 10^{-2})$ $I_S, \Gamma B T/cm^2$ $\beta_{\rm N}, cm/MBT$ 1.70 ± 0.05 0.60 ± 0.05 6.2 ± 0.8 <0.6 0.83 ± 0.02 1.47 ± 0.02 4.5 ± 0.6 6.9 ± 1.2 0.79 ± 0.02 1.51 ± 0.02 3.4 ± 0.5 7.4 ± 1.2 1.15 ± 0.03 1.15 ± 0.03 4.3 ± 0.6 10.2 ± 1.6 1.22 ± 0.03 1.08 ± 0.03 3.1 ± 0.5 11.2 ± 1.6

Наличие заметного ДФП в суспензиях графеновых листов и его отсутствие в однослойном графене можно объяснить большим количеством разрешенных переходов для

процесса ДФП в многослойном графене. В случае двухслойного графена, вероятность нахождения которого в наших графеновых листах максимальна, существуют две валентных зоны v_1 , v_2 и две зоны проводимости c_1 , c_2 , дисперсионные характеристики которых вблизи точки К зоны Бриллюэна, а также возможные двухфотонные переходы показаны на Рис. 3.21.



Рис. 3.21 – Зонная структура двухслойного графена вблизи точки К зоны Бриллюэна и возможные переходы для двухфотонных процессов

Как следует из Рис. 3.21 для двухслойного графена существует 4 двухфотонных перехода ($v_1 \rightarrow c_1$), ($v_2 \rightarrow c_2$), ($v_1 \rightarrow c_2$) и ($v_2 \rightarrow c_1$) против одного перехода в однослойном графене, что увеличивает коэффициент ДФП в суспензиях графеновых нанолистов. Как следует из Таблицы 3.4, для суспензий ГНЛ даже в идеальном случае (без ДФП и рассеяния света) отношение глубины модуляции к ненасыщаемой части поглощения составляет величину $\alpha_{GNS}/\gamma_{GNS} \approx 1$. В реальном случае (Рис. 3.20) это отношение можно оценить из выражения $\Delta T/(1 - \Delta T - T_0) \approx 0.2$, что говорит о значительном превышении ненасыщаемой части поглощения над глубиной модуляции. Для однослойного графена $\alpha_{GNS}/\gamma_{GNS} = 2.8$ при глубине модуляции $\Delta T \approx 1.7\%$, которая достигается при высокой интенсивности 100 ГВт/см². Как было отмечено в [242], оптическая нелинейность в графене обычно сопровождается значительными потерями на поглощение и модуляция оптических потоков происходит на высокой интенсивности излучения. Это свойство затрудняет использование графена в устройствах оптических переключателей, где требуется большая глубина модуляции с небольшой долей ненасыщаемого поглощения.

Более перспективным является использование графена для пассивной синхронизации мод импульсных лазеров, где не требуется значительная глубина модуляции нелинейного поглощения. Глубина модуляции поглощения суспензий ГНЛ составляет ~7%, что достигается при меньшей интенсивности падающего излучения (~10 ГВт/см²) по сравнению с однослойным графеном. Наличие ДФП в многослойных ГНЛ может даже улучшить стабильность генерации сверхкоротких импульсов. Как было показано в [243], присутствие ДФП в нелинейных характеристиках насыщающихся поглотителей расширяет режим стабильной генерации импульсов в лазерах УКИ, что делает композитные материалы с многослойными ГНЛ более перспективными по сравнению с однослойным графеном для использования в качестве насыщающихся поглотителей для пассивной синхронизации мод.

Таким образом, изучены нелинейные оптические свойства суспензий графеновых листов с небольшим количеством слоев от одного до трех, полученных методом диспергированием природного графита с помощью высокоскоростного миксера. Показана большая величина размеров кристаллитов и меньше количество дефектов для нанолистов графена полученных таким способом по сравнению с нанолистами графена полученных в жестких условиях термической эксфолиации оксида графена или интеркалированного трихлоридом фтора высоко-ориентированного пиролитического графита. Проанализирована зависимость интенсивности насыщения от длительности импульса накачки на разных временных масштабах и оценены значения интенсивностей насыщения. Показано отсутствие заметного влияния ДФП экспериментальных сигналах для однослойного графена и присутствие ДФП в в экспериментальных сигналах суспензий многослойных графеновых листов.

3.4 Оптические нелинейные свойства и динамика межзонных переходов многослойных MoS₂ при фемтосекундном возбуждении

на длине волны 514 нм

Как было показано ранее в ряде работ, однослойные и многослойные MoS_2 показывают значительный нелинейный оптический отклик, который в ряде случаев даже превышает нелинейный отклик, обнаруженный у других двумерных метаматериалов [84-87]. Используя насыщающиеся поглотители на основе пленок с MoS_2 , авторы получали импульсную генерацию в неодимовом твердотельном лазере [88] и в эрбиевом волоконном лазере [89]. Методы механической и химической эксфолиации кристаллического MoS_2 для получения однослойных и многослойных листов субмикронного размера, в том числе разной геометрии позволяют изменять нелинейный отклик в широких пределах [90]. Несмотря на значительное количество экспериментальных работ по этой теме, недостаточно изучена релаксационная динамика фотовозбужденных носителей заряда, а также механизм нелинейного оптического поглощения в однослойных и многослойных MoS₂, что является основной темой исследования настоящего раздела.

Для приготовления стабильной суспензии многослойных листов 2H-MoS₂ (кристаллическая модификация 2H дисульфида молибдена, далее в тексте MoS₂) в воде использовали водорастворимый полимер карбоксиметилцеллюлозу (натриевая соль KMЦ средней вязкости, Sigma). Суспензию готовили путем диспергирования навески порошка MoS₂ в водном растворе 1 вес. % KMЦ в ультразвуковой ванне (Bandelin sonorex, мощностью 80 Bт, частота 35 КГц) в течение 1 часа при комнатной температуре и затем обрабатывали ультразвуковым зондовым диспергатором (УЗДН-1, частота 35 кГц, мощность 500 Вт, диаметр торца зонда 15 мм) внутри термостатируемого стального стакана при температуре 24°C в течение 8 часов.

После этого суспензию черного цвета подвергали центрифугированию при ускорении 5000 g в течение 30 мин (центрифуга Eppendorf 5084) для удаления крупных агрегатов частиц MoS₂. Верхнюю часть (~80 %) гомогенной суспензии над осадком декантировали, разбавляли 1:5 водным раствором 1 вес. % КМЦ. Суспензия имела темно зелено-коричневый цвет, давала эффект Тиндаля и была стабильна более года. Эту суспензию использовали для проведения экспериментов. Оптический спектр поглощения суспензии приведен на Рис. 3.22.



Рис. 3.22 – Спектр поглощения суспензии MoS₂ (0.027 мг/мл MoS₂ в водном растворе 1 вес. % КМЦ, 2 мм кювета, Shimadzu UV-3101 PC UV-Vis-NIR Scanning Spectrophotometer)

Оптический спектр имеет четыре полосы поглощения с максимумами при 666, 608, ~440 и 395 нм, что соответствут *A*, *B*, *C* и *D* линиям поглощения MoS₂. Концентрация MoS₂ в

суспензии была 0.027 мг/мл, которую определили путем измерения оптического поглощения A на длине волны 666 нм, используя зависимость $A = \varepsilon \cdot lC$, где l[M] – длина оптического пути, $C[M\Gamma/M\Lambda]$ – концентрация диспергированного материала и $\varepsilon[M\Lambda M\Gamma^{-1}M^{-1}]$ – коэффициент экстинкции равный ~3400 [мл м $\Gamma^{-1} M^{-1}$] на длине волны 666 нм для суспензий MoS₂ [244]. Спектр комбинационного рассеяния пленки MoS₂ на стекле (высушенная капля суспензии MoS₂ в водном растворе 1% вес. КМЦ) приведен на Рис. 3.23.



Рис. 3.23 – Спектр комбинационного рассеяния тонкой пленки MoS₂ на стекле. Длина волны возбуждения лазера 514 нм, спектрометр T64000 (Horiba Jobin Yvon), мощность лазерного излучения на образце 0.1 мВт

В спектре наблюдается две линии, отвечающие модам E^{1}_{2g} и A_{1g} на частотах 383.1 и 407.4 см⁻¹ соответственно. Разность частот равна 24.3 см⁻¹, что отвечает 4–5 слойным наночастицам MoS₂ (для исходного порошка MoS₂ эта разность равна 25.7 см⁻¹) [245]. Аналогичные спектры наблюдали для суспензии MoS₂ в водном растворе поливинилового спирта в [89].

3.4.1 Измерение нелинейных оптических свойств и релаксационных характеристик образцов с MoS₂

Для измерения оптических нелинейных свойств водных суспензии MoS₂ использовались экспериментальные методики Р- и Z-сканирования. Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 3.24.



Рис. 3.24 – Схема установки для исследования оптических нелинейных свойств методами Z-сканирования, P-сканирования и фемтосекундного лазерного фотолиза: *KDP* – нелинейный кристалл 2 гармоники; *F* – спектральный фильтр, а также нейтральный фильтр, регулирующий падающую на образец мощность излучения; *DL* – линия задержки; *Sp* – кювета с образцом;

L – линза; G – призма Глана-Томсона; $\lambda/2$ – фазовая пластинка $\lambda/2$

В обоих методах для зондирования использовался импульсный лазер с регенеративным усилителем на кристалле Yb³⁺KGW с длиной волны генерации 1028 нм и длительностью импульса 400 фс. Частота повторения импульсов была 1 кГц, энергия в каждом импульсе 100 мкДж на основной длине волны генерации. Преобразование во вторую гармонику происходило на кристалле KDP с эффективностью 15%. Продольное сканирование (Z-сканирование) осуществлялось на длине волны второй гармоники 514 нм по обычной схеме без диафрагмы для регистрации только нелинейного поглощения.

Для фокусировки лазерного излучения использовалась линза L с фокусным расстоянием 24 см. Диаметр лазерного пучка измерялся в нескольких точках вдоль координаты сканирования, затем экспериментальные точки аппроксимировались для нахождения точного положения перетяжки и значения диаметра перетяжки в точке фокуса. Радиус перетяжки на уровне e^{-2} для линзы L составлял 55 мкм. Образец представлял собой кювету толщиной 2 мм с водной суспензией MoS₂, закрепленной на подвижке с возможностью перемещаться вдоль лазерного пучка (Z-координата) вблизи области фокусировки. Прошедшая через образец средняя мощность I1 регистрировалось с помощью фотодиода в канале регистрации. Для измерения падающей на образец мощности I2 использовали фотодиод в канале сравнения. Перед каждым экспериментом фотодиоды калибровались при помощи измерителя мощности. Пиковая интенсивность падающего излучения в перетяжке луча рассчитывалось из выражения (3.5). При перемещении образца вдоль координаты Z, падающая на образец интенсивность плавно менялась по закону:

$$I(z) = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}$$
(3.17)

где Релеевская длина $z_0 = \pi r_0^2 / \lambda$. Нейтральный фильтр *F* на выходе кристалла второй гармоники позволял регулировать падающую энергию светового импульса *E* в диапазоне от одного до нескольких мкДж на длине волны 514 нм.

В случае сканирования мощности (Р-сканирования) образец позиционировался точно в перетяжке лазерного пучка. Плотность накачки плавно менялась вращением полуволновой пластинки, установленной перед призмой Глана-Томсона. В эксперименте измерялся коэффициент пропускания *T* – отношение средней мощности прошедшего к средней мощности падающего на образец излучений.

В методе фемтосекундного лазерного фотолиза образец выставлялся вблизи перетяжки луча для достижения необходимой интенсивности возбуждающего импульса. Зондирующий импульс, ослабленный в 50 раз по отношению к возбуждающему, проходил через область возбуждения с задержкой по времени и средняя мощность зондирующего излучения регистрировалась в канале *I*3. Задержка зондирующего импульса относительно возбуждающего выставлялась линией задержки *DL*. Экспериментальные кривые Z- и P-сканирования показывали одинаковую зависимость оптического пропускания образца от падающей пиковой интенсивности.

3.4.2 Обработка результатов эксперимента

На Рис. 3.25 и Рис. 3.26 показаны экспериментальные кривые для методов Zсканирования и P-сканирования соответственно. Оба экспериментальных метода показали одинаковые характеристики оптического пропускания в зависимости от пиковой интенсивности.



Рис. 3.25 – Экспериментальные кривые Z-сканирования (сплошные линии) образца с малослойным MoS₂, измеренные при энергии импульсов 0.3 мкДж (кривая 1), 1 мкДж (кривая 2) и 2 мкДж (кривая 3) на длине волны 514 нм. Точечная линия – наилучшее приближение кривой 1 с использованием уравнения (3.25); пунктирная линия – наилучшее приближение боковых крыльев для кривой 3 с использованием уравнения (3.25)



Рис. 3.26 – Экспериментальная кривая Р-сканирования (серая линия) образца с малослойным MoS₂ на длине волны 514 нм и наилучшие приближения в зоне 1 (пунктирная линия) с использованием уравнения (3.24), в зоне 2 (сплошная линия) с использованием уравнения (3.28). Точечные линии разделяют шкалу интенсивности на три зоны: Зона 1 – *RSA* на низкой интенсивности; Зона 2 – *SA* на высокой интенсивности; Зона 3 – зона разрушения образца

В начале роста интенсивности падающего излучения до значения 15 ГВт/см² наблюдалось нелинейное поглощение образца. Затем с ростом интенсивности наблюдается

нелинейное просветление (насыщающееся поглощение) образца с относительным изменением пропускания 14% до значений пиковых интенсивностей 70–80 ГВт/см², при которых происходило разрушение или закипание образца.

Для теоретической оценки экспериментальных зависимостей использовалась трехуровневая схема, представленная на Рис. 3.27а. Основания для выбора такой схемы следуют из расчетов экситонных состояний для 2H-MoS₂, проведенных в [246,247,91]. На Рис. 3.27б показаны рассчитанные в [91] зонные структуры четырехслойного слоя MoS₂ между точками К и Г в зоне Бриллюэна. Вертикальные стрелки показывают область возможных переходов для фотона зеленого возбуждающего света – 2.4 эВ из состояния валентной зоны в состояние нижней зоны проводимости $VB \rightarrow CB1$, а также переходы в состояние верхней зоны проводимости $CB1 \rightarrow CB2$.



Рис. 3.27 – (а) – схема энергетических уровней, которая использовалась для теоретической оценки экспериментальных данных; (б) – зонная структура четырехслойного MoS₂ по расчетам, выполненным в [91]; *E*_f – уровень Ферми; вертикальные стрелки – возможные переходы между состояниями с шириной запрещенной зоны равной энергии фотона возбуждающего света 2.4 эВ; пунктирная стрелка – сверхбыстрая термализация носителей заряда в нижнем состоянии зоны проводимости *CB*1

Изменение концентраций носителей заряда N_1 , N_2 , N_3 на уровнях валентной зоны (VB), первой зоны проводимости (CB1) и второй зоны проводимости (CB2) соответственно, после возбуждения световым импульсом с пиковой интенсивностью I(t) описывается системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{\sigma_0 N_1}{\hbar\omega} I + \frac{N_2}{\tau_1} - \frac{\beta}{2\hbar\omega} I^2$$
(3.18)

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{\sigma_0 N_1}{\hbar\omega} I - \frac{\sigma_1 N_2}{\hbar\omega} I - \frac{N_2}{\tau_1} + \frac{N_3}{\tau_2}$$
(3.19)

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{\sigma_1 N_2}{\hbar\omega} I - \frac{N_3}{\tau_2} + \frac{\beta}{2\hbar\omega} I^2 \quad , \tag{3.20}$$

где σ_0 и σ_1 – сечения поглощения для переходов $VB \to CB1$ и $CB1 \to CB2$ соответственно; β – коэффициент двухфотонного поглощения; $\omega = 2\pi v$ – угловая частота света возбуждения; τ_1 , τ_2 – межзонное и внутризонное время релаксации соответственно. Начальные условия для решения системы уравнений (3.18) – (3.20) были выбраны $N_2 = N_3 = 0$, $N_1 = N_0$, где N_0 – общая концентрация фотоиндуцированных электронов и дырок.

Поглощение света как функция толщины образца описывается уравнением

$$\frac{dI}{dz} = -\sigma_0 N_1 I - \sigma_1 N_2 I - \beta I^2 \tag{3.21}$$

Для определения межзонного времени релаксации мы использовали метод фемтосекундного лазерного фотолиза с пикосекундным временным разрешением. В этом методе образец располагался вблизи перетяжки пучка для достижения необходимой интенсивности импульса накачки на длине волны 514 нм. Пиковая интенсивность импульса накачки в эксперименте составляла 15 ГВт/см², где наблюдалось преимущественно нелинейное поглощение. Ослабленный зондирующий импульс на той же длине волны проходил через область возбуждения с временной задержкой, и регистрировалась средняя мощность зондирующего излучения в канале *I*3 (Рис. 3.24). Задержка зондирующего импульса относительно импульса накачки задавалась линией задержки *DL* на Рис. 3.24. Временная зависимость релаксации оптического пропускания сразу после возбуждающего импульса показана на Рис. 3.28.



Рис. 3.28 – Временная зависимость релаксации оптического пропускания для многослойного MoS₂ на длине волны 514 нм сразу после фемтосекундного импульсного возбуждения (серая линия) и наилучшее приближение (черная линия) с использованием уравнения (3.22)

Зависящий от времени коэффициент пропускания для зондирующего импульса определяется временной зависимостью концентраций N_1 и N_2 в системе уравнений (3.18)–(3.20). Поскольку внутризонное время релаксации τ_2 лежит в фемтосекундном масштабе времени и выполняется условие $\tau_1 >> \tau_2$, кинетика пропускания в пикосекундном интервале времени определяется главным образом временем релаксации τ_1 и системой только двух первых уравнений с членом N_2/τ_1 в правой части. Решая уравнения (3.18), (3.19) вместе с (3.21), получаем выражение для временной зависимости коэффициента пропускания:

$$T(t) = T_0 \exp\{-\exp(-t/\tau_1)(\sigma_1 - \sigma_0)N_2(0)L\}, \qquad (3.22)$$

где $T_0 = exp(-\sigma_0 N_0 L)$, $N_2(0)$ – концентрация фотоиндуцированных носителей в состоянии *CB*1 нижней полосы состояния сразу после импульсного возбуждения, а L – длина образца. Используя выражение (3.22) для аппроксимации экспериментальной кривой на Рис. 2.28 можно получить время межзонной релаксации фотовозбужденных носителей $\tau_1 = 20 \pm 2$ пс. Измеренное значение τ_1 оказалось меньше, чем значение 70 пс, полученное из измерения затухания фотолюминесценции монослоя MoS_2 на длине волны 600 нм [248], и хорошо коррелирует с временем 33 пс безызлучательной релаксации для экситона В в монослое MoS_2 при фемтосекундном возбуждении на 400 нм [249]. В отличие от монослоя, в многослойном MoS_2 переход между валентной зоной и зоной проводимости является непрямым [250]. В этом случае рекомбинация экситона происходит безызлучательно через рекомбинационные ловушки и примесные центры, которые являются посредниками, передающими решетке импульс

фонона. Различная концентрация таких примесных центров или дефектов в кристаллической решетке может приводить к различным временам релаксации фотовозбужденных экситонов.

В эксперименте фемтосекундного лазерного фотолиза был зарегистрирован сигнал потемнения, то есть T(t = 0) < T(t) на временах t > 0. Как следует из (3.22), сигнал потемнения возникает, если выполняется соотношение $\sigma_1 > \sigma_0$. Такая связь между сечениями внутризонного и межзонного поглощения объясняет экспериментальные данные в следующей интерпретации. Нелинейное поглощение образца с MoS₂ при малых интенсивностях до 15 ГВт/см² связано с увеличением заселенности первого состояния зоны проводимости СВ1 и поглощением перехода $CB1 \rightarrow CB2$. Это своего рода обратное насыщенное поглощение (reverse saturable absorption – RSA), когда поглощение в возбужденном состоянии доминирует над поглощением в основном состоянии, что приводит к увеличению полного поглощения при увеличении интенсивности падающего импульса. Насыщение поглощения при высоких интенсивностях обусловлено обеднением состояний нижних зон VB и CB1 и заполнением состояния второй зоны проводимости CB2, что приводит к насыщению перехода $CB1 \rightarrow CB2$. В дальнейшем анализе для описания эксперимента в области интенсивностей до 15 ГВт/см², где проявляется только нелинейное поглощение, мы используем систему двух уравнений (3.18) и (3.19) с приближениями $\sigma_1 N_2 \ll \sigma_0 N_1$ и $N_1 + N_2 \approx N_0$. Кроме этого, далее в расчетах не учитывается эффект ДФП. Как следует из уравнения (3.18), мы можем применить это приближение, если выполняется условие $\beta << 2\sigma_0 N_0/I_0$. Значительный эффект насыщения, который проявляется на высоких интенсивностях, говорит о несущественном влиянии ДФП на экспериментальные зависимости. В этом случае, как следует из уравнения (3.21), третье слагаемое (βI_0^2) должно быть намного меньше первого слагаемого ($\sigma_0 N_0 I_0$) в правой части уравнения, что подтверждает условие $\beta << 2\sigma_0 N_0/I_0$. Такое же отсутствие вклада двухфотонного поглощения зафиксировано в растворах многослойного MoS₂, полученных химическим гидротермальным расслоением кристаллического MoS₂ при фемтосекундном возбуждении на 800 нм [251], на 400 нм [252] и для многослойного MoS₂ при пикосекундном возбуждении на 532 нм [253]. Принимая эти приближения, оставляя единственное слагаемое в правой части уравнения (3.18), после интегрирования по времени для гауссового импульса получаем выражение:

$$N_1(I_0) = N_0 \exp\left(-\frac{\sigma_0}{\hbar\omega} \int_{-\infty}^0 I(t)dt\right) \approx N_0 \exp\left(-\frac{\sigma_0}{\hbar\omega} \frac{I_0 \cdot \tau_p}{2}\right)$$
(3.23)

После подстановки (3.23) в(3.21), далее интегрируя по длине образца, мы можем получить выражение для нелинейного поглощения:

$$T(I_0) = T_0 \exp\left(-\frac{\alpha_0 I_0 \cdot \tau_p}{2\hbar\omega}(\sigma_1 - \sigma_0) L_{eff}\right) = T_0 \exp\left(-\frac{\sigma_0 \alpha_0 I_0 \cdot \tau_p}{2\hbar\omega}(K - 1) L_{eff}\right) , \qquad (3.24)$$

где $K = \sigma_1 / \sigma_0$.

Переписывая уравнение (3.24) для метода Z-сканирования:

$$T(I_0, z) = T_0 \exp\left(-\frac{\alpha_0 I_0 \cdot \tau_p}{2\hbar\omega \left(1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right)} (\sigma_1 - \sigma_0) L_{eff}\right) , \qquad (3.25)$$

где $\alpha_0 = \sigma_0 N_0$ и $L_{eff} = (1 - exp(-\alpha_0 L))/\alpha_0$.

Мы использовали выражение (3.25) для теоретической аппроксимации экспериментальных кривых на Рис. 3.25, где кривая 1 представляет чисто нелинейное поглощение, обусловленное *RSA*, что позволило найти значение разности сечений поглощения $\sigma_1 - \sigma_0 = (1.79 \pm 0.07) \cdot 10^{-17}$ см². С увеличением интенсивности импульса пик просветления возникает на фоне более широкого провала вниз из-за нелинейного RSA поглощения, как это видно на кривых 2 и 3 на Рис. 3.25.

Мы использовали боковые крылья для аппроксимации экспериментальной кривой 3 на Рис. 3.25, чтобы получить значение $\sigma_1 - \sigma_0 = (1.87 \pm 0.14) \cdot 10^{-17}$ см², которое совпадает с предыдущим значением в пределах погрешности измерения.

Если подставить экспериментальное значение $\sigma_1 - \sigma_0$ и изменение коэффициента пропускания $T(t = 0) - T(t \to \infty) \approx 0.04$ (Рис. 3.28) в уравнение (3.22), то можно оценить концентрацию фотоиндуцированных носителей заряда в нижней зоне проводимости $N_2(0) \sim 3.1 \cdot 10^{16}$ сm⁻³ после импульсного возбуждения с интенсивностью 15 ГВт/см². Для решения системы уравнений (3.18)–(3.20) на больших интенсивностях падающего излучения, когда регистрировался эффект насыщения поглощения, использовалось приближение $N_2 + N_3 \approx$ N_0 .

Решение системы двух уравнений (3.19) и (3.20) в стационарном приближении для концентрации N₂, когда $\tau_p < \tau_1$, дается выражением:

$$N_2(I_0) = N_0 \frac{1}{1 + \frac{I_0}{I_s}}$$
(3.26)

где

$$I_s = \frac{\hbar\omega}{\sigma_1 \tau_2} \tag{3.27}$$

После подстановки уравнения (3.26) в (3.21) и последующего интегрирования по длине образца, получаем выражение для коэффициента пропускания:

$$T(I_0) = exp\left\{ K \frac{I_s}{I_0} \ln \left(1 - \frac{\alpha_0 L}{1 + \frac{I_s}{I_0}} \right) \right\}$$
(3.28)

с условием $\alpha_0 L I_0 < I_S + I_0$, которое выполняется для всех наших экспериментальных случаев.

Сплошная линия на Рис. 3.26 является наилучшим приближением экспериментальной кривой Р-сканирования с использованием уравнения (3.28) в области насыщения поглощения (зона 2). Из аппроксимации экспериментальных точек, используя уравнение (3.28), были получены значения $K = 1.29 \pm 0.01$ и $I_S = 49 \pm 2$ ГВт/см². Экспериментальный линейный коэффициент пропускания $T_0 = exp(-\alpha_0 L) = 0.55$ для длины образца L = 0.2 см дает линейный коэффициент поглощения $\alpha_0 = 2.95$ см⁻¹. Наилучшее приближение для кривой Р-сканирования в области *RSA* (Зона 1) с использованием уравнения (3.24) и найденного значения K дает сечение межзонного поглощения $\sigma_0 = (6.36 \pm 0.46) \cdot 10^{-17}$ см². Измеренное сечение поглощения для межзонного перехода по порядку величины соответствует данным, полученным в работах [85, 90, 251].

Величина сечения поглощения для внутризонного перехода в многослойном MoS₂ при фемтосекундном возбуждении была получена впервые в данной работе прямым методом. Из выражения $N_0 = \alpha_0/\sigma_0$ можно определить значение фотоиндуцированной плотности носителей заряда $N_0 = (4.63 \pm 0.34) \cdot 10^{16}$ см⁻³ в многослойном MoS₂ при фемтосекундном возбуждении, значение которой также получено впервые с использованием прямых методов. Используя выражение (3.27) с известными значениями I_S и σ_1 можно оценить время внутризонной релаксации $\tau_2 = 96 \pm 12$ фс. Расчетное время внутризонной релаксации в три раза больше, чем было определено в [251] для сверхбыстрой термализации электронов при возбуждении на 800 нм. В нашем случае при возбуждении на 514 нм, как показано на Рис. 3.27*b* пунктирной стрелкой, релаксация из высших состояний зоны проводимости *CB*2 в более низкие состояния зоны проводимости *CB*1 происходит с большей величиной диссипации энергии, что может приводить к увеличению времени внутризонной релаксации.

С точки зрения перспективы применения многослойных MoS_2 можно отметить, что на интенсивностях меньше 15 ГВт/см² образец с MoS_2 ведет себя как поглотитель с обратным насыщением и может использоваться как нелинейный ограничитель светового потока с пикосекундным временем срабатывания. При больших интенсивностях в десятки ГВт/см² до

порога разрушения образец показывает значительное нелинейное просветление, что можно использовать в модуляторах добротности импульсных лазеров, а также в устройствах уменьшающих длительность и увеличивающих контраст выходного импульса на длинах волн видимого диапазона.

Таким образом, исследованы нелинейные оптические свойства и скорости межзонных переходов электронов в образцах водных суспензий многослойных листах MoS₂ с количеством слоев 4–5 при фотовозбуждении фемтосекундным импульсом на длине волны 514 нм. Прямым методом измерено время релаксации электронов из зоны проводимости в валентную зону. Обнаружены две области нелинейного поглощения в зависимости от падающей интенсивности – зона поглощения с обратным насыщением и зона значительного нелинейного просветления. Двухфотонное поглощение не рассматривалось для описания нелинейных эффектов. Наблюдаемые нелинейные эффекты могут рассматриваться как взаимодействие однофотонных процессов при межзонных и внутризонных переходах. Обнаруженные нелинейные оптические свойства могут быть использованы в модуляторах оптического излучения с пикосекундной скоростью срабатывания.

3.5 Использование пленочного модулятора с одностенными углеродными нанотрубками для синхронизации мод титан-сапфирового импульсного лазера на длине волны 810 нм

Внутрирезонаторные модуляторы с ОУН для пассивной синхронизации мод лазеров ультракоротких импульсов применяются в волоконных и распределенных твердотельных системах в диапазоне длин волн генерации от 1 до 1.99 мкм, поскольку оптические спектры поглощения полупроводниковых трубок имеют наиболее интенсивные полосы E_{22s} и E_{11s} вблизи 1 и 1.6 мкм соответственно. Использование ОУН в диапазоне длин волн 0.5–0.8 мкм затрудняется присутствием металлических нанотрубок с переходами типа E_{11m} , наличие которых связано со значительным линейным оптическим поглощением. Положение спектральных полос поглощения зависит от диаметра нанотрубок и, следовательно, от метода синтеза ОУН. Используя зависимость спектральных свойств ОУН от диаметра нанотрубок, можно подобрать диапазон диаметров получаемых в результате синтеза и последующей очистки углеродных нанотрубок, при котором центр полосы поглощения полупроводниковых нанотрубок E_{22s} находится вблизи рабочей длины волны, но достаточно далеко от полосы поглощения металлических нанотрубок E_{22s} находится вблизи рабочей длины волны, но достаточно далеко от полосы поглощения металлических нанотрубок E_{11m} . В случае интересующей нас длины волны 0.8 мкм, наиболее благоприятным распределением диаметров нанотрубок является диапазон 0.95–1.1 нм

[58]. Распределение нанотрубок по диаметрам близкое к 1 нм дают методы лазерной абляции с катализатором RhPd, а также метод HiPCO с катализаторами Fe или Co/Mo [254,255].

Интерес к альтернативным методам синхронизации мод на длине волны генерации титан-сапфировых источников в диапазоне 750–850 нм вызван несколькими причинами. Основной метод синхронизации мод, используемый в титан-сапфировых импульсных лазерах, позволяющий получать самые короткие световые импульсы, основан на нелинейном процессе самовоздействия светового импульса и образовании керровской линзы при прохождении импульса через лазерный кристалл. Основной недостаток этого метода – отсутствие самозапуска и сильная зависимость от внешних условий, температуры и, как следствие, необходимость частой регулировки оптической схемы.

Использование насыщающихся полупроводниковых зеркал (SESAM) в качестве пассивных модуляторов для синхронизации мод в титан-сапфировом импульсном лазере обеспечивает самозапуск и стабильную генерацию. Однако SESAM предназначены для работы в узком диапазоне длин волн, и при использовании таких полупроводниковых зеркал в титансапфировых импульсных лазерах теряется основное преимущество таких систем – возможность перестройки длины волны генерации. Широкополосные нелинейные модуляторы оптического излучения на базе ОУН могут найти применение в импульсных титан-сапфировых лазерах для пассивной синхронизации мол. что. с одной стороны, лелает такую систему самозапускающейся и стабильной, а с другой стороны, обеспечивает ей перестройку в широком диапазоне длин волн. В настоящей работе впервые показана возможность использования тонкопленочного насыщающегося поглотителя ОУН-КМЦ для пассивной синхронизации мод титан-сапфирового импульсного лазера, работающего в режиме непрерывной генерации на волны 810 Пленочные модуляторы изготавливали длине HM. ИЗ полимера карбоксиметилцеллюлозы и ОУН производства Carbon Nanotechnologies, Inc. (диаметр нанотрубок 1.05±0.15 нм) по методике ранее описаннной в [256]. Оптические спектры поглощения получены на спектрофотометре Shimadzu UV-3101PC UV-Vis-NIR Scanning Spectrophotometer в спектральном диапазоне 400-1800 нм. На Рис. 3.29 показан оптический спектр пропускания пленочного модулятора ОУН-КМЦ толщиной 18 мкм, используемого в нашем эксперименте.



Рис. 3.29 - Оптический спектр пропускания пленочного модулятора ОУН-КМЦ

Коэффициент пропускания пленки модулятора на длине волны 810 нм, составлял 97.7%. Как видно из спектра, длина волны генерации титан-сапфирового лазера 810 нм находится вблизи максимума уширенной полосы *E*_{22s}. В этом случае возрастает эффективность работы нелинейно-оптического элемента вследствие увеличения насыщающейся части нелинейного поглощения. Схема импульсного титан-сапфирового лазера представлена на Рис. 3.30.

Лазерный резонатор представлял собой обычную четырехзеркальную схему с длинами «глухого» и выходного плеч 33 см и 76 см соответственно. Для компенсации астигматизма величины углов M1-M2-M3 и M4-M3-M2 были установлены в 24°. Коэффициент пропускания выходного зеркала M1 составлял 10%. Сферические зеркала M2 и M3 с радиусом кривизны 10 см располагались на расстоянии 11.5 см. При таком расположении сферических зеркал лазерный пучок фокусировался в центре активного кристалла в перетяжку с диаметром 18 мкм. Кристалл титан-сапфира длиной 1 см с концентрацией Ti₂O₃ 0.14 вес. % накачивался ионным аргоновым лазером Ar⁺ в мультимодовом режиме генерации через дихроичное зеркало *M*2 при помощи линзы *L* с фокусным расстоянием 12 см. Пленка модулятора ОУН-КМЦ располагалась между отражающей поверхностью «глухого» зеркала *M*4 и покровной стеклянной пластинкой *PL* толщиной 300 мкм. Покровная пластинка для предотвращения внутрирезонаторных потерь и паразитной генерации имела широкополосное просветляющее покрытие с коэффициентом отражения *R* < 0.2% на длине волны 810 нм. В целях гидроизоляции и равномерного распределения по поверхности заднего зеркала полимерная пленка поглотителя помещалась в иммерсионную среду минерального масла (Mineral oil, Aldrich).



Рис. 3.30 – Схема импульсного титан-сапфирового лазера: *M*2, *M*3 – сферические зеркала с высоким коэффициентом отражения и радиусом кривизны 10 см; *M*1 – выходное клинообразное зеркало с коэффициентом пропускания 10%; Ti:Sp – титан-сапфировый кристалл; *L* – линза; *M*4 – «глухое» зеркало с высоким коэффициентом отражения; *PL* – покровная стеклянная пластинка; *F* – пленочный модулятор ОУН-КМЦ толщиной 18 мкм; Ar⁺ – ионный аргоновый лазер накачки

Такой способ размещения пленки также способствует эффективному теплоотводу с поверхности пленки и повышает лучевую стойкость пленочного модулятора. Область устойчивости лазерного резонатора находилась во второй зоне стабильности для четырехзеркальной схемы с несимметричными плечами. В этом случае диаметр светового пятна на «глухом» зеркале, где располагается пленка модулятора, составлял 80 мкм, что позволяло без дополнительной фокусировки достигать необходимой плотности энергии для насыщения модулятора с ОУН. Уже при накачке в 3 Вт мощности аргонового лазера регистрировалась последовательность ультракоротких импульсов, с частотой следования 110 МГц, осциллограмма которой показана на Рис. 3.31.



Рис. 3.31. Осциллограмма цуга световых ультракоротких импульсов на выходе титансапфирового лазера с использованием пленочного модулятора ОУН-КМЦ

В отсутствие пленочного модулятора в резонаторе лазер работал в режиме свободной генерации. Таким образом, пассивная синхронизация мод вследствие нелинейного просветления пленочного модулятора – единственный механизм образования УКИ в исследуемом лазере. При накачке в 4 Вт мощность излучения на выходе составляла 45 мВт, что соответствует энергии 0.4 нДж в одиночном импульсе. Длительность одиночного импульса в цуге регистрировалась автокорреляционным методом с использованием генерации сигнала второй гармоники в неколлинеарной схеме. Автокорреляционная функция одиночного импульса, а также аппроксимация сигнала интенсивности функцией sech² показаны на Рис. 3.32.



Рис. 3.32 – Автокорреляционная функция одиночного импульса, а также аппроксимация сигнала интенсивности функцией sech² с использованием пленочного модулятора ОУН-КМЦ

Полная ширина на половине высоты корреляционной функции составляла 930 фс, что соответствует длительности одиночного импульса 600 фс. Спектр выходного излучения титан-сапфирового лазера показанный на Рис.3.33 имеет полную ширину на половине высоты 5 нм, что соответствует длительности 135 фс для спектрально-ограниченного импульса с профилем sech².



Рис. 3.33 – Спектр выходного излучения импульсного титан-сапфирового лазера с использованием пленочного модулятора ОУН-КМЦ

Таким образом, при отсутствии внутри резонатора элементов компенсирующих дисперсионное расплывание светового импульса, на выходе имеем чирпированный импульс с параметром $\Delta \tau \Delta v = 1.37$, где $\Delta \tau$ – длительности импульса в сек., Δv – ширина спектра в сек⁻¹. Небольшой юстировкой зеркал легко достигалась перестройка длины волны генерации исследуемого импульсного лазера в диапазоне 780–820 нм без заметного изменения мощности излучения на выходе. Имеющиеся данные позволяют оценить плотность энергии и средней мощности, при которых работает пленочный модулятор. Принимая внутри резонатора энергию импульса 4 нДж и среднюю мощность 450 мВт имеем плотность энергии и плотность средней мощности на поверхности модулятора 80 мкДж/см² и 9 кВт/см² соответственно. Отдельно изучалась лучевая стойкость модулятора при облучении его сфокусированным излучением титан-сапфирового лазера на длине волны 800 нм. Оптическое пропускание тестируемого пленочного модулятора не изменялось до величины плотности средней мощности ~12 кВт/см². При достижении величины ~30 кВт/см² пленка деформировалась вследствие нагрева и плавления полимерной матрицы.

В сводной Таблице 3.5 приведены характеристики известных к настоящему времени импульсных твердотельных лазеров, работающих в режиме непрерывной генерации, где были использованы модуляторы с ОУН для пассивной синхронизации мод.

Таблица 3.5 – Импульсные твердотельные лазеры, работающие в режиме непрерывной генерации, в которых синхронизация мод достигалась при помощи внутрирезонаторных модуляторов на основе ОУН

Модулятор	Активная среда	λ, нм	τ _p , фс	f _{rep} , МГц	Р, мВт	P/P _{pump} %	Ссылка
ОУН ¹ -КМЦ и ОУН ² - полиимид пленки на поверхности зеркала	Er/Yb:стекло	1570	68	85	10	2.5	257
ОУН ³ -КМЦ пленка на поверхности зеркала	Кристалл титан- сапфира	810	600	110	45	1.1	данная работа
ОУН пленка на поверхности РБО	Er/Yb:стекло	1562	261	74.539	63	14	258
ОУН ⁴ -ПММА пленка на кварцевой пластинке	Кристалл Yb:KLu(WO ₄) ₂	1048- 1045	115/170	89/89	30/16	1/2	259
ОУН ³ -ПММА пленка на кварцевой пластинке	Кристалл хром- форстерита	1245	120	79.1	202	0.3	260

¹ получено методом каталитического газофазного осаждения ;

² получено методом лазерной абляции;

³получено методом НірСО;

⁴ получено методом дугового синтеза;

РБО – распределенный брэгговский отражатель;

ПММА – полиметилметакрилат;

λ – центральная частота генерации импульсного лазера;

Δλ – полная ширина спектра генерации на половине высоты;

 τ_p – длительность импульса;

*f*_{rep} – частота генерации импульсов;

Р – средняя мощность на выходе импульсного лазера;

*P*_{*pump*} – мощность накачки.

Значительный рабочий диапазон 810–1570 нм и минимальная длительность импульса 68 фс говорят о перспективах такого рода модуляторов, как сверхбыстрых, так и широкополосных устройств. Однако существуют ограничения для применения модуляторов с ОУН, связанные с относительно малым значением отношения $\Delta T/\Delta T_{\rm NS}$ – глубины модуляции ΔT к ненасыщаемой части поглощения $\Delta T_{NS} \approx 1 - T_{NS}$, которое для модуляторов с ОУН изменяется от 0.1 до 0.45 (для сравнения, SESAM имеет величину $\Delta R/\Delta R_{NS} \approx 1.5$). Чтобы увеличить глубину модуляции, приходится использовать более плотные модуляторы со значительной частью ненасыщаемого поглощения, что приводит к большим внутрирезонаторным потерям. В этом случае, как видно из таблицы, оптическая эффективность (P/P_{pump}) таких лазеров невелика. В рпботе [258] авторами регистрировалась относительно высокая эффективность лазерной генерации ~14%, поскольку в этой работе для ОУН-модулятора достигнуто максимальное отношение $\Delta T/\Delta T_{NS} = 0.45$.

Таким образом, используя пленочный насыщающийся поглотитель ОУН-КМЦ, впервые удалось получить пассивную синхронизацию мод в режиме непрерывной генерации в титансапфировом лазере на длине волны 810 нм. Данный факт подтверждает успешное использование ОУН в качестве широкополосных насыщающихся поглотителей для лазеров УКИ.

3.6 Глубина модуляции насышающегося поглотителя и критерий стабильной импульсной генерации в лазерах УКИ

Из Таблицы 3.3 видно, что глубина модуляции ΔT для композитных пленок с наночастицами незначительна и меняется в пределах 1.83 ÷ 2.73%. Как было показано в [30], глубина модуляции даже в доли процента способна вызвать стабильную синхронизацию мод в режиме постоянной генерации, при этом важным критерием является соотношение:

$$E_P^{\ 2} > E_{S,L} E_{S,A} \Delta T$$
, (3.29)

где E_P – внутрирезонаторная энергия импульса, $E_{S,L}$ – энергия насыщения лазерной среды, $E_{S,A}$ – энергия насыщения модулятора, ΔT – глубина модуляции насыщающегося поглотителя. Выражение (3.29) показывает диапазон энергий импульса, циркулирующего в лазерном резонаторе, при которых непрерывная генерация импульсов в режиме синхронизации мод стабильна и свободна от колебаний интенсивности, вызванных модуляцией добротности.

В качестве примера рассмотрим условие стабильной импульсной генерации титансапфирового лазера из предыдущего раздела 3.5. Рассчитаем правую часть выражения (3.29), пользуясь величиной плотности энергии насыщения $F_{S,L} = 0.6$ Дж/см² для активной среды Ti:S. Диаметр лазерной моды в кристалле 18 мкм определяет площадь поперечного сечения лазерного пучка в активном кристалле $S_L = 255$ мкм², откуда получаем энергию насыщения лазерной среды $E_{S,L} = F_{S,L}S_L = 1.56$ мкДж. Величину энергии насыщения модулятора находим из Таблицы 3.3, используя экспериментальное значение плотности энергии насыщения для ОУН $F_{S,A} = 20$ мкДж/см², умножив на площадь засветки модулятора 5·10³ мкм² (диаметр лазерной моды на модуляторе 80 мкм), получим $E_{S,A} = 1.0$ нДж. Величину ΔT можно оценить из соотношения $\Delta T/\Delta T_{\rm NS} \approx 0.1$ для пленочного модулятора на основе ОУН. Поскольку поглощение пленки в резонаторе было $\Delta T_{NS} \approx 2\%$, следовательно $\Delta T \approx 0.2\%$ и, согласно (3.29), получаем условие $E_P > 1.7$ нДж. Как следует из описания параметров титан-сапфирового лазера, энергия импульса внутри резонатора была $E_P = 4$ нДж, следовательно, условие (3.29) для стабильной импульсной генерации титан-сапфирового лазера выполнено. Результаты, изложенные выше, для оценки минимальной энергии стабильного импульса в резонаторе носят приблизительный характер, поскольку в расчетах использовалась максимальная глубина модуляции ΔT , которая в реальных условиях зависит от энергии циркулирующего в резонаторе импульса и может быть ниже максимальной.

Следует отметить, что условие (3.29) получено из предположений, не учитывающих дисперсионное уширение импульса и нелинейные эффекты, и более подходит для расчета твердотельных систем, где импульс распространяется внутри прозрачного материала на относительно небольшой длине. Например, условие (3.29) допускает существование стабильной импульсной генерации даже при глубине модуляции ΔT стремящейся к нулю, что не выполняется для волоконных систем, в которых наряду с усилением и поглощением присутствуют значительные дисперсионные и нелинейные вклады, изменяющие форму и спектр импульса. Исключением являются волоконные схемы, работающие на длинах волн вблизи нулевой волоконной дисперсии и на малых энергиях импульса, одна из которых будет рассмотрена ниже в разделе 3.8. В случае волоконных резонаторов, где импульс распространяется на большой длине прозрачного материала, определение условий стационарного распространения импульса требует рассмотрения дисперсионных и нелинейных эффектов, что будет выполнено в следующем разделе.

3.7 Условие стабильной генерации импульсов в волоконных лазерах в зависимости от дисперсии резонатора и глубины модуляции насыщающегося поглотителя

С точки зрения применения модуляторов на основе наночастиц в качестве насыщающихся поглотителей, целесообразно рассмотреть условия стабильной импульсной генерации в зависимости от общей дисперсии волоконного резонатора и глубины модуляции насыщающегося поглотителя. На Рис. 3.34 показаны линии, соединяющие точки, полученные в

результате расчета множества проходов импульса по резонатору до достижения стабильной формы огибающей импульса. Линии представляют собой границы, разделяющие площадь графика на две области, справа, где возможна стабильная генерация импульсов после количества обходов резонатора, которое не превышает 1000, и слева, где стабильное решение не найдено. Положение границы зависит от энергии импульса, циркулирующего в волоконном резонаторе. При увеличении внутрирезонаторной энергии импульса граница устойчивой генерации смещается в сторону больших значений глубины модуляции. Расчет границ зон стабильности выполнен только для положительных значений общей дисперсии резонатора, поскольку в случае отрицательных значений дисперсии, необходимо учитывать длину резонатора и энергию импульса.



Рис. 3.34 – Границы зон устойчивой генерации в зависимости от общей дисперсии волоконного резонатора и глубины модуляции насыщающегося поглотителя. Границы зон показаны для трех значений энергий импульса в резонаторе: 15 пДж, 0.75 нДж и 1.5 нДж

Принимая во внимание, что глубина модуляции поглощения с использованием наночастиц в условиях импульсного облучения (см. Таблицу 3.3), как правило, не превышает 2– 3%, дисперсия резонатора для стабильной импульсной генерации, согласно графику на Рис. 3.34, должна быть близкой к нулю или отрицательной. Следовательно, имея положительную погонную дисперсию второго порядка 0.023 пс²/м для обычных волокон на длине волны 1 мкм и глубину модуляции не превышающую 2–3% в резонаторе, состоящим из нескольких метров оптического волокна, мы не можем достичь устойчивой генерации импульсов. С другой стороны, требуемое условие легко выполняется для обычных оптических волокон на длине волны 1.5 мкм, где дисперсия аномальная или близкая к нулю, что часто используется для подтверждения импульсной генерации в присутствии новых материалов даже с незначительной глубиной модуляции в эрбиевых волоконных лазерах на длине волны 1.55 мкм.

Стабильная импульсная генерация в волоконных лазерах на длине волны 1 мкм с использованием наночастиц с низкой глубиной модуляции, как правило, достигается в условиях комбинированной синхронизации мод, которая будет подробно рассмотрена в разделе 3.9.

3.8 Импульсный волоконный эрбиевый лазер с насыщающимся поглотителем на основе многослойного графена

В данном разделе рассматривается пример волоконного лазера, генерирующего ультракороткие импульсы в режиме фундаментального солитона. Для конструкции резонатора использовались стандартные одномодовые волокна для длины волны 1550 нм с диаметром сердцевины и оболочки 8 и 125 мкм соответственно с погонной дисперсией второго порядка близкой к нулю. Активный сегмент кольцевого резонатора импульсного волоконного лазера включал в себя отрезок эрбиевого волокна (Liekki Er80) длиной 80 см. Для накачки использовался одномодовый лазерный диод со стабилизированной длиной волны 975 нм через WDM мультиплексор 980/1550 нм, как показано на Рис. 3.35.



Рис. 3.35 – Схема эрбиевого волоконного лазера с кольцевым резонатором. 1 – лазерный диод накачки на 976 нм; 2 – WDM-объединитель; 3– активное эрбиевое волокно; 4 – контроллер поляризации; 5 – ответвитель 50/50; 6 – композитная пленка КМЦ-ГНЛ; 7 – изолятор

Стандартный волоконный ответвитель 50/50 из сплавленных волокон использовался для вывода 50% оптической мощности из лазерного резонатора. Общая длина волоконного резонатора составляла 7.86 м, что соответствовало общей величине дисперсии второго порядка -0.14 пc^2 и указывало на работу лазера в режиме аномальной дисперсии, в котором доминирует режим формирования солитонных импульсов [261]. В качестве насыщаюшегося поглотителя использовалась полимерная пленка с нанолистами графена КМЦ-ГНЛ толщиной 15 мкм, изготовленной по методике, описанной ранее в разделе 3.2. Концентрация графеновых нанолистов в пленке была 0.27% вес., что соответствовало оптическому пропусканию образца $T \approx 30\%$ на длине волны 1550 нм. Количество графеновых слоев в листе составляло от 3 до 6. Пленка модулятора устанавливалась в зажиме между двух FC/PC волоконных коннекторов с использованием иммерсионного масла для согласования показателей преломления, чтобы минимизировать потери на отражение. Для выходного излучения полная ширина спектральной полосы на полувысоте составляла 3.52 нм, как показано на Рис. 3.36.



Рис. 3.36 – Оптический спектр излучения волоконного эрбиевого лазера с насыщающимся поглотителем на основе нанолистов графена. Боковые полосы Келли подтверждают солитонный режим формирования импульсов

Присутствие боковых полос Келли в спектре доказывает формирование импульсов в режиме фундаментального солитона. Измеренная ширина автокорреляционной функции составляла 1289 фс, что соответствует длительности импульса 837 фс, как показано на Рис. 3.37.



Рис. 3.37 – Автокорреляционная функция выходных импульсов волоконного эрбиевого лазера с насыщающимся поглотителем на основе нанолистов графена. Штриховая линия – аппроксимация экспериментальных точек функцией гиперболического синуса

Выходная мощность при 100 мВт накачки составляла 5.5 мВт, что соответствует энергии импульса в 0.19 нДж. На Рис. 3.38 показан измеренный ВЧ спектр выходной последовательности импульсов лазера с отношением сигнал/шум 66 дБ в максимуме сигнала на частоте 28.5 МГц, что указывает на стабильную синхронизацию мод.



Рис. 3.38 – ВЧ спектр выходной последовательности импульсов волоконного эрбиевого лазера с насыщающимся поглотителем на основе нанолистов графена
Расчитаем рабочую глубину модуляции насыщающегося поглотителя с графеном в условиях импульсной генерации, используя график на Рис. 3.12. Внутрирезонаторная интенсивность излучения для волокна с диаметром сердцевины 8 мкм исходя из внутрирезонаторной энергии импульса 0.38 нДж составляет 0.9 ГВт/см², что соответствует изменению коэффициента пропускания пленки с графеном на уровне 0.3% (Рис.3.12). Таким образом, даже такая незначительная, в доли процента, глубина модуляции способна привести к стабильной генерации импульсов в резонаторах с аномальной волоконной дисперсией вблизи нуля или с принудительной компенсацией нормальной дисперсии резонатора, что согласуется с выводами раздела 3.7 и Рис. 3.34.

3.9 Импульсный волоконный иттербиевый лазер с насыщающимся поглотителем на основе одностенных углеродных нанотрубок. Комбинированная синхронизация мод

В настоящее время волоконные лазеры ультракоротких импульсов широко используются во многих областях науки и в технологиях микрообработки материалов, где требуются компактные и надежные источники излучения, достаточно дешевые и не требующие регулярного обслуживания. Концепции волоконных лазеров УКИ за последние несколько десятилетий претерпели значительные изменения, от солитонных лазеров с дисперсионноуправляемой схемой резонатора с энергией в импульсе в несколько десятков пикоджоулей до волоконных схем генерации диссипативных солитонов, позволяющих при относительно простом исполнении получать импульсы с энергией до нескольких десятков и даже сотен наноджоулей [262,263].

Для реализации режима пассивной синхронизации мод в лазерах УКИ применяют внутрирезонаторные модуляторы интенсивности, такие как органические насыщающиеся поглотители, SESAM [31], а также волоконные модуляторы на эффекте нелинейного вращения эллипса поляризации [264-266]. Поскольку нелинейное вращение эллипса поляризации происходит на значительной длине оптического волокна, такой модулятор интенсивности зависит от случайных температурных флуктуаций и напряжений в оптическом волокне. Синхронизация мод в лазере с тонкопленочным насыщающимся поглотителем или SESAM более стабильна и отличается самозапуском, в отличие от синхронизации мод на эффекте HBП.

Несмотря на незначительную глубину модуляции, композитные материалы с ОУН могут с успехом применяться наряду с насыщающимися полупроводниковыми поглотителями SESAM в эрбиевых волоконных лазерах УКИ на длине волны 1.55 мкм. Поскольку дисперсия

групповой скорости в одномодовых волокнах на длине волны 1.55 мкм близка к нулю, что стабилизирует импульсный режим генерации даже при малой глубине модуляции. Используя волоконный резонатор с общей дисперсией второго порядка близкой к нулю, обычно получают режим солитонного распространения импульсов в условиях баланса дисперсии и нелинейности. Выходная мощность таких солитонных лазеров не высока и пленочные модуляторы с ОУН могут применяться в этих условиях без опасности деградации в результате термического разрушения.

Ситуация меняется, когда мы переходим в область генерации иттербиевых волоконных лазеров, излучающих на длине волны вблизи 1 мкм. Солитонный режим генерации УКИ для иттербиевых волоконных источников труднореализуем в связи с отсутствием стандартных одномодовых волокон с аномальной дисперсией вблизи длины волны 1 мкм. Поэтому для иттербиевых лазеров УКИ предпочтительной становится схема резонатора с полностью нормальной дисперсией образующих элементов. В этом случае импульсная генерация также возможна в режиме диссипативного солитона, когда фазовая самомодуляция и дисперсионное уширение импульса компенсируются спектральным селективным элементом [267-270]. Как уже отмечалось, энергия импульсов на выходе такого осциллятора обычно высока, и при использовании полимерных пленок с ОУН в качестве внутрирезонаторных модуляторов встает проблема лучевой стойкости и режимов их долговременной работы. В данном разделе комбинированной синхронизации мод с рассматривается механизм использованием насыщающегося поглотителя ОУН-КМЦ и эффекта НВП. Показано, что комбинированная синхронизации мод, с одной стороны, обеспечивает самозапуск генерации УКИ, а с другой стороны, удерживает величину пиковой интенсивности на пленке ОУН-КМЦ ниже порога разрушения. Необходимо отметить, что схемы волоконных лазеров УКИ с внутрирезонаторными модуляторами на основе ОУН, где синхронизация мод частично поддерживалась эффектом нелинейного вращения поляризации, уже известны [271-274]. В настоящей работе впервые подробно изучен механизм совместного действия насыщающегося поглотителя и эффекта НВП, предложены параметры лазерной схемы, стабилизирующие внутрирезонаторную энергию импульса ниже порога разрушения пленочного насыщающегося поглотителя.

3.9.1 Схема волоконного иттербиевого лазера с комбинированной синхронизацией мод, выходные характеристики и зоны стабильной импульсной генерации

Компонентами полимерного композитного материала для изготовления пленочных модуляторов были полимер карбоксиметилцеллюлоза и ОУН производства Carbon

Nanotechnologies, Inc. (диаметр нанотрубок 1.05±0.15 нм). Тонкая пленка ОУН-КМЦ получалась по методике описанной в [186]: поливом суспензии одностенных углеродных нанотрубок в водном растворе полимера КМЦ на гладкую поверхность и последующим испарением воды в условиях термостатирования при 40°С в течение суток. В экспериментах использовалась пленка толщиной 10 мкм, у которой в режиме слабого сигнала коэффициент пропускания на длине волны 1.04 мкм составлял 88%. Схема импульсного волоконного иттербиевого лазера с круговым резонатором представлена на Рис. 3.39.



Рис. 3.39 – Схема иттербиевого волоконного лазера с кольцевым резонатором: 1 – лазерный диод накачки на 976 нм; 2 – активное иттербиевое волокно; 3 – коллиматор; 4 – фазовая пластинка λ/2; 5 – стеклянная пластинка; 6 – спектральный фильтр; 7 – линза; 8 – композитная пленка ОУН-КМЦ; 9 – поляризатор; 10 – фазовая пластинка λ/4; 11– изолятор

Для пассивных волоконных сегментов резонатора использовались одномодовые волокна с диаметром сердцевины 6 мкм и диаметром оболочки 125 мкм. В активном сегменте длиной 2 м использовалось волокно типа «двойка» (GT-wave), состоящее из активного волокна с диаметром сердцевины 6 мкм диаметром оболочки 125 мкм, а также волокна накачки с диаметром оболочки 100 мкм. Кварцевые оболочки активного волокна и волокна накачки совмещались на всей длине в общей полимерной оболочке. В волокно накачки заводилось излучение многомодового диодного лазера с максимальной средней мощностью 9 Вт на длине волны 976 нм. Общей длине волоконной части резонатора 4.6 м соответствовала величина полной дисперсии групповой скорости 0.13 пс². На участке разрыва волокна 3–3 излучение выводилось и заводилось в волокно при помощи коллиматоров. Состояние поляризации контролировалось при помощи одной четвертьволновой фазовой пластинки, одной полуволновой фазовой пластинки и поляризатора Глана-Томсона. Также в воздушной части осциллятора находился пленочный спектральный фильтр с полной шириной пропускания на полувысоте 10 нм, позволяющий изменять центральную длину волны генерации в диапазоне 1.03–1.05 мкм. Полимерная пленка ОУН-КМЦ перемещалась на линейной подвижке вдоль оптической оси между двух линз с фокусным расстоянием 3.5 см, формирующих телескопическую систему. При перемещении пленки менялся диаметр засветки образца и, соответственно, изменялась падающая на образец интенсивность излучения. Пленка ОУН-КМЦ размещалась между двух стеклянных пластинок толщиной 150 мкм в среде иммерсионного масла с целью воздушной и гидроизоляции. Такой способ размещения пленки также улучшает оптическое качество и однородность образца, тем самым увеличивая лучевую стойкость пленочного модулятора. Однонаправленная генерация в кольцевом резонаторе формировалась при помощи волоконного изолятора. Когда пленка ОУН-КМЦ отсутствовала в резонаторе, режим импульсной генерации достигался вследствие эффекта НВП при мощности накачки 500 мВт. Импульсная последовательность имела небольшую гармоническую модуляцию с частотой 1.4 МГц, как показано на Рис. 3.40a, на фоне основной частоты следования импульсов 35.6 МГц.



Рис. 3.40 – Осциллограммы выходного импульсного излучения волоконного лазера а) без модулятора ОУН-КМЦ в резонаторе, б) с модулятором ОУН-КМЦ в резонаторе

В этом режиме отсутствовал самозапуск импульсной генерации при принудительном кратковременном прерывании излучения. Генерация УКИ восстанавливалась только после небольшого поворота оптических осей фазовых пластинок либо при увеличении мощности

накачки. При размещении пленки ОУН-КМЦ внутри резонатора вблизи зоны перетяжки телескопической системы исчезала модуляция импульсной последовательности, как показано на Рис. 3.406, и появлялся самозапуск импульсной генерации при прерывании излучения. Процесс самозапуска режима импульсной генерации при кратковременном прерывании лазерного пучка в резонаторе показан на Рис. 3.41.



Рис. 3.41 – Осциллограмма импульсной генерации на выходе волоконного лазера, показывающая процесс самозапуска импульсной генерации при кратковременном прерывании излучения в резонаторе. Диапазон времени от открытия резонатора до запуска импульсной генерации указан стрелками и составляет ~300 мкс

Как видно на осциллограмме, время запуска импульсной генерации после открытия резонатора составляет всего ~300 мкс и выход на стабильный уровень генерации УКИ происходит сразу после первого интенсивного выброса без длительных переколебаний. В этом режиме генерация импульсов менее зависима от изгибов волокна и изменений окружающей температуры. Поляризатор, установленный в резонаторе, использовался также для вывода излучения, откуда получали 24 мВт средней мощности, что соответствует энергии в импульсе 0.7 нДж. Высокочастотный спектр комбинированной синхронизации мод лазера с отношением сигнал/шум 65 дБ указывает на одноимпульсную работу лазера на основной частоте 35.6 МГц без дополнительной гармонической модуляции, как показано на Рис. 3.42.



Рис. 3.42 – ВЧ спектр выходной последовательности импульсов волоконного иттербиевого лазера в режиме комбинированной синхронизации мод с насыщающимся поглотителем на основе комбинированной пленки ОУН-КМЦ

Оптические спектры выходного излучения в режиме импульсной генерации при отражении от стеклянной пластинки 5 и на выходе поляризатора были измерены при помощи спектрометра Yokogawa AQ6370C и представлены на Рис. 3.43.



Рис. 3.43 – Спектр излучения импульсного волоконного лазера в режиме комбинированной синхронизации мод при отражении от стеклянной пластинки 5 (сплошная линия) и на выходе поляризатора 9 (пунктирная линия)

Спектры имеют резкие краевые фронты, что говорит о генерации импульсов в режиме диссипативного солитона. Центральная длина волны и ширина спектра на полувысоте

составляли 1043 нм и 19 нм соответственно. Автокорреляционная функция импульсов измерялась на выходе поляризатора методом неколлинеарной генерации второй гармоники в нелинейном кристалле. Полная ширина импульса на полувысоте в предположении гауссовой формы составляла 1.7 пс. На выходе из осциллятора проводилась компрессия импульса на двух дифракционных решетках с плотностью штрихов 600 шт/мм. Расстояние между решетками для оптимальной компрессии было 68 мм, что соответствует величине аномальной дисперсии –0.11 пс². Длительность сжатого импульса из анализа автокорреляционной функции составила 183 фс, что соответствует коэффициенту компрессии ~9. Автокорреляционные функции импульсов до и после компрессии представлены на Рис. 3.44.



Рис. 3.44 – Автокорреляционная функция импульсов волоконного иттербиевого лазера в режиме комбинированной синхронизации мод а) на выходе поляризатора 9, б) после сжатия импульса на внешнем компрессоре

Импульс после компрессии практически не имеет пьедестала, что говорит о линейной частотной модуляции импульса на выходе из резонатора волоконного лазера.

Ранее нами изучались оптические нелинейные свойства композитных пленок ОУН-КМЦ с помощью метода продольного сканирования. Были получены величины интенсивности насыщения $I_{S,A} = 52$ MBT/см² и порога оптического пробоя композитной пленки $I_D = 800$ MBT/см². Как было показано в [30], для стабильной генерации УКИ в лазерах с быстрым насыщающимся поглотителем необходимо, чтобы поглотитель работал на интенсивностях, превышающих интенсивность насыщения в ~10 раз, что в нашем случае дает величину 520 MBT/см² близкую к порогу разрушения композитной пленки. Следует отметить, что

импульсная генерация в первый момент инициируется несколькими колебаниями большой амплитуды, интенсивность которых иногда в несколько раз превышает уровень пиковой интенсивности для стабильной генерации. По этой причине пленка модулятора разрушается в момент инициации импульсов даже в случае, когда пиковая интенсивность стабильной генерации ниже порога пробоя в 3-4 раза. Когда образец размещался в центре перетяжки телескопической системы с диаметром лазерного пятна 26 мкм (187 MBт/см² пиковой интенсивности на образце), происходило разрушение образца в момент процесса инициации импульсов. При диаметре пучка 40 мкм (79 MBт/см² пиковой интенсивности на образце) разрушение образца прекращалось, и наблюдалась стабильная генерация импульсов с быстрым самозапуском. При увеличении диаметра пучка время, необходимое для самозапуска, увеличивалось. Самозапуск отсутствовал при диаметре пучка 152 мкм, что соответствует 5.5 MBт/см² пиковой интенсивности. Таким образом, использование пленочного модулятора с ОУН в нашем лазере приводило к тому, что стабильная генерация УКИ начиналась при пиковых интенсивностях, более чем на порядок ниже порога пробоя пленочного модулятора. Обнаруженный эффект связан с влиянием эффекта НВП, который вызывает наличие экстремума в зависимости коэффициента пропускания от пиковой интенсивности, что более подробно рассматривается в следующем разделе.

3.9.2 Расчет коэффициента пропускания для комбинированной синхронизации мод в присутствии насыщающегося поглотителя и эффекта НВП

Световой импульс с эллиптической поляризацией при распространении в оптическом волокне, где присутствует нелинейность, испытывает нелинейное вращение эллипса поляризации. Следуя формализму матриц Джонса и предполагая изотропную среду, найдем выражение для матричного оператора, описывающего эффект НВП в оптическом волокне. Матрица преобразования универсальной фазовой пластинки в линейном базисе записывается в виде:

$$WP(\Delta,\theta) = \begin{pmatrix} \cos^{2}(\theta) + e^{-i\Delta} \sin^{2}(\theta) & (1 - e^{-i\Delta}) \sin(\theta) \cos(\theta) \\ (1 - e^{-i\Delta}) \sin(\theta) \cos(\theta) & e^{-i\Delta} \cos^{2}(\theta) + \sin^{2}(\theta) \end{pmatrix},$$
(3.30)

где углы $\Delta = \pi$ и $\Delta = \pi/2$ соответствуют полуволновой и четвертьволновой пластинке соответственно, а θ – угол между оптической осью фазовой пластинки и осью поляризатора. Матрица преобразования поляризатора, ось которого сонаправлена с х-компонентой поля:

$$P = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{3.31}$$

Общее выражение для преобразования компонент поля получается при обходе резонатора по кругу от выхода поляризатора и далее по часовой стрелке:

$$A_{out}^{L} = P \cdot WP(\pi, \theta 2) \cdot U^{+} \cdot NPR^{C} \cdot U \cdot WP\left(\frac{\pi}{2}, \theta 1\right) \cdot A_{in}^{L}$$
(3.32)

Для вывода выражения (3.32) использовали данные раздела 2.2, откуда брали выражение для матрицы преобразования эффекта НВП (2.8) и (2.9). Коэффициент пропускания вследствие эффекта нелинейного вращения поляризации в волокне находим из выражения

$$T_{NPR} = I_{out}/I_{in} \tag{3.33}$$

где $I = (|A_x|^2) + (|A_y|^2)$. На Рис. 3.45 показаны графики зависимости пропускания НВП модулятора при разных углах θ 1 четвертьволновой фазовой пластинки.



Рис. 3.45 – Зависимости коэффициента пропускания модулятора на эффекте НВП от пиковой интенсивности импульса в волокне при разных углах $\theta 1$ и $\theta 2$, полученные с использованием выражений (3.32) и (3.33) при 1) $\theta 1 = -43^\circ$, $\theta 2 = 20^\circ$, 2) $\theta 1 = -40^\circ$, $\theta 2 = 22^\circ$, 3) $\theta 1 = -35^\circ$, $\theta 2 = 25^\circ$

Нелинейное пропускание периодически меняется с ростом пиковой интенсивности в волокне. Изменение пиковой интенсивности при переходе от минимума пропускания к максимуму соответствует повороту эллипса поляризации светового импульса на 90 градусов. При этом глубина модуляции и период меняются в зависимости от эллиптичности заходящего в волокно излучения, которое задается углом θ1 четвертьволновой фазовой пластинки. Величиной угла θ2 полуволновой фазовой пластинки можно выставлять положение максимума либо минимума пропускания при нуле интенсивности. Необходимо отметить, что зависимости

на Рис. 3.45 были получены в предположении постоянства пиковой интенсивности излучения при распространении импульса в волоконной части резонатора.

Численное моделирование с учетом потерь излучения на оптических элементах и усиления в активной части резонатора выявило погрешность аналитического подхода не превышающую 15% для положений экстремумов на зависимостях пропускания НВП модулятора от пиковой интенсивности импульса на входе в волокно. Найденная погрешность для дальнейшего анализа является допустимой. Выделение одиночного импульса из стохастического фона свободной генерации происходит, когда с ростом интенсивности импульса пропускание модулятора возрастает, поэтому угол 02 выставлялся в положение минимума пропускания при нуле интенсивности. В этом случае на участке кривой от минимума до максимума пропускания НВП модулятор работает как насыщающийся поглотитель с возможностью инициировать генерацию импульсов. Чтобы избежать нестабильности импульсной генерации, связанной с модуляцией добротности, устанавливали угол $\theta 1$ четвертьволновой фазовой пластинки так, чтобы глубина модуляции от НВП не превышала 2%, что соответствует поляризации импульса близкой к круговой. В приближении слабого поглощения выражение для коэффициента пропускания пленочного ОУН-КМЦ модулятора от интенсивности *I* падающего излучения записывается в виде:

$$T_{SA}(I) = T_{NS} - \frac{\Delta T}{1 + \frac{I}{I_{SA}}}$$
(3.34)

где ΔT – глубина модуляции коэффициента пропускания, T_{NS} – ненасыщаемая часть коэффициента пропускания, $I_{S,A}$ – интенсивность насыщения. В эксперименте использовали пленку ОУН-КМЦ с параметрами $T_{NS} = 0.9$, $\Delta T = 0.02$, $I_{SA} = 52$ MBT/см².

На Рис. 3.46 показана зависимость коэффициента пропускания для пленки ОУН-КМЦ используемой в эксперименте, а также указана зона стабильной импульсной генерации в условиях комбинированной синхронизации мод, когда отсутствовал оптический пробой и сохранялся самозапуск по материалам экспериментальных исследований из раздела 3.9.1.



Рис. 3.46 – Зависимость коэффициента пропускания пленочного модулятора ОУН-КМЦ от пиковой интенсивности падающего излучения: *ML* – зона стабильной генерации импульсов в условиях комбинированной синхронизации мод; *I*_{S,A} – интенсивность насыщения; *I*_D – порог оптического пробоя пленки ОУН-КМЦ; граница зоны *ML* со стороны высокой интенсивности определяется оптическим пробоем пленки в момент инициации импульсов

Коэффициент пропускания комбинированного модулятора выражается через произведение:

$$T = T_{NPR}T_{SA} \tag{3.35}$$

На Рис. 3.47 представлены зависимости нелинейного пропускания от пиковой интенсивности для пленки ОУН-КМЦ, для эффекта НВП и для произведения (3.35), представляющего функцию комбинированного модулятора. Для построения зависимостей были взяты параметры для углов фазовых пластинок θ1 = -44.5°, θ2 = 18°, которые использовались в экспериментальном импульсном волоконном лазере.



Рис. 3.47 – Верхний график: зависимость коэффициента пропускания пленки ОУН-КМЦ от пиковой интенсивности излучения, падающего на пленку. Нижний график: зависимости коэффициента пропускания модулятора на эффекте НВП и комбинированного модулятора ОУН+НВП от пиковой интенсивности излучения в сердцевине световода. Пунктирной линией отмечена пиковая интенсивность излучения в режиме импульсной генерации

Пиковая интенсивность стабильной импульсной генерации показана вертикальной пунктирной линией, которая проходит вблизи максимума зависимости пропускания комбинированного модулятора. При этом пиковая интенсивность излучения, падающая на пленку ОУН-КМЦ соответствует значению ~40 MBт/см², что более чем на порядок ниже порога пробоя пленочного модулятора и на порядок ниже интенсивности стабильной генерации при использовании только насыщающегося поглотителя с ОУН. Уменьшение пропускания при увеличении пиковой интенсивности справа от линии стабильной генерации не позволяет развиваться режиму неустойчивости в результате модуляции добротности. Аналогичный эффект стабилизации генерации УКИ происходит при двухфотонном поглощении падающего излучения на больших интенсивностях в SESAM [243]. Вклад от двух процессов (в особенности от эффекта НВП) увеличивает общую глубину модуляции, необходимую для стабильной генерации импульсов в волоконных лазерах с нормальной дисперсией резонатора на длине волны 1 мкм, как было отмечено в разделе 3.7. Метод комбинированной синхронизации мод в волоконных лазерах на длине волны 1 мкм может быть также применим для других насыщающихся поглотителей с небольшой глубиной модуляции, таких как графен или дихалькогениды переходных металлов.

Таким образом, показана работа импульсного волоконного иттербиевого лазера с длительностью импульсов 1.7 пс на длине волны 1.04 мкм. Для синхронизации мод использовался пленочный модулятор с ОУН в комбинации с эффектом нелинейного вращения эллипса поляризации. Рассмотрена математическая модель работы волоконного лазера в условиях комбинированной синхронизации мод, Показан эффект стабилизации импульсной генерации и снижения пороговой интенсивности излучения (на пленке модулятора), необходимой для стабильной генерации импульсов.

3.10 Полностью волоконный иттербиевый лазер УКИ с интегрированным модулятором на участке сполированного оптического световода

В данном разделе рассматривается конструкция полностью волоконного иттербиевого лазера, генерирующего высокоэнергетичные сильно чирпированные импульсы длительностью 12 пикосекунд на длине волны 1.067 мкм с энергией в импульсе до 10 нДж и частотой следования импульсов 16.7 МГц [275].

Для обеспечения режима самозапуска и пассивной синхронизации мод в лазере использовался интегрированный в оптическое волокно модулятор специальной конструкции на основе ОУН с высокой защитой от оптического разрушения. Схема полностью волоконного импульсного лазера с интегрированным модулятором показана на Рис. 3.48. Использовалась круговая схема резонатора, где все элементы имели нормальную дисперсию групповой скорости. Чтобы обеспечить стабильное состояние поляризации, на большей части длины резонатора использовались волокно с поддержкой поляризации с диаметром сердцевины 6 мкм и диаметром оболочки 125 мкм (PM 6/125 PANDA). Участок активного иттербиевого волокна с двойной оболочкой (PM 6/125 DC) имел длину ~2.8 м и накачивался диодным лазером на длине волны 960 нм с максимальной средней мощностью 3 Вт. Волоконный изолятор-поляризатор использовался в схеме для обеспечения однонаправленной генерации с выставленной поляризацией излучения вдоль медленной оси оптического волокна типа PANDA. На участке волоконного резонатора между точками А и В, включающего контроллер поляризации и насыщающий поглотитель, использовалось обычное (без поддержки поляризации) одномодовое волокно (SM 6/125), чтобы обеспечить режим комбинированной синхронизации мод на эффекте нелинейного вращения эллипса поляризации. Общая длина волокна резонатора составляла 12.3 м. При использовании 20%-го волоконного ответвителя средняя выходная мощность излучения лазера в режиме синхронизации мод составляла 160 мВт. В результате работы такого лазера на

длине волны 1067 нм были получены высокоэнергетичные импульсы длительностью 12 пикосекунд с энергией до 10 нДж и частотой повторения импульсов 16.7 МГц.



Рис. 3.48 – Схема волоконного иттербиевого лазера УКИ с интегрированным модулятором на участке сполированного оптического световода: 1 – лазерный многомодовый диод накачки на 960 нм; 2 – волоконный WDM каплер 980/1060; 3 – иттербиевое оптоволокно PM YDF 6/125 DC; 4 – ответвитель 80/20; 5 – контроллер поляризации; 6 – насыщающийся поглотитель с

ОУН на поверхности сполированного волокна; 7 – волоконный изолятор

Для обеспечения режима синхронизации мод и самозапуска использовалась полимерная пленка модулятора с ОУН, которая размещалась на участке сполированной поверхности оптического волокна, чем достигалось полностью волоконное исполнение с высокой степенью защиты пленки модулятора от оптического разрушения. Схема установки пленочного модулятора на основе ОУН в волоконный резонатор определяет способ облучения пленки и время безотказной работы до момента оптического разрушения.

Широко применяемая «торцевая» схема размещения пленки в зажиме между двух волоконных коннекторов имеет ряд недостатков. В такой схеме энергия импульса распределяется на площади круга с диаметром волоконной сердцевины, что приводит к значительной величине пиковой интенсивности, падающей на пленочный модулятор, которая вызывает разрушение пленки. Чтобы избежать оптического разрушения пленки модулятора, нами была выбрана схема расположения на поверхности сполированного оптического волокна, как показано на Рис. 3.49.



Рис. 3.49 – Схема расположения пленки с ОУН в интегрированном модуляторе на участке сточенного оптического световода. *L* – длина пленки с ОУН в продольном сечении световода, *d* – расстояние от сполированной поверхности до сердцевины

В схеме на Рис. 3.49 расстояние d от сполированной поверхности до сердцевины имеет принципиальное значение и определяет интенсивность выходящего излучения и степень взаимодействия излучения с пленкой модулятора. Для изучения нелинейного поглощения интегрированного модулятора применялась методика Р-сканирования, когда на вход волокна подавалось излучение импульсного лазерного источника с изменяемой средней мощностью P_1 , как показано на Рис. 3.50.



Рис. 3.50 – Ход лучей в интегрированном модуляторе на участке сточенного оптического световода. Длины *a* и *b* определяют зону выхода излучения в поперечном и в продольном сечении световода соответственно. *P*₁ – средняя мощность входящего в световод излучения;
*P*₂ – средняя мощность излучения, выходящего из сердцевины на участке сточенного волокна;
*P*₃ – средняя мощность выходящего из световода излучения

После прохождения сполированного участка регистрировалась средняя мощность выходного излучения P_3 . Волокно сполировывалось на длине $L \approx 1$ см до расстояния d = 1...3 мкм, при котором средняя мощность излучения на выходе из волокна уменьшалась в ~2 раза, то есть $P_3 \approx P_2 \approx P_1/2$. В эксперименте при каждом изменении входной мощности P_1 измерялось отношение $r_{OYH} = P_3/P_{3im}$, где P_3 – средняя мощность выходного излучения в присутствии

пленки ОУН-КМЦ и P_{3im} – средняя мощность выходного излучения, когда вместо пленки на сполированную поверхность световода наносилась иммерсионная жидкость с аналогичным показателем преломления. График изменения r_{OYH} в зависимости от мощности излучения на выходе из волокна показан на Рис. 3.51.



Рис. 3.51 – Экспериментальные точки Р-сканирования для интегрированного модулятора в зависимости от средней мощности излучения на выходе сточенного волокна. Пунктирная линия – значение средней мощности *P_{max}*, при котором наблюдается насыщение интегрированного модулятора с ОУН

В условиях нашего эксперимента a = 6 мкм и b = 0.5 мм (Рис. 3.50), тогда площадь взаимодействия излучения с пленкой S = $a \cdot b = 3 \cdot 10^{-5}$ см². Отметим, что b < L, поскольку сполированная поверхность не является плоской, а имеет некоторый радиус кривизны. Частота повторения импульсов зондирующего лазерного источника была F = 1 МГц, длительность импульса $\tau = 3$ пс. Поскольку выходная мощность P_3 при выбранных условиях эксперимента соответствует мощности излучения P_2 , падающего на пленку, оценку для интенсивности насыщения можно сделать используя выражение $I_5 \approx P_{max}/(F \cdot \tau \cdot S) = 23$ МВт/см², где P_{max} – средняя мощность, при которой наблюдается насыщение интегрированного модулятора с ОУН (см. Рис. 3.51). Найденное значение интенсивности насыщения приблизительно соответствует полученным нами ранее величинам I_S для пленок с ОУН (раздел 3.2), учитывая незначительную точность определения площади облучения S. Спектр на выходе волоконного импульсного лазера показан на Рис. 3.52. Большая ширина спектра (18 нм), резкие спектральные фронты и значительное количество осцилляций в спектре подтверждают нелинейный режим распространения импульса по резонатору в режиме диссипативного солитона.



Рис. 3.52 – Спектр на выходе волоконного импульсного лазера с интегрированным модулятором. Центральная длина волны 1067 нм, полная ширина спектра на полувысоте 18 нм

На выходе из резонатора производилась компрессия импульсов внешним устройством на паре дифракционных решеток с величиной дисперсии второго порядка –0.45 пс² до минимальной длительности в 140 фс. Автокорреляционная функция сжатого импульса была измерена методом неколлинеарной генерации второй гармоники и показана на Рис. 3.53.



Рис. 3.53 – Автокорреляционная функция сжатого импульса на выходе волоконного иттербиевого лазера с интегрированным модулятором. Полная длительность импульса на полувысоте 140 фс

Таким образом, показана возможность использования пленочного модулятора с наночастицами ОУН в резонаторе с большой энергией циркулирующих импульсов.

Одной из основных задач данной работы является исследование порогов оптического разрушения наноматериалов и создание условий для работы изделий в качестве внутрирезонаторных лазерных модуляторов без разрушения в течение длительного времени. Широко применяемая «торцевая» схема размещения пленки в зажиме между двух волоконных коннекторов легко встраивается в схему волоконного лазерного резонатора, но не лишена недостатков. В такой схеме пиковая мощность импульса распределяется на площади круга, определяемой диаметром волоконной сердцевины, что приводит к значительной величине пиковой интенсивности, падающей на пленочный модулятор, которая при превышении порога вызывает разрушение пленки.

Вариант, позволяющий регулировать интенсивность падающего на модулятор излучения, основанный на использовании сточенных с одной стороны волокон (D-shaped fiber) рассмотрен в настоящем разделе. Для обеспечения режима синхронизации мод и самозапуска показано использование полимерной пленки модулятора с ОУН, которая размещалась на участке сполированной поверхности оптического волокна, чем одновременно достигались интегрированное в волокно исполнение и высокая степень защиты пленки модулятора вследствие использования зоны частичного выхода излучения из волоконной сердцевины.

Выводы к Главе 3

В Главе 3 представлено подробное исследование оптических свойств широкополосных насыщающихся поглотителей на основе одномерных и двумерных наночастиц, таких как одностенные углеродные нанотрубки, графен и тонкие слои дисульфида молибдена. Основываясь на экспериментальных параметрах насыщающихся поглотителей разработаны и изучены экспериментальные схемы волоконных иттербиевых лазеров УКИ, а также определены зоны стабильности импульсных волоконных генераторов в зависимости от глубины модуляции насыщающегося поглотителя и полной величины дисперсии резонатора.

Для одностенных углеродных нанотрубок определены нелинейные коэффициенты поглощения для нанотрубок разных типов. Обнаружено, что в зависимости от метода синтеза величина коэффициенты нелинейного поглощения нанотрубок, возрастает в ряду: ОУН/Arc < ОУН/НірСО < ОУН/LA, что связано с различной чистотой получения нанотрубок при разных технологиях синтеза. Во всех экспериментальных зависимостях пропускания образцов от интенсивности падающего света регистрировался нелинейный эффект просветления, чему соответствуют отрицательные значения коэффициентов нелинейного поглощения. Обнаружено, что пленочные нанокомпозиты на основе полимера КМЦ обладают большим коэффициентом нелинейного поглощения по сравнению с пленками, где в качестве полимерной матрицы использовался ПВС. Величина плотности энергии насыщения находится в диапазоне 10-50 мкДж/см², что сравнимо с аналогичной величиной для полупроводниковых насыщающихся поглотителей (SESAM). Глубина модуляции для устройств с ОУН как правило не превышает 10%, что значительно меньше глубины модуляции для SESAM, которая может достигать 30-50%. Однако, как было показано в [30], необходимая глубина модуляции для стабильной синхронизации мод определяется параметрами лазерного резонатора и во многих случаях не должна превышать долей или единиц процентов. Используя пленочный насыщающийся поглотитель ОУН-КМЦ, впервые удалось получить пассивную синхронизацию мод в режиме непрерывной генерации в титан-сапфировом лазере на длине волны 810 нм, что подтверждает возможность применения устройств с ОУН в качестве широкополосных насыщающихся поглотителей для лазеров УКИ.

Изучены нелинейные оптические свойства суспензий графеновых листов с небольшим количеством слоев от одного до трех, полученных методом диспергированием природного графита с помощью высокоскоростного миксера. Показана большая величина размеров кристаллитов и меньше количество дефектов для нанолистов графена, полученных таким способом, по сравнению с нанолистами графена, полученных в жестких условиях термической эксфолиации оксида графена или интеркалированного трихлоридом фтора высокоориентированного пиролитического графита. При наличии большого количества работ в области исследования нелинейных оптических свойств графена, результирующие выводы часто бывают противоречивы. Экспериментальные значения интенсивности насыщения графеновых слоев иногда отличаются на несколько порядков. Проанализирована зависимость интенсивности насыщения от длительности импульса накачки в разных временных масштабах и оценены значения интенсивностей насыщения. В разделе 3.3 изложен подход, объясняющий разные величины интенсивности насыщения в зависимости от длительности возбуждающего импульса, а также экспериментальные величины интенсивности насыщения графеновых нанолистов в несколько ГВт/см². Также определены важные для применения параметры, такие как отношение глубины модуляции к ненасыщаемой части поглощения для однослойного и многослойного графена и коэффициент двухфотонного поглощения. Показано отсутствие заметного влияния ДФП в экспериментальных сигналах для однослойного графена и присутствие ДФП в экспериментальных сигналах суспензий многослойных графеновых листов, что объясняется большим количеством разрешенных переходов для процесса ДФП в многослойном графене.

Существенный момент, на который стоит обратить внимание, связан с различием плотностей энергий насыщения исследуемых наноматериалов. Такое различие определяет различия в схемах волоконных генераторов лазерных импульсов. Для ОУН и SESAM плотность энергии насыщения приблизительно одинакова (10–50 мкДж/см²) и определяет относительно стандартную конфигурацию волоконного осциллятора, состоящую из нескольких метров оптического волокна с энергией импульсов на выходе в несколько сотен пДж, длительностью импульсов в несколько пикосекунд и частотой следования импульсов в несколько дсятков МГц. Однако для модуляторов на основе слоев графена плотность энергии насыщения существенно выше и может достигать нескольких млДж/см². В этом случае для насыщения модулятора потребуются импульсы с большей энергией. Конструкция волоконного осциллятора потребует более длинных волоконных сегментов для меньшей частоты следования импульсов и, соответственно, большей энергии импульсов, циркулирующих в лазерном резонаторе.

Исследовано нелинейное оптическое поглощение в водной суспензии 4–5-слойных листов MoS₂ при фемтосекундном импульсном возбуждении на длине волны 514 нм. В зависимости от интенсивности падения были зарегистрированы две области нелинейных эффектов с обратным насыщением при низкой интенсивности и прямым насыщением при высокой интенсивности. Для описания экспериментальных данных была предложена

трехуровневая модель. С использованием методов Z- и P-сканирования были измерены сечения внутризонного и межзонного поглощения. Было показано, что соотношение $\sigma_l > \sigma_0$ между сечениями внутризонного и межзонного поглощения необходимо для объяснения нелинейного поведения образца с MoS₂. Наблюдаемые эффекты могут рассматриваться как взаимодействие между скоростями однофотонного поглощения для межзонных и внутризонных переходов без заметного влияния двухфотонного поглощения на нелинейные процессы. Отсутствие заметного двухфотонного поглощения на нелинейные процессы. Отсутствие заметного двухфотонного поглощения на нелинейные процессы. Отсутствие заметного двухфотонного поглощения высокую глубину модуляции среди всех 1D и 2D наночастиц рассмотренных в этой главе, доходящую до ~20% вблизи интенсивности разрушения образца. Обнаруженные нелинейные оптические свойства MoS₂ могут быть использованы в модуляторах оптического излучения с пикосекундной скоростью срабатывания.

Одним из ключевых выводов третьей главы раздела 3.7 является определение зон стабильности импульсной генерации в волоконных лазерах в зависимости от полной величины дисперсии резонатора и глубины модуляции насыщающегося поглотителя. Сделан вывод о невозможности достижения стабильной импульсной генерации в лазерах, использующих обычные волокна на длине волны 1 мкм, при глубине модуляции насыщающегося поглотителя не превышающей 2–3%. Стабильная импульсная генерация в волоконных лазерах на длине волны 1 мкм с использованием наноматериалов с низкой глубиной модуляции, как правило, достигается в условиях комбинированной синхронизации мод, которая подробно рассмотрена в разделе 3.9.

Для подтверждения выводов раздела 3.7 рассмотрены три схемы волоконных лазеров УКИ, две из которых с нормальной дисперсией резонатора использовали комбинированную синхронизацию мод и насыщающиеся поглотители с низкой глубиной модуляции. Только в одной схеме с аномальной дисперсией резонатора вблизи нуля наблюдалась генерация импульсов в режиме фундаментального солитона в присутствии насыщающегося поглотителя с глубиной модуляции менее 1%.

В разделе 3.10 предложена схема полностью волоконного лазера, генерирующего сверхкороткие импульсы с высокой энергией на выходе до 10 нДж. В схеме использовались два оригинальных решения: 1) вставка одномодового волокна на участке А–В в общую схему с РМ волокнами для обеспечения эффекта НВП и комбинированной синхронизации мод, а также 2) использование полимерной пленки модулятора с ОУН, которая размещалась на участке сполированной поверхности оптического волокна в области частичного выхода излучения из волоконной сердцевины для защиты пленки модулятора от оптического разрушения.

Одной из основных задач исследования, представленных в Главе 3, было нахождение порогов оптического разрушения наноматериалов и создание условий для работы изделий в качестве внутрирезонаторных лазерных модуляторов без разрушения в течение длительного времени. Был обнаружен порог оптического разрушения для пленочных модуляторов с наночастицами при пиковой интенсивности вблизи 1 ГВт/см² на частотах следования импульсов более 1 МГц, а также пороги теплового разрушения при плотности средней мощности падающего излучения 18–30 кВт/см² в зависимости от величины линейного поглощения образца.

Поскольку основным параметром, определяющим свойства насыщающего поглощения, является плотность энергии насыщения, то при одинаковой энергии, но более длинном импульсе, падающая на модулятор интенсивность становится меньше. Таким образом, способ уменьшения падающей на модулятор интенсивности излучения связан с работой волоконного генератора в условиях сильно чирпированных или удлиненных импульсов. Например, предполагая порог разрушения пленочного модулятора для пиковой интенсивности вблизи 1 ГВт/см² и «торцевое» расположение пленки модулятора в волоконном резонаторе с диаметром сердцевины световода 6 мкм, импульсы с энергией 1 нДж без разрушения модулятора можно получить при уширении импульсов до длительности 3.5 пс. В действительности, как было показано в разделе 3.9, выход на режим стабильной генерации импульсов сопровождается первыми высокоэнергичными импульсами, которые могут в несколько раз превышать стабильный уровень энергии. Таким образом, для режима сохранения модулятора в нашем случае требуется внутрирезонаторная длительность импульсов не менее 10 пс, которая достижима в волоконных генераторах сильно чирпированных импульсов без компенсации нормальной дисперсии резонатора.

Другой способ уменьшить падающую на модулятор интенсивность света связан с использованием комбинированной синхронизации мод. Как ранее было показано в разделе 3.9, комбинированная синхронизация мод не только облегчает самозапуск импульсной генерации, но и сдвигает рабочую точку насыщающегося поглотителя в область более низких значений интенсивности, что также защищает модулятор от оптического разрушения.

Глава 4 Полностью волоконные иттербиевые усилители фемтосекундных лазерных импульсов для использования в технологиях прецизионной обработки материалов и в медицине

4.1 Требования к волоконным усилительным системам для использования в технологиях микрообработки материалов и в медицине

Источники фемтосекундных лазерных импульсов в диапазоне энергий от единиц до десятков микроджоулей, работающих на длине волны 1 мкм с высокой частотой повторения импульсов до нескольких мегагерц, очень востребованы по причине использования в технологиях тонкой обработки материалов, в процессах резки высокопрочных покрытий, зондирования, в области медицины и высокоточной хирургии. При воздействии на среду фемтосекундного импульса, длительность которого намного меньше времени разогрева электронами кристаллической решетки, процесс абляции или выноса материала происходит исключительно вблизи зоны воздействия светового импульса со средой. Этот факт влияет на размер и распределение тепла и давления рядом с местом взаимодействия лазерного импульса со средой и позволяет добиться преимущества при микрообработке материалов по сравнению с наносекундными лазерными импульсами. Поскольку природа фемтосекундной абляции материала связана с многофотонной ионизацией и происходит на плотностях мощности около 10¹³ Вт/см² для реализации этого процесса при фокусировке в пятно диаметром 10 мкм требуются импульсы с энергией 1–10 мкДж при длительности не более 500 фс. Выбор длины волны генерации вблизи 1 мкм обусловлен множеством применений: близостью энергии фотона к энергии запрещенной зоны кремния, что создает условия для резки кремниевых пластин в полупроводниковой технологии; попаданием в зону прозрачности большинства стекол и полимеров, что позволяет записывать 3D структуры внутри объема прозрачного материала. Также длина волны 1 мкм, с одной стороны, расположена вблизи максимума прозрачности роговицы, а с другой, – вне области чувствительности сетчатки глаза, что открывает возможности для проведения с помощью фемтосекундного лазера прецизионных операций по коррекции зрения и удалению катаракты. В таком диапазоне излучают лазерные источники, использующие активные среды допированные ионами иттербия, спектр вынужденного излучения которых лежит в диапазоне 1.02-1.08 мкм. Для успешного применения таких лазерных источников в офтальмологии частота следования импульсов должна быть достаточно большой с целью обеспечения минимальной длительности операции.

В частности, для того чтобы обработать область глаза диаметром 10 мм за время 15 сек сфокусированными пятнами с шагом между пятнами в 5 мкм необходимо сгенерировать около 4·10⁶ импульсов [275]. Таким образом, необходимая частота следования импульсов должна измеряться сотнями килогерц.

Одной из главных научных проблем остается создание надежной и эффективной схемы усиления импульсов ультракороткой длительности. Необходимость высокой скорости обработки материалов требует от современных технологических лазеров высокой частоты повторения импульсов, что в свою очередь приводит к тому, что конфигурация финального усилителя должна обеспечивать высокую среднюю мощность выходного излучения в процессе работы. В данном случае волоконная технология и волоконные усилители идеально подходят для работы на высокой средней мощности, а также характеризуются высокой стабильностью выходных характеристик. В непрерывном режиме выходная мощность волоконного усилителя может достигать нескольких кВт, при этом сохраняется идеальное качество пучка с дифракционной расходимостью. Однако в случае усиления сверхкоротких импульсов на большой длине волокна накапливаются нелинейные резонансные и нерезонансные эффекты, которые существенно ограничивают максимально достижимую энергию в импульсе. К числу таких эффектов можно отнести фазовую самомодуляцию, четырехволновое смешение, а также эффекты вынужденного Рамановского и Бриллюэновского рассеяния. Эти эффекты искажают спектр сигнала и временные характеристики импульса, а также ограничивают коэффициент усиления. Существующие волоконные фемтосекундные импульсные источники с высокой энергией импульса имеют на выходе относительно длинный субпикосекундный импульс, значительная часть энергии которого заключена в пикосекундном пьедестале, который образуется в результате отсутствия дисперсионной согласованности элементов лазерной системы и влияния нелинейных эффектов, значительно изменяющих первоначальную форму импульса при усилении в оптическом волокне. Ключевым условием успешного применения фемтосекундных импульсных источников в технологиях тонкой обработки материалов является наличие высокого контраста импульса, то есть отношения энергий фемтосекундного импульса и уширенного пьедестала. При низком контрасте импульсов растут пороги фотопреобразования и появляется нежелательный разогрев зоны облучения.

Общепринятой схемой, реализуемой в импульсных усилителях большой мощности, является схема усиления чирпированных импульсов, в которой сверхкороткий импульс задающего генератора растягивается с помощью стретчера до длительности в десятки и сотни пикосекунд, достаточной для последующего усиления с минимальным количеством нелинейных искажений [276-278]. Недостатком данной схемы является то, что для достижения

высоких энергий необходимо на несколько порядков увеличивать длительность импульса, в результате оптические схемы растяжения и сжатия импульсов становиться очень громоздкими. Метод решения данной проблемы со стороны стретчера связан с использованием волоконных чирпированных брэгговских решеток, позволяющих растягивать импульс до субнаносекундного диапазона на длине брэгговской решетки в несколько сантиметров [279]. Для корректной компрессии импульса спектральные характеристики чирпа таких брэгговских решеток должны соответствовать спектральным характеристикам компрессора, что трудно реализуемо на практике. Также представляет интерес использование специальных волокон с большим значением дисперсионного параметра, что позволяет растягивать импульс до субнаносекундного диапазона на небольшом участке такого волоконного стретчера. Подбор соответствующего профиля показателя преломления такого специального волокна позволяет полностью компенсировать дисперсии высших порядков для системы стретчер-усилителькомпрессор, что также является целью нашего исследования. Метод уменьшения нелинейных эффектов со стороны волоконного усилителя связан с использованием специальных активных волокон с большим диаметром сердцевины, а также с переменным профилем, позволяющих снизить пиковую интенсивность излучения в волокне. Волокна со ступенчатым профилем показателя преломления в настоящее время могут обеспечить одномодовый режим, имея диаметр сердцевины до 40 мкм. При усилении в таких волокнах с ростом мощности сигнала будет расти диаметр моды, что сохранит пиковую плотность мощности сигнала на приблизительно постоянном уровне и снизит искажение сигнала вследствие нелинейных эффектов. Фотонно-кристаллические волокна могут иметь диаметр сердцевины до 100 мкм, вследствие лучшего контроля изменения показателя преломления на границе сердцевины и оболочки. Однако практическое применение фотонно-кристаллических волокон ограничено сложностью технологии их изготовления и отсутствием полностью волоконного исполнения (т.е. отсутствием совместимости с другими элементами волоконной схемы). С другой стороны, задача оптимизации схемы усиления со стороны компрессора заключается в управлении дисперсионной схемой выходного компрессора таким образом, чтобы компенсировать дисперсии второго и высших порядков, получающихся при прохождении импульса через волоконные сегменты усилительной схемы. Как известно, при прохождении чирпированного импульса по волокну, спектральный сдвиг в результате влияния дисперсий высших порядков и нелинейностей не компенсируется простым компрессором на паре дифракционных решеток. В результате временная форма импульса приобретает боковые крылья и появляется характерный пикосекундный пьедестал, в который уходит значительная часть энергии импульса. В данном исследовании представлен компрессор на дифракционных решетках совместно с системой

призм для компенсации дисперсий высших порядков, а также нелинейностей, возникающих в процессе усиления импульса в волокне.

Разные системы задающих волоконных импульсных генераторов предполагают в каждом конкретном случае разный дизайн всей лазерной системы. Например, волоконный генератор, полностью выполненный на элементах с нормальной дисперсией, излучает на выходе сильно чирпированные импульсы с высокой энергией и может использоваться без предусилителя и с незначительным уширением импульса перед усилителем мощности. В то же время, волоконные генераторы с компенсацией нормальной дисперсии резонатора выдают спектрально-ограниченные импульсы с низкой энергией. В этом случае потребуется несколько каскадов предусилителей и, возможно, дополнительное чирпирование импульса на фрагменте оптического волокна с помощью эффекта фазовой самомодуляции. В настоящем исследовании показано применение трех основных типов задающих волоконных иттербиевых генераторов: со спектрально ограниченным импульсом и пикосекундной длительностью на выходе, а также с чирпированным импульсом и фемтосекундной длительностью на выходе. Разработанные волоконные генераторы обладают высокой стабильностью, компактностью и являются идеальными источниками ультракоротких импульсов для последующего усиления. Первый вариант генератора, использующий синхронизацию мод при помощи полупроводникового зеркала SESAM, собранный полностью на волокнах с нормальной дисперсией, излучающий спектрально-ограниченные импульсы, имеющие длительность от 20 до 40 пс. Второй вариант генератора с компенсацией нормальной дисперсии резонатора, излучающий чирпированные импульсы, имеющие длительность 3-5 пс с возможностью внешней компрессии импульсов до длительности 180 фс. Третий тип генератора без компенсации нормальной дисперсии резонатора, использующий пассивную синхронизацию мод на эффекте нелинейного вращения эллипса поляризации, излучающий сильно чирпированные импульсы с высокой энергией и длительностью от 5 до 12 пс. Спектральная ширина импульсов на выходе таких задающих генераторов находится в диапазоне от 10 до 20 нм, что позволяет эффективно уширять импульс в стретчере до длительностей в десятки и сотни пикосекунд перед усилением, значительно уменьшая величину нелинейных эффектов в волоконном усилителе.

Разработка и оптимизация дисперсионно-совместимых схем стретчирования и компрессии импульса до фемтосекундной длительности позволяет увеличить контраст импульса и приблизиться к выходным характеристикам твердотельных импульсных источников. Изложенные ниже подходы и методы позволяют реализовать компактные и мобильные схемы лазерных установок с габаритами стандартного крейта 3U с воздушным

охлаждением, пригодные для использования в стационарных и передвижных установках с низкой потребляемой мощностью.

4.2 Генераторы ультракоротких импульсов, используемые в качестве задающих источников для волоконных усилительных систем

В данном разделе изучается применение основных типов волоконных иттербиевых генераторов УКИ с чирпированным импульсом и пикосекундной длительностью на выходе, а также генератора со спектрально ограниченным импульсом и фемтосекундной длительностью на выходе.

Первый тип генератора собран на волокнах с поддержкой поляризации в схеме линейного резонатора с брэгтовской волоконной решеткой в качестве выходного зеркала, установленной на одной стороне волоконного резонатора. Режим синхронизации мод поддерживался с помощью полупроводникового насыщающегося зеркала (ВАТОР SAM-1040-20%-2ps, $\Delta R = 12\%$, $R_{NS} = 8\%$, $F_{sat} = 60 \ \mu J/cm^2$), установленного на другой стороне волоконного резонатора, как показано на Рис. 4.1. Полная длина волоконных сегментов составляла ~5 м, что соответствует частоте повторения импульсов на выходе ~20 МГц. Для брэгговской волоконной решетки с полосой пропускания 0.1 нм и коэффициентом отражения 80% на выходе регистрировались импульсы длительностью 30–40 пс на длине волны 1040 нм. При накачке 200 млВт на длине волны 976 в сердцевину одномодового волокна длиной 50 см, допированного ионами иттербия (250 дБ/м на 975 нм), на выходе регистрировалось сигнальное излучение со средней мощностью 1 млВт и узкой спектральной шириной, не превышающей 0.1 нм.



Рис. 4.1 – Схема волоконного импульсного лазера с линейным типом резонатора и волоконной брэгговской решеткой (*FBG*) для вывода излучения; *SAM* – полупроводниковое насыщающееся зеркало для запуска синхронизации мод; *LD* – лазерный диод накачки;

WDM – мультиплексор 960/1060 нм

Второй тип генератора с компенсацией нормальной дисперсии резонатора показан на Рис. 4.2. Полная длина волоконных сегментов составляла 3.2 м, что соответствует частоте повторения импульсов 32 МГц. Режим синхронизации мод достигался с помощью

насыщающегося полупроводникового зеркала, которое устанавливалось прямо на один из торцов линейного волоконного резонатора. Импульсное излучение выводилось из резонатора через волоконный ответвитель 20/80.



Рис. 4.2 – Схема волоконного импульсного лазера с компенсацией нормальной дисперсии резонатора с помощью диэлектрических дифракционных решеток (*G*). *С* – волоконный коллиматор; *М* – полностью отражающее зеркало; *SAM* – полупроводниковое насыщающееся зеркало; *LD* – лазерный диод накачки; *WDM* – мультиплексор 960/1060 нм

Для компенсации дисперсии резонатора использовались две дифракционные решетки с плотностью штрихов 1000 шт/мм, расположенные на расстоянии 2.5 см по ходу луча в воздушном промежутке между волоконным коллиматором и 100% зеркалом. Такое расстояние между решетками соответствует коэффициенту аномальной дисперсии второго порядка -0.135 пс². Таким образом, внутрирезонаторный блок с дифракционными решетками только частично компенсирует нормальную дисперсию резонатора, которая составляла величину 0.147 пс², рассчитанное для суммы всех волоконных сегментов, составляющих линейный резонатор. Как следует из раздела 1.10.3 Главы 1, частичная компенсация нормальной дисперсии резонатора с небольшой величиной результирующей нормальной дисперсии резонатора приводит к генерации параболических импульсов, что подтверждается спектральными измерениями импульсной генерации на выходе такого резонатора. Из-за дисперсионного уширения на волоконных участках импульсы приобретали частотную модуляцию (чирп) и пикосекундную длительность. Длительность импульсов с волоконного выхода генератора была 5 пс, а ширина спектра на выходе составляла 20 нм. Импульсы могли быть сжаты до длительности 200 фс, используя внешний компрессор на паре дифракционных решеток. На частоте повторения импульсов задающего источника 32 МГц средняя мощность излучения на выходе была 3 мВт на центральной длине волны 1030 нм. Оптический спектр и автокорреляционная функция импульсного источника представлены на Рис. 4.3. Полная ширина автокорреляционной функции импульса на полувысоте в зависимости от настройки резонатора составляла 260-300

фс, и, учитывая фактор деконволюции 1.414, длительность импульса определялась в диапазоне 183–211 фс.



Рис. 4.3 – Выходные характеристики фемтосекундного задающего генератора: 1) оптический спектр; 2) автокорреляционная функция импульса после оптимальной компрессии, полная ширина на полувысоте 280 фс, что соответствует длительности импульса в 200 фс

Третий тип генератора без компенсации нормальной дисперсии резонатора собран по схеме, рассмотренной в разделе 2.2 Главы 2, где использовали эффект НВП для синхронизации лазерных мод и объемную катушку для стабилизации импульсного излучения. В круговой схеме резонатора сразу после волоконного поляризатора использовали ответвитель на волокне с поддержкой поляризации на локальном участке (РМ волокно) для вывода линейно-поляризованного излучения (Рис. 4.4).



Рис. 4.4 – Схема кругового резонатора волоконного импульсного лазера на эффекте НВП с выходом линейно-поляризованного излучения через волоконный ответвитель 6 (50/50) на участке волокна с поддержкой поляризации (РМ волокно): 1 – лазер накачки на 976 нм; 2 – WDM мультиплексор; 3 – активное волокно; 5 – волоконный поляризатор;

4 – контроллер поляризации; 7 – волоконный изолятор

Длительность импульсов с волоконного выхода генератора составляла 12 пс, а ширина спектра на выходе составляла 10 нм. Импульсы могли быть сжаты до длительности 180 фс, используя внешний компрессор на паре дифракционных решеток. При частоте повторения импульсов задающего источника 33 МГц средняя мощность излучения на выходе составляла 20 мВт на центральной длине волны 1030 нм. При установке спектрального фильтра с шириной пропускания 10 нм в резонатор длительность импульсов на выходе сокращалась до 4–5 пс.

4.3 Усиление импульсов в режиме большой нелинейности

Усиление импульсов в режиме большой нелинейности используется для конфигурации лазера, в которой в качестве задающего используется генератор импульсов первого типа. Узкая спектральная ширина пикосекундных импульсов на выходе такого генератора не позволяет эффективно уширять импульс в известных типах стретчеров импульсов перед их усилением. Поэтому используют сильную фазовую модуляцию на участке волокна определенной длины (фазовый модулятор) для увеличения спектральной ширины импульса. Одновременно импульс растягивается и приобретает чирп, после чего происходит усиление импульса. В некоторых случаях в качестве такого фазового модулятора может выступать сам усилитель мощности.

Принимая во внимание все преимущества такого метода, к которым принадлежат отсутствие стретчера и простота волоконной схемы усилителя, недостатки, к которым относится сильная зависимость параметров усиленного импульса от параметров входного сигнала и внешних условий для фазового модулятора и усилительного волокна, могут не позволить в полной мере воспользоваться преимуществами такой схемы усиления.

Пример реализации схемы лазерного усилителя с длиной волокон 20 м (PM 6/125) на участке фазового модулятора (ФМ) и 1.5 м (PM DC 15/125) на участке усилителя мощности (УМ) показан на Рис. 4.5.



Рис. 4.5 – Схема волоконного лазера: *ISO* – изолятор; *AOM* – акустооптический модулятор; *CL* – коллиматор; *COM* – комбайнер; *G* – прозрачная дифракционная решетка; *Lc* – расстояние между решетками в компрессоре; *LD*1 – одномодовый лазерный диод накачки на 200 мВт, 976 нм.; *LD*2 – многомодовый лазерный диод накачки на 20 Вт, 976 нм; *R* – призма ретроотражателя; *M* – полностью отражающее зеркало

Степень нелинейности при усилении импульсов на участке активного волокна длины *L* характеризуется величиной куммулятивного интегралла *B* [280]:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{0}^{L} n_2 I(z) dz \quad , \tag{4.1}$$

где *n*₂ – нелинейный показатель преломления, *I* – пиковая интенсивность.

Когда $B \leq \pi$, усилитель работает в линейном режине, если $B > \pi$, то в нелинейном. В нелинейном режиме усиления длительность импульса после осциллятора практически не меняется. В процессе прохождения импульса через волоконные элементы предусилителей, фазового модулятора и усилителя мощности значительно увеличивается только величина чирпа импульса. Появление значительной частотной модуляции, чирпа импульса, обеспечивает возможность дальнейшей компрессии импульса до фемтосекундной длительности. Начальный импульс на выходе задающего генератора имеет длительность 15 пс, ширину спектра 0.2 нм, что соответствует величине чирпа C = 2. После второго предусилителя импульсы имели энергию 10 нДж с частотой следования 1 МГц и, пройдя через фазовый модулятор, попадали в усилитель мощности, выполненный на отезке волокна с двойной оболочкой (PM DC 15/125)

длиной 1.5 м. При мощности накачки 15 Вт на длине волны 976 нм во вторую оболочку активного волокна УМ через волоконный комбайнер достигался коэффициент усиления 16 дБ/м, что позволяло получать на выходе компрессора импульсы длительностью 300 фс с энергией 2 мкДж на центральной длине волны 1030 нм.

В результате прохождения пикосекундного импульса через волоконные сегменты ФМ и УМ спектр импульса уширялся до 10 нм и приобретал М-образную форму, при этом значительное количество осцилляций по краям спектра говорит о сильной фазовой самомодуляции импульса, что подтверждает процесс усиления в режиме сильной нелинейности. На Рис. 4.6 показан реальный спектр и полученный в результате численного моделирования, используя нелинейное уравнение Шредингера (1.61).



Рис. 4.6 – Спектр на выходе волоконного усилителя мощности с фазовым модулятором. Реальный спектр (черная линия), численное моделирование (серая линия)

Чирп импульса на выходе возрастал до величины C = 160, однако длительность импульса на выходе увеличивалась незначительно до значения $T_0 = 21$ пс. Импульс приобретал частотную модуляцию и от переднего фронта импульса к заднему фронту, при этом частота относительно несущей частоты менялась на ± 7 ТГц, как видно на Рис. 4.7.



Рис. 4.7 – Изменение несущей частоты импульса в зависимости от времени задержки (черная линия), а также форма огибающей импульса (серая линия) на выходе волоконного усилителя мощности, работающего в режиме большой нелинейности

Для сравнения на Рис. 4.8 показаны огибающие начального импульса перед усилением, усиленного импульса и выходного импульса после оптимальной компрессии. Как видно из Рис. 4.8, длительности импульсов до и после усиления почти не изменились, в то же время появление частотной модуляции при прохождении импульса через ФМ и УМ позволило на выходе сжать импульс в 75 раз.



Рис. 4.8 – Огибающие начального импульса перед усилением (1), усиленного импульса (2) и выходного импульса после оптимальной компрессии (3), полученные с помощью численного решения нелинейного уравнения Шредингера (1.61)

Величина дисперсии второго порядка, необходимая для компенсации чирпа или сжатия импульса до длительности спектрально-ограниченного импульса выражается как

$$D_{2} = \left(\frac{C}{1+C^{2}}\right) \left(\frac{T_{0}}{2\sqrt{\ln 2}}\right)^{2}$$
(4.2)

Следует обратить внимание, что возрастание величины чирпа при относительно постоянной величине длительности импульса приводит к значительному уменьшению величины дисперсии второго порядка, необходимой для сжатия чирпированного импульса. Эта зависимость отражена на графике, представленном на Рис. 4.9, где показано как уменьшается величина D_2 по мере прохождения импульса через волоконные сегменты на участках ФМ и УМ.



Рис. 4.9 – Уменьшение величины дисперсии второго порядка на волоконных сегментах фазового модулятора (ФМ) и усилителя мощности (УМ), согласно выражению (4.2)

Данное свойство нелинейного усиления позволяет сжимать импульс в относительно компактных компрессорах с незначительным расстоянием между дифракционными решетками. Например, в нашем случае, как следует из графика на Рис. 4.9, для компенсации чирпа выходного импульса необходим компрессор с дисперсией второго порядка $D_2 = -1$ пс², что соответствует расстоянию Lc = 2 см между решетками с плотностью штрихов 1600 шт/мм на длине волны 1030 нм.



Рис. 4.10 – Автокорреляционная функция (АКФ) сжатого импульса на выходе волоконного УМ в режиме нелинейного усиления. Экспериментальная АКФ (черная линия), численное моделирование (серая линия)

К недостаткам этого метода усиления следует отнести М-образную форму спектра, а также заметный пикосекундный пьедестал сжатого фемтосекундного импульса, как видно на Рис. 4.10, уменьшающий контраст выходного импульса.

4.4 Усиление импульсов в режиме низкой нелинейности

Режим усиления импульсов в условиях низкой нелинейности, называемый также методом усиления чирпированных импульсов, используется с задающими генераторами второго и третьего типов, имеющими широкий спектр и короткий выходной импульс. Метод усиления чирпированных импульсов предполагает использование удлинителя импульсов – стретчера перед волоконным усилителем мощности для снижения плотности мощности излучения, проходящего по усиливающему волокну, что уменьшает влияние ФСМ на форму и спектр усиленного импульса. После уширения и усиления импульсов на заключительной стадии происходит сжатие импульсов до первоначальной длительности в компрессоре. Вариант компрессора, состоящий из двух дифракционных решеток с возможностью регулировки коэффициента сжатия в широких пределах, чаще используется по сравнению с другими, более сложными в технологическом исполнении. К числу которых, можно отнести компрессор лазерных импульсов на отрезке фотонно-кристаллического волокна [281], а также компрессор на объемной дифракционной решетке [282], которые имеют фиксированную величину коэффициента сжатия.

Возможность получить усиленный импульс без искажения первоначальной формы зависит во многом от дисперсионной совместимости стретчера и компрессора. В волоконных системах на длине волны 1 мкм дисперсия, как второго, так и третьего порядков обычно имеет положительный знак. В выходном компрессоре на дифракционных решетках дисперсия второго порядка отрицательная, а дисперсия третьего порядка положительная и, соответственно, остается не скомпенсированной. Таким образом, результирующая дисперсия третьего порядка для системы стретчер-компрессор только увеличивается, оставаясь не скомпенсированной, давая вклад в пикосекундный пьедестал импульса. В одном случае для решения данной проблемы изменяют дисперсионные свойства компрессора, подстраиваясь под дисперсионные свойства конкретного стретчера. Для этого в схеме компрессора используют комбинацию из двух призм и двух дифракционных решеток [283] или в состав компрессора входят две гризмы оптические элементы, соединяющие в себе призму и дифракционную решетку, нанесенную на одну из граней призмы [284,285]. Следует отметить, что такие конструкции компрессора сложны в юстировке и создают большие потери в условиях многопроходной схемы. В другом случае используют стретчеры на волоконных брэгговских решетках, позволяющие в широких пределах регулировать величины и знаки дисперсий высших порядков с возможностью подстройки под конкретный компрессор и волоконную схему лазера [279]. Однако сложность технологии записи таких решеток не позволяет говорить об их общедоступности.

Другим полностью волоконным решением является использование волокон компенсирующих дисперсию, в которых волновая и материальная дисперсии подобраны так, что результирующая дисперсия соответствует выходному компрессору [286]. Кроме того, значительная величина коэффициента дисперсии второго порядка такого волоконного стретчера позволяет эффективно удлинять импульс на незначительной длине, уменьшая влияние нелинейных эффектов ФСМ в волоконном усилителе [289]. В работах [287,288] было предложено использовать волокна с тройной оболочкой в качестве стретчера сверхкоротких импульсов.

В данной работе показано использование высоколегированного германосиликатного световода с W-профилем показателя преломления в качестве стретчера для последующего усиления и сжатия ультракоротких импульсов в полностью волоконном лазере на длине волны 1.03 мкм. Использование волокна W-типа только с одним депрессированным слоем вокруг сердцевины вместо тройного профиля показателя преломления упрощает производство таких волокон, а также обеспечивает преимущества в изготовлении аналогичных волокон с поддержкой поляризации (позволяет размещать стержни напряжений ближе к сердцевине волокна и, как следствие, увеличивает двулучепреломление и способность поддерживать
поляризацию). Эффекты дисперсии в световоде математически описываются разложением постоянной распространения $\beta = n(\omega)\omega/c$ в ряд Тейлора вблизи несущей частоты ω_0 [11]

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots,$$
(4.3)

где $\beta_m = \left[\frac{d^m \beta}{d\omega^m}\right]_{\omega=\omega_0}$ (m=0, 1, 2, 3...). Коэффициент второго порядка β_2 определяет уширение

импульса при прохождении через среду и связан с дисперсионным параметром

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2 \tag{4.4}$$

В качестве стретчера использовалось одномодовое волокно высоколегированное оксидом германия с W-профилем показателя преломления (далее SM *d*/125, *d*-диаметр сердцевины в мкм). Профиль показателя преломления измеренный в волокне SM 2/125 показан на Рис. 4.11.



Рис. 4.11 – Профиль показателя преломления, измеренный в световоде SM 2/125

На Рис. 4.12 показаны расчетные спектральные зависимости дисперсионных параметров для волокон SM *d*/125, используемых в экспериментах, имеющих профиль показателя преломления сердцевины идентичный световоду SM 2/125, но растянутый так, чтобы диаметр сердцевины равнялся 1.50, 1.40, 1.35 и 1.30 мкм соответственно. Дисперсию оптических волокон SM 2/125 и SM 1.3/125, применявшихся в экспериментах, измеряли методом низкокогерентной интерференции [290].



Рис. 4.12 – Зависимости дисперсионного параметра от длины волны для разных типов волокон:
1) волокно с поддержкой поляризации PM-980XP с диаметром сердцевины 6 мкм.;
одномодовые волокна SM *d*/125 с диаметром сердцевины 2) 2 мкм; 3) 1.5 мкм; 4) 1.4 мкм; 5)
1.35 мкм; 6) 1.3 мкм. Черные кружки и квадраты – экспериментально измеренные зависимости параметра дисперсии для реальных волокон SM 2/125 и SM 1.3/125 соответственно

Используя значения *D* для каждого типа волокна на длине волны 1030 нм, легко оценить длительность импульса после стретчера из соотношения

$$\tau_{str} \approx D \cdot \Delta \lambda \cdot L_{str} \tag{4.5}$$

где Δλ – ширина спектра на выходе фемтосекундного осциллятора, равная 20 нм, *L*_{str} – длина волоконного стретчера в км.

Исходя из данных на Рис. 4.12 и соотношения (4.5), длительность импульса более чем на порядок увеличивается при использовании дисперсионного волокна SM 1.3/125 по сравнению с обычным волокном PM-980XP на одной и той же длине стретчера. Увеличение длительности импульса перед усилителем мощности приводит к уменьшению влияния эффектов ФСМ в усилительном волокне. Кроме заметного уменьшения влияния ФСМ при использовании дисперсионного волокна в стретчере происходит частичная компенсация третьего порядка для волокна PM6/125 на длине волны 1030 нм положительный и в комбинации с компрессором общая величина коэффициента β_3 только увеличивается. Коэффициент дисперсии третьего порядка для общая величина волокон SM d/125 (d < 2 мкм) на длине волны 1030 нм имеет отрицательный знак и частично компенсирует третий порядок дисперсии компрессора.

Возможность компенсации третьего порядка дисперсии определяется из отношения коэффициентов β_3/β_2 взятого для стретчера и компрессора. Величина отношения $K_{cpr} = \beta_3{}^{cpr}/\beta_2{}^{cpr}$ для компрессора на дифракционных решетках с плотностью штрихов 1600 шт/мм не зависит от расстояния между решетками и равна 8.6 фс на длине волны 1030 нм.

С увеличением угла падения излучения на решетку компрессора K_{cpr} может снижаться до 7 фс при отклонении угла падения на 4 градуса от оптимального. Величина отношения $K_{str} = \beta_3^{str}/\beta_2^{str}$ для стретчера не зависит от длины волокна. При оптимальной компрессии выполняется равенство $\beta_2^{str} = -\beta_2^{cpr}$, таким образом, отношение $K_{str}/K_{cpr} = \beta_3^{str}/\beta_3^{cpr}$ показывает соотношение коэффициентов дисперсии третьего порядка для стретчера и компрессора, а также возможность компенсации третьего порядка дисперсии в системе стретчер-компрессор на данной длине волны. Для волокна SM2/125 величина K_{str} составляет всего –0.5 фс на длине волны 1030 нм, что дает компенсацию на уровне нескольких процентов.

При использовании волокна с меньшим диаметром сердцевины в стретчере уровень компенсации дисперсии третьего порядка увеличивается. Например, для волокон SM 1.5/125 и SM 1.3/125 отношение *K*_{str} составляет величину –1.9 фс и –7.8 фс, что дает уровень компенсации 22% и 91% соответственно. В случае волокна SM 1.3/125 можно легко достигнуть компенсации 100% небольшой постройкой угла наклона решеток компрессора либо переходом на длину волны генерации 1035 нм.

Волоконный фемтосекундный лазер, использующий отрезок дисперсионнокомпенсирующего волокна в качестве стретчера показан на Рис. 4.13.



Рис. 4.13 – Схема волоконного лазера: *ISO* – изолятор; *PBS* – поляризационный делитель; *FM* – Фарадеевское зеркало; *AOM* – акустооптический модулятор; *CL* – коллиматор;

COM – комбайнер; *TDG* – прозрачная дифракционная решетка; *Lc* – расстояние между решетками в компрессоре; *LD*1, *LD*2 – лазерные диоды накачки на 976 нм; *R* – призма ретроотражателя; *M* – полностью отражающее зеркало

В качестве источника импульсов для дальнейшего усиления использовался второй тип генератора с компенсацией нормальной дисперсии резонатора – волоконный лазер с длительностью импульса 5 пс и шириной спектра 20 нм на центральной длине волны 1030 нм, схема которого показана на Рис. 4.2. Частота повторения импульсов задающего источника была 32 МГц с выходной мощностью излучения на выходе источника 3 мВт. В качестве стретчера использовались одномодовые волокна высоколегированные оксидом германия с W-профилем показателя преломления SM 2/125 и одномодовое волокно вытянутое под профиль SM 1.3/125. Реальные зависимости дисперсионного параметра показаны на рисунке линиями с маркерами. Использовали 50 метров волокна SM 2/125 и 25 метров волокна SM 1.3/125, чтобы получить одинаковое удлинение импульса в стретчере и уравнять влияние ФСМ на форму импульса.

Для компенсации наведенного дихроизма и зависимости от внешних условий в конфигурации стретчера применяли двухпроходную схему с Фарадеевским зеркалом (*FM*). В этом случае при отражении от Фарадеевского зеркала угол поляризации излучения менялся на 90 градусов, в результате чего фазовый сдвиг ортогональных компонент поля при прямом проходе компенсировался аналогичным фазовым сдвигом для соответствующих компонент поля при обратном проходе. Применяя двухпроходную схему стретчера эффективная длина волокна увеличивается в два раза, таким образом, для расчетов использовали 100 метров волокна SM 2/125 и 50 метров волокна SM 1.3/125. Оценка длительности импульса после волоконного стретчера по формуле (4.5) дает значение $\tau_{str} \sim 180$ пс. Чтобы уменьшить влияние ФСМ-эффектов в волоконном усилителе, длина стретчера и длительность импульса были выбраны таким образом, чтобы кумулятивный *B*-интеграл на длине усилителя мощности не превышал π .

Усилительный каскад состоял из двух волоконных предусилителей и усилителя мощности. Первый предусилитель усиливал излучение до средней мощности в несколько десятков мВт. Далее излучение попадало на вход акустооптического модулятора, после чего происходило понижение частоты следования импульсов до 1 МГц. Второй предусилитель был собран по схеме аналогичной первому предусилителю и позволял контролировать величину средней мощности излучения от 1 до 10 мВт перед усилителем мощности. Усилитель мощности длиной 1.5 м с переменным профилем волоконной сердцевины был собран из двух сваренных сегментов активного волокна с двойной оболочкой и сердцевинами 15 мкм (Nufern PLMA-YDF-

220

15/130-VIII) и 20 мкм (Nufern PLMA-YDF-20/130-VIII). При усилении в волокне с переменным профилем волоконной сердцевины с ростом мощности сигнала растет диаметр моды, что сохраняет пиковую плотность мощности сигнала на приблизительно постоянном уровне и снижает искажение сигнала вследствие нелинейных эффектов, что будет подробнее рассмотрено в разделе 4.5. Для накачки использовался многомодовый диод с выходной мощностью до 20 Вт на длине волны 976 нм. Накачка производилась через комбайнер в направлении по ходу сигнального излучения.

Выходное усиленное излучение с торца активного волокна коллимировалось и направлялось в компрессор, собранном на паре прозрачных дифракционных решеток с плотностью штрихов 1600 шт/мм. Эффективность дифракции каждой решетки составляла 95%, что позволяло достичь величины пропускания компрессора более 80%. В результате усиления сразу после коллиматора получали 4 Вт средней мощности, что соответствует энергии фемтосекундного импульса в 3 мкДж на выходе лазера. Длительности импульсов для оптимального расстояния между решетками Lc = 12 см ($D_2 = -6.5$ пс²) составляли 270 фс и 350 фс для двух стретчеров на волокнах SM 1.3/125 и SM 2/125 соответственно.

Автокорреляционные функции выходного импульса показаны на Рис. 4.14 для двух типов волоконных стретчеров. На графике автокорреляции заметно уменьшение боковых «крыльев» и пикосекундного пьедестала при переходе к стретчеру на дисперсионном волокне SM 1.3/125.



Рис. 4.14 – Автокорреляционная функция (АКФ) выходного импульса после компрессии: серая линия – с использованием 100 м волокна SM 2/125 в стретчере; черная линия – с использованием 50 м волокна SM 1.3/125 в стретчере

Ниже приводятся результаты расчетов, основанных на решении нелинейного уравнения Шредингера (1.61), с начальными условиями для входящего импульса ($T_{1/2} = 5$ пс, C = 25, энергия 0.5 нДж) и с характеристиками оптического волокна SM 1.3/125 для стретчера ($\beta_2^{str} = 0.126 \text{ пс}^2/\text{м}$, длина стретчера 50 м). Коэффициент усиления предусилителей составлял 13 дБ, усилителя мощности 24 дБ на длине 1.5 м активного волокна в сегменте УМ. Графики огибающих начального импульса перед усилением, усиленного импульса и выходного импульса после оптимальной компрессии показаны на Рис. 4.15.



Рис. 4.15 – Огибающие начального импульса (1), усиленного импульса (2), а также выходного импульса после компрессии (в центре начального импульса), полученные с помощью численного решения нелинейного уравнения Шредингера (1.61)

Как видно на Рис. 4.15, огибающая импульса после усиления заметно отличается от гауссовой в сторону более резких фронтов, что отчасти связано со спектральной фильтрацией, вследствие ограничения полосы усиления активной среды (40 нм для иттербия). Действие спектральной фильтрации усилительного элемента также заметно на графиках спектрального представления импульса на Рис. 4.16.



Рис. 4.16 – Спектры начального импульса перед усилением (1) и усиленного импульса (2), полученного с помощью численного решения нелинейного уравнения Шредингера (1.61)

В то же время, появление линейной частотной модуляции от переднего к заднему фронту импульса с изменением частоты относительно несущей в диапазоне ±20 ТГц (Рис. 4.17) позволяет сжать импульс на выходе с коэффициентом ~900.



Рис. 4.17 – Изменение несущей частоты импульса в зависимости от времени задержки на выходе волоконного усилителя мощности, работающего в режиме низкой нелинейности, полученное с помощью численного решения нелинейного уравнения Шредингера (1.61)

Таким образом, показана возможность компенсации дисперсий второго и третьего порядков в волоконном лазере с компрессором на дифракционных решетках при использовании оптического волокна с W-профилем показателя преломления и малым диаметром сердцевины, что заметно улучшает качество импульса после компрессии. Также показано преимущество дисперсионного волокна перед обычным в значительном уширении импульса перед последующим усилением на одинаковой длине волокна, что заметно уменьшает влияние ФСМ в процессе усиления ультракоротких импульсов.

Показано, что использование оптических волокон с W-профилем показателя преломления в стретчерах для усиления сверхкоротких импульсов приводит к дисперсионной согласованности системы стретчер-компрессор, а также к уменьшению влияния ФСМ в усилительном волокне за счет значительного удлинения импульса в таком стретчере. В результате улучшается форма выходного импульса и уменьшается количество осцилляций в выходном спектре. Отрицательная дисперсия третьего порядка в волокне стретчера приводит к компенсации положительной дисперсии третьего порядка компрессора. Расчет дисперсионных параметров волокон, показал, что уровень компенсации увеличивается с уменьшением диаметра сердцевины в дисперсионном волокне и достигает 100% при использовании волокна с диаметром сердцевины 1.3 мкм.

На Рис. 4.18 показан вид коммерческого волоконного фемтосекундного лазера FL-300, собранного на основе схемы, предложенной на Рис. 4.13.



Рис. 4.18 – Волоконный фемтосекундный лазер FL-300 с характеристиками: длина волны излучения 1035 нм, длительность импульса 250 фс, энергия импульса 3 мкДж, частота повторения импульсов от 100 Гц до 1 МГц, поляризация линейная, вертикальная

Разработанный волоконный фемтосекундный лазер, показанный на Рис. 4.18, прошел успешные испытания в составе хирургического комплекса «ФемтоВизум» (ООО «Оптосистемы»), где с помощью фемтосекундных лазерных импульсов формировался равномерный и тонкий роговичный лоскут, при этом полностью контролировался диаметр и толщина роговичного лоскута при минимальном нарушении структуры глазной роговицы.

4.5 Использование активных волокон с переменным диаметром сердцевины в выходных усилителях мощности

В данном разделе рассматривается метод уменьшения нелинейных эффектов в волоконном усилителе мощности, который заключается в использовании специальных активных волокон с большим диаметром сердцевины, а также с переменным продольным профилем, позволяющих снизить пиковую интенсивность излучения в волокне. При усилении в таких волокнах с ростом мощности сигнала растет диаметр моды, что сохраняет пиковую плотность мощности (интенсивность) сигнала на приблизительно постоянном уровне и снижает искажение сигнала вследствие нелинейных эффектов. Также волокна с переменным обеспечить устойчивый продольным профилем позволяют одномодовый режим распространения сигнального излучения даже при значительных диаметрах сердцевины выходного волоконного сегмента.

Для оценки величины нелинейных эффектов ФСМ определялась зависимость интенсивности излучения от координаты в волоконном усиливающем сегменте, для чего выполнен расчет концентраций ионов Yb³⁺ в основном и в возбужденном состоянии в зависимости от мощности излучения накачки. Для расчета концентраций ионов активного элемента в основном и в возбужденном состоянии использовалось двухуровневое приближение и скоростные уравнения, которые записываются в следующем виде:

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_2 / \tau + \left(N_1 \sigma_a^s - N_2 \sigma_e^s\right) W - \left(N_2 \sigma_e^p - N_1 \sigma_a^p\right) R$$

$$\frac{dN_1}{dt} = N_2 / \tau - \left(N_1 \sigma_a^s - N_2 \sigma_e^s\right) W + \left(N_2 \sigma_e^p - N_1 \sigma_a^p\right) R$$
(4.6)

где N_1 и N_2 – концентрации ионов в основном и в возбужденном состоянии, соответственно; $N_2 + N_1 = N$ – общая концентрация ионов в активной среде; τ – время жизни возбужденного состояния; $\sigma_e^{s,p}$, $\sigma_a^{s,p}$ – сечения излучения и поглощения активной среды, соответственно, на сигнальной длине волны λ_s и на длине волны накачки λ_p . $W = I_s/hv_s$ – поток фотонов на сигнальной длине волны, $R = I_p/hv_p$ – поток фотонов на длине волны накачки.

В стационарном приближении система уравнений (4.6) разрешается относительно концентраций N₁ и N₂:

$$N_{1} = N \frac{1 + w_{e} + r_{e}}{1 + (w_{e} + w_{a}) + (r_{e} + r_{a})}$$

$$N_{2} = N \frac{1 + w_{a} + r_{a}}{1 + (w_{e} + w_{a}) + (r_{e} + r_{a})}$$
(4.7)

где определены безразмерные интенсивности для сигнального излучения и для накачки: $w_{e,a} = \tau \sigma_{e,a}^s I_s / h v_s$ и $r_{e,a} = \tau \sigma_{e,a}^p I_p / h v_p$.

С учетом ранее сделанных определений, изменение мощности накачки и сигнального излучения при распространении в активной среде определяется системой двух уравнений:

$$\frac{dI_{p}(z)}{dz} = -\left(N_{1}\sigma_{a}^{p} + N_{2}\sigma_{e}^{p}\right)I_{p}(z)$$

$$\frac{dI_{s}(z)}{dz} = \left(N_{2}\sigma_{e}^{s} - N_{1}\sigma_{a}^{s}\right)I_{s}(z)$$
(4.8)

В приближении слабого сигнала, можно принять $r_e = 0$ и $w_a \ll w_e$ и подставляя (4.7) в (4.8) для сигнального излучения получаем:

$$\frac{dI_{s}}{dz} = \frac{1}{1 + \frac{W_{e}}{r_{a} + 1}} \frac{r_{a}}{r_{a} + 1} \sigma_{e}^{s} NI_{s}$$
(4.9)

Далее, полагая для случая слабого сигнала $w_e \ll r_a + 1$, получаем выражение для экспоненциального роста уровня сигнала $I_s(z) = exp(g_0 z)$ с коэффициентом усиления

$$g_{0} = [r_{a} / (r_{a} + 1)] \sigma_{e}^{s} N$$
(4.10)

При значительных величинах сигнальной волны зависимость мощности сигнала от координаты перестает быть экспоненциальной. В этом случае для определения зависимости мощности сигнального излучения от координаты требуется точное решение системы уравнений (4.8). Ниже рассматривается решение для варианта лазерной системы из раздела 4.4, где для обеспечения условий низкой нелинейности усиления использовались два сваренных последовательно волоконных сегмента Yb PM 15/130 DC и Yb PM 20/130 DC с длинами 55 см и 100 см соответственно. Следует отметить, что при использовании в УМ только волокна Yb PM 20/130 DC с диаметром сердцевины 20 мкм и длиной 150 см, на выходе из волокна наблюдались поперечные моды вида LP₁₁ с двумя максимумами интенсивности, которые исчезали при установке в УМ начального сегмента Yb PM 15/130.

Для расчета распределения интенсивности, используя (4.8), брали мощность накачки 10 Вт, которая распределялась на площади круга с диаметром внешней волоконной оболочки 130 мкм. Энергия импульсов на входе в усилитель устанавливалась 5 нДж, длительность импульсов 180 пс, частота следования импульсов 1 МГц. Сечения поглощения и излучения для кварцевого стекла, допированного иттербием: $\sigma_e^s = 0.685 \cdot 10^{-20} \text{см}^2$, $\sigma_e^p = 0.0448 \cdot 10^{-20} \text{см}^2$, $\sigma_a^s = 0.05 \cdot 10^{-20} \text{см}^2$, $\sigma_a^p = 0.82 \cdot 10^{-20} \text{сm}^2$. Общая концентрация ионов Yb⁺³ в активной среде $N = 3.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ соответствовала паспортным данным на активное волокно от компании Nufern. Система дифференциальных уравнений (4.8) решалась численно в среде MathCad с использованием численного метода Рунге-Кутта.

Результат вычислений представлен на Рис. 4.19, где пунктирной линией показана интенсивность сигнального излучения в волокне с диаметром сердцевины 15 мкм, а сплошная линия показывает как меняется интенсивность от координаты в волокне с переменным профилем сердцевины, геометрия которого показана на верхней части рисунка.



Рис. 4.19 – Изменение интенсивности сигнального излучения в волокне с переменным диаметром сердцевины. Пунктирная линия – зависимость интенсивности от координаты для волокна с диаметром сердцевины 15 мкм; сплошная линия – изменение интенсивности в зависимости от длины волокна при изменении диаметра сердцевины от 15 мкм до 20 мкм

На основе этих данных рассчитан кумулятивный интеграл $B = 2.9\pi$ для случая использования только волокна с диаметром сердцевины 15 мкм и рассчитано значение $B = 1.5\pi$ для случая применения в УМ волокна с переменным профилем сердцевины.

Таким образом, показано, что использование активных волокон с переменным профилем, при изменении диаметра сердцевины всего в 1.3 раза, приводит к уменьшению нелинейных эффектов ФСМ (величины фазового набега) почти в 2 раза.

4.6 Компенсация дисперсии третьего порядка в режиме

нелинейного усиления

В особых случаях, когда величина кумулятивного интеграла В значительно превышает число π, при усилении импульсов в оптическом световоде создаются условия частичной компенсации дисперсии третьего порядка благодаря влиянию эффектов ФСМ [291-293]. Данный эффект не имеет формы аналитического выражения, поэтому дальнейший анализ будет основан на численном решении нелинейного уравнения Шредингера. Феноменологически это можно представить следующим образом. Дисперсия второго порядка приводит к появлению линейной модуляции частоты импульса (линейному чирпу). Когда импульс имеет положительный чирп, он уширяется с более высокими частотами, смещенными

в положительные времена импульса, тогда как более низкие частоты смещаются в отрицательные времена импульса. При положительной дисперсии третьего порядка (D_3) линейная модуляция частоты импульса искажается. Добавление положительной D_3 сдвигает как высокие, так и низкие частоты к положительным временам импульса. Компрессия импульса на двух дифракционных решетках полностью компенсирует второй порядок дисперсии, оставляя положительную величину D_3 от волоконного усилителя и добавляя свою от компрессора. После компрессии импульса, в результате не скомпенсированной D_3 , как показано на Рис. 4.19*d*, передний фронт импульса сжимается, и задний фронт импульса искажается, что приводит к появлению хвоста со сложной интерференционной картиной. Влияние эффекта ФСМ приводит к обратному сдвигу, в особенности более высоких частот, к отрицательным временам импульса, что частично компенсирует искажения линейного чирпа и приводит к заметному уменьшению интенсивности интерференционной картины на заднем фронте импульса.

Для экспериментального подтверждения компенсации дисперсии третьего порядка в режиме нелинейного усиления был выбран третий тип генератора без компенсации нормальной дисперсии резонатора в качестве задающего. При использовании спектрального фильтра в резонаторе с шириной 10 нм на выходе генератора регистрировались чирпированные импульсы длительностью 5 пс, которые сжимались во внешнем компрессоре до длительности 200 фс. Спектр излучения генератора был центрирован на длине волны 1030 нм с шириной спектра 9 нм. Схема волоконного усилителя аналогична представленной на Рис. 4.13. Стретчер состоял из 50 м отрезка одномодового волокна в двухпроходной схеме с Фарадеевским зеркалом (двойной проход соответствует эффективной длине волокна 100 м) с диаметром волоконной сердцевины 2 мкм с коэффициентами дисперсий второго и третьего порядков 0.054 пс²/м и -7·10⁻⁵ пс³/м соответственно. В результате уширения в стретчере импульс достигал длительности 100 пс. На вход усилителя мощности после второго предусилителя поступало от 5 до 10 мВт средней мощности с частотой следования импульсов 1 МГц. Далее импульсы усиливались в последнем каскаде усилителя мощности, который был собран на 1.4 м отрезке активного волокна с двойной оболочкой и сердцевиной 15 мкм (Nufern PLMA-YDF-15/130-VIII). Затем импульс сжимался на паре дифракционных решеток с плотностью штрихов 1600 шт/мм до минимальной длительности при расстоянии между решетками Lc = 9.2 см, что соответствует значениям дисперсий второго и третьего порядков компрессора -5 пс² и 4·10⁻² пс³ соответственно. Компрессор полностью компенсирует дисперсию второго второго порядка, однако дисперсия третьего порядка D_3 , которая складывается из дисперсий стретчера и компрессора, около $3 \cdot 10^{-2}$ пс³, остается не скомпенсированной. При слабом усилении на графике экспериментальной автокорреляционной функции сжатого импульса (Рис. 4.19а) заметно присутствие боковых

«крыльев» и пикосекундного пьедестала в результате нескомпенсированной дисперсии третьего порядка. С увеличением коэффициента усиления при выходной мощности 2 Вт боковые «крылья» на графике автокорреляции (Рис. 4.19c) практически исчезают вследствие частичной компенсации дисперсии третьего порядка в присутствии нелинейной ФСМ. Количественно уровень эффектов ФСМ можно определить, оценив набег фазы в импульсе при прохождении через активную среду, который равен величине кумулятивного интеграла *B*:

$$\phi_{SPM} = B \tag{4.11}$$

Используя (4.11) на длине активного волокна усилителя мощности для импульсов с длительностью 100 пс получили значение набега фазы 8.5*π*.

Для численного моделирования эффекта решалось нелинейное уравнение Шредингера (1.61) в два этапа. На первом этапе рассчитывалось прохождение импульса через стретчер с начальными условиями: длительность импульса 5 пс, величина чирпа C = 20, энергия импульса 0.5 нДж на входе в стретчер, длина стретчера 100м с величиной коэффициентов дисперсий второго и третьего порядков 0.054 пс²/м и $-7 \cdot 10^{-5}$ пс³/м соответственно. Далее спектр и временной профиль амплитуды импульса использовались в качестве начальных условий для второго этапа вычислений – нахождения эволюции импульса при прохождении через усилитель мощности. Энергия импульса на входе в усилитель мощности была 3 нДж при коэффициенте усиления предусилителей 8 дБ. Длина активного волокна усилителя мощности 1.4 м с коэффициентами усиления от 17 дБ/м до 25 дВ/м, которые изменялись в зависимости от мощности накачки.

Выбранные начальные условия для численного моделирования близки к реальным параметрам экспериментального лазера. Находился коэффициент усиления, при котором амплитуда огибающей «хвоста» импульса на заднем фронте была бы минимальной. В результате нескольких циклов вычисления было найдено значение коэффициента усиления 23 дВ/м для наилучшей компенсации дисперсии третьего порядка в присутствии эффектов ФСМ. Результаты вычисления выходной интенсивности (квадрат модуля амплитуды поля импульса) показаны на Рис. 4.20d), е) и f) с коэффициентами усиления 17 дБ/м, 20 дБ/м, и 23 дВ/м соответственно.



Рис. 4.20 – Уменьшение пъедестала импульса в результате компенсации дисперсии третьего порядка в условиях действия нелинейной ФСМ при усилении в активном световоде:
а), b) и c) – экспериментальные автокорреляционные функции выходного импульса для схемы лазера из раздела 4.6 при разных коэффициентах усиления; d), e) и f) – численное моделирование огибающей импульса на выходе волоконного усилителя с начальными условиями близкими к экспериментальным с коэффициентами усиления 17 дБ/м, 20 дБ/м, и 23 дВ/м соответственно

Для нахождения других точек зависимости фазового сдвига ФСМ от дисперсии третьего порядка использовалось численное решение нелинейного уравнения Шредингера. В результате численного решения определялся коэффициент усиления волоконного усилителя и соответствующая величина фазового сдвига для наилучшей компенсации величины D_3 , при котором хвост на заднем фронте импульса имел наименьшую амплитуду. Для четырех значений

 D_3 1·10⁻², 2·10⁻², 3·10⁻² и 6·10⁻² пс³ получили значения фазового сдвига π , 6 π , 11 π и 20 π соответственно. График дисперсии третьего порядка в зависимости от компенсирующего эффекта ФСМ, определяемого значением фазового сдвига в волоконном усилителе, показан на Рис. 4.21.



Рис. 4.21 – Зависимость значений фазового сдвига, необходимых для компенсации значений дисперсии третьего порядка в нелинейном волоконном усилителе: круги – полученная в результате численного решения нелинейного уравнения Шредингера; квадрат – полученная в результате эксперимента; треугольники – экспериментальные данные из работы [292]

При значениях фазового сдвига меньше π усилитель попадает в режим линейного усиления. При сильном эффекте ФСМ, когда значения фазового сдвига становятся больше чем 20 π , такая компенсация теряет смысл, поскольку в реальном эксперименте импульс сильно искажается, вследствие влияния нелинейных эффектов более высоких порядков.

4.7 Комбинированный компрессор импульса на дифракционных решетках

с дисперсионными призмами для компенсации высших порядков дисперсии

Возможность получить усиленный импульс без искажения первоначальной формы зависит во многом от дисперсионной совместимости стретчера и компрессора. В волоконных системах на длине волны 1 мкм дисперсия как второго, так и третьего порядков обычно имеет положительный знак. В выходном компрессоре на дифракционных решетках дисперсия второго порядка отрицательная, а дисперсия третьего порядка положительная и, соответственно, остается не скомпенсированной. Таким образом, результирующий коэффициент дисперсии третьего порядка для системы стретчер-компрессор только увеличивается, оставаясь не скомпенсированным, увеличивая пикосекундный пьедестал импульса.

Рассмотрим случай, когда для решения данной проблемы изменяют дисперсионные свойства компрессора, подстраиваясь под дисперсионные характеристики стретчера. В этом случае в качестве компрессора используют комбинацию из двух призм и двух дифракционных решеток [283] или в состав компрессора входят две гризмы [9,10]. Компрессоры на основе гризм работают в ограниченном диапазоне отношения коэффициентов $\beta_3^{cpr}/\beta_2^{cpr}$ по причине фиксированной конфигурации. Аналогично, в конструкции компрессора на основе чирпированных зеркал предлагается фиксированное решение для выбранной длины волны и для конкретной дисперсионной схемы генератора и усилителя. Конструкция комбинированного компрессора с использованием независимых элементов – призм и дифракционных решеток позволяет компенсировать высшие порядки дисперсий в широком диапазоне длин волн и соотношений $\beta_3^{cpr}/\beta_2^{cpr}$ в зависимости от геометрических параметров (угла наклонов призм, расстояний между призмами и решетками) элементов комбинированного компрессора. Ниже рассмотрены особенности работы и геометрические зависимости дисперсионных характеристик комбинированного компрессора, схема которого показана на Рис. 4.22.

Для расчета компрессора использовали законы геометрической оптики для нахождения траекторий прохождения луча на воздушных отрезках и в стекле призмы на определенной длине волны. На каждой длине волны рассчитывалось время прохождения световой волны $T(\lambda)$ от точки 1 до точки 2. Точка 2 определяется пересечением траектории луча с линией OR восстановленного светового фронта после прохождения второй решетки. Условия прохождения призм выбирались такие, чтобы составляющая луча с самой длинноволновой частью спектра импульса проходила вблизи вершины Призмы 1, а составляющая с самой коротковолновой частью спектра – вблизи вершины Призмы 2.

Для определения показателя преломления стекла призм на каждой длине волны из диапазона 1.01–1.06 мкм использовалась формула Зелмейера:

$$n_0(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 + C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 + C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 + C_3}$$
(4.12)

где $B_1 = 1.62153902$, $B_2 = 0.256287842$, $B_3 = 1.64447552$, $C_1 = -0.0122241457$ мкм², $C_2 = -0.0595736775$ мкм², $C_3 = -147.468793$ мкм² – подгоночные коэффициенты для тяжелого флинта *SF*-11.



Рис. 4.22 – Схема комбинированного компрессора с относительным расположением элементов и ключевыми параметрами, необходимыми для описания дисперсионных характеристик: θ – угол падения излучения на дифракционную решетку (равен углу Литроу); *i*₁ – угол падения излучения на Призму 1; *i*₂ – угол преломления Призмы 1, а также угол падения излучения на Призму 2; *i*₃ – угол преломления Призмы 2; β – угол между вертикалью и биссектрисой угла α при вершине призмы; *G*1 и *G*2 – расстояния между Решеткой 1 и вершиной Призмы 1, а также между вершиной Призмы 2 и Решеткой 2 соответственно; *L* и *H* – расстояния между вершинами Призмы 1 и Призмы 2 по горизонтали и вертикали соответственно

Угол падения луча на первую решетку был равен углу Литроу, который определяется из выражения $\theta = \arcsin(\lambda/2d)$, где d – расстояние между штрихами в дифракционной решетке. Призмы были изготовлены для работы под углом Брюстера на длине волны 1.03 мкм, что соответствует величине угла при вершине призмы $\alpha = 61^{\circ}$. Исходя из этих условий, углы падения на призмы и преломления равны углу Брюстера для данного стекла призмы (SF-11) и дины волны 1.03 мкм, т.е. $i1 \simeq i2 \simeq i3 \simeq 59.5^{\circ}$. Величину дисперсии второго порядка для участка 1–2 данного компрессора находили из соотношения:

$$D_2(\lambda) = \frac{dT}{d\omega} = -\left(\frac{d}{d\lambda}T(\lambda)\right)\frac{\lambda^2}{2\pi c}$$
(4.13)

Аналогично находилось значение дисперсии третьего порядка для данного компрессора

$$D_{3}(\lambda) = -\left(\frac{d}{d\lambda}D_{2}(\lambda)\right)\frac{\lambda^{2}}{2\pi c}$$
(4.14)

Вычисления дисперсий второго и высших порядков для комбинированного компрессора были выполнены в среде MathCad. Материальная дисперсия кварца, в том числе для волоконных элементов из кварцевого стекла, такова, что выполняется приблизительное выражение для отношения коэффициентов дисперсии третьего и второго порядков:

$$\frac{\beta_3 \left[\phi c^3/m\right]}{\beta_2 \left[\phi c^2/m\right]} = \frac{D_3 \left[\phi c^3\right]}{D_2 \left[\phi c^2\right]} \approx 2 \left[\phi c\right]$$
(4.15)

Например, для обычного кварцевого волокна 6/125 на длине волны 1.06 мкм величины коэффициентов $\beta_2 = 2.3 \cdot 10^4 \text{ фc}^2/\text{м}$, $\beta_3 = 4.1 \cdot 10^4 \text{ фc}^3/\text{м}$, следовательно $\beta_3/\beta_2 = 1.78 \text{ фc}$. Вычисления были выполнены для трех типов кварцевых прозрачных решеток с плотностью штрихов 1000, 1250 и 1600 шт/мм. Геометрические параметры комбинированного компрессора выбирались так, чтобы величина D₂ за два прохода в прямом и обратном направлении соответствовала величине D_2 компрессора, рассмотренному 4.4 выше для лазера В разделе $(D_2 \approx -3 \text{ nc}^2 \text{ для одного прохода})$. Величина отношения D_3/D_2 зависит от соотношения длин L и G2, а также от угла наклона призм β . Чтобы максимально сократить потери на отражение, угол наклона призм β для конфигурации с определенной решеткой фиксировался в положении, удовлетворяющем падению и отражению луча на призму под углом Брюстера. В этом случае, конфигурациям с решетками 1000, 1250 и 1600 шт/мм соответствуют величины углов β наклона призм 2°, 11° и 26°.

На Рис. 4.23 показаны зависимости дисперсии второго порядка комбинированного компрессора от длины волны для трех разных конфигураций с величиной D_2 за один проход вблизи значения -3 пc^2 и $D_3/D_2 \approx 2$ фс. Геометрические параметры компрессора для конфигурации с решеткой 1000 шт/мм -L = 61 см, G2 = 22 см, H = 34 см; для конфигурации с решеткой 1250 шт/мм -L = 40 см, G2 = 12 см, H = 13.4 см; для конфигурации с решеткой 1600 шт/мм -L = 15 см, G2 = 1 см, H = 0.9 см. Во всех случаях G1 = 2 см.



Рис. 4.23 – Зависимости дисперсии второго порядка комбинированного компрессора от длины волны для трех разных конфигураций с решетками 1000 (1), 1250 (2) и 1600 шт/мм (3)

Можно заметить, что график зависимости для конфигурации компрессора на дифракционной решетке с плотностью штрихов 1600 шт/мм сильно нелинейный в диапазоне 1.02–1.06 мкм, что делает проблематичным практическое использование такой конфигурации. На Рис. 4.24 представлены зависимости отношения D_3/D_2 для тех же трех конфигураций комбинированного компрессора.



Рис. 4.24 – Зависимости отношения дисперсий *D*₃/*D*₂ комбинированного компрессора от длины волны для трех разных конфигураций с решетками 1000 (1), 1250 (2) и 1600 шт/мм (3)

В диапазоне полной спектральной ширины импульса на полувысоте 1.025–1.045 мкм отношение D_3/D_2 для конфигурации с решеткой 1000 шт/мм меняется на 10%, для конфигурации с решеткой 1250 шт/мм меняется на 40%, для конфигурации с решеткой 1600

шт/мм меняется в несколько десятков раз. Таким образом, значительное изменение отношения D₃/D₂ в спектральном диапазоне усиливаемого импульса не позволяет использовать конфигурации компрессора на дифракционных решетках с плотностью штрихов выше 1000 шт/мм. Одним из условий использования такого комбинированного компрессора является применение Призмы 2 с большой длиной боковой поверхности. Для определения требуемой боковой длины призмы предполагаем полную ширину спектра 30 нм на уровне 1/10. В этом случае имеем угол расхождения пучка в 2.5 градуса на вершине Призмы 1 в сторону Призмы 2. На расстоянии в 70 см (расстояние по ходу луча от Призмы 1 до Призмы 2 для L = 61 см) имеем пятно на поверхности Призмы 2, установленной под углом Брюстера, длиной 5 см. Такой размер пятна сохраняется для данных условий и в других конфигурациях компрессора с решетками 1250 и 1600 шт/мм, с той разницей, что расстояния L и G2 для них будут меньше, но угол расходимости пучка от Призмы 1 в сторону Призмы 2 будет больше. Таким образом, для Призмы 2 потребуется массивная оптическая равнобедренная призма с боковым ребром длиной не менее 6 см и углом при вершине в 61°. Длина всей системы потребует площадки 80 см на 30 см, что в несколько раз превышает размер компрессора без призм для компенсации аналогичной дисперсии второго порядка (раздел 4.4).

На основе вышесказанного можно сделать вывод, что комбинированный компрессор не является подходящим устройством для компенсации дисперсий высших порядков в мощных усилительных системах, в которых требуется значительное уширение импульса в стретчерах. Исходя из геометрических соображений, абсолютная величина дисперсии второго порядка такого комбинированного компрессора не должна превышать ~1 пс². При такой дисперсии стретчера (~1 пс²) фемтосекундный импульс с шириной спектра 20 нм уширяется до длительности ~70 пс. Тогда как для достижения энергии импульса с выхода волоконного усилителя в несколько мкДж потребуется предварительное уширение импульса в стретчере до нескольких сотен пикосекунд. Однако комбинированный компрессор может с успехом применяться в системах компрессии чирпированных импульсов на выходе волоконных пикосекундных осцилляторов небольшой и средней мощности до фемтосекундной комбинированного компрессора для длительности. Реальный макет такого сжатия чирпированных импульсов показан на Рис. 4.25.



Рис. 4.25 – Экспериментальный макет комбинированного компрессора для сжатия 35 пс импульса на длине волны 1030 нм до длительности 250 фс с параметрами G1 = 2 см, G2 = 3 см, L = 12 см, G = 6 см, β = 3°, в котором применялись диэлектрические дифракционные решетки с плотностью штрихов 1000 шт/мм

Геометрические параметры экспериментального компрессора были G1 = 2 см, G2 = 3 см, L = 12 см, G = 6 см, $\beta = 3^{\circ}$. Применялись диэлектрические дифракционные решетки с эффективностью дифракции > 95% и с плотностью штрихов 1000 шт/мм, угол Литроу для которых на длине волны 1030 нм был равен 31°. Дисперсия второго порядка за два прохода в обратном направлениях компрессора прямом И ДЛЯ такого составляет -1.16 · 10⁶ фс² (-1.16 пс²), дисперсия третьего порядка -2.24 · 10⁶ фс³ (-2.24 10⁻³ пс³). При выполнении оптимальных рабочих условий (горизонтальная поляризация излучения и выполнение угла Брюстера при падении луча на грани призм) эффективность компрессора, даже при использовании диэлектрических дифракционных решеток, не превышала 50%. Данный компрессор использовался в усилительной системе с задающим генератором третьего типа (на эффекте НВП) и стретчером на отрезке обычного волокна 6/125 ($\beta_2 = 0.023 \text{ nc}^2/\text{M}$) длиной 40 м, в котором импульс уширялся до длительности 35 пс. С помощью такого компрессора удалось сжать 35 пс чирпированный импульс с энергией 1 мкДж до длительности 250 фс с энергией на выходе компрессора 500 нДж с минимальными искажениями огибающей импульса и контрастом не менее 70.

Выводы к Главе 4

В Главе 4 были рассмотрены методы усиления фемтосекундных импульсов до энергий в единицы и десятки мкДж на длине волны 1 мкм в компактных волоконных схемах. Необходимость высокой скорости обработки материалов требует от современных технологических лазеров высокой частоты повторения импульсов, что в свою очередь приводит к тому, что конфигурация финального усилителя должна обеспечивать высокую среднюю мощность выходного излучения в процессе работы. В данном случае волоконная технология и волоконные усилители идеально подходят для работы на высокой средней мощности, а также характеризуются высокой стабильностью выходных характеристик. Однако в случае усиления сверхкоротких импульсов на большой длине волокна накапливаются нелинейные резонансные и нерезонансные эффекты, которые существенно ограничивают максимально достижимую энергию в импульсе, к числу которых можно отнести фазовую самомодуляцию, эффект вынужденного Рамановского рассеяния и дисперсионное уширение импульса. Эти эффекты искажают спектр сигнала и временные характеристики импульса, а также ограничивают коэффициент усиления. Ключевым условием успешного применения фемтосекундных импульсных источников в технологиях тонкой обработки материалов является наличие высокого контраста импульса, то есть отношения энергий фемтосекундного импульса и уширенного пьедестала, образующегося В результате отсутствия дисперсионной согласованности элементов лазерной системы и влияния нелинейных эффектов. При низком контрасте импульсов растут пороги фотопреобразования и появляется нежелательный разогрев зоны облучения.

В зависимости от применяемого типа задающего генератора были рассмотрены два метода усиления импульсов в активных световодах. Усиление импульсов в режиме большой нелинейности предпочтительно для случая, когда в качестве задающего генератора используется лазер с узкой спектральной шириной излучения. Узкая спектральная ширина пикосекундных импульсов на выходе такого генератора не позволяет эффективно уширять импульс в известных типах стретчеров импульсов перед их усилением. Поэтому необходимо использовать сильную фазовую модуляцию на участке волокна определенной длины (фазовый модулятор) для увеличения спектральной ширины импульса. Импульс одновременно растягивается и приобретает чирп, после чего происходит усиление импульса.

Метод усиления в режиме низкой нелинейности называется методом усиления чирпированных импульсов и в основном подходит для задающих генераторов, имейщих широкий спектр выходного излучения и короткий выходной импульс. Метод усиления чирпированных импульсов предполагает использование удлинителя импульсов – стретчера перед волоконным усилителем мощности для снижения плотности мощности излучения, проходящего по усиливающему волокну, что уменьшает влияние ФСМ на форму и спектр усиленного импульса. После уширения и усиления импульсов на заключительной стадии происходит сжатие импульсов до первоначальной длительности в компрессоре. Был собран волоконный фемтосекундный лазер, использующий метод усиления в режиме низкой нелинейности, в котором использовался волоконный усилитель мощности с переменным (ступенчатым) профилем волоконной сердцевины, состоящим из двух сваренных сегментов активного волокна с двойной оболочкой и сердцевинами 15 мкм и 20 мкм. При усилении излучения в волокне с переменным диаметром сердцевины с ростом мощности сигнала растет диаметр моды. При этом пиковая интенсивность излучения в световоде сохраняется на приблизительно одинаковом уровне, не допуская искажений огибающей импульса вследствие нелинейных эффектов. Было показано, что изменение диаметра сердцевины всего в 1.3 раза, приводит к уменьшению нелинейных эффектов ФСМ (величины фазового набега) почти в 2 раза.

Особое внимание было уделено вопросу дисперсионной согласованности стретчера и компрессора, поскольку эта характеристика определяет качество импульса на выходе усилительной системы. Рассмотрены два метода согласования: первый, когда дисперсионные характеристики стретчера подстраиваются под обычный компрессор на дифракционных решетках, и второй, когда дисперсионные характеристики компрессора подстраиваются под стретчер на отрезке обычного волокна для данной длины волны. В первом случае в качестве стретчера было предложено использовалось одномодовое волокно высоколегированное оксидом германия с W-профилем показателя преломления. При этом отрицательная дисперсия третьего порядка в специальном волокне стретчера приводит к компенсации положительной дисперсии третьего порядка компрессора на дифракционных решетках. Во втором случае изменяют дисперсионные свойства компрессора, подстраиваясь под дисперсионные характеристики стретчера. Для этого в схеме компрессора используют комбинацию из двух призм и двух дифракционных решеток (комбинированный компрессор). При этом для компрессора достигается отрицательная величина дисперсии третьего порядка, которая компенсирует аналогичную положительную величину дисперсии стретчера. Было показано, что предпочтительнее в мошных усилительных схемах использовать первый вариант дисперсионного согласования. По причине больших габаритов оптической схемы, сложности реализации и юстировки сделан вывод, что комбинированный компрессор не является

подходящим устройством для компенсации дисперсий высших порядков в мощных усилительных системах, в которых требуется значительное уширение импульса в стретчере.

В особых случаях, когда величина кумулятивного интеграла *В* значительно превышает число π , при усилении импульсов в оптическом световоде создаются условия частичной компенсации дисперсии третьего порядка благодаря влиянию эффектов ФСМ. В данной работе впервые получен график зависимости значений фазового сдвига, необходимого для компенсации соответствующих значений дисперсии третьего порядка в нелинейном волоконном усилителе. График зависимости получен в широком диапазоне значений дисперсий и фазового сдвига в результате численного решения нелинейного уравнения Шредингера.

Глава 5 Фемтосекундная запись оптических световодов в прозрачных средах

5.1 Лазер-индуцированное изменение показателя преломления

Под воздействием сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов показатель преломления оптически прозрачных кристаллов может изменяться в области фокусировки. Это явление носит перманентный характер и связано с рядом необратимых фотохимических и тепловых эффектов. Если при этом плавно перемещать кристаллический образец по заданной трехмерной траектории относительно фокуса оптический системы, то в нем можно записывать световедущие структуры (оптические волноводы и интегральные схемы на их основе). Оптического пробоя вещества при этом не допускается.

Для создания широкого класса оптических интегральных элементов в кристаллах необходимо создавать фазовые структуры с предсказуемыми характеристиками на существенно различных глубинах под поверхностью образца, чему в стандартных схемах фемтосекундной записи мешает негативное влияние сферических аберраций и самофокусировки. Задача исследования, поставленная в настоящей главе, заключается в разработке методик уменьшения негативного влияния эффекта самофокусировки и компенсации влияния сферических аберраций за счет использования особенностей теплового режима воздействия фемтосекундных лазерных импульсов на обрабатываемый материал, а не за счет использования дополнительной адаптивной оптики. Для достижения поставленных целей будет решена задача изучения и увеличения вклада тепловых процессов в эффект изменения показателя преломления под действием фемтосекундных лазерных импульсов. Исследуемый тепловой режим воздействия позволяет не только уменьшить необходимую энергию в записывающих лазерных импульсах уменьшает влияние эффекта самофокусировки), но и компенсировать (что сильно анизотропный эффект сферических аберраций за счет существенно более изотропного вклада теплового воздействия в суммарный эффект изменения показателя преломления вещества.

На сегодняшний день хорошо исследован нетепловой режим воздействия фемтосекундных лазерных импульсов на прозрачные диэлектрические среды с целью перманентного изменения показателя преломления. Однако этот режим не позволяет добиться приемлемых для практических применений результатов из-за высокой асимметрии создаваемых структур, существенно увеличивающей неоднородность и потери в создаваемых оптических волноводах. Помимо этого, нетепловой режим не позволяет создавать световедущие фазовые структуры на существенно отличающихся глубинах под поверхностью образца. Наибольший рабочий диапазон глубин, доступный нетепловому режиму записи, имеет ширину лишь 100 мкм и недостаточен для создания трехмерных оптических интегральных элементов с передовыми характеристиками.

Тепловой режим взаимодействия реализуется при больших частотах следования лазерных импульсов, когда за счет малого размера фокусного пятна и малой скорости передвижения образца происходит локальный кумулятивный нагрев вещества. Этот режим обладает рядом преимуществ. Структуры, записанные в тепловом режиме, имеют высоко симметричную геометрию треков, что дает возможность снизить потери на рассеяние в 2–5 раз по сравнению с нетепловым режимом. Тепловой режим воздействия расширяет рабочий диапазон эффекта перманентного изменения показателя преломления как по рабочим энергиям в импульсе, так и по рабочим глубинам записи под поверхностью кристалла. Также тепловой режим способствует в 1.5–2 раза большему изменению показателя преломления по сравнению с нетепловым режимом воздействия, что позволяет создавать волноводы с большей числовой апертурой. Благодаря указанным выше особенностям режима фемтосекундной записи удалось впервые создать гибридные волноводно-кристаллические лазерные усилители и нелинейные преобразователи с повышенной оптической эффективностью по принципиально новым схемам записи оптических световодов, описанным ниже в настоящей главе.

5.2 Описание установки для записи лазер-индуцированных световодов

Экспериментальная установка для создания лазер-индуцированных световодов, которая использовалась в настоящем исследовании, состояла из источника лазерного излучения, системы преобразования и доставки излучения, системы фокусировки и системы передвижения облучаемого образца. Для создания световодных структур применялась ортогональная схема записи, показанная на Рис. 5.1.

242



Рис. 5.1 – Схема установки для записи оптически индуцированных световодов: Фс-лазер – фемтосекундный лазер; λ/2 и λ/4 – полуволновая и четвертьволновая фазовые пластинки соответственно; *PL* – поляризатор; *M* – диэлектрическое зеркало; *PD* – измеритель мощности; *D* – диафрагма с переменным диаметром 0.5–50 мм; *TL* – телескоп с увеличением 2.3 раза; *L* – фокусирующая асферическая линза (*NA* = 0.6); *Mv* – автоматизированная система передвижения по трем координатам и трем углам наклона образца

В экспериментах использовалось излучение фемтосекундного лазера с длительностью импульсов 370 фс на длине волны 1040 нм и спектральной шириной 3.5 нм. Энергия импульсов на выходе лазера составляла величину 300 нДж и могла плавно регулироваться поворотом фазовой пластинки $\lambda/2$ перед поляризатором *PL*. Максимальная частота повторения импульсов 10.25 МГц делилась акустооптическим модулятором для получения частот следования импульсов от 0.1 до 5.13 МГц. Лазерное излучение фокусировалось внутри образца асферической линзой L с числовой апертурой 0.6 и фокусным расстоянием 4 мм, для которой выполнялась компенсация сферических аберраций в кварцевом стекле на глубине 850 мкм. Для достижения максимального заполнения числовой апертуры фокусирующей линзы размер пучка увеличивался в 2.3 раза с помощью телескопа. Радиус перетяжки лазерного луча после фокусирующей линзы на уровне е⁻² интенсивности составлял 0.9 мкм. Для создания объемных световодов облучаемый образец перемещался в трех пространственных направлениях относительно фокуса оптической системы при помощи трех линейных трансляторов с точностью 0.156 мкм. Скорость движения образца регулировалась в диапазоне от 10 до 800 мкм/с. Количество лазерных импульсов, испытывающих переналожение внутри фокального пятна, в зависимости от частоты следования импульсов и скорости движения образца, изменялось от 225 до 1.8·10⁶. Вследствие такого большого переналожения импульсов пространственную засветку образца можно считать непрерывной. Юстировка образца относительно лазерного луча производилась по обратному френелевскому отражению от входной плоскости образца с использованием четвертьволновой пластинки. После двойного

прохода пластинки $\lambda/4$ при отражении от плоской поверхности образца линейная поляризация претерпевала поворот на 90°. Далее средняя мощность отраженного от поляризатора *PL* сигнала измерялась фотодетектором *PD*. Максимальная мощность сигнала на фотодетекторе соответствовала лучу, отразившемуся строго перпендикулярно от поверхности образца, находящегося точно в перетяжке фокусирующей линзы. Точность выставления координаты поверхности образца относительно перетяжки линзы составляла < 0.6 мкм. В экспериментах создавались протяженные структуры с измененным показателем преломления длиной от 100 мкм до 30 мм, вместе образующие цилиндрическую оболочку световода из расположенных параллельно друг другу протяженных треков. В качестве образцов использовались: кварцевое стекло, фосфатное стекло, легированное ионами неодима ($n_{Nd} = 7.4 \cdot 10^{20}$ см⁻³, ЛФС4, ЛЗОС), а также кристаллы Yb:KGW. Указанные материалы были выбраны вследствие их частого применения в оптических и лазерных технологиях.

5.3 Измерение величины индуцированного показателя преломления

Для измерения относительного распределения п/п в данной работе использовался метод количественной фазовой микроскопии (КФМ), который основывается на анализе изображений, полученных в фокусе объектива, а также симметрично перед фокусом и после фокуса исследуемой фазовой структуры. Для фотографии изображений треков использовался оптический микроскоп Olympus BX63 и моторизированный предметный столик для перемещения образца в направлении *Z*-координаты. Анализировались изображения, полученные на 5–30 мкм выше и ниже фокуса, как показано на Рис. 5.2.

Далее, для определения относительного профиля фазового сдвига, создаваемого фазовой структурой, использовалось решение уравнения переноса интенсивности в фокальной области [294]:

$$-k\frac{\partial I(r)}{\partial z} = \nabla \left[I(r) \cdot \nabla \varphi(r) \right]$$
(5.1)

где k – волновой вектор, z – вертикальная координата, r – радиальная координата, I(r, z) – распределение интенсивности и $\varphi(r)$ – распределение фазы.

Для определения левой части уравнения (5.1) использовались изображения *I*₊ и *I*₋, снятые вне фокуса:

$$\frac{\partial I(r)}{\partial z} \approx \frac{I_+ - I_-}{2\Delta z} \tag{5.2}$$

где *Дz* – величина дефокусировки.

Для решения уравнения (5.1) использовалась программная среда Wolfram Mathematica и метод быстрого Фурье-преобразования [295]. После вычисления фазы падающего излучения величина индуцированного показателя преломления вычислялась по формуле

$$\Delta n = \frac{\varphi \lambda}{2\pi d} \tag{5.3}$$

где ϕ – набег фазы, λ – длина волны излучения, d – диаметр зоны изменения фазы.



Рис. 5.2 – (А) последовательно представленные микрофотографии лазер-индуцированного трека с дефокусировкой выше фокуса на 10 мкм (*I*₊), в фокусе (*I*₀) и с дефокусировкой ниже фокуса на 10 мкм (*I*₋); (Б) полученный в результате решения уравнений (5.1) и (5.2) профиль распределения фазы лазер-индуцированного трека

По причине асимметричности индуцированных структур, вследствие их большего аспектного отношения от 1.5 до 5, определение абсолютной величины показателя преломления на основе метода КФМ было затруднительным. Поэтому для абсолютной нормировки полученных профилей использовалась методика Z-сканирования в присутствии диафрагмы [296]. Для экспериментальной реализации этого метода была использована линза с оптической длиной Релея, сопоставимой с поперечным диаметром записанной структуры. Z-сканировании Экспериментальные сигналы для нормализованного коэффициента пропускания аппроксимировалась аналитической зависимостью:

$$T(\eta) = 1 - \frac{4 \cdot \eta \cdot \Delta \phi_0}{(\eta^2 + 1)(\eta^2 + 9)}$$
(5.4)

где $T(\eta)$ – нормированный коэффициент пропускания образца; $\eta = z/z_0$; $z_0 = \pi r_0^2/\lambda$ – Рэлеевская длина; λ – длина волны излучения лазера; r_0 – радиус перетяжки; $\Delta \varphi_0$ – значение фазового сдвига, полученного на основе процедуры Z-сканирования.

Чтобы получить распределение абсолютных значений набега фазы, распределение фазы $\varphi(r)$, полученное в методе КФМ нормировалось на среднее значение $\Delta \varphi_0$, полученное в методе Z-сканирования. Характерная кривая Z-сканирования, полученная в эксперименте, представлена на Рис. 5.3(A), что соответствует величине фазового сдвига 0.5 радиан. Профиль индуцированного показателя преломления показан на Рис. 5.3(Б).



Рис. 5.3 – Экспериментальная кривая Z-сканирования (А) и профиль индуцированного показателя преломления для фосфатного стекла, легированного ионами неодима (Б)

С помощью Z-сканирования регистрировалось изменение индуцируемого показателя преломления в пределах (0.5-1)·10⁻⁴, что является достаточным для анализа изучаемых структур. В ходе измерения профиля индуцированного п/п было выявлено, что показатель преломления кварцевого стекла в центре фокальной области увеличивается, а на периферии происходит незначительное уменьшение показателя преломления, вызванное уменьшением плотности вещества. Характерный пространственный профиль индуцированного п/п представлен на Рис. 5.4. В фосфатном стекле, наоборот, наблюдалось понижение показателя преломления в центре фокальной области, что согласуется с работами [143,297].



Рис. 5.4 – Пространственный профиль индуцированного показателя преломления при частоте следования импульсов 2 МГц, скорости передвижения образца 10 мкм/с и энергии в импульсе 80 нДж в плавленом кварце (А) и в Nd:фосфатном стекле (Б)

В случае кварцевого стекла, характерные боковые провалы повышают контраст между сердцевиной лазер-индуцироанного световода и его оболочкой [298,299]. На основе проделанных измерений были получены диаграммы распределения величин индуцированного показателя преломления в зависимости от энергии в импульсе и от частоты следования импульсов, что позволило определить зону лазер-индуцироанной модификации п/п, зону отсутсвия эффекта и зону оптического пробоя (Рис. 5.5).



Рис. 5.5 – Диаграммы величины индуцированного показателя преломления для кварцевого стекла (А) и Nd:фосфатного стекла (Б); скорость записи 10 мкм/с

На каждой частоте следования импульсов при увеличении энергии импульса на диаграммах величины индуцированного п/п наблюдается ярко выраженный максимум с дальнейшим постепенным уменьшением величины п/п. Одно из объяснений уменьшения п/п с увеличением энергии импульса связано с усилением плазменной дефокусировки, которая увеличивает длину фокальной области и тем самым уменьшает плотность энергии в зоне модификации. Понижение плотности энергии в зоне модификации вызывает ослабление нелинейных процессов, что приводит к уменьшению величины индуцированного п/п. Также максимальная величина индуцированного показателя преломления существенно возрастает на больших частотах повторения импульсов при переходе в тепловой режим модификации п/п. При этом индуцированный показатель преломления возрастает более чем в 1.5 раза при возрастании частоты следования импульсов от 0.5 МГц до 10 МГц: от 4·10⁻³ до 6.5·10⁻³ в плавленом кварце и от -6.10^{-3} до -9.10^{-3} в Nd:фосфатном стекле. Полученные величины п/п для нетеплового режима находятся в согласии с [146,300,301] и существенно дополняют ранние исследования в область теплового режима записи. Как было показано в [302], повышение температуры внутри фокального пятна способствует образованию плазмы, приводящей к сильной лавинной ионизации и существенному увеличению показателя преломления. Треки, записанные в кварцевом стекле, не показали существенных изменений при нагреве до температуры 900°С в течение 1 часа, что говорит о преобладании структурных изменений, связанных с локальной перестройкой химических связей, например, с образованием плотных колец из 3-х или 4-х молекул SiO₂, а также о малом влиянии центров окраски на процесс модификации п/п.

При измерении геометрических размеров индуцированных треков было замечено, что с увеличением частоты следования импульсов и переходе к тепловому режиму записи, аспектное отношение структур существенно уменьшается, что позволяет перейти от записи структур с филаментообразным поперечным сечением к аксиально симметричным трекам без применения дополнительных корректирующих оптических систем, как, например в [303]. В условиях нетеплового режима записи при низкой частоте следования импульсов аспектное отношение индуцированных треков достигало значения 2.5. В условиях теплового режима записи при высокой частоте следования импульсов наибольшая величина аспектного отношения треков не превышала значения 1.6 для плавленого кварца и 1.5 для Nd:фосфатного стекла. Это явление объясняется снижением в импульсе рабочих энергий, необходимых для создания одной и той же величины п/п, что приводит к уменьшению влияния плазменной дефокусировки и самофокусировки. Уменьшение аспектного отношения треков связано с повышением влияния

изотропных тепловых эффектов в процессе лазер-индуцированной записи на больших частотах следования импульсов, что приводит к записи сферических структур.

5.4 Нелинейное поглощение фемтосекундных лазерных импульсов в кварцевом стекле

Процессы, происходящие при фемтосекундной записи на высоких частотах следования импульсов, как правило, зависят от температуры вещества внутри области фокусировки. Для численного моделирования ее величины необходимым входным параметром является величина коэффициента поглощения фемтосекундного лазерного излучения в прозрачном материале. В работах [304-310] было изучено поглощение энергии при фемтосекундной записи, которое измерялось на одной частоте следования импульсов либо в узких энергических диапазонах. Ниже приводится исследование коэффициента поглощения фемтосекундной записи в кварцевом стекле на частотах следования импульсов в широком диапазоне от 0.1 до 5.13 МГц и при различных энергиях следования импульсов от 10 до 180 нДж (Рис. 5.6).



Рис. 5.6 – Зависимость коэффициента поглощения от энергии импульса при разных частотах следования импульсов; точки излома *E*1 и *E*2 показаны стрелками

Для зависимостей коэффициента поглощения от энергии и частоты следования импульса замечено характерное поведение свойственное всем экспериментальным кривым. При малых энергиях импульса поглощения нет, затем поглощение появляется при некоторой энергии импульсов *E*1. Далее поглощение монотонно растет до значения энергии *E*2, где зависимость коэффициента поглощения от энергии испытывает излом, сопровождаясь быстрым ростом. Оптическое исследование записанных треков показало, что первая точка излома *E*1 определяет минимальную энергию, при которой происходит модификация показателя преломления. Вторая

точка излома *E*2 определяет начало оптического пробоя вещества, что приводит к возрастанию коэффициента поглощения. Диапазон энергий между *E*1 и *E*2 определяет ширину рабочего диапазона для данной частоты следования импульсов. На основе положений точек излома по энергии и частоте следования импульсов были построены графики нижней и верхней границ рабочего диапазона, представленные на Рис. 5.7. При увеличении частоты следования импульсов уменьшается не только энергия, необходимая для оптического пробоя, но и соответствующий коэффициент поглощения. Этот результат показывает существенное влияние перехода в тепловой режим на физические процессы, приводящие к перманентному изменению показателя преломления на высоких частотах следования импульсов.



Рис. 5.7 – Положения верхней и нижней границ рабочего диапазона, полученные по методике измерения коэффициента поглощения: линия, разделяющая зоны I–II, указывает положение точек *E*1, определяющих минимальную энергию, при которой происходит модификация показателя преломления; линия, разделяющая зоны II–III, указывает положение точек *E*2, определяющих начало оптического пробоя вещества

5.5 Численное моделирование пространственного и временного распределения температуры кварцевого стекла в зоне фокусировки импульсного излучения

Для реализации численного моделирования были сформулированы начальные и граничные условия. Использовались физические характеристики кварцевого стекла при температуре 25°C. Лазерные импульсы с длительностью 370 фс, с энергией от 10 до 200 нДж и частотой следования импульсов от 0.1 до 10 МГц фокусировались в область, имеющую

эллипсовидную форму с размерами $1.8 \times 1.8 \times 2.7$ мкм и гауссовым распределением плотности мощности: $E(r) = E_0 exp(-r^2/w_0^2)$, где $w_0 = 0.9$ мкм – радиус перетяжки на уровне интенсивности e^{-2} . Величина поглощенной энергии E_0 определялась экспериментально с помощью измерения коэффициента поглощения при заданной энергии и частоте следования импульсов. Длительность импульса существенно меньше периода между последовательными лазерными импульсами ($T_p = 0.1-10$ мкс) и времени, за которое происходит диффузия аккумулированной тепловой энергии. Вследствие этого приход каждого импульса в фокальную область сопровождается моментальным возрастанием температуры в фокальной области на величину, пропорциональную плотности энергии E(r) в сфокусированном лазерном луче: $\Delta T(r) = \frac{E(r)}{C_p \cdot \rho}$,

где *С*_{*p*} – удельная теплоемкость, р – плотность кварцевого стекла.

Численный расчет тепловой диффузии проводился на временном промежутке между двумя последовательными импульсами (на периоде T_p). Находилось распределение температуры от момента прихода импульса до времени прихода следующего импульса на временном отрезке T_p. Найденная температура в момент времени T_p (к моменту прихода следующего импульса) использовалась в качестве начальной при расчете тепловой диффузии в следующем цикле. Граничные условия определялись тепловым равновесием с окружающим материалом на расстоянии 40 мкм от фокального пятна. Потери энергии за счет излучения считались пренебрежимо малыми [311]. Численное моделирование основывалось на решении нелинейного уравнения теплопроводности в частных производных, выполненным в среде MatLab:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho \cdot C_p} \nabla \left[\lambda(T) \nabla T \right]$$
(5.5)

В разработанной численной модели, в отличие от ранее опубликованных в [139,311], применялось динамическое значение коэффициента теплопроводности $\lambda(T)$, рассчитанное по аппроксимирующей зависимости от температуры.

В результате моделирования были получены графики зависимости температуры в центре фокального пятна от времени при различных энергиях и частотах следования импульсов (Рис. 5.8).



Рис. 5.8 – Графики зависимости температуры в центре фокального пятна от времени при энергии в импульсе 100 нДж и различных частотах следования импульсов от 0.1 МГц (А) до 10 МГц (Е)

На графике зависимости температуры от времени для энергии импульса 100 нДж, показанной на Рис. 5.8, видно, что на малых частотах следования импульсов (до 1 МГц) ни минимальная, ни максимальная температура сильно не меняются и находятся на уровне 25–100°C и 650–750°C соответственно. Однако начиная с частоты 2 МГц, идет резкое повышение температуры в центре фокального пятна, что говорит о переходе в тепловой режим фемтосекундной записи и подтверждает приведенные ранее экспериментальные данные. Время установления статического температурного распределения, исходя из данных на Рис. 5.8, не превышает значения 0.15 мс, в то время как характерное время засветки зоны фокального пятна с диаметром 2 мкм при скоростях движения образца 800 мкм/с – 10 мкм/с составляет 2.6 – 200
мс, поэтому во время движения образца в любой точке сфокусированного луча тепловое распределение устанавливается практически мгновенно.

Таким образом, основную роль в процессе перманентного изменения показателя преломления играют фотоны, индуцирующие процессы в уже разогретом материале. Вследствие этого, температура материала является одним из ключевых экспериментальных параметров и приведенное численное моделирование необходимо для интерпретации полученных результатов. Влияние частоты следования импульсов на пространственное распределение температуры в фокальной области при фиксированной энергии импульсов 100 нДж показано на Рис. 5.9.



Рис. 5.9 – Пространственные профили температуры на частотах следования импульсов 1, 2 и 10 МГц при энергии импульса 100 нДж: *Т*_{мин} и *Т*_{макс} – распределения минимальной и максимальной температур, соответственно, установившиеся через 150 мкс после начала процесса импульсной засветки.

Как видно из графиков, на малых частотах (1 МГц) температурный профиль определяется в основном гауссовым профилем лазерного пучка. С увеличением частоты следования импульсов пространственное распределение температуры отклоняется от распределения интенсивности в лазерном луче в сторону большей ширины и большего значения температуры, что приводит к увеличению ширины индуцируемых треков на больших частотах следования импульсов, а также к уменьшению аспектного отношения треков вследствие изотропного характера распределения температуры.

Для сравнения на одном рисунке (Рис. 5.10) показаны диаграммы распределения максимальной температуры в фокальном пятне и величин индуцированного показателя преломления для кварцевого стекла с линиями, показывающими границы рабочего диапазона.



Рис. 5.10 – (A) – диаграмма распределения величин индуцированного показателя преломления для кварцевого стекла; (Б) – полученная при численном моделировании диаграмма распределения максимальной температуры в центре фокального пятна; черные линии – границы рабочего диапазона, полученные из экспериментальных данных по измерению нелинейного коэффициента поглощения

Из представленных диаграмм следует, что нижней границе рабочего диапазона, когда появляются первые признаки индуцированного п/п, соответствует температура внутри фокального пятна на уровне 200–250°С. Положение верхней границы и ее сдвиг с увеличением частоты следования импульсов определяется достижением характерной температуры 1600°С, соответствующей плавлению кварцевого стекла и, как следствие, снижению теплопроводности. Таким образом, в кварцевом стекле на высоких частотах следования импульсов (> 2 МГц) можно выделить три области: 1) где нет видимого эффекта модификации п/п; 2) где происходит модификация показателя преломления; 3) где в фокальной области происходит нагрев материала выше температуры плавления (1600°С), что приводит к локальному разрушению вещества и появлению вокруг широкой области оплавленного материала.

Экспериментально было показано, что при увеличении частоты следования импульсов при фиксированной энергии импульсов величина индуцированного п/п существенно увеличивается, что связано с увеличением температуры в центре фокального пятна при переходе в тепловой режим записи. При этом величину индуцированного п/п Δn можно связать со скоростью *k* образования дефектов, которая может быть описана уравнением Аррениуса:

$$\Delta n \sim k \sim \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \tag{5.6}$$

где *E*_a – энергия активации фотоиндуцированных процессов, *k*_B – постоянная Больцмана.

Используя связь между Δn и температурой внутри фокального пятна в диапазоне от 350 К до 500 К и аппроксимируя эту зависимость от температуры уравнением (5.6), можно оценить величину энергии активации $E_a \approx 0.3$ эВ.

Найденная энергия активации хорошо согласуется с энергией образования дефектных трехкратных и четырехкратных плоских колец в кварцевом стекле со значениями 0.40 ± 0.03 эВ и 0.14 ± 0.02 эВ соответственно [305], а также со значением 0.44 эВ, которое было полученно Миккельсеном и Галинером [306]. Также подобные значения энергий активации были предсказаны Галинером в работе [307], в которой оценены энергии образования в 0.16 эВ для четырехкратных плоских кольцевых дефектов и 0.51 эВ для трехкратных плоских кольцевых дефектов и 0.51 эВ для трехкратных плоских кольцевых дефектов с использованием численного метода самосогласованного поля для расчета молекулярных орбиталей [308].

Рабочий диапазон эффекта, рассмотренный в данной работе, ограничен сверху плавлением и локальным пробоем материала, в отличие от работ [138,139], в которых рабочая зона уходит в большие энергии импульса, поскольку в этих работах создавалась сердцевина световода, образованная оплавленной областью материала с характерным локальным пробоем. Внутренняя структура индуцированных треков в настоящем исследовании при диагностике с использованием оптической микроскопии имеет гладкий профиль. Однако в нашем случае можно предполагать формирование наноструктур внутри индуцированных треков, поскольку в экспериментах было зарегистрировано характерное для наноструктур двулучепреломление, описанное в работах [312,313].

5.6 Световоды с депрессированной оболочкой в кварцевом стекле

Кварцевое стекло относится к классу материалов, в которых п/п в центре фокальной области повышается при фемтосекундной записи, вследствие этого световоды в нем обычно создаются посредством записи сердцевины с повышенным п/п [314]. Однако, как было показано в разделе 5.2 и ряде публикаций других авторов [315,316], на периферии области фокусировки появляются области с пониженным п/п. Таким образом, нами было предложено создавать световоды с депрессированной оболочкой в кварцевом стекле на основе этих малых периферических областей, как схематически представлено на Рис. 5.11(В).

Для экспериментального подтверждения данной гипотезы были разработаны и созданы световоды с геометрией, показанной на Рис. 5.11(В). Удержание излучения в световоде за счет полного внутреннего отражения обеспечивалось боковыми областями с пониженным п/п

(до -1.5·10⁻³). Параллельные треки были расположены таким образом, чтобы периферические области касались друг друга, образуя непрерывную оболочку с пониженным п/п. Аспектное отношение треков находилось на уровне 1.4 благодаря записи в тепловом режиме.



Рис. 5.11 – Различные геометрии световодов при лазер-индуцированной записи: (A) – сердцевина световода с повышенным п/п в центре; (Б) – оболочка световода с пониженным п/п; (B) – оболочка световода с помощью треков с пониженным п/п на периферических областях

Световод диаметром 8 мкм поддерживал распространение лишь основной моды с двумя ортогональными поляризациями, как показано на Рис. 5.12(А, Б). Измеренные потери при распространении были на уровне 0.5 дБ/см и 0.6 дБ/см для горизонтальной и вертикальной поляризации соответственно. Числовая апертура световодов находилась на уровне 0.08, что сопоставимо со значениями, типичными для оптических телекоммуникационных волокон.



Рис. 5.12 – Модовое распределение на длине волны 1040 нм для (А) горизонтальной и (Б) вертикальной поляризаций; врезки на иллюстрациях показывают соответствующие экспериментальные микрофотографии; (В) – микрофотография торца записанного многомодового световода с диаметром сердцевины 60 мкм

Возможность создания световодов с депрессированной оболочкой в плавленом кварце дает возможность конструирования световодов с большим диаметром поля моды, поскольку геометрия световода в нашем случае определяется лишь траекторией движения образца. Световоды с депрессированной оболочкой в материалах типа кварцевого стекла при фемтосекундной записи оболочки были описаны впервые. Разработанная методика впервые позволила создать световоды с симметричным модовым распределением, близким к гауссову, без использования дополнительной корректирующей оптики [317,318].

5.7 Лазер-индуцированная запись световода с большим диаметром сердцевины в образце Nd:фосфатного стекла

Используя методику записи треков на различных глубинах, был экспериментально получен оптический световод с диаметром моды 200 мкм на глубине 750–950 мкм под поверхностью образца из Nd:фосфатного стекла. Поперечное сечение световода, а также виды с боковых сторон представлены на Рис. 5.13. На микрофотографиях не наблюдается характерных макроскопических дефектов и трещин, которые, как правило, появляются в нетепловом режиме фемтосекундной записи [319,320,321]. Аспектное соотношение каждого из индуцированных треков не превышает 2.5 даже на глубинах 850 ± 100 мкм, не являющихся оптимальными для выбранной фокусирующей линзы.



Рис. 5.13 – Микрофотографии лазер-индуцированного световода большого диаметра (200 мкм): (A) – поперечное сечение, (Б, В, Г) – увеличенное изображение треков, формирующих оболочку световода; (Д, Е) – вид на световод сверху (со стороны записывающего лазерного луча); размеры прямоугольных отрезков показывают характерный масштаб изображения – 20 мкм для (А, Б, В, Г, Е) и 100 мкм для (Д)

Числовая апертура индуцированного световода была измерена на основе анализа расходимости пучка в дальней зоне на длине волны 905 нм и достигала значения 0.04. Вследствие рассеяния на неоднородностях индуцированного световода потери на распространение излучения в световоде не превышали 0.6 дБ/см. Распространение сигнального излучения на длине волны 1040 нм с малой расходимостью происходило в свободном режиме без касания стенок световода на протяжении всей его длины 30 мм.

5.7 Сравнительный анализ эффективности усиления в активном лазериндуцированном световоде с большим диаметром сердцевины

В традиционных схемах лазерных усилителей с продольной накачкой не достигается максимальная оптическая эффективность из-за значительной разницы в расходимости сигнального и накачивающего пучков. Как правило, длина эффективного взаимодействия между ними относительно мала, как это схематически показано на Рис. 5.14А.



Рис. 5.14 – (A) – традиционная схема лазерного усилителя с продольной накачкой, (Б) – схема работы комбинированного усилителя с лазер-индуцированным световодом для удержания излучения накачки

В данной работе для увеличения эффективной длины взаимодействия сигнального и накачивающего пучков было предложено использовать световод с большим модовым диаметром внутри объемного образца из активного лазерного материала. В этом случае, с одной стороны, излучение накачки распространяется в световодном режиме, что удерживает его от расходимости на всем протяжении активной среды. С другой стороны, сигнальный пучок распространяется в свободном режиме внутри световода большого диаметра на всем протяжении активной среды. Данный подход оправдан еще и тем, что расходимость и качество сигнального пучка, как правило, выше, чем расходимость и качество пучка излучения накачки, поэтому возможно создать условия для распространения сигнального излучения внутри сердцевины световода, не касаясь границ его оболочки. Для реализации изложенного подхода использовали активный световод с большим диаметром сердцевины, разработанный и описанный ранее для Nd:фосфатного стекла. Световод диаметром 200 мкм и длиной 30 мм в Nd:фосфатном стекле позволил увеличить длину перекрытия между сигнальным и накачивающим пучками, как это схематически показано на Рис. 5.14Б. Предложенная схема гибридного (волноводно-твердотельного) лазерного усилителя позволяет объединить свободное распространение сигнального излучения с малой расходимостью и прохождение излучение накачки в волноводном режиме.

Предложенная схема усилителя была исследована как экспериментально, так и численно, для чего были последовательно протестированы традиционная объемная схема с продольной накачкой и предлагаемая комбинированная схема усиления в активном световоде с большим диаметром сердцевины. Непрерывный лазерный диод с волоконным выходом (диаметр сердцевины волокна накачки 105 мкм, NA = 0.15) и центральной длиной волны 905 нм был использован в качестве накачки. После коллимации и фокусировки диаметр перетяжки пучка накачки на уровне e^{-2} интенсивности был равен 190 мкм, что соответствует диаметру 200 мкм индуцированного световода. Мощность накачки составляла 2.5 Вт, при этом максимальная поглощаемая мощность достигала значения 1.8 Вт. Излучение непрерывного иттербиевого волоконного лазера с центральной длиной волны 1040 нм и средней мощностью 21 мВт использовалось качестве входного сигнального излучения. Фокусирующая в линза формировала перетяжку луча диаметром около 110 мкм в середине активного лазерного элемента и около 190 мкм – на его краях, предотвращая взаимодействие сигнального излучения с лазерно-индуцированной оболочкой световода. Была рассчитана плотность мощности накачки внутри активного элемента (см. Рис. 5.15) для режима свободного распространения и для световодного режима.

Как видно из результатов моделирования, индуцированный световод увеличивает интенсивность накачки по всей длине активного элемента вследствие более медленного падения интенсивности накачки при распространении в световоде по сравнению с традиционной объемной схемой продольной накачки.



Рис.5.15. Зависимость плотности мощности накачки в активном элементе от расстояния для свободного режима распространения (сплошная линия) и для волноводного режима (пунктирная линия)

Результаты экспериментального исследования комбинированного лазерного усилителя представлены на Рис. 5.16. Можно видеть, что коэффициент усиления комбинированного усилителя возрос более чем в 2.5 раза: до 2.1% в случае гибридной схемы против 0.9% в случае традиционной объемной схемы при максимальной мощности накачки 2.5 Вт.



Рис. 5.16 – Зависимость коэффициента усиления от мощности накачки в случае комбинированного усилителя (квадраты) и традиционной объемной схемы с продольной накачкой (круги)

Таким образом, разработанная методика фемтосекундной записи световодов и предложенная схема комбинированного лазерного усилителя экспериментально показали существенное повышение эффективности по сравнению с традиционными схемами. При этом указанная методика в дальнейшем может быть легко реализована в других современных активных материалах. Предложенная комбинированная схема усиления сможет найти широкое применение в области лазеров ультракоротких импульсов, где необходимо максимально уменьшать длину усилителя, чтобы избежать нелинейных эффектов и в то же время сохранить большой коэффициент усиления за один проход активной среды. Предлагаемая схема усиления позволяет одновременно добиться повышения эффективности накачки, а также увеличить коэффициент усиления за один проход. Кроме того, значительно уменьшаются нелинейные эффекты, так как сигнальное излучение распространяется в световоде с большим диаметром сердцевины и на небольшой длине усилителя.

Выводы к Главе 5

В Главе 5 были рассмотрены методы оптической записи световодов в прозрачном материале, определены характерные параметры световых импульсов и рабочих зон для перманентного изменения показателя преломления.

Для анализа профиля п/п индуцированных структур были выбраны эффективные методики экспериментального исследования, такие как количественная фазовая микроскопия и Z-сканирование, которые позволили с большой точностью определить изменение п/п при фото индуцированных процессах.

Продемонстрирована фемтосекундная запись оптических волноводов с депрессированной оболочкой. Как показали результаты экспериментов, запись в тепловом режиме позволяет увеличить однородность оболочки волновода за счет уменьшения аспектного соотношения каждого из треков, формирующих оболочку. Это приводит к уменьшению потерь на стыковку с обычными оптическими волокнами и к уменьшению потерь на распространение до величины 0.3 дБ/см. При этом резко уменьшается различие условий распространения и потерь для ортогональных поляризаций до уровня 0.1–0.3 дБ/см.

Представлены экспериментальные диаграммы зависимости величины индуцированного п/п от энергии и частоты следования импульсов для в таких распространенных материалах, как кварцевое и Nd:фосфатное стекло, которые являются базовыми для дальнейшего проектирования лазер-индуцированных волноводов. Данные экспериментальные результаты совпали с разработанной численной моделью теплового распределения в фокальной области, существенно отличающейся от опубликованных ранее и обладающих более низкой точностью. На основе сравнительного анализа было показано, что граница рабочего диапазона, связанная с пробоем, определяется достижением температуры плавления (1600°С для кварцевого стекла), в то время как граница начала модификации п/п определяется нагревом фокальной области до температуры 200–250°С, способствующей более быстрому и эффективному протеканию процессов, приводящих к изменению п/п.

Используя связь между Δn и температурой внутри фокального пятна в диапазоне от 350 К до 500 К и аппроксимируя эту зависимость от температуры уравнением Аррениуса, была определена величина энергии активации 0.3 эВ. Найденная энергия активации хорошо согласуется с энергией образования дефектных трехкратных и четырехкратных плоских колец в кварцевом стекле со значениями 0.40±0.03 эВ и 0.14±0.02 эВ соответственно.

В данной главе впервые предложен и экспериментально реализован новый подход к фемтосекундной записи оптических волноводов в кварцевом стекле. Он состоит в

формировании оболочки с пониженным показателем преломления на основе периферийных областей последовательно созданных параллельных треков.

На основе методики записи световодов с депрессированной оболочкой была экспериментально продемонстрирована фемтосекундная запись волновода с большим диаметром сердцевины (200 мкм) в Nd:фосфатном стекле. На его основе была впервые предложена новая схема усиления лазерных импульсов, которая сочетает в себе свободное распространение сигнального излучения внутри индуцированного волновода и распространение излучения накачки в волноводном режиме. Это позволило увеличить коэффициент усиления на фиксированной длине кристалла более чем в 2.5 раза по сравнению с традиционной схемой усиления с продольной накачкой.

Заключение

В диссертационной работе представлены экспериментальные и численные исследования иттербиевых волоконных источникоа УКИ и методов получения сверхкоротких импульсов с использованием перспективных 1D и 2D наночастиц в качестве широкополосных насыщающихся поглотителей. Подробно разобраны методы усиления фемтосекундных лазерных импульсов до энергий, необходимых для большинства технологических применений. В качестве перспективного направления использования лазеров УКИ рассмотрены и изучены процессы перманентного изменения показателя преломления оптических стекол и кристаллов под действием фемтосекундных лазерных импульсов.

Основные научные результаты, полученные автором, состоят в следующем:

1. Предложена и реализована оптимальная геометрия кругового волоконного резонатора для лазера ультракоротких импульсов, при которой достигается компенсация волоконной дихроичности за один обход резонатора, что в результате уменьшает зависимость выходных характеристик волоконного лазера от внешних условий.

2. Реализованы высокостабильные генераторы ультракоротких лазерных импульсов с изменяемой длительностью импульса на основе нелинейного волоконного зеркала. Впервые выполнено подробное численное моделирование нелинейных и дисперсионных процессов в таких типах волоконных лазерных источников и даны рекомендации для получения желаемых выходных характеристик. Предложены, описаны и реализованы основные конфигурации лазеров такого типа с оптимальными условиями формирования импульсов с изменяемой длительностью.

3. Экспериментально исследованы нелинейные оптические свойства одностенных нанотрубок. С использованием измеренных нелинейных коэффициентов углеродных интенсивности насыщения глубины модуляции поглощения, И для нанотрубок, синтезированными разными методами, разработаны рекомендации для оптимальных вариантов применения их в качестве насыщающихся поглотителей в лазерах УКИ. С использованием модуляторов на основе одностенных нанотрубок получена импульсная генерация в волоконных лазерах на длинах волн 1030 нм и 1067 нм, в которых использовалась комбинированная синхронизация мод.

4. Впервые с помощью модулятора на основе одностенных углеродных нанотрубок получена импульсная генерация в Ti:S лазере на коротковолновой границе ИК диапазона (длина волны 810 нм), что подтверждает широкополосный характер модуляторов на основе углеродных нанотрубок.

5. Проведено экспериментальное исследование нелинейных оптических свойств суспензий графеновых листов с небольшим количеством слоев (от одного до трех), а также тонкой пленки однослойного графена, которое показало наличие большой глубины модуляции и меньшей интенсивности насыщения суспензий графеновых листов по сравнению с нелинейным поглощением однослойного графена при возбуждении фемтосекундными импульсами на длине волны 1030 нм. Анализ динамики фотовозбужденных носителей в рамках двухуровневой схемы переходов позволил провести оценку сечений поглощения и концентрации фотовозбужденных носителей заряда в однослойном графене. Анализ зависимости интенсивности насыщения от длительности импульса накачки позволил оценить значения интенсивностей насыщения в разных временных масштабах длительности импульса. Показано отсутствие заметного влияния двухфотонного поглощения в экспериментальных сигналах суспензий многослойных графеновых листов.

6. Экспериментально изучены нелинейные свойства, а также релаксация оптического поглощения суспензии многослойных листов MoS_2 в пикосекундном временном диапазоне при возбуждении фемтосекундными импульсами на длине волны 514 нм. Экспериментальные данные были описаны динамикой переходов в приближении трехуровневой схемы, что позволило получить оценку концентрации носителей заряда в фотовозбужденном состоянии и сечений поглощения для фотоиндуцированных переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости. Показано, что оптические нелинейные свойства многослойных листов MoS_2 определяются в основном динамикой однофотонных межзонных переходов.

7. Выполнен расчет условий для комбинированной синхронизации мод в присутствии насыщающего поглотителя и эффекта НВП. Определены оптимальные параметры лазерной схемы для генерации сверхкоротких импульсов в волоконном резонаторе с комбинированной синхронизацией мод. Показано, что стабильная импульсная генерация в волоконных лазерах на длине волны 1 мкм с использованием наноматериалов с низкой глубиной модуляции (2–3%) достигается, как правило, в условиях комбинированной синхронизации мод, при этом рабочая

265

зона модулятора смещается в область более низких интенсивностей, что также предохраняет модулятор с наночастицами от оптического разрушения.

8. Экспериментально реализовано применение дисперсионно-компенсирующего волокна с профилем показателя преломления W-типа в стретчере сверхкоротких лазерных импульсов для цели их последующего усиления. В результате применения такого волокна получен импульс с энергией 3 мкДж и длительностью 250 фс с высоким контрастом импульса вследствие дисперсионной согласованности волоконного стретчера и выходного компрессора на дифракционных решетках. Проведен сравнительный анализ нескольких типов волокон для использования в стретчерах усилителей чирпированных импульсов с точки зрения их совместимости с компрессором, который показал, что использование оптических волокон с W-профилем показателя преломления в стретчерах ультракоротких импульсов приводит к дисперсионной согласованности системы стретчер-компрессор, а также к уменьшению влияния ФСМ в усилительном волокне за счет значительного удлинения импульса в таком стретчере. В результате сохраняется форма первоначальной огибающей импульса после усиления и компрессии, а также уменьшается количество осцилляций в выходном спектре.

9. Выполнен численный расчет компенсации дисперсии третьего порядка с помощью эффекта фазовой самомодуляции в нелинейных волоконных усилителях. Построена зависимость компенсирующего эффекта фазовой самомодуляции для величин дисперсии третьего порядка от 10⁻² до 6·10⁻² пс³

10. Разработана численная модель динамики изменения и распределения температуры в области фокусировки фемтосекундного излучения в кварцевом стекле с целью описания процессов, приводящих к перманентному изменению показателя преломления при импульсном воздействии. На основе сравнительного анализа показано, что верхняя граница рабочего диапазона определяется достижением температуры плавления 1600°С, в то время как положение нижней границы рабочего диапазона определяется существенным нагревом фокальной области до температуры порядка 200–250°С, способствующей более быстрому и эффективному протеканию процессов, приводящих к изменению показателя преломления.

11. Впервые разработан метод создания оптических волноводов с депрессированной оболочкой в кварцевом стекле. Экспериментально продемонстрировано, что в процессе фемтосекундной записи, несмотря на увеличение показателя преломления в центре фокальной области, на ее периферии образуется зона с пониженным значением показателя преломления,

которую можно использовать для формирования оболочки оптического волновода, состоящей из параллельных индуцированных треков, расположенных вплотную друг к другу.

12. Впервые реализована и исследована гибридная (волноводно-твердотельная) схема усиления лазерных импульсов, основанная на световодах с большим диаметром сердцевины (более 200 мкм), созданных с использованием фемтосекундной записи в активной среде. Предложенная схема сочетает в себе свободное распространение сигнального излучения с малой расходимостью и распространение излучения накачки в волноводном режиме. За счет увеличения длины взаимодействия между излучением накачки и сигнальным излучением удалось увеличить коэффициент усиления более чем в 2.5 раза по сравнению с традиционной схемой усиления с продольной накачкой.

Список используемых сокращений

- АОМ акустооптический модулятор;
- АКФ автокорреляционная функция;
- ВУПГ высокоупорядоченный пиролитический графит;
- ГНЛ графеновые нанолисты;
- ДГС дисперсия групповой скорости;
- ДПМ дихалькогениды переходных металлов;
- ДXН дезоксихолат натрия;
- ДФП двухфотонное поглощение;
- КМЦ карбоксиметилцеллюлоза;
- КР комбинационное (Рамановское) рассеяние;
- КФМ количественная фазовая микроскопия;
- НВП нелинейное вращение поляризации;
- НВЗ нелинейное волоконное зеркало;
- НУВЗ нелинейное усиливающее волоконное зеркало;
- НУШ нелинейное уравнение Шредингера;
- ОУН одностенные углеродные нанотрубки;
- ПАВ поверхностно-активное вещество;
- ПВС поливиниловый спирт;
- ПММА полиметилметакрилат;
- п/п показатель преломления;
- УКИ ультракороткие импульсы;

УМ – усилитель мощности;

УЧИ – усиление чирпированных импульсов;

ФМ – фазовый модулятор;

- ФСМ фазовая самомодуляция;
- 1D одномерный;
- **2D** двумерный;
- **DC** (double clad) волокно с двойной оболочкой;

FBG (fiber Bragg grating) – волоконная брэгговская решетка;

PM (polarization maintaining) – волокно с поддержкой поляризации;

RSA (reverse saturable absorption) – обратное насыщенное поглощение;

SAM (Saturable Absorber Mirror) – зеркало с насыщающимся поглотителем;

SESAM (Semiconductor Saturable Absorber Mirror) - зеркало с полупроводниковым насыщающимся поглотителем;

SM (single mode) – одномодовое волокно;

SSFM (Split-Step Fourier Method) – Фурье-метод расщепления по физическим параметрам.

Список публикаций автора по теме диссертации

- А1. Худяков Д.В., Лобач А.С., Алдошин С.М., Надточенко В.А. Генерация ультракоротких импульсов в режиме пассивной синхронизации мод в лазере на неодимовом стекле с насыщающимся поглотителем в виде пленки нанокомпозита на основе полимера карбоксиметил-целлюлозы и одностенных углеродных нанотрубок // Российские Нанотехнологии. – 2008. – Т. 3. – N 7–8. – С. 129–132.
- A2. Khudyakov D.V., Lobach A.S., Nadtochenko V.A. Nonlinear optical absorption of single-wall carbon nanotubes in carboxymethylcellulose thin polymerfilm and its application as a saturable absorber for mode-locking in pulsed Nd:glass laser // Appl. Opt. 2009. V.48. P. 1624–1627.
- А3. Худяков Д.В., Лобач А.С., Образцова Е.Д., Надточенко В.А. Нелинейно-оптическое поглощение пленок нанокомпозитов из полимеров и одностенных углеродных нанотрубок: влияние типа нанотрубок и полимерной матрицы // Химия высоких энергий. 2009. Т. 43. N 4. С. 364–370.
- А4. Д. В. Худяков, А. С. Лобач, В. А. Надточенко, Использование пленочного модулятора с одностенными углеродными нанотрубками для синхронизации мод титан-сапфирового импульсного лазера на длине волны 810 нм // Химия высоких энергий. – 2010. – Т. 44. – N 6. – С. 566–569.
- A5. Khudyakov D.V., Lobach A.S., Nadtochenko V.A. Passive mode locking in a Ti:sapphire laser using a single-walled carbon nanotube saturable absorber at a wavelength of 810 nm // Opt. Lett. 2010. Vol. 35. P. 2675–2677.
- Аб. Вартапетов С.К., Худяков Д.В., Лапшин К.Э., Обидин А.З., Щербаков И.А. Фемтосекундные лазеры для микрохирургии роговицы // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42. – N 3. – С. 262–268.
- А7. Бородкин А. А., Худяков Д. В., Вартапетов С. К. Генерация пикосекундных импульсов в волоконном иттербиевом лазере с нелинейным волоконным зеркалом (эксперимент и математическое моделирование) // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – N 2. – С. 98– 101.
- A8. Khudyakov D.V., Borodkin A.A., Lobach A.S., Ryzhkov A.V., Vartapetov S.K. Saturable absorption of film composites with single-walled carbon nanotubes and graphene // Appl. Opt. – 2013. – Vol.52. – N 2. – P.150–154.

- A9. Bukharin M.A., Khudyakov D.V., Vartapetov S.K. Heat accumulation regime of femtosecond laser writing in fused silica and Nd:phosphate glass // Appl. Phys. A. 2015. Vol. 119. P. 397–403.
- А10. Худяков Д. В., Бородкин А. А., Лобач А. С., Вартапетов С. К., Импульсный волоконный иттербиевый лазер с комбинированным модулятором на основе одностенных углеродных нанотрубок // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – N 9. – С. 813–818.
- A11. Mou C., Arif R., Lobach A.S., Khudyakov D.V., Spitsina N.G., Kazakov V.A., Turitsyn S., Rozhin A. Poor fluorinated graphene sheets carboxymethylcellulose polymer composite mode locker for erbium doped fiber laser // Appl. Phys. Lett. – 2015. – Vol.106. – P. 061106.
- A12. Khudyakov D.V, Borodkin A.A., Lobach A.S., Vartapetov S.K., Hybrid modelocking in pulsed ytterbium fiber laser with carbon nanotube saturable absorber // Applied Physics B. 2015. Vol. 121. P. 19–24.
- А13. Худяков Д.В., Бородкин А.А., Мазин Д.Д., Лобач А.С., Вартапетов С.К., Оптические нелинейные свойства и динамика межзонных переходов многослойных структур MoS₂ при фемтосекундном возбуждении на длине волны 514 нм // Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48. – N 2. – С.124–128.
- A14. Khudyakov D.V, Borodkin A.A., Lobach A.S., Mazin D.D., Vartapetov S.K. Optical nonlinear absorption of a few-layer MoS₂ under green femtosecond excitation // Applied Physics B. – 2019. – Vol. 125. – P. 05.
- А15. Худяков Д.В., Ганин Д.В., Ляшедько А.Д., Бородкин А.А., Лихачев М.Е., Салганский М.Ю., Вартапетов С.К. Использование высоколегированных германосиликатных световодов с малым диаметром сердцевины в стретчерах сверхкоротких лазерных импульсов на длине волны 1.03 мкм // Квантовая электроника. 2019. Т. 49. N 8. С.768–772.
- A16. Khudyakov D.V., Ganin D.V., Lyashedko A.D., Likhachev M.E., Senatorov A.K., Salgansky M.Y., Vartapetov S.K. Application of dispersion-compensating fiber with W-type refractive index profile in stretcher of ultrashort laser pulses at a wavelength of 1.03μm // Journal of the Optical Society of America B. 2019. Vol. 36. P.3066–3069.
- A17. Khudyakov D.V., Lobach A.S., Spitsina N.G., Kazakov V.A., Comparative analysis of nonlinear optical properties of single-layer graphene and few-layer graphene nanosheets // Applied Physics
 B. 2019. Vol. 125. P.224.
- A18. Bukharin M.A., Khudyakov D.V., Vartapetov S.K. Investigation of Refractive Index Profile Induced with Femtosecond Pulses into Neodymium Doped Phosphate Glass for the Purposes of Hybrid Waveguiding Structures Formation // Physics Procedia. – 2015. – Vol.71. – P. 272–276.

- A19. Borodkin A.A., Khudyakov D.V, Lobach A.S., Vartapetov S.K., Investigation of saturable absorbance characteristics of film composites with SWNT and graphene for fiber laser pulse generation // Physics Procedia. – 2015. – Vol. 71. – P.277–281.
- A20. Bukharin M.A., Khudyakov D.V., Vartapetov S.K. Femtosecond writing of depressed cladding waveguides in strongly cumulative regime // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. – 2015. – Vol. 9516. – P. 95161A-1.
- A21. Bukharin M.A., Skryabin N.N., Khudyakov D.V., Vartapetov S.K, Femtosecond writing of near-surface waveguides in lithium niobate for low-loss electro-optical modulators of broadband emission // Proceedings of SPIE The International Society for Optical Engineering. 2016. Vol. 9891. P. 989102-1.
- A22. Bukharin M.A., Lyashedko A.D., Skryabin N.N., Khudyakov D.V., Vartapetov S.K, Improved optical efficiency of bulk laser amplifiers with femtosecond written waveguides, Proceedings of SPIE The International Society for Optical Engineering. 2016. Vol. 9893. P. 98930G-1.
- A23. Borodkin A.A., Khudyakov D.V. Vartapetov S.K. Investigation of hybrid modulator based on nonlinear optical loop mirror and single-walled carbone nanotubes for modelocking in Yb-doped ultrafast fiber laser // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 941. – P. 012001.
- A24. Bukharin M.A., Skryabin N.N., Khudyakov D.V., Vartapetov S.K. Writing of 3D optical integrated circuits with ultrashort laser pulses in the presence of strong spherical aberration // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 747. – P. 012054.
- A25. Borodkin A.A., Khudyakov D.V. Vartapetov S.K. Subnanosecond and picosecond generation regimes of all-PM Yb-doped fiber lasermode-locked by NOLM // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 747. – P. 012053
- A26. Bukharin M.A., Skryabin N.N., Khudyakov D.V., Vartapetov S.K, Dependence of femtosecond writing parameters in waveguide formation process within significantly broad depths range // Optical and Quantum Electronics. – 2017. – Vol. 49. – P.43.

По материалам диссертационной работы поданы заявки на 5 патентов, по которым утверждено право на изобретение:

- Б1. Полностью волоконный лазер со сверхкороткой длительностью импульса: пат 2486647
 Рос. Федерация: МПК51 H01S 3/067(2006.01), G02F 1/01(2006.01), B82B 1/00(2006.01) / Худяков Д.В., Вартапетов С.К.– заявл. 29.12.2011; опубл. 27.06.2013.
- Б2. Волоконный лазер со сверхкороткой длительностью импульса: пат. 2540064 Рос.
 Федерация: МПК51 H01S 3/067(2006.01), H01S 3/117(2006.01) / Худяков Д.В., Вартапетов С.К., Бородкин А.А. заявл. 20.03.2013; опубл. 27.01.2015.

- Б3. Волоконный лазер со сверхкороткой длительностью импульса: пат. 2540484 Рос. Федерация: МПК51 H01S 3/067(2006.01) / Худяков Д.В., Вартапетов С.К., Бородкин А.А.– заявл. 08.07.2013; опубл. 20.01.2015.
- Б4. Модуль насыщающегося поглотителя на основе полимерного композита с одностенными углеродными нанотрубками: пат. 2485562 Рос. Федерация: МПК51 G02F 1/01(2006.01), H01S 3/067(2006.01), B82B 1/00(2006.01) / Худяков Д.В., Вартапетов С.К., Бородкин А.А. заявл. 29.12.2011; опубл. 20.06.2013.
- Б5. Способ формирования оболочки волноводной структуры в прозрачном объемном материале и оболочка волноводной структуры : пат. 2578747 Рос. Федерация: МПК51 G02B 6/10(2006.01) / Бухарин М.А., Худяков Д.В. – заявл. 24.12.2014; опубл. 27.03.2016.

Список литературы

- Hermansson B., Yevick D., Danielsen P. Propagating beam analysis of multimode waveguide tapers // IEEE J. Quantum Electron. – 1983. – Vol. 19. – P. 1246–1251.
- Marcuse D. Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers // J. Opt. Soc. Am. – 1978. – Vol. 68. – P. 103–109.
- Kaminow I.P. Polarization in optical fibers // IEEE J. Quantum Electron. 1981. Vol. 17. P. 15–27.
- 4. Marvin J. Weber. Handbook of laser wavelengths. New York: CRC Press. 1998. 784 p.
- Pask H.M., Arman R.J, Hanna D.C, Tropper A.C., Mackechnie C. J., Barber P.R., Dawes J.M. Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1–1.2 μm region // IEEE J. Selected Top. in Quantum Electron. – 1995. – Vol. 1. – P. 2–13.
- Newell T.C., Peterson P., Gavrielides A., Sharma M.P. Temperature effect on the emission properties of the Yb-doped optical fibers // Optics Communications. – 2007. – Vol. 273. – P. 256–259.
- 7. Boyd R.W., Nonlinear Optics. Rochester, New York: Academic press. 2008. 640 p.
- Mourou G. The ultra high-peak-power laser: present and future // Appl. Phys. B. 1997. Vol. 65. P. 205–211.
- 9. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир. 1996. 323 с.
- 10. Kaertner F.X. Ultrafast Optics. Hamburg: Spring Term. 2005. 385 p.
- 11. Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics. Burlington, MA: Academic press. 2007. 648 p.
- Rulliere C. Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. – 1998. – 310 p.
- Shapiro S.L. Ultrashort Light Pulses: Picosecond Techniques and Applications. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. – 1977. – 392 p.
- Kaiser W. Ultrashort Laser Pulses and Applications. Topics in Applied Physics. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. – 1988. – 424 p.
- Li T. Optical Fiber Communications: Fiber Fabrication // Academic Press. 1985. Vol. 1. 376
 p.
- Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов.
 М.: Наука. 1988. 312 с.
- 17. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука. 1989. 560 с.

- Hardin R.H., Tappert F.D. Applications of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations // SIAM Rev. Chronicle. 1973. Vol. 15. P. 423.
- Fisher R.A., Bischel W.K. The role of linear dispersion in plane wave self phase modulation
 // Appl. Phys. Lett. 1973. Vol. 23. P. 661–663.
- Cooley J.W., Tukey J.W. An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series // Math. Comput. – 1965. – Vol. 19. – P. 297–301.
- Haus H.A. Mode-Locking of Lasers // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electronics. -2000. Vol. 6.
 P. 1173-1185.
- 22. Ippen E.P. Principles of passive mode locking // Appl. Phys. B. 1994. Vol. 58. P. 159-170.
- 23. Von der Linde D. Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers // Appl. Phys. B. 1986. Vol. 39. P. 201–217.
- Kaertner F.X., Jung I.D., Keller U. Soliton modelocking with saturable absorbers // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 1996. – Vol. 2. – P. 540–556.
- 25. Haus H. Theory of mode locking with a fast saturable absorber // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. P. 3049–3058.
- Chen C.-J., Wai P. K.A., Menyuk C.R. Self-starting of passively mode-locked lasers with fast saturable absorbers // Opt. Lett. – 1995. – Vol. 20. – P. 350–352.
- Kaertner F. X., Keller U. Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber // Opt. Lett. – 1995. – Vol. 20. – P. 16–18.
- 28. Kolokolnikova T., Nizettea M., Erneuxa T., Jolyb N., Bielawski S. The Q-switching instability in passively mode-locked lasers // Physica D. 2006. Vol. 219. P. 13–21.
- 29. van Tartwijk G.H.M., Agrawal G.P. Laser instabilities: a modern perspective // Progress in Quantum Electronics. 1998. Vol. 22. P. 43–122.
- 30. Honninger C., Paschotta R., Morier-Genoud F., Moser M., Keller U. Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. Vol. 16. P. 46–56.
- 31. Okhotnikov O., Grudinin A., Pessa M. Ultra-fast fiber laser systems based on SESAM technology: new horizons and applications // New Journal of Physics. 2004. Vol. 6. P. 177.
- Tsuda S., Knox W.H., de Souza E.A., Jan W.Y., Cunningham J.E. Mode-Locking Ultrafast Solid-State Lasers with Saturable-Bragg Reflectors // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electronics. – 1996. –Vol. 2. – P. 454–464.
- Goebel E.O. Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors // Advances in Solid State Physics. 1990. – Vol. 30. – P. 269–294.

- Shah J. Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures // Series in Solid-State Sciencies. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. – 1996. – Vol. 115. – 522 p.
- Maas D. J. H. C., Rudin B., Bellancourt A.-R., Iwaniuk D., Marchese S.V., Sudmeyer T., Keller U. High precision optical characterization of semiconductor saturable absorber mirrors // Opt. Express. 2008. Vol. 16. P. 7571–7579.
- Moenster M., Griebner U., Richter W., Steinmeyer G. Resonant Saturable Absorber Mirrors for Dispersion Control in Ultrafast Lasers // IEEE J. Quantum Electron. – 2007. – Vol. 43. – P. 174– 181.
- 37. Fong K.H., Kikuchi K., Goh C.S., Set S.Y., Grange R., Haiml M., Schlatter A., Keller U. Solidstate Er:Yb:glass laser mode-locked by using single-wall carbon nanotube thin film // Opt. Lett. - 2007. - Vol. 32. - P. 38-40.
- Chen Y.C., Raravikar N.R., Schadler L.S., Ajayan P. M., Zhao Y.-P., Lu T.-M., Wang G.-C., Zhang X.-C. Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55 μm // Appl. Phys. Lett. – 2002. – Vol. 81. – P. 975–977.
- Set S. Y., Yaguchi H., Tanaka Y., Jablonski M., Sakakibara Y., Rozhin A., Tokumoto M., Kataura H., Achiba Y., Kikuchi K. Mode-locked fiber lasers based on a saturable absorber incorporating carbon nanotubes // Optical Fiber Communication Conference, Optical Society of America. – 2003. – Vol. PD5. – P. PD44.
- Yamashita S., Inoue Y., Maruyama S., Murakami Y., Yaguchi H., Jablonski M., Set S.Y. Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers // Opt. Lett. 2004. Vol. 29. P. 1581–1583.
- Schmidt A., Rivier S., Steinmeyer G., Yim J.H., Cho W.B., Lee S., Rotermund F., Pujol M.C., Mateos X., Aguilo M., Diaz F., Petrov V., Griebner U. Passive mode locking of Yb:KLuW using a single-walled carbon nanotube saturable absorber // Opt. Lett. – 2008. – Vol. 33. – P. 729–731.
- Cho W.B., Yim J.H., Choi S.Y., Lee S., Griebner U., Petrov V., Rotermund F. Mode-locked self-starting Cr:forsterite laser using a single-walled carbon nanotube saturable absorber // Opt. Lett. 2008. Vol. 33. P. 2449–2451.
- Schibli T.R., Minoshima K., Kataura H., Itoga E., Minami N., Kazaoui S., Miyashita K. Ultrashort pulse-generation by saturable absorber mirrors based on polymer-embedded carbon nanotubes // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13. – P. 8025–8031.
- 44. Khudyakov D.V., Lobach A.S., Nadtochenko V.A. Nonlinear optical absorption of single-wall carbon nanotubes in carboxymethylcellulose thin polymer film and its application as a saturable

absorber for mode-locking in pulsed Nd:glass laser // Appl. Opt. - 2009. - Vol. 48. - P. 1624-1627.

- 45. Yamashita S., Inoue Y., Maruyama S., Murakami Y., Yaguchi H., Jablonski M., Set S.Y. Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29. – P. 1581–1583.
- 46. Nakazawa M., Nakahara S., Hirooka T., Yoshida M. Polymer saturable absorber materials in the 1.5 μm band using poly-methyl-methacrylate and polystyrene with single-wall carbon nanotubes and their application to a femtosecond laser // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31. – P. 915–917.
- Rozhin A.G., Sakakibara Y., Namiki S. Tokumoto M., Kataura H. Sub-200-fs pulsed erbiumdoped fiber laser using a carbon nanotube-polyvinylalcohol mode locker // Appl. Phys. Lett. – 2006. – Vol.88. – P.051118.
- Sakakibara Y., Rozhin A.G., Kataura H., Achiba Y., Tokumoto M. Carbon nanotubepoly(vinylalcohol) nanocomposite film devices: applications for femtosecond fiber laser mode lockers and optical amplifier noise suppressors // Jpn. J. Appl.Phys. – 2005. – Vol. 44. – P. 1621–1625.
- Kelleher E.J.R., Travers J.C., Sun Z., Rozhin A.G., Ferrari A.C., Popov S.V., Taylor J.R. Nanosecond-pulse fiber lasers mode-locked with nanotubes // Appl. Phys. Lett. – 2009. – Vol. 95. – P. 111108.
- Wang J., Chen Y., Blau W.J. Carbon nanotubes and nanotube composites for nonlinear optical devices // J. Mater. Chem. – 2009. – Vol. 19. – P. 7425–7443.
- 51. Ильичев Н.Н., Образцова Е.Д., Пашинин П.П., Конов В.И., Гарнов С.В. Самосинхронизация мод с помощью пассивного затвора на основе одностенных углеродных нанотрубок в лазере на кристалле LIF : F₂⁻// Квантовая электроника. – 2004. – Т.34. – С. 785–786.
- 52. Garnov S.V., Solokhin S.A., Obraztsova E.D., Lobach A.S., Obraztsov P.A., Chernov A.I., Bukin V.V., Sirotkin A.A., Zagumennyi Y.D., Zavartsev Y.D., Kutovoi S.A., Shcherbakov I.A. Passive mode-locking with carbon nanotube saturable absorber in Nd:GdVO₄ and Nd:Y_{0.9}Gd_{0.1}VO₄ lasers operating at 1.34 μm // Laser Phys. Lett. – 2007. – Vol.4. – P. 648–651.
- Chernysheva M.A., Krylov A.A., Kryukov P.G., Arutyunyan N.R., Pozharov A.S., Obraztsova E.D., Dianov E.M. Thulium-doped mode-locked all-fiber laser based on NALM and carbon nanotube saturable absorber // Opt. Express. 2012. Vol. 20. P. B124–B130.
- 54. Saito R., Fujita M., Dresselhaus G. и др. Electronic structure of graphene tubules based on C60 // Phys. Rev. B. –1992. – Vol. 46. – P.1804–1811.

- 55. Journet C., Bernier P. Production of carbon nanotubes // Appl. Phys. A. 1998. Vol. 67. P. 1–9.
- Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Avouris P. Carbon nanotubes: Synthesis, Structure, Properties and Applications, Berlin, Springer-Verlag. – 2001. – 447 p.
- Arnold M.S., Green A.A., Hulvat J.F., Stupp S.I., Hersam M.C. Sorting carbon nanotubes by electronic structure using density differentiation // Nat. Nanotechnol. 2006. Vol. 1. P. 60–65.
- 58. Kataura H., Kamazawa Y., Maniwa Y., Umezu I., Suzuki S., Ohtsuka Y., Achiba Y. Optical Properties of Single-Wall Carbon Nanotubes // Synth. Met. 1999. Vol. 103. P. 2555–2558.
- Nikolaev P., Bronikowski M., Bradley R., Rohmund F., Colbert D., Smith K., Smalley R. Gasphase catalytic growth of single-walled carbon nanotubes from carbon monoxide," Chem. Phys. Lett. – 1999. – Vol. 313. – P. 91–97.
- Kitiyanan B., Alvarez W.E., Harwell J.H., Resasco D.E. Controlled production of single-wall carbon nanotubes by catalytic decomposition of CO on bimetallic Co-Mo catalysts, // Chem. Phys. Lett. – 2000. – Vol. 317. – P. 497–503.
- Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D., Katsnelson M.I., Grigorieva I.V., Dubonos S.V., Firsov A.A., Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene, Nature. 2005.
 Vol. 438. P. 197–200.
- Bao Q., Zhang H., Wang Y., Ni Z., Yan Y., Shen Z.X., Loh K.P., Tang D.Y. Atomic-Layer Graphene as a Saturable Absorber for Ultrafast Pulsed Lasers // Adv. Funct. Mater. – 2009. – Vol. 19. P. 3077–3083.
- Katsnelson M.I. Graphene: Carbon in Two Dimensions // New York: Cambridge University Press. – 2012. – 366 p.
- Sun Z., Hasan T., Torrisi F., Popa D., Privitera G., Wang F., Bonaccorso F., Basko D.M., Ferrari A.C. Graphene Mode-Locked Ultrafast Laser // American Chemical Society. – 2010. – Vol. 4. – P. 803–810.
- Huang P.L., Lin S.C., Yeh C.Y., Kuo H.H., Huang S.H., Lin G.R., Li L.J., Su C.Y., Cheng W.H. Stable mode-locked fiber laser based on CVD fabricated graphene saturable absorber // Opt. Express. – 2012. – Vol. 20. – P. 2460–2465.
- Yee K.-J., Kim J.-H., Jung M.H., Hong B.H., Kong K.-J. Ultrafast modulation of optical transitions in monolayer and multilayer grapheme // Carbon. 2011. Vol. 49. P. 4781–4785.
- Sun Z., Hasan T., Torrisi F., Popa D., Privitera G., Wang F., Bonaccorso F., Basko D.M., Ferrari A.C. Graphene Mode-Locked Ultrafast Laser. ACS Nano. – 2010. – Vol. 4. – P. 803–810.

- Popa D., Sun Z., Hasan T., Torrisi F., Wang F., Ferrari A.C. Graphene Q-switched, tunable fiber laser // Appl. Phys. Lett. – 2011. – Vol. 98. – P. 073106.
- 69. Song Y.-W., Jang S.-Y., Han W.-S., Bae M.-K. Graphene mode-lockers for fiber lasers functioned with evanescent field interaction. Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96. P. 051122.
- 70. Okhrimchuk A.G., Obraztsov P.A. 11-GHz waveguide Nd:YAG laser CW mode-locked with single-layer grapheme // Sci. Rep. 2015. Vol. 5. P. 11172.
- Sotor J., Pawliszewska M., Sobon G., Kaczmarek P., Przewolka A., Pasternak I., Cajzl J., Peterka P., Honzatko P., Kasik I., Strupinski W., Abramski K. All-fiber Ho-doped mode-locked oscillator based on a graphene saturable absorber // Opt. Lett. – 2016. – Vol. 41. – P. 2592–2595.
- 72. Ahmad H., Samion M.Z., Sharbirin A.S., Norizan S.F., Aidit S.N., Ismail M.F. Graphene-PVA saturable absorber for generation of a wavelength-tunable passively Q-switched thulium-doped fiber laser in 2.0 μm // Laser Phys. 2018. Vol. 28. P. 055105.
- 73. Kasim N., Latiff A.A., M.Rusdi M.F., Hisham M.B., Harun S.W., Razak N.F. Short-pulsed Q-switched Thulium doped fiber laser with graphene oxide as a saturable absorber // Optik. 2018.
 Vol. 168. P. 462–466.
- 74. George P.A., Strait J., Dawlaty J., Shivaraman S., Chandrashekhar M., Rana F., Spencer M.G. Ultrafast Optical-Pump Terahertz-Probe Spectroscopy of the Carrier Relaxation and Recombination Dynamics in Epitaxial Graphene // Nano Lett. 2008. Vol. 8. P. 4248–4251.
- 75. Kampfrath T., Perfetti L., Schapper F., Frischkorn C., Wolf M. Strongly Coupled Optical Phonons in the Ultrafast Dynamics of the Electronic Energy and Current Relaxation in Graphite // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95. – P. 187403.
- Dawlaty J.M., Shivaramam S.S., Chandashekhar M. Measurement of ultrafast carrier dynamics in epitaxial graphene // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 92. – P. 042116.
- Marini A., Cox J.D., Garcıa de Abajo F. J. Theory of graphene saturable absorption // Phys. Rev.
 B. 2017. -Vol. 95. P. 125408.
- Xing G., Guo H., Zhang X., Sum T. C., Huan C.H.A. The Physics of ultrafast saturable absorption in graphene // Opt. Express. – 2010. – Vol. 18. – P. 4564–4573.
- 79. Ferrari A.C., Meyer J.C., Scardaci V., Casiraghi C., Lazzeri M., Mauri F., Piscanec S., Jiang D., Novoselov K.S., Roth S., Geim A.K. Raman Spectrum of Graphene and Graphene Layers // Physical Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – P. 187401.
- 80. Hao Y., Wang Y., Wang L., Ni Z., Wang Z., Wang R., Koo C.K., Shen Z., Thong J.T.L. Probing layer number and stacking order of few-layer graphene by Raman spectroscopy // Small. 2010.
 Vol. 6. P. 195–200.

- Jariwala D., Sangwan V.K., Lauhon L.J., Marks T.J., Hersam M.C. Emerging Device Applications for Semiconducting Two-Dimensional Transition Metal Dichalcogenides // ACS Nano. – 2014. – Vol. 8. – P. 1102–1120.
- Guoyu H., Song Y., Li K., Dou Z.Y., Tian J., Zhang X. Mode-locked ytterbium-doped fiber laser based on tungsten disulphide // Laser Physics Letters. – 2015. – Vol. 12. – P. 125102.
- Wang J., Chen H., Jiang Z., Yin J., Wang J., Zhang M., He T., Li J., Yan P., Ruan S. Modelocked thulium-doped fiber laser with chemical vapor deposited molybdenum ditelluride // Opt. Lett. – 2018. – Vol. 43. – P. 1998–2001.
- Zhang M., Howe R., Woodward R., Kelleher E.J.R., Torrisi F., Hu G., Popov S.V., Taylor J.R., Hasan T. Solution processed MoS₂-PVA composite for sub-bandgap mode-locking of a wideband tunable ultrafast Er:fiber laser // Nano Research. – 2015. – Vol. 8. – P. 1522–1534.
- Ouyang Q.Y., Yu H.L., Zhang K., Chen Y. Saturable absorption and the changeover from saturable absorption to reverse saturable absorption of MoS₂ nanoflake array films // J. Mater. Chem. C. – 2014. – Vol. 2. – P. 6319–6325.
- Xia H., Li H., Lan C., Li C., Zhang X., Zhang S. Ultrafast erbium-doped fiber laser mode-locked by a CVD-grown molybdenum disulfide (MoS₂) saturable absorber //Optics Express. –2014. – Vol. 22. – P. 17341–17348.
- Wang R., Ruzicka B.A., Kumar N., Bellus M.Z., Chiu H.-Y., Zhao H. Ultrafast and spatially resolved studies of charge carriers in atomically thin molybdenum disulfide // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86. P. 045406.
- Cheng C., Liu H., Shang Z. Nie W., Tan Y., del Rosal Rabes B., Vázquez de Aldana J.R., Jaque D., Chen F.. Femtosecond laser written waveguides with MoS₂ as saturable absorber for passively Q-switched lasing // Optical Materials Express. 2016. Vol. 6. P. 367–373.
- Liu H., Luo A., Wang F., Tang R., Liu M., Luo Z.-C., Xu W.-C., Zhao C.-J., Zhang H. Femtosecond pulse erbium-doped fiber laser by a few-layer MoS₂ saturable absorber // Optics Letters. – 2014. – Vol. 39. – P. 4591–4594.
- Li Y., Dong N., Zhang S., Zhang X., Feng Y., Wang K., Zhang L., Wang J. Giant two-photon absorption in monolayer MoS₂// Laser & Photonics Rev. – 2015. – Vol. 9. – P. 427–434.
- Kuc A., Zibouche N., Heine T. Influence of quantum confinement on the electronic structure of the transition metal sulfide TS₂ // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 83. – P. 245213.
- 92. Aleithan S.H., Livshits M.Y., Khadka S., Rack J.J., Kordesch M.E., Stinaff E. Broadband femtosecond transient absorption spectroscopy for a CVD MoS₂ monolayer // Phys. Rev. B. 2016. Vol. 94. P. 035445.

- 93. Klots A.R., Newaz A.K.M., Wang B., Prasai D., Krzyzanowska H., Lin J., Caudel D., Ghimire N.J., Yan J., Ivanov B.L., Velizhanin K.A., Burger A., Mandrus D.G., Tolk N.H., Pantelides S.T., Bolotin K.I. Probing excitonic states in suspended two-dimensional semiconductors by photocurrent spectroscopy // Sci. Rep. 2014. –Vol. 4. P. 6608.
- 94. Yu Y., Li C., Liu Y., Su L., Zhang Y., Cao L. Controlled scalable synthesis of uniform, highquality monolayer and few-layer MoS₂ films // Sci. Rep. – 2013. – Vol. 3. – P. 1866.
- 95. Lee Y., Lee J., Bark H., Oh I.-K., Ryu G.H., Lee Z., Kim H., Cho J.H., Ahn J.-H., Lee C. Synthesis of wafer-scale uniform molybdenum disulfide films with control over the layer number using a gas phase sulfur precursor // Nanoscale. 2014. Vol. 6(5). P. 2821–2826.
- Yin X., Ye Z., Chenet D.A., Ye Y., O'Brien K., Hone J. C., Zhang X. Edge Nonlinear Optics on a MoS₂ Atomic Monolayer // Science. – 2014. – Vol. 344. – P. 488–490.
- Malard L.M., Alencar T.V., Barboza A.P.M., Mak K.F., de Paula A.M. Observation of intense second harmonic generation from MoS₂ atomic crystals // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 87. P. 201401.
- 98. Wang R., Chien H. C., Kumar J., Kumar N., Chiu H. Y., Zhao H. Third-Harmonic Generation in Ultrathin Films of MoS₂ // ACS Appl. Mater. Inter. – 2014. – Vol. 6. – P. 314–318.
- Wang J., Chen Y., Blau W.J. Carbon nanotubes and nanotube composites for nonlinear optical devices // J. Mater. Chem. – 2009. – Vol. 19. – P. 7425–7443.
- 100. Choi S.Y., Rotermund F., Jung H., Oh K., Yeom D. Femtosecond mode-locked fiber laser employing a hollow optical fiber filled with carbon nanotube dispersion as saturable absorber // Opt. Express. – 2009. – Vol. 17. – N 24. – P. 21788–21793.
- 101. Song Y.W., Jang S.Y., Han W.S., Bae M.K. Graphene mode-lockers for fiber lasers functioned with evanescent field interaction // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 96. – P. 051122.
- 102. Song Y.W., Yamashita S., Goh C.S., Set S.Y. Carbon nanotube mode lockers with enhanced nonlinearity via evanescent field interaction in D-shaped fibers // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – N 2. P. 148–150.
- 103. Mollenauer L.F., Stolen R.H., Gordon J.P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers // Phys. Rev. Lett. – 1980. – Vol. 45. – P. 1095–1098.
- Mollenauer L.F., Gordon J.P., Islam M.N. Soliton propagation in long fibers with periodically compensated loss // IEEE J. Quantum Electron. – 1986. – Vol. 22. – P. 157–173.
- 105. Pandit N., Noske D.U., Kelly S.M.J., Taylor J.R. Characteristic sideband instability of periodical amplified average soliton // Electron. Lett. – 1992. – Vol. 28. – P. 806–807.

- 106. Tamura K., Doerr C.R., Nelson L.E., Haus H.A., Ippen E.P. Technique for obtaining highenergy ultrashort pulses from an additive-pulse mode-locked erbium-doped fiber ring laser // Optics letters. – 1994. – Vol. 19. – P. 46–48.
- 107. Haus H.S., Tamura K., Nelson L.E., Ippen E.P. Stretched-Pulse additive pulse mode-locking in fiber ring lasers: theory and experiment // IEEE J.Quantum Electron. – 1995. – Vol. 31. – N 3. – P. 591–598.
- 108. Tamura K., Nelson L.E., Haus H.A., Ippen E.P. Soliton versus nonsoliton operation of fiber ring lasers // Appl. Phys. Lett. – 1994. – Vol. 64. – P. 149–151.
- 109. Ilday, F. O. Ilday, Buckley, J. R., Clark, W. G., Wise, F. W., Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser, Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 213902–213905.
- 110. Fermann M.E., Kruglov V. I., Thomsen B.C., Dudley J.M., Harvey, J. D. Selfsimilar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84. – P. 6010–6013.
- Renninger W.H., Chong A., Wise F.W. Self-similar pulse evolution in an all-normal-dispersion laser // Phys. Rev. A. – 2010. – Vol. 82. – P. 021805.
- Kruglov V.I., Peacock A.C., Harvey J.D. Self-similar propagation of parabolic pulses in normaldispersion fiber amplifiers // J. Opt. Soc. Am. B. – 2002. – Vol. 19. – P. 461-469.
- 113. Renninger W.H., Chong A., Wise F.W. Pulse Shaping and Evolution in Normal-Dispersion Mode-Locked Fiber Lasers // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2012.
 – Vol. 18. – P. 389–398.
- 114. Kalashnikov V.L. Chirped dissipative solitons of the complex cubic-quintic nonlinear Ginzburg-Landau equation // Phys. Rev. E. – 2009. – Vol. 80. – P. 046606.
- 115. Kalashnikov V.L., Podivilov E., Chernykh A., Apolonski A. Chirped-pulse oscillators: theory and experiment // Appl. Phys. B: Lasers Opt. 2006. Vol. 83. P. 503–510.
- 116. Soto-Crespo J.M., Akhmediev N.N., Afanasjev V.V., Wabnitz S. Pulse solutions of the cubicquintic complex Ginzburg-Landau equation in the case of normal dispersion // Phys. Rev. E. – 1997. – Vol. 55. – P. 4783–4796.
- 117. Chong A., Renninger W.H., Wise F.W. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20nJ // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – P. 2408–2410.
- Bucley J.R., Wise F.W., Ilday F.O., Sosnowski T. Femtosecond fiber lasers with pulse energies above 10 nJ // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30. – P. 1888–1890.
- Shah L., Fermann M. High-Power Ultrashort-Pulse Fiber Amplifiers // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2007. – Vol. 22. – P. 552–558.

- 120. Fernández A., Jespersen K., Zhu L., Grüner-Nielsen L., Baltuška A., Galvanauskas A., Verhoef A.J. High-fidelity, 160 fs, 5 μJ pulses from an integrated Yb-fiber laser system with a fiber stretcher matching a simple grating compressor // Opt. Lett. 2012. Vol. 37. P. 927–929.
- 121. Sumimura K., Yoshida H., Fujita H., Nakatsuka M. Femtosecond Mode-Locked Yb Fiber Laser for Single-Mode Fiber Chirped Pulse Amplification System // Laser Physics. –2007. – Vol. 17. – P. 339–344.
- 122. Limpert J., Schreiber T., Nolte S., Zellmer H., Tünnermann A. All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber // Opt. Express. – 2003. – Vol. 11. – P. 3332–3337.
- 123. Glebov L., Smirnov V., Rotari E., Cohanoschi I., Glebova L., Smolski O., Lumeau J., Lantigua C., Glebov A. Volume-chirped Bragg gratings: monolithic components for stretching and compression of ultrashort laser pulses // Optical Engineering. 2014. Vol. 53. P. 051514.
- 124. Martinez O.E. 3000 Times Grating Compressor with Positive Group Velocity Dispersion: Application to Fiber Compensation in 1.3-1.6 μm Region // IEEE J. Quantum Electron. – 1987. – Vol. QE-23. – P. 59–64.
- 125. Treacy E.B. Compression of picosecond light pulses // Phys. Lett. A. 1968. Vol. 28. P. 34-35.
- 126. Treacy E.B. Optical pulse compression with diffraction gratings // IEEE J. Quantum Electr. 1969. – Vol. 5. – N 9. – P. 454–458.
- 127. Debois J., Gires F., Tournois P. A new approach to picosecond laser pulse analysis shaping and coding // IEEE J. Quantum Electron. – 1973. – Vol. 9. – P. 213–218.
- 128. Davis K.M., Miura K., Sugimoto N., Hirao K. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser // Opt. Lett. – 1996. – Vol. 21. – N 21. – P. 1729–1731.
- 129. Yamada K. Watanabe W., Toma T., Itoh K., Nishii J. In situ observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glasses by femtosecond laser pulses // Opt. Lett. - 2001. - Vol. 26. - N 1. - P. 19-21.
- Homoelle D., Wielandy S., Gaeta A.L., Borrelli N. F., Smith C. Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses. // Opt. Lett. – 1999. – Vol. 24. – N 18. – P. 1311– 1313.
- 131. Miura K. Qiu J., Inouye H., Mitsuyu T. Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71. N 23. P. 3329–3331.
- 132. Kamata M., Obara M. Control of the refractive index change in fused silica glasses induced by a loosely focused femtosecond laser // Appl. Phys. A. – 2004. – Vol. 78. – N 1. – P. 85–88.

- 133. Taccheo S. Valle G.D., Osellame R., Cerullo G., Chiodo N., Laporta P., Svelto O., Killi A., Morgner U., Lederer M., Kopf D. Er:Yb-doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29. – N 22. – P. 2626–2628.
- 134. Ams M., Dekker P., Marshall G.D., Withford M.J. Ultrafast laser-written dual-wavelength waveguide laser // Optics Letters. 2012. Vol. 37. N 6. P. 993–995.
- 135. Osellame R. Lobino M., Chiodo N., Marangoni M., Cerullo G., Ramponi R. Femtosecond laser writing of waveguides in periodically poled lithium niobate preserving the nonlinear coefficient // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 90. – N 24. – P. 241107.
- Chen F., de Aldana J.R.V. Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining // Laser Photonics Rev. – 2014. – Vol. 8. – N 2. – P. 251– 275.
- 137. Choudhury D., Macdonald J.R., Kar A.K. Ultrafast laser inscription: perspectives on future integrated applications // Laser Photon. Rev. – 2014. – Vol. 8. – N 6. – P. 827–846.
- 138. Eaton S.M. Zhang H., Mi Li Ng, Li J., Chen W.-J., Ho S., Herman P.R. Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides: article // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – N 13. – P. 9443–9458.
- 139. Zhang H., Eaton S.M., Li J., Herman P.R. Heat accumulation during high repetition rate ultrafast laser interaction: Waveguide writing in borosilicate glass // Journal of Physics: Conference Series, Eighth International Conference on Laser Ablation. – 2007. – Vol. 59. – P. 682–686.
- 140. Burghoff J., Grebing C., Nolte S., Tünnermann A. Efficient frequency doubling in femtosecond laser-written waveguides in lithium niobate // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. P. 081108.
- 141. Li S.L., Ye Y.K., Wang M.W. Femtosecond laser written channel optical waveguide in Nd:YAG crystal // Opt. Laser Technol. 2014. Vol. 58. P. 89–93.
- 142. Gross S., Withford M.J., Fuerbach A. Direct femtosecond laser written waveguides in bulk Ti3+:Sapphire // Proc. SPIE, Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications X. – 2010. – Vol. 7589. – P. 75890U.
- 143. Ehrt D., Kittel T., Will M., Nolte S., Tünnermann A. Femtosecond-laser-writing in various glasses // J. Non. Cryst. Solids. – 2004. – Vol. 345–346. – P. 332–337.
- 144. Kroesen S., Patel U., Horn W., Imbrock J., Denz C. Electro-optical tuning of waveguide embedded Bragg gratings in lithium niobate induced by direct femtosecond laser writing // Conference on Lasers & Electro-Optics Europe & International Quantum Electronics Conference CLEO Europe/IQEC. 2013.

- 145. Okhrimchuk A.G. Shestakov A.V., Khrushchev I., Mitchell J. Depressed cladding, buried waveguide laser formed in a YAG:Nd³⁺ crystal by femtosecond laser writing // Opt. Lett. 2005.
 Vol. 30. N 17. P. 2248–2250.
- 146. Dubov M., Boscolo S., Webb D.J. Microstructured waveguides in z-cut LiNbO_3 by highrepetition rate direct femtosecond laser inscription // Opt. Mater. Express. – 2014. – Vol. 4. – N 8. P. 1708–1716.
- 147. Butt M.A., Nguyen H.-D., Ródenas A., Romero C., Moreno P, Vazquez de Aldana J.R., Aguilo M., Sole R.M., Pujol M.C., Díaz F. Low-repetition rate femtosecond laser writing of optical waveguides in KTP crystals: analysis of anisotropic refractive index changes // Opt. Express. 2015. Vol. 23. N 12. P. 15343–15355.
- Rethfeld B. Unified model for the free-electron avalanche in laser-irradiated dielectrics // Phys. Rev. Lett. - 2004. -Vol. 92. - P. 187401.
- 149. Du D., Liu X., Korn G., Squier J., Mourou G. Laser-induced breakdown from 7 ns to 150 fs by impact ionization in Si02 with pulse widths // Appl. Phys. Lett. – 2001. – Vol. 64. – N 23. – P. 3071–3073.
- 150. Jia T.Q. Mechanisms in fs-laser ablation in fused silica// J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95. N 9. P. 5166–5171.
- 151. Schaffer C.B., Garcia J.F., Mazur E. Bulk heating of transparent materials using a high-repetition-rate femtosecond laser // Appl. Phys. A Mater. Sci. Process. 2003. Vol. 76. N 3. P. 351–354.
- 152. Schaffer C.B. Brodeur A., García J.F., Mazur E. Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy // Opt. Lett. – 2001. – Vol. 26. – N 2. – P. 93– 95.
- 153. Haken U., Humbach O., Ortner S., Fabian H. Refractive index of silica glass: influence of fictive temperature // J. Non. Cryst. Solids. – 2000. – Vol. 265. – N 1. – P. 9–18.
- 154. Geissberger A.E., Galeener F.L. Raman studies of vitreous SiO₂ versus fictive temperature // Phys. Rev. B. – 1983. – Vol. 28. – N 6. – P. 3266–3271.
- Streltsov A.M., Borrelli N.F. Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses // J. Opt. Soc. Am. B. – 2002. – Vol. 19. – N 10. – P. 2496–2504.
- 156. Chan J.W. Huser T., Risbud S., Krol D.M. Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses. // Opt. Lett. – 2001. – Vol. 26. – N 21. – P. 1726–1728.
- 157. Glezer E.N., Mazur E. Ultrafast-laser driven micro-explosions in transparent materials: article //
 Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71. N 7. P. 882–884.

- 158. Ashkenasi D., Müller G., Rosenfeld A., Stoian R., Hertel I.V., Bulgakova N.M., Campbell E.E.B..Fundamentals and advantages of ultrafast micro-structuring of transparent materials: article // Appl. Phys. A Mater. Sci. Process. 2003. Vol. 77. N 2. P. 223–228.
- 159. Schaffer C.B., Brodeur A., Nishimura N., Mazur E. Laser-induced microexplosions in transparent materials: microstructuring with nanojoules // Proc. SPIE 3616, Commercial and Biomedical Applications of Ultrafast Lasers. – 1999. – Vol. 3616.
- Homoelle D., Wielandy S., Gaeta A.L., Borrelli N. F., Smith C. Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses. // Opt. Lett. – 1999. – Vol. 24. – N 18. – P. 1311– 1313.
- 161. Schaffer C.B., Jamison A.O., Mazur E. Morphology of femtosecond laser-induced structural changes in bulk transparent materials: article // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 84. – N 9. – P. 1441–1443.
- 162. Hashimoto T., Juodkazis S., Misawa H. Void recording in silica: article // Appl. Phys. A Mater. Sci. Process. – 2006. – Vol. 83. – N 2. – P. 337–340.
- 163. Davis K.M., Miura K., Sugimoto N., Hirao K. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser // Opt. Lett. – 1996. – Vol. 21. – N 21. – P. 1729–1731.
- 164. Sen S., Dickinson J.E. Ab initio molecular dynamics simulation of femtosecond laser-induced structural modification in vitreous silica: article // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 68. – N 21. – P. 214204.
- 165. Will M., Nolte S., Chichkov B.N., Tünnermann A. Optical properties of waveguides fabricated in fused silica by femtosecond laser pulses // Appl. Opt. – 2002. – Vol. 41. – N 21. – P. 4360– 4364.
- 166. Saliminia A., Vallee R., Chin S.L. Waveguide writing in silica glass with femtosecond pulses from an optical parametric amplifier at 1.5 μm: article // Opt. Commun. 2005. Vol. 256. N
 4. P. 422–427.
- 167. Kiyama S., Matsuo S., Hashimoto S., Morihira Y. Examination of etching agent and etching mechanism on femotosecond laser microfabrication of channels inside vitreous silica substrates // J. Phys. Chem. C. – 2009. – Vol. 113. – N 27. – P. 11560–11566.
- 168. Drevinskas R. Gecevičius M., Beresna M., Bellouard Y., Kazansky P.G. Tailored surface birefringence by femtosecond laser assisted wet etching // Opt. Express. – 2015. – Vol. 23 – N 2. – P. 1428–1437.
- 169. Ulrich R., Rashleigh S. C., Eickhoff W. Bending-induced birefringence in single-mode fibers // Opt. Letters. – 1980. – Vol 5. – P. 273–275.

- 170. Smith A.M. Birefringence induced by bends and twists in single-mode optical fibers // Appl.
 Opt. 1980. Vol. 19. P. 2606-2611.
- 171. Ulrich R., Simon A. Polarization optics of twisted single-mode fibers // Appl. Opt. 1979. –
 Vol. 19. P. 2241–2251.
- 172. Sakai J., Kimura T. Birefringence and polarization characteristics of single-mode optical fibers under elastic deformations // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1981. – Vol. 17. – P. 1041–1051.
- 173. Джеррард А., Берч Д.М. Введение в матричную оптику. М.: Мир. 1978. 341 с.
- 174. Haus H.A., Ippen E.P., Tamura K. Addative-pulse modelocking in fiber lasers // IEEE J. Quant. Eectron. – 1994. – Vol. 30. – P. 200–208.
- 175. Nielsen C.K. Mode Locked Fiber Lasers: Theoretical and Experimental Developments. PhD thesis // Denmark. University of Aarhus. Department of Physics and Astronomy. 2006. 136 p.
- 176. Pask H.M., Arman R.J., Hanna D.C, Tropper A.C., Mackechnie C.J., Barber P.R., Dawes J.M. Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 μm region // IEEE J. Selected Top. in Quantum Electron. – 1995. – Vol. 1. – P. 2–13.
- 177. Hardin R.H., Tappert F.D. Applications of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations // SIAM Rev. Chronicle. – 1973. – Vol. 15. – P. 423.
- 178. Duling I.N., Chen C.-J., Wai P.K.A., Menyuk C.R. Operation of a nonlinear loop mirror in a laser cavity // IEEE J. Quant. Electron. – 1994. – Vol. 30. – P. 194–199.
- 179. Zhao L.M., Tang D.Y., Cheng T.H., Lu C. Nanosecond square pulse generation in fiber lasers with normal dispersion // Opt. Commun. 2007. Vol. 272. P. 431–434.
- 180. Ozgoren K., Oktem B., Yilmaz S., Ilday F., Eken K. 83 W, 3.1 MHz, square-shaped, 1 ns-pulsed all-fiber-integrated laser for micromachining // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19. – P. 17647– 17652.
- 181. Aguergaray C., Broderick G.R., Erkintalo M., Chen S.Y., Kruglov V. Mode-locked femtosecond all-normal all-PM Yb-doped fiber laser using a nonlinear amplifying loop mirror // Opt. Express. - 2012. – Vol. 20. – P. 10545–10551.
- 182. Doran N.J., Wood D. Nonlinear-optical loop mirror // Opt. Lett. 1988. Vol. 13. P. 56-58.
- 183. Liu J., Casavant M.J., Cox M., Walters D.A., Boul P., Lu W., Rimberg A.J., Smith K.A., Colbert D.T., Smalley R.E. Controlled deposition of individual single-walled carbon nanotubes on chemically functionalized templates // Chem. Phys. Lett. 1999. Vol. 303. P. 125–129.

- 184. Terekhov S.V., Obraztsova E.D., Lobach A.S., Konov V.I. Laser heating method for estimation of carbon nanotube purity // Appl. Phys. A. – 2002. – Vol. 74. – P. 393–396.
- 185. Лобач А.С., Спицына Н.Г., Образцова Е.Д., Терехов С. В. Сравнительное изучение различных способов очистки одностенных углеродных нанотрубок // Физика твердого тела. – 2002. – Т. 44. – N 3. С. 457–459.
- 186. Таусенев А.В., Образцова Е.Д., Лобач А.С., Конов В.И., Конященко А.В., Крюков П.Г., Дианов Е.М. Эрбиевый волоконный лазер ультракоротких импульсов с использованием насыщающегося поглотителя на основе одностенных углеродных нанотрубок, синтезированных методом дугового разряда // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – N 9. – С. 847–852.
- 187. Таусенев А.В., Образцова Е.Д., Лобач А.С., Чернов А.И., Конов В.И., Конященко А.В., Крюков П.Г., Дианов Е.М. Самосинхронизация мод в эрбиевых волоконных лазерах с насыщающимися поглотителями в виде полимерных пленок, содержащих синтезированные методом дугового разряда одностенные углеродные нанотрубки // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – N 3. – С. 205–208.
- 188. Landi B.J., Ruf H.J., Evans C.M., Cress C.D., Raffaelle R.P. Purity Assessment of Single-Wall Carbon Nanotubes, Using Optical Absorption Spectroscopy // J. Phys. Chem. B. – 2005. – Vol. 109. – P. 9952–9965.
- 189. Jeong S.H., Kim K. K., Jeong S.J., An K.H., Lee S.H., Lee Y.H. Optical absorption spectroscopy for determining carbon nanotube concentration in solution // Synthetic Metals. – 2007. – Vol. 157. – P. 570–574.
- 190. Sheik-Bahae M., Said A.A., Wei T.H., Hagan D.J., Van Stryland E.W. Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam // IEEE J. Quantum Electron. – 1990. – Vol. 26. – P. 760–769.
- 191. Kuzyk M.G., Dirk C.W., Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Optical Materials. New York: CRC Press. – 1998. – 912 p.
- 192. Clayton L.M., Sikder A.K., Kumar A., Cinke M., Meyyappan M., Gerasimov T.G., Harmon J.P. Transparent Poly(methyl methacrylate)/Single-Walled Carbon Nanotube (PMMA/SWNT) Composite Films with Increased Dielectric Constants // Adv. Funct. Mater. – 2005. – Vol. 15. – N 1. – P. 101–106.
- 193. Sutherland R.L. Handbook of nonlinear optics. New York: Marcel Dekker. 1996. 976 p.
- 194. Poulin P., Vigolo B., Launois P. Films and fibers of oriented single wall nanotubes // Carbon. –
 2002. Vol. 40. P. 1741–1749.
- 195. Wang J., Blau W.J. Solvent Effect on Optical Limiting Properties of Single-Walled Carbon Nanotube Dispersions // J. Phys. Chem. C. – 2008. – Vol. 112. – N 7. – P. 2298–2303.
- 196. Shimamoto D., Sakurai T., Itoh M., Kim Y.A., Hayashi T., Endo M., Terrones M. Nonlinear optical absorption and reflection of single wall carbon nanotube thin films by Z-scan technique // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. P. 081902.
- 197. Tatsuura S., Furuki M., Sato Y., Iwasa I., Tian M., Mitsu H. Semiconductor Carbon Nanotubes as Ultrafast Switching Materials for Optical Telecommunications // Adv. Mater. – 2003. – Vol. 15. – P. 534–537.
- 198. Maeda A., Matsumoto S., Kishida H., Takenobu T., Iwasa Y., Shiraishi M., Ata M., Okamoto H. // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94. – P. 047404.
- 199. Chen Y. C., Raravikar N.R., Schadler L.S., Ajayan P.M., Zhao Y.P., Lu T.M., Wang G. C., Zhang X.C. Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55 μm // Appl. Phys. Lett. – 2002. – Vol. 81. – P. 975–977.
- 200. Vivien L., Anglaret E., Riehl D., Hache F., Bacou F., Andrieux M., Lafonta F., Journet C., Goze C., Brunet M., Bernier P. Optical limiting properties of singlewall carbon nanotubes // Opt. Commun. 2000. Vol. 174. P. 271–275.
- 201. Elim H. I., Ji W., Ma G.H., Lim K.Y., Sow C.H., Huan C. H. A. Ultrafast absorptive and refractive nonlinearities in multiwalled carbon nanotube films // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 85. – P. 1799–1801.
- 202. Ganeev R.A., Ryasnyansky A.I., Redkorechev V.I., Fostiropoulos K., Priebe G., Usmanov T. Variations of nonlinear optical characteristics of C60 thin films at 532 nm // Opt. Commun. 2003. Vol. 225. P. 131–139.
- 203. He J., Ji W., Ma G. H., Tang S. H., Elim H. I., Sun W. X., Zhang Z. H., and Chin W. S. Excitonic nonlinear absorption in CdS nanocrystals studied using Z-scan technique // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. P. 6381.
- 204. Prakash G.V., Cazzanelli M., Gaburro Z., Pavesi L., Iacona F., Franzò G., Priolo F. Nonlinear optical properties of silicon nanocrystals grown by plasma-enhanced chemical vapor deposition // J. Appl. Phys. – 2002. – Vol. 91. – P. 4607–4610.
- 205. Lyashenko D., Svirko Y., Obraztsova E., Lobach A. and Pozharov A. Proceedings book of International Workshop on Nanocarbon Photonics and Optoelectronics. Polvijarvi, Finland, August 3–9. 2008. – P. 58.
- 206. Styers-Barnett D.J., Ellison S.P., Mehl B.P., Westlake B.C., House R.L., Park C., Wise K.E., Papanikolas J.M. Exciton Dynamics and Biexciton Formation in Single-Walled Carbon

Nanotubes Studied with Femtosecond Transient Absorption Spectroscopy // J. Phys. Chem. C. – 2008. – Vol. 112. – P. 4507–4516.

- 207. Korovyanko O.J., Sheng C.-X., Vardeny Z.V., Dalton A.B., Baughman R.H. Ultrafast Spectroscopy of Excitons in Single-Walled Carbon Nanotubes // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – P. 017403.
- 208. Надточенко В.А., Лобач А.С., Гостев Ф.Е., Саркисов О.М., Щербинин Д.О., Коваленко С.А., Эрнстинг Н.П. Фемтосекундная динамика возбуждений и электрон-электронные взаимодействия в одностенных углеродных нанотрубках // Доклады Академии наук. 2005. Т. 400. N 2. С. 1–6.
- 209. Chen Y.-C., Raravikar N. R., Schadler L. S., Ajayan P. M., Zhao Y.-P., Lu T.-M., Wang G.-C., Zhang X.-C. Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55 mm // Appl. Phys. Lett. –2002. – Vol. 81. – P. 975–977.
- 210. Dawlaty J.M., Shivaramam S.S., Chandashekhar M. Measurement of ultrafast carrier dynamics in epitaxial grapheme // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 92. – P. 042116.
- 211. Lee J.H., Shin D.W., Makotchenko V.G., Nazarov A.S., Fedorov V.E., Yoo J.H., Yu S.M., Choi J.-Y., Kim J.M., Yoo J.-B.. The Superior Dispersion of Easily Soluble Graphite // Small. 2010.
 Vol. 6. P. 58–62.
- 212. Дементьев А.П., Елецкий А.В., Лобач А.С., Маслаков К.И., Рыжков А.В., Соколов В.Б., Федоров Г.Е. Синтез и функционализация графенов // IV Всероссийская конференция по наноматериалам. НАНО-2011. 01–04 марта 2011 г. Москва. Сборник материалов. М.: ИМЕТ РАН. – 2011. – С. 254.
- 213. Khudyakov D.V., Lobach A.S., Obraztsova E.D., Nadtochenko V.A. Nonlinear Optical Absorption of Nanocomposite Films Made from Polymers and Single-Walled Carbon Nanotubes: The effect of Nanotube Type and Polymeric Matrix // High Energy Chem. – 2009. – Vol. 43. – P. 312–317.
- 214. Eberlein T., Bangert U., Nair R.R., Jones R., Gass M., Bleloch A.L., Novoselov K.S., Geim A., Briddon P.R. Plasmon Spectroscopy of Free-Standing Graphene Films // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 77. – P. 233406.
- 215. Ferrari A.C., Meyer J.C., Scardaci V., Casiraghi C., Lazzeri M., Mauri F., Piscanec S., Jiang D., Novoselov K.S., Roth S., Geim A.K. Raman Spectrum of Graphene and Graphene Layers // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – P. 187401.
- 216. Hao Y., Wang Y., Wang L., Ni Z., Wang Z., Wang R., Koo C.K., Shen Z., Thong J.T.L. Probing Layer Number and Stacking Order of Few-Layer Graphene by Raman Spectroscopy // Small. – 2010. – Vol. 6. – P. 195–200.

- 217. Fong K.H., Kikuchi K., Goh C.S., Set S.Y., Grange R., Haiml M., Schlatter A., Keller U. Solidstate Er:Yb:glass laser mode-locked by using single-wall carbon nanotube thin film // Opt. Lett. 2007. Vol. 32. P. 38–40.
- 218. Schmidt A., Rivier S., Steinmeyer G., Yim J.H., Cho W.B., Lee S., Rotermund F., Pujol M.C., Mateos X., Aguilo M., Diaz F., Petrov V., Griebner U. Passive mode locking of Yb:KLuW using a single-walled carbon nanotube saturable absorber // Opt. Lett. – 2008. – Vol. 33. – P. 729–731.
- 219. Cho W.B., Yim J.H., Choi S.Y., Lee S., Griebner U., Petrov V., Rotermund F. Mode-locked selfstarting Cr:forsterite laser using a single-walled carbon nanotube saturable absorber // Opt. Lett. – Vol. 33. – 2008. – P. 2449–2451.
- 220. Xing G., Guo H., Zhang X., Sum T.C., Huan C.H.A. The Physics of ultrafast saturable absorption in graphene // Opt. Express. 2010. Vol. 18. P. 4564.
- 221. Yang H., Feng X., Wang Q., Huang H., Chen W., Wee A.T.S., Ji W. Giant two-photon absorption in bilayer grapheme // Nano Lett. 2011. Vol. 11. P. 2622–2627.
- 222. Lee C.-C., Miller J.M., Schibli T.R. Doping-induced changes in the saturable absorption of monolayer graphene //Appl. Phys. B. – 2012. – Vol. 108. – P.129–135.
- 223. Marini A., Cox J.D., Garcia de Abajo F.J. Theory of graphene saturable absorption // Phys. Rev.
 B. 2017. Vol. 95. P. 125408.
- 224. Xing G., Guo H., Zhang X., Sum T.C., Huan C.H.A. The Physics of ultrafast saturable absorption in graphene // Opt. Express. 2010. Vol. 18. P. 4564–4573.
- 225. Khudyakov D.V., Borodkin A.A., Lobach A.S., Ryzhkov A.V., Vartapetov S.K. Saturable absorption of film composites with single-walled carbon nanotubes and graphene // Appl. Opt. – 2013. – Vol. 52. – P. 150–154.
- 226. Li X.S., Cai W.W., An J.H., Kim S., Nah J., Yang D.X., Piner R.D., Velamakanni A., Jung I., Tutuc E., Banerjee S.K., Colombo L., Ruoff R.S. Large-Area Synthesis of High-Quality and Uniform Graphene Films on Copper Foils // Science. – 2009. – Vol. 324(5932). – P. 1312–1314.
- 227. Hernandez Y., Nicolosi V., Lotya M., Blighe F., Sun Z., De S., McGovern I. T., Holland B., Byrne M., Gunko Y., Boland J., Niraj P., Duesberg G., Krishnamurti S., Goodhue R., Hutchison J., Scardaci V., Ferrari A.C., Coleman J.N. High yield production of graphene by liquid phase exfoliation of graphite // Nature Nanotechnology. – 2008. – Vol. 3. – P. 563–568.
- 228. Kravets V.G., Grigorenko A.N., Nair R. R., Blake P., Anissimova, S., Novoselov K.S., Geim A.K. Spectroscopic Ellipsometry of Graphene and an Exciton-Shifted Van Hove Peak in Absorption // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 155413.
- 229. Paton K.R., Varrla E., Backes C., Smith R.J., Khan U., O'Neill A., Boland C., Lotya M., Istrate O.M., King P., Higgins T., Barwich S., May P., Puczkarski P., Ahmed I., Moebius M.,

Pettersson H., Long E, Coelho J., O'Brien S.E., McGuire E.K., Sanchez B.M., Duesberg G.S., McEvoy N., Pennycook T.J., Downing C., Crossley A., Nicolosi V., Coleman J.N. Scalable production of large quantities of defect-free few-layer graphene by shear exfoliation in liquids // Nature materials. – 2014. – Vol. 13. – P. 624–630.

- Phiri J., Gane P., Maloney T.C. High-concentration shear-exfoliated colloidal dispersion of surfactant–polymer-stabilized few-layer graphene sheets // J. Mater. Sci. 2017. Vol. 52. P. 8321– 8337.
- 231. Ferrari A.C., Meyer J.C., Scardaci V. Casiraghi C., Lazzeri M., Mauri F., Piscanec S., Jiang D., Novoselov K.S., Roth S., Geim A.K. Raman Spectrum of Graphene and Graphene Layers // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – P. 187401.
- 232. Pimenta M.A., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S. Cancado L.G., Jorio A., Saito R. Studying disorder in graphite-based systems by Raman spectroscopy // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2007. –Vol. 9. – P. 1276–1291.
- 233. Лобач А.С., Казаков В.А., Спицына Н.Г., Баскаков С.А., Дремова Н.Н., Шульга Ю.М. Сравнительное исследование графеновых аэрогелей, синтезированных золь-гель методом посредством восстановления суспензии оксида графена // Химия высоких энергий. – 2017. – Т. 51. – N 4. – С. 284–291.
- 234. Лобач А.С., Маслаков К.И., Мартыненко В.М., Казаков В.А., Рыжков А.В., Ризаханов Р.Н., Сигалаев С.К., Шульга Ю.М., Соколов В.Б., Баскаков С.А., Шульга Н.Ю., Спицына Н.Г., Дементьев А.П., Елецкий А.В. Сравнительное исследование графеновых материалов, образующихся при термической эксфолиации оксида графита и графита, интеркалированного трифторидом хлора // Химия высоких энергий. 2013. Т. 47. С. 481–488.
- 235. Eckmann A., Felten A., Mishchenko A. Britnell L., Krupke R., Novoselov K.S, Casiraghi C. Probing the Nature of Defects in Graphene by Raman Spectroscopy // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12. – P. 3925–3930.
- 236. Ferrari A.C., Meyer J.C., Scardaci V., Casiraghi C., Lazzeri M., Mauri F., Piscanec S., Jiang D., Novoselov K.S., Roth S., Geim A.K. Raman Spectrum of Graphene and Graphene Layers // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – P. 187401.
- 237. Capasso A., Del Rio Castillo A.E., Sun H., Ansaldo A., Pellegrini V., Bonaccorso F. Ink-jet printing of graphene for flexible electronics: An environmentally-friendly approach // Solid State Communications. – 2015. – Vol. 224. – P. 53–63.

- 238. Breusing M., Kuehn S., Winzer T., Malic E., Milde F., Severin N., Rabe J.P., Ropers C., Knorr A., Elsaesser T.. Ultrafast nonequilibrium carrier dynamics in a single graphene layer // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 83. – P. 153410.
- 239. Newson R.W., Dean J., Schmidt B., van Driel H.M. Ultrafast carrier kinetics in exfoliated graphene and thin graphite films // Opt. Express. 2009. Vol. 17. P. 2326–2333.
- 240. Dawlaty J.M., Shivaraman S., Chandrashekhar M., Rana F., Spencer M.G. Measurement of ultrafast carrier dynamics in epitaxial graphene // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 92. – P. 042116.
- 241. Paton K.R., Coleman J.N. Relating the optical absorption coefficient of nanosheet dispersions to the intrinsic monolayer absorption // Carbon. 2016. Vol. 107. P. 733–738.
- 242. Khurgin J. B. Graphene-A rather ordinary nonlinear optical material // Appl. Phys. Lett. 2014.
 Vol. 104. P. 161116.
- 243. Thoen E.R., Koontz E.M., Joschko M., Langlois P., Schibli T.R., Kartner F.X., Ippen E.P., Kolodziejski L.A. Two-photon absorption in semiconductor saturable absorber mirrors // Appl. Phys. Lett. – 1999. – Vol. 74. – P. 3927–3929.
- 244. Coleman J.N, Lotya M., O'Neill A., Bergin S.D., King P.J., Khan U., Young K., Gaucher A., De S., Smith R.J., Shvets I.V., Arora S.K., Stanton G., Kim H.-Y., Lee K., Kim G.T., Duesberg G.S., Hallam T., Boland J.J., Wang J.J., Donegan J.F., Grunlan J.C., Moriarty G., Shmeliov A., Nicholls R.J., Perkins J.M., Grieveson E.M., Theuwissen K., McComb D.W., Nellist P.D., Nicolosi V. Two-Dimensional Nanosheets Produced by Liquid Exfoliation of Layered Materials // Science. 2011. Vol. 331. P. 568–571.
- 245. Li D., Xiong W., Jiang L. Xiao Z., Golgir H.R., Wang M., Huang X., Zhou Y., Lin Z., Song J., Ducharme S., Jiang L., Silvain J.-F., Lu Y. Multimodal Nonlinear Optical Imaging of MoS₂ and MoS₂-Based van der Waals Heterostructures // ACS Nano. – 2016. – Vol. 10. – P. 3766–3775.
- 246. Bromley R.A., Murray R.B., Yoffe A.D. The band structures of some transition metal dichalcogenides. III. Group VIA: trigonal prism materials // J. Phys. C: Solid State Phys. – 1972. Vol. 5. – P. 759–778.
- 247. Komsal H-P., Krasheninnikov A.V. Effects of confinement and environment on the electronic structure and exciton binding energy of MoS₂ from first principles // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86. P. 241201.
- 248. Korn T., Heydrich S., Hirmer M., Schmutzler J., Schuller C. Low-temperature photocarrier dynamics in monolayer MoS₂ // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99. P. 102109.

- 249. Aleithan S.H., Livshits M.Y., Khadka S., Rack J.J., Kordesch M.E., Stinaff E. Broadband femtosecond transient absorption spectroscopy for a CVD MoS₂ monolayer // Phys. Rev. B. – 2016. – Vol. 94. – P. 035445.
- 250. Mak K.F., Lee C., Hone J., Shan J., Heinz T.F. Atomically Thin MoS₂: A New Direct-Gap Semiconductor // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 105. P. 136805.
- 251. Wang K., Wang J., Fan J., Lotya M. O'Neill A., Fox D., Feng Y., Zhang X., Jiang B., Zhao Q., Zhang H., Coleman J.N., Zhang L., Blau W.J. Ultrafast Saturable Absorption of Two-Dimensional MoS₂ Nanosheets // ACS Nano. – 2013. – Vol. 7. – P. 9260–9267.
- 252. Zhang H., Lu S.B., Zheng J., Du J., Wen S.C., Tang D.Y., Loh K.P. Molybdenum disulfide (MoS₂) as a broadband saturable absorber for ultra-fast photonics // Optics Express. 2014. Vol. 22. P. 7249–7260.
- 253. Zhang J., Ouyang H., Zheng X. You J., Chen R., Zhou T., Sui Y., Liu Y., Cheng X., Jiang T. Ultrafast saturable absorption of MoS2 nanosheets under different pulse-width excitation conditions // Optics letters. 2018. Vol. 43. P. 243–246.
- 254. Nikolaev P., Bronikowski M., Bradley R., Rohmund F., Colbert D., Smith K., Smalley R. Gasphase catalytic growth of single-walled carbon nanotubes from carbon monoxide // Chem. Phys. Lett. – 1999. – Vol. 313. – P. 91–97.
- 255. Kitiyanan B., Alvarez W.E., Harwell J.H., Resasco D.E. Controlled production of single-wall carbon nanotubes by catalytic decomposition of CO on bimetallic Co-Mo catalysts // Chem. Phys. Lett. – 2000. – Vol. 317. – P. 497–503.
- 256. Khudyakov D.V., Lobach A.S., Obraztsova E.D., Nadtochenko V.A. Nonlinear Optical Absorption of Nanocomposite Films Made from Polymers and Single-Walled Carbon Nanotubes: The effect of Nanotube Type and Polymeric Matrix // High Energy Chem. – 2009. – Vol. 43. – P. 312–317.
- 257. Schibli T. R., Minoshima K., Kataura H., Itoga E., Minami N., Kazaoui S., Miyashita K. Ultrashort pulse-generation by saturable absorber mirrors based on polymer-embedded carbon nanotubes // Opt. express. 2005. Vol. 13. P. 8025–8031.
- 258. Fong K.H., Kikuchi K., Goh C.S., Set S.Y., Grange R., Haiml M., Schlatter A., Keller U. Solidstate Er:Yb:glass laser mode-locked by using single-wall carbon nanotube thin film // Opt. Lett. - 2007. - Vol. 32. - P. 38-40.
- 259. Schmidt A., Rivier S., Steinmeyer G., Yim J. H., Cho W.B., Lee S., Rotermund F., Pujol M.C., Mateos X., Aguilo M., Diaz F., Petrov V., Griebner U. Passive mode locking of Yb:KLuW using a single-walled carbon nanotube saturable absorber // Opt. Lett. – 2008. – Vol. 33. – P. 729–731.

- 260. Cho W.B., Yim J.H., Choi S.Y., Lee S., Griebner U., Petrov V., Rotermund F. Mode-locked selfstarting Cr:forsterite laser using a single-walled carbon nanotube saturable absorber // Opt. Lett. - 2008. – Vol. 33. – P. 2449–2451.
- 261. Mou C., Arif R., Lobach A.S., Khudyakov D.V., Spitsina N.G., Kazakov V.A., Turitsyn S., Rozhin A. Poor fluorinated graphene sheets carboxymethylcellulose polymer composite mode locker for erbium doped fiber laser // Appl. Phys. Lett. – 2015. – Vol. 106. – P. 061106.
- 262. Fermann M.E., Galvanauskas A., Sucha G., Harter D. Fiber-lasers for ultrafast optics // Appl. Phys. B. 1997. Vol. 65. P. 259–275.
- 263. Kobtsev S., Kukarin S., Fedotov Y., Ultra-low repetition rate mode-locked fiber laser with highenergy pulses // Optics Express. – 2008. – Vol. 16. – P. 21936–21941.
- 264. Stolen R.H., Botineau J., Ashkin A. Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers // Opt. Lett. – 1982. – Vol. 7. – P. 512–514.
- 265. Kobtsev S.M., Smirnov S.V. Fiber lasers mode-locked due to nonlinear polarization evolution: Golden mean of cavity length // Laser Physics. – 2011. – Vol. 21. – P. 272–276.
- 266. Kobtsev S., Kukarin S., Smirnov S., Turitsyn S., Latki A. Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers // Opt. Express. – 2009. – Vol. 17. – P. 20707–20713.
- 267. Chong A., Buckley J., Renninger W., Wise F. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser // Opt. Express. 2006. Vol. 14. P. 10095–10100.
- 268. Chong A., Buckley J., Renninger W., Wise F. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20nJ // Opt. Lett. 2007. Vol. 32. P. 2408–2410.
- 269. Kharenko D.S., Shtyrina O.V., Yarutkina I.A., Podivilov E.V., Fedoruk M.P., Babin S.A. Generation and scaling of highly-chirped dissipative solitons in an Yb-doped fiber laser // Laser Phys. Lett. 2012. Vol. 9. P. 662–668.
- 270. Mortag D., Wandt D., Morgner U., Kracht D., Neumann J. Sub-80-fs pulses from an all-fiberintegrated dissipative-soliton laser at 1 μm // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19. – P. 546–551.
- 271. Liu Y., Zhao X., Liu J., Hu G., Gong Z., Zheng Z., Widely-pulsewidth-tunable ultrashort pulse generation from a birefringent carbon nanotube mode-locked fiber laser // Opt. Express. –2014. – Vol. 22. – P. 21012–21017.
- 272. Kobtsev S., Kukarin S., Fedotov Y., Mode-locked Yb-fiber laser with saturable absorber based on carbon nanotubes // Laser Physics. 2011. Vol. 21. P. 283–286.
- 273. Kelleher E.J.R., Travers J.C., Sun Z., Rozhin A.G., Ferrari A.C., Popov S.V., Taylor J.R. Nanosecond-pulse fiber lasers mode-locked with nanotubes // Appl. Phys. Lett. – 2009. – Vol. 95. – P. 111108.

- 274. Castellani C.E.S., Kelleher E.J.R., Travers J.C., Popa D., Hasan T., Sun Z., Flahaut E., Ferrari A.C., Popov S.V., Taylor J.R. Ultrafast Raman laser mode-locked by nanotubes // Opt. Lett. 2011. Vol. 36. P. 3996–3998.
- 275. Вартапетов С.К., Худяков Д.В., Лапшин К.Э., Обидин А.З., Щербаков И.А. Фемтосекундные лазеры для микрохирургии роговицы // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42. – N.3. – С. 262–268.
- 276. Mukhopadhyay P.K., Ozgoren K., Budunoglu I.L., Ilday F.O. All-Fiber Low-Noise High-Power Femtosecond Yb-Fiber Amplifier System Seeded by an All-Normal Dispersion Fiber Oscillator // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2009. – Vol. 15. – P. 145–152.
- 277. Fermann M.E., Galvanauskas A., Sucha G., Harter D.. Fiber lasers for ultrafast optics // Appl. Phys. B. 1997. Vol. 65. P. 259–275.
- 278. Hanna M., Papadopoulos D., Druon F., Georges P. Distributed nonlinear fiber chirped-pulse amplifier system // Opt. Express. 2009. Vol. 17. P. 10835–10840.
- 279. Galvanauskas A., Fermann M.E., Harter D., Sugden K., Bennion I. All-fiber femtosecond pulse amplification circuit using chirped Bragg gratings // Appl. Phys. Lett. – 1995. – Vol. 66. – P. 1053–1055.
- 280. Perry M.D., Ditmire T., Stuart B.C. Self-phase modulation in chirped-pulse amplification // Opt. Lett. – 1994. – Vol. 19. – P. 2149–2151.
- 281. Limpert J., Schreiber T., Nolte S., Zellmer H., Tünnermann A. All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber // Opt. Express. – 2003. – Vol. 11. – P. 3332–3337.
- 282. Glebov L., Smirnov V., Rotari E., Cohanoschi I., Glebova L., Smolski O., Lumeau J., Lantigua C., Glebov A. Volume-chirped Bragg gratings: monolithic components for stretching and compression of ultrashort laser pulses // Optical Engineering. 2014. Vol. 53. P. 051514.
- Zeytunyan A., Yesayan G., Mouradian L. Pulse compression to 14 fs by third-order dispersion control in a hybrid grating-prism compressor // Applied Optics. – 2013. – Vol. 52. –P. 7755– 7758.
- 284. Forget N., Crozatier V., Tournois P. Transmission Bragg-grating grisms for pulse compression // Appl. Phys. B. – 2012. – Vol. 109. – P. 121–125.
- 285. Kane S., Squier J. Grism-pair stretcher-compressor system for simultaneous second- and thirdorder dispersion compensation in chirped-pulse amplification // J. Opt. Soc. Am. B. – 1997. – Vol. 14. – P. 661–665.

- 286. Grüner-Nielsen L., Wandel M., Kristensen P., Jorgensen C., Jorgensen L. V., Edvold B., Pálsdóttir B., Jakobsen D. Dispersion-Compensating Fibers // J. Lightwave Technol. – 2005. – Vol. 23. – P. 3566–3579.
- 287. Grüner-Nielsen L., Jakobsen D., Jespersen K. G., Pálsdóttir B. A stretcher fiber for use in fs chirped pulse Yb amplifiers // Opt. Express. – 2010. – Vol. 18. – P. 3768–3773.
- 288. Herda R., Zach A., Grüner-Nielsen L. 94-fs Polarization-Maintaining Chirped-Pulse-Amplification System using a Fiber Stretcher // Proceedings of OSA, Lasers congress 2016 (Advanced Solid State Lasers). – 2016. – P. JTu2A.8.
- 289. A. Fernandez, K. Jespersen, L. Zhu, L. Gruner-Nielsen, A. Baltuska, A. Galvanauskas, A.J. Verhoef. High-fidelity, 160 fs, 5 μJ pulses from an integrated Yb-fiber laser system with a fiber stretcher matching a simple grating compressor // Opt. Lett. 2012. Vol. 37. P. 927–929.
- 290. Tateda M., Shibata N., Seikai S. Interferometric method for chromatic dispersion measurement in a single-mode optical fibe // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1981. – Vol. 17. – P. 404–407.
- 291. Shah L., Liu Z., Hartl I., Imeshev G., Cho G.C., Fermann M.E. High energy femtosecond Yb cubicon fiber amplifier // Opt. Express. 2005. Vol. 13. P. 4717–4722.
- 292. Zhou S., Kuznetsova L., Chong A., Wise F.W. Compensation of nonlinear phase shifts with third-order dispersion in short-pulse fiber amplifiers // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13. – P. 4869.
- 293. Kuznetsova L., Wise F.W. Scaling of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers to tens of microjoule pulse energy via nonlinear chirped pulse amplification // Opt. Lett. 2007. Vol. 32. P. 2671.
- 294. Apostolopoulos V. Laversenne L., Colomb T., Depeursinge C., Salathe R. P.,Pollnau M.. Femtosecond-irradiation-induced refractive-index changes and channel waveguiding in bulk Ti³⁺:Sapphire // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 85. – N 7. – P. 1122–1124.
- 295. Barty A., Nugent K.A., Paganin D., Roberts A.. Quantitative optical phase microscopy // Opt. Lett. - 1998. - Vol. 23. - N 11. - P. 817-819.
- 296. Palfalvi L. Hebling J., Almasi G., Peter A., Polgar K. Refractive index changes in Mg-doped LiNbO₃ caused by photorefraction and thermal effects // J. Opt. A Pure Appl. Opt. – 2003. – Vol. 5. – P. 280–283.
- 297. Chan J.W., Huser T., Hayden J.S., Risbud S.H., Krol D.M. Fluorescence Spectroscopy of Color Centers Generated in Phosphate Glasses after Exposure to Femtosecond Laser Pulses // J. Am. Ceram. Soc. – 2002. – Vol. 85. – P. 1037–1040.

- 298. Shah L., Arai A.Y., Eaton S.M., Herman P.R. Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 MHz repetition rate. // Opt. Express. 2005. Vol. 13. N 6. P. 1999–2006.
- 299. Gross S., Withford M.J. Ultrafast-laser-inscribed 3D integrated photonics: Challenges and emerging applications // Nanophotonics. 2015. Vol. 4. P. 332–352.
- 300. Diez-Blanco V., Siegel J., Ferrer A., Ruiz de la Cruz A., Solisa J. Deep subsurface waveguides with circular cross section produced by femtosecond laser writing // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 91. – N 5. – P. 051104.
- 301. Pertsch T. Peschel U., Lederer F., Burghoff J., Will M., Nolte S., Tünnermann A. Discrete diffraction in two-dimensional arrays of coupled waveguides in silica // Opt. Lett. 2004. Vol. 29. N 5. P. 468–470.
- 302. Miyamoto I. Horn A., Gottmann J., Wortmann D., Yoshino F. Fusion welding of glass using femtosecond laser pulses with high-repetition rates // J. Laser Micro/Nanoeng. – 2007. – Vol. 2. – N 1. – P. 57–63.
- 303. Cerullo G., Osellame R., Taccheo S., Marangoni M., Polli D., Ramponi R., Laporta P., De Silvestri S. Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 1.5 microm by astigmatic beam focusing. // Opt. Lett. 2002. Vol. 27. N 21. P. 1938–1940.
- 304. Wu Q. Ma Y., Fang R., Liao Y., Yu Q. Femtosecond laser-induced periodic surface structure on diamond film // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 82. – N 11. – P. 1703–1705.
- 305. Geissberger A.E., Galeener F.L. Raman studies of vitreous SiO₂ versus fictive temperature // Phys. Rev. B. – 1983. – Vol. 28. – N 6. – P. 3266–3271.
- 306. Mikkelsen J.C., Galeener F.L. Thermal equilibration of raman active defects in vitreous silica // Journal of Non-Crystalline Solids. – 1980. – Vol. 37. – N 1. – P. 71–84.
- 307. Galeener F.L. Planar rings in glasses // Solid State Communications. 1982. Vol. 44. N 7. –
 P. 1037–1040.
- 308. Newton M.D., Gibbs G.V. Ab initio calculated geometries and charge distributions for H₄SiO₄ and H₆Si₂O₇ compared with experimental values for silicates and siloxanes // Physics and Chemistry of Minerals. 1980. Vol. 6. P. 221–246.
- 309. Okhrimchuk A. Femtosecond Fabrication of Waveguides in Ion-Doped Laser Crystals: Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission // InTechOpen [Электронный ресурс]. – URL:<u>https://www.intechopen.com/books/coherence-and-ultrashort-pulse-laser-</u> <u>emission/femtosecond-fabrication-of-waveguides-in-ion-doped-laser-crystals</u> (дата обращения: 10.01.2021).

- 310. Dostovalov A.V., Wolf A.A., Mezentsev V. K., Okhrimchuk A.G., Babin S.A. Quantitative characterization of energy absorption in femtosecond laser micro-modification of fused silica // Opt. Express. 2015. Vol. 23. N 25. P. 32541–32547.
- 311. Carr C.W., Radousky H.B., Rubenchik A.M., Feit M.D., Demos S.G. Localized dynamics during laser-induced damage in optical materials // Phys. Rev. Lett. APS. – 2004. – Vol. 92. – N 8. – P. 087401.
- 312. Hnatovsky C., Taylor R.S., Rajeev P.P., Simova E., Bhardwaj V.R., Rayner D.M., Corkum P.B. Pulse duration dependence of femtosecond-laser-fabricated nanogratings in fused silica // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 87. N 1. P. 2005–2007.
- 313. Shimotsuma Y., Kazansky P.G., Qiu J., Hirao K. Self-organized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. N 24. P. 247405.
- 314. Nasu Y., Kohtoku M., Hibino Y. Low-loss waveguides written with a femtosecond laser for flexible interconnection in a planar light-wave circuit // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30. – N 7. – P. 723–725.
- 315. Bhardwaj V.R., Simova E., Corkum P.B., Rayner D.M., Hnatovsky C., Taylor R.S., Schreder B., Kluge M., Zimmer J. Femtosecond laser-induced refractive index modification in multicomponent glasses // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 97. – N 8. – P. 083102
- 316. Mermillod-Blondin A., Burakov I.M., Meshcheryakov Y.P., Bulgakova N.M., Audouard E., Rosenfeld, A., Husakou A., Hertel I.V., Stoian R. Flipping the sign of refractive index changes in ultrafast and temporally shaped laser-irradiated borosilicate crown optical glass at high repetition rates // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 77. – N 10. – P. 104205.
- 317. Osellame R., Taccheo S., Marangoni M., Ramponi R., Laporta P., Polli D., De Silvestri S., Cerullo G. Femtosecond writing of active optical waveguides with astigmatically shaped beams // J. Opt. Soc. Am. B. – 2003. – Vol. 20. – N 7. – P. 1559–1567.
- 318. Ams M., Marshall G.D., Spence D. J., Withford M.J. Slit beam shaping method for femtosecond laser direct-write fabrication of symmetric waveguides in bulk glasses. // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13. – N 15. – P. 5676–5681.
- 319. Pavel N., Salamu G., Jipa F., Zamfirescu M. Diode-laser pumping into the emitting level for efficient lasing of depressed cladding waveguides realized in Nd:YVO4 by the direct femtosecond-laser writing technique // Opt. Express. – 2014. – Vol. 22. – N 19. – P. 23057– 23065.
- 320. Siebenmorgen J., Calmano T., Petermann K., Huber G. Highly efficient Yb: YAG channel waveguide laser written with a femtosecond-laser // Opt. Express. – 2010. – Vol. 18. – N 15. – P. 16035–16041.

321. Okhrimchuk A.G., Mezentsev V.K., Dvoyrin V.V., Kurkov A.S., Sholokhov E.M., Turitsyn S.K., Shestakov A.V., Bennion I. Waveguide-saturable absorber fabricated by femtosecond pulses in YAG:Cr4+ crystal for Q-switched operation of Yb-fiber laser // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34. – N 24. – P. 3881–3883.

Благодарности

Автор выражает особую благодарность руководителю компании ООО «Оптосистемы» Вартпетову Сергею Кареновичу за предоставленную материально-техническую базу. Считаю долгом поблагодарить Анатолия Степановича Лобача, Виктора Андреевича Надточенко, Мирона Николаевича Герке, Владимира Борисовича Цветкова и Михаила Евгеньевича Лихачева за предоставленные материалы, в том числе за продуктивные дискуссии и обсуждения. Также автор выражает благодарность Бородкину Андрею Александровичу и Бухарину Михаилу Андреевичу за неоценимую помощь в проведении исследований и в обработке результатов экспериментов. Отдельную благодарность за редакторскую правку текста автор выражает Юлии Владимировне Семеновой.