

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Рупасов Алексей Евгеньевич

**Формирование двулучепреломляющих микротреков и
запись оптических элементов в прозрачных твёрдых
диэлектриках ультракороткими лазерными импульсами**

Специальность 1.3.19 –

Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, доцент

Кудряшов Сергей Иванович

Москва – 2024

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Литературный обзор.....	15
1.1 Взаимодействие и распространение лазерных импульсов в твёрдых прозрачных диэлектриках	15
1.1.1 Механизмы ионизации в прозрачных твёрдых диэлектриках	15
1.1.2 Самофокусировка в прозрачных твёрдых диэлектриках.....	22
1.2 Модификация материала в виде двулучепреломляющего микротрека	28
1.3 Механизмы формирования двулучепреломляющих микротреков.....	36
1.4 Применение двулучепреломляющих микротреков	43
Выводы по главе 1.....	48
Глава 2. Экспериментальная часть.....	50
2.1. Материалы	50
2.2. Экспериментальная установка.....	52
2.2.1 Лазерная система.....	52
2.2.2 Схема лазерной записи	54
2.3. Методы исследования.....	55
2.3.1 Исследование двулучепреломления.....	55
2.3.2 Структурные исследования двулучепреломляющего микротрека	57
2.3.3 Метод измерения длины микротреков.....	59
2.3.4 Распространение ультракоротких лазерных импульсов в прозрачных твёрдых диэлектриках	61
Выводы по главе 2.....	66
Глава 3. Запись и формирование двулучепреломляющих микротреков в объёме диэлектриков.....	68
3.1. Двулучепреломляющие микротреки в объёме плавленного кварца	69
3.1.1 Характеристики двулучепреломляющих микротреков в	

объёме плавленого кварца.....	69
3.1.2 Визуализация двулучепреломляющих микротреков в плавленом кварце	74
3.1.3 Влияние частоты следования лазерных импульсов на формирование двулучепреломляющих микротреков в объёме плавленого кварца	79
3.2 Характеристики двулучепреломляющих микротреков в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков.....	87
3.2.1 Характеристики двулучепреломляющих микротреков в объёме фторида кальция.....	87
3.2.2 Характеристики двулучепреломляющих микротреков в объёме нанопористого плавленого кварца	91
3.2.3 Характеристики двулучепреломляющих микротреков в объёме ниобата лития	94
3.3 Визуализация двулучепреломляющих микротреков в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков.....	96
3.3.1 Визуализация двулучепреломляющих микротреков в фториде кальция	96
3.3.2 Визуализация двулучепреломляющих микротреков в нанопористом плавленом кварце.....	99
3.3.3 Визуализация двулучепреломляющих микротреков в ниобате лития	101
3.4 Формирование и характеристика субволновой подструктуры двулучепреломляющих микротреков.....	103
Выводы по главе 3.....	109
Глава 4. Оптические элементы на основе двулучепреломляющих микротреков.....	113
4.1 Дисперсионные поляризационные фильтры.....	114
4.2 Хроматическая полуволновая пластинка	119
4.3 Поляризационная дифракционная решётка	123

4.4 Диэлектрическое зеркало и брэгговский отражатель	125
Выводы по главе 4.....	128
Заключение	130
Список сокращений	132
Благодарности	133
Публикации автора по теме диссертации	134
Список литературы	139

Введение

Исследование дефектов, которые возникают в прозрачных твёрдых диэлектриках после воздействия на них лазера, стало основой для понимания фундаментальных принципов взаимодействия лазерного излучения с веществом. В 1962 году, после создания рубинового лазера, была предложена теория самофокусировки лазерных импульсов [1]. В 1964 году эта теория была подтверждена экспериментально: излучение, сфокусированное в плавленом кварце длиннофокусной линзой, оставило необратимый дефект длиной 1 см [2, 3]. В ходе последующих исследований лазерно-индуцированных дефектов в прозрачных диэлектриках был обнаружен эффект самофокусировки и самодефокусировки, который был интерпретирован с использованием модели движущихся фокусов. Впервые этот эффект был замечен в объёме стекла в 1967 году [4].

В 90-х годах с появлением фемтосекундных лазеров началось изучение взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с широкозонными прозрачными твёрдыми диэлектриками. В 1996 году была проведена демонстрация процесса лазерной записи с применением фемтосекундного лазера, в результате которой в области модификации плавленого кварца произошло изменение показателя преломления. [5]. При определённых условиях такое взаимодействие приводило к образованию в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков дефектов, которые обладали эффектом двулучепреломления. Тогда же была предложена концепция оптической памяти, которая основывалась на двулучепреломляющих дефектах в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков [6,7].

В 2005 году с помощью сканирующей электронной микроскопии при изучении разреза диэлектриков было обнаружено, что внутри двулучепреломляющих дефектов формируется субволновая подструктура [8]. Двулучепреломляющие дефекты имеют периодическую субволновую подструктуру, которая похожа на лазерно-индуцированные периодические

поверхностные структуры (ЛИППС) [9-12]. Однако, до сих пор не удалось установить, какая именно подструктура двулучепреломляющего микротрека вызывает эффект двулучепреломления. Существует предположение, что эффект двулучепреломления может быть связан как с пористой подструктурой микротрека [13], так и с периодической субволновой подструктурой, которая представляет собой параллельные плоскости с изменяющимся показателем преломления [14].

На сегодняшний день процесс формирования микротреков с эффектом двулучепреломления и их подструктуры в прозрачных твёрдых диэлектриках до конца не изучен. Исследования этого процесса активно проводились на примере плавленого кварца. В ходе экспериментов изменялись параметры лазерного излучения: состояние поляризации, энергия в импульсе, частота повторения, длительность импульсов, направление сканирования и т. д. [15-19]. Существует несколько гипотез о механизмах формирования микротреков и их подструктуры [13,20-26]. Среди них — формирование подструктуры двулучепреломляющего микротрека в результате образования эллипсоидной электронно-дырочной наноплазмы в фокальной области, двухплазмонный распад, плазменно-опосредованный процесс нанокавитации. Отсутствие понимания механизма формирования двулучепреломляющего микротрека и его подструктуры затрудняет оптимизацию процессов лазерной записи на его основе.

Также на данный момент не до конца ясен физический механизм, лежащий в основе процесса трансформации материалов при формировании микротреков. В случае ЛИППС обычно происходит абляционное удаление или гидродинамическое перемещение расплава [27,28]. При рентгеновском, электронном и ультрафиолетовом облучении плавленый кварц образует кислородные пары Френкеля «междоузлия-вакансия» [29]. Эти пары могут локально мигрировать под действием лазерно-индуцированных градиентов электрических и тепловых полей [16]. Также возникают градиенты концентрации междоузельных вакансий [30]. В плавленом кварце

мезоскопический перенос материала на основе точечных кислородных дефектов приводит к формированию подструктуры в двулучепреломляющих микротреках. Иногда это происходит за счёт наномасштабной миграции легирующих компонентов, таких как натрий и кальций [31]. Тем не менее, для других применяющихся при лазерной записи перспективных материалов – таких, как фторидные кристаллы, механизм локальной миграции дефектов типа Френкеля пока не доказан. Поэтому необходимы дополнительные исследования, которые позволят визуализировать локальную модификацию и изучить фундаментальный наномасштабный механизм массопереноса.

При формировании двулучепреломляющих микротреков в диэлектрических материалах с помощью ультракоротких лазерных импульсов, свойства этих микротреков могут меняться в зависимости от параметров лазерного излучения, таких как длина волны, длительность импульсов и поляризация. Это даёт возможность создавать микрооптические устройства высокой плотности в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков. К таким устройствам относятся: «вечная» оптическая память [32-34], поляризационные элементы [35], волновые фазовые пластинки [36], цветные микрофильтры [37], фотонные элементы и устройства [38-41].

Оптические элементы и устройства создаются на основе трёхмерных двулучепреломляющих микротреков с подструктурой, которая обладает анизотропным эффектом. Это приводит к фазовому сдвигу, а также сложным интерференционно-поляризационным взаимодействиям света внутри микротреков. Хотя микрооптические элементы, созданные в объёмных и тонкоплёночных диэлектриках, уступают плазмонным или диэлектрическим метаповерхностям в плане компактности (при достижении более высоких механических характеристик), они всё ещё остаются незаменимыми при нелинейно-оптических преобразованиях лазерных пучков высокой мощности или интенсивности.

Основным материалом для записи оптической памяти и оптических элементов является плавленый кварц. Однако оптические элементы на основе

двулучепреломляющих микротреков в плавленом кварце имеют ограничения, связанные с оптической прозрачностью материала [42]. Для многих перспективных применений поляризационной, интегрированной оптики и оптической памяти требуются материалы с высокой оптической прочностью, меньшими оптическими нелинейностями и прочной кристаллической решёткой. К таким материалам относятся фторидные кристаллы и алмазы [43,44].

Исследование направлено на то, чтобы определить, как характеристики лазерного излучения, ответственные за различные физические явления, влияют на образование двулучепреломляющих микротреков в прозрачных твёрдых диэлектриках. Это откроет путь к разработке новых оптических компонентов.

Цель и задачи диссертационной работы

Цель работы: исследовать процессы формирования и основные характеристики двулучепреломления, индуцируемого в объеме прозрачных твердых диэлектриков под действием УКИ, и установить перспективные режимы лазерного изготовления оптических элементов. Для этого необходимо было решить следующие задачи:

1. Создать двулучепреломляющие микротреки в объёме плавленого кварца, нанопористого плавленого кварца, фторида кальция и ниобата лития с помощью ультракоротких лазерных импульсов.
2. Установить зависимость величины двулучепреломления, пропускания и светимости фотолюминесценции микротреков от плотности энергии, длительности и частоты следования импульсов, условий фокусировки и длины волны лазерного излучения.

3. Установить основные физические процессы, определяющие соотношения между величинами двулучепреломления, пропускания и светимости фотолюминесценции микротреков.

4. Изготовить оптические элементы на основе двулучепреломляющих микротреков.

Научная новизна:

1. Получены двулучепреломляющие микротреки в объёме фторида кальция, нанопористого плавленого кварца при острой фокусировке под действием УКИ (0,3-3,8 пс) видимого (515 нм) и ближнего ИК-диапазона (1030 нм) при различных энергиях в импульсе.

2. Экспериментально установлены зависимости величины двулучепреломления ($\Delta n = |n_o - n_e|$) микротреков, записанных во фториде кальция, плавленом кварце, нанопористом плавленом кварце под действием УКИ (0,3-3,8 пс) видимого (515 нм) и ближнего ИК-диапазона (1030 нм) при различных энергиях в импульсе.

3. Установлено, что в плавленом кварце в двулучепреломляющих микротреках светимость фотолюминесценции, связанной с формированием дефекта – немостикового кислородного дырочного центра, пропорциональна величине фазового сдвига до достижения пороговой плотности энергии импульса, связанной с трансформацией структуры микротреков.

4. Предложено и апробировано использование конфокальной фотолюминесцентной сканирующей микроскопии для неразрушающего определения пространственных размеров двулучепреломляющих микротреков в прозрачных твёрдых диэлектриках на основе анализа зависимости интенсивности сигнала фотолюминесценции от координаты.

5. Обнаружено, что при формировании двулучепреломляющих микротреков в плавленом кварце с повышением частоты следования ультракоротких лазерных импульсов в диапазоне от 25 кГц до 2 МГц происходит усиление кумулятивного теплового эффекта, который при достижении пороговой частоты ограничивает процесс формирования микротреков путём локального кумулятивного разрушения материала.

6. В объёме плавленого кварца на основе двулучепреломляющих микротреков реализованы дисперсионные поляризационные фильтры Шольца и Лио, хроматическая полуволновая пластинка и диэлектрическое зеркало.

Практическая значимость

Разработан неразрушающий метод измерения продольного размера сформированных ультракороткими лазерными импульсами двулучепреломляющих микротреков, который позволяет оценить величину двулучепреломления.

Полученные в данной работе научные результаты могут быть использованы для физического обоснования перспективных режимов записи микрооптических элементов в объеме прозрачных твёрдых диэлектриков под действием ультракоротких лазерных импульсов.

С применением установленных перспективных режимов записи двулучепреломляющих микротреков были созданы оптические элементы, включая диэлектрическое зеркало и брэгговский отражатель. Также были изготовлены полуволновая пластинка, поляризационная дифракционная решётка и дисперсионные поляризационные фильтры.

Положения, выносимые на защиту

1. Предложено и апробировано применение метода конфокальной фотолюминесцентной сканирующей микроскопии для измерения пространственных размеров двулучепреломляющих микротреков,

сформированных под действием ультракоротких лазерных импульсов (0,3-3,8 пс) видимого (515 нм) и ближнего ИК-диапазона (1030 нм) в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков, неразрушающим способом.

2. Величина фазового сдвига в микротреках, записанных в плавленом кварце сфокусированными ультракороткими лазерными импульсами ближнего ИК-диапазона (1030 нм, 0,3 пс, NA=0,45), увеличивается соразмерно светимости полосы фотолюминесценции немостиковых кислородных дырочных центров в диапазоне 500-850 нм до достижения лазерным излучением пороговой плотности энергии $\approx 15 \pm 1$ Дж/см², связанной с трансформацией структуры микротреков.

3. Величина фазового сдвига в микротреках, записанных в плавленом кварце сфокусированными ультракороткими лазерными импульсами ближнего ИК-диапазона (1030 нм, 0,3 пс, NA=0,25), растёт при фиксированной плотности энергии импульса с увеличением частоты следования лазерных импульсов от 25 кГц до 2 МГц до порогового значения (≤ 560 кГц), связанного с локальным кумулятивным тепловым разрушением материала.

4. Величина светимости фотолюминесценции немостиковых кислородных дырочных центров в микротреках, записанных в плавленом кварце сфокусированными ультракороткими лазерными импульсами ближнего ИК-диапазона (1030 нм, 0,3 пс, NA=0,25), уменьшается при превышении порогового значения частоты следования импульсов (≥ 560 кГц), связанного с локальным кумулятивным тепловым разрушением материала.

Достоверность результатов

Результаты, представленные в диссертационной работе, подтверждаются воспроизводимостью экспериментальных данных, полученных с применением надёжных и отработанных методов. Эксперименты были проведены с использованием современного

оборудования. Теоретические модели находятся в хорошем согласии с полученными экспериментальными данными.

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертационной работе, были получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии. Цели работы были определены научным руководителем, доктором физико-математических наук Кудряшовым Сергеем Ивановичем, и достигнуты совместно с автором.

Апробация работы

Результаты лично представлены на следующих 11 научных конференциях:

1. IV Международная конференция по сверхбыстрым оптическим явлениям – UltrafastLight-2020, 28.09.2020 – 02.10.2020, Москва.
2. Международная конференция «Физика конденсированных состояний -2021, посвященная 90-летию со дня рождения академика Ю. А. Осипьяна (1931-2008)», 31.05.2021 – 04.06.2021, Черноголовка.
3. V Международная конференция по сверхбыстрым оптическим явлениям –UltrafastLight-2021, 4 – 8.10.2021, Москва.
4. IX Всероссийская научная молодежная школа-конференция «Химия, физика, биология: пути интеграции», 20 – 22.04.2022, Москва.
5. Международная конференция «Fundamentals of Laser Assisted Micro- and Nanotechnologies» (FLAMN-22), 27 – 30.06.2022, Санкт-Петербург.
6. VI Международная конференция по сверхбыстрым оптическим явлениям – UltrafastLight-2022, 3 – 7.10.2022, Москва.
7. XX Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике, посвященный 100-летию со дня рождения Н.Г. Басова, 08 – 12.11.2022 года, Самара.

8. XIX Международная молодежная конференция по люминесценции и лазерной физике, 03–07.07.2023, Иркутск.
9. VII Международная конференция по сверхбыстрым оптическим явлениям – UltrafastLight-2023, 2 – 4.10.2023, Москва.
10. XXI Всероссийская молодежная Самарская конкурс-конференция по оптике, лазерной физике и физике плазмы, посвященная 300-летию РАН, 14-18.11.2023, Самара.
11. XXXI Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», 12-26.04.2024, Москва.

Результаты, лежащие в основе диссертационного исследования, были получены в рамках грантов № 20-71-10103 и № 22-72-10076 Российского научного фонда.

Некоторые результаты, представленные в диссертационной работе, были включены в исследование «Фемтосекундная лазерная 3D-фабрикация интегральных оптических устройств в объеме прозрачных диэлектриков». Эта работа заняла третье место на VII Всероссийском конкурсе научно-исследовательских работ среди студентов и аспирантов «Наука будущего – наука молодых» в 2022 году.

Некоторые результаты, представленные в диссертационной работе, были частью цикла исследований под названием «Передовые методы фемтосекундной лазерной записи в диэлектрических материалах». За этот цикл работ была присуждена премия имени Н. Г. Басова в 2022 году, в составе А. Е. Рупасов, С. И. Кудряшов, П. А. Данилов и Е. В. Кузьмин.

Результаты, представленные в диссертационной работе, были представлены на научных семинарах ФИАН, а именно на семинаре Центра лазерных и нелинейно-оптических технологий и семинаре Отделения Квантовой Радиофизики им. Н. Г. Басова.

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 13 статьях, индексируемых в международных базах данных Web of Science и Scopus, а также 10 материалах конференций.

Структура и объём диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитированной литературы из 147 наименований. Объём диссертации составляет 155 страниц, включая 87 рисунков.

Глава 1. Литературный обзор

Ультракороткие лазерные импульсы (УКИ) отличаются высокой пиковой интенсивностью, благодаря чему они нелинейно взаимодействуют с широкозонными прозрачными диэлектриками. В данной работе рассматриваются ключевые аспекты распространения и взаимодействия УКИ с прозрачными твёрдыми диэлектриками.

В этом контексте изучается модификация материала под воздействием УКИ, приводящая к образованию двулучепреломляющего микротрека в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков.

В этой главе представлены гипотезы о механизмах, которые могут лежать в основе формирования двулучепреломляющих микротреков и их подструктуры в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков под действием УКИ.

Описаны существующие оптические элементы и устройства, которые были реализованы на основе двулучепреломляющих микротреков. Двулучепреломляющие микротреки обладают анизотропным эффектом, что приводит к фазовому сдвигу света, а также сложным интерференционно-поляризационным взаимодействиям света внутри микротреков.

1.1 Взаимодействие и распространение лазерных импульсов в прозрачных твёрдых диэлектриках

1.1.1 Механизмы ионизации в прозрачных твёрдых диэлектриках

Первый этап взаимодействия лазерного излучения с диэлектриками заключается в создании свободных электронов, которые являются носителями заряда. Если энергия фотонов лазерного излучения меньше ширины запрещённой зоны материала, то генерация носителей заряда происходит

через нелинейные процессы ионизации, такие как многофотонная, туннельная и лавинная [45–47].

Крайне важной характеристикой является количество энергии, требуемое для перевода электрона в возбуждённое состояние (рис. 1.1). Этот показатель определяется шириной запрещённой зоны. Хотя экспериментально бывает сложно однозначно определить отдельные процессы, понимание нелинейной ионизации играет ключевую роль в лазерном структурировании и обработке диэлектрических материалов.

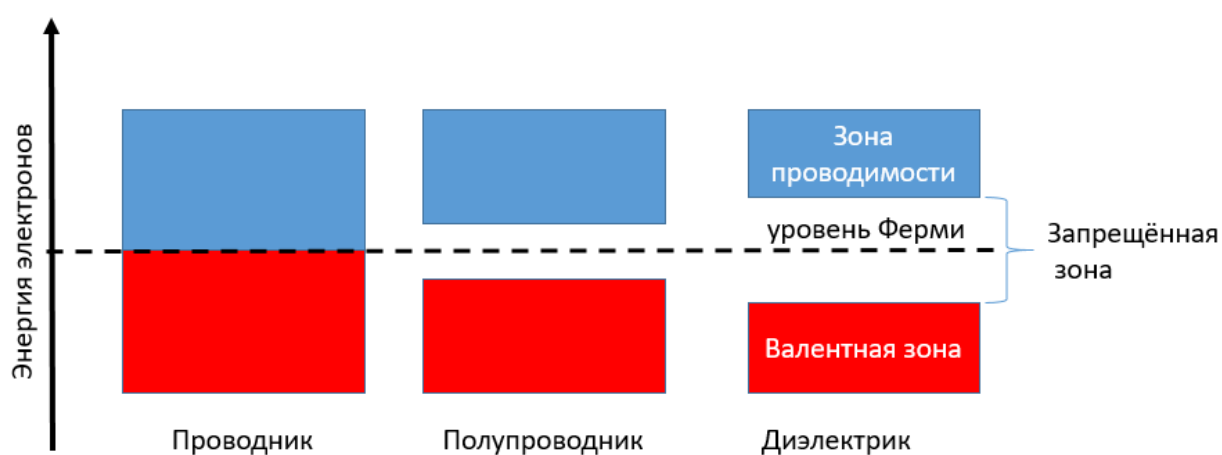


Рис. 1.1 Упрощённая зонная диаграмма для проводников, полупроводников и диэлектриков.

Ранее исследования лазерной ионизации в диэлектриках проводились путём анализа дефектов на поверхности и в объёме. Отслеживать эволюцию плотности свободных носителей можно, измеряя изменения оптических свойств в области лазерного возбуждения, вызванные лазером. Вклад носителей заряда в изменение показателя преломления можно описать с помощью модели Друде.

С помощью модели Друде можно определить соотношение между плотностью свободных носителей, их эффективной массой и временем между столкновениями, анализируя изменение показателя преломления. При

исследовании зависимости плотности свободных носителей от изменения показателя преломления необходимо учитывать влияние оптического эффекта Керра. Этот эффект приводит к самофокусировке и вносит положительный вклад в изменение показателя преломления, который пропорционален интенсивности лазерного излучения.

Лазерное излучение может вызывать в диэлектриках процесс фотоионизации, при котором электроны из валентной зоны переходят в зону проводимости под действием фотонов. Этот процесс может происходить двумя способами: туннельной или многофотонной ионизацией. Они отличаются в зависимости от частоты и интенсивности лазера. Многофотонная ионизация подразумевает одновременное поглощение электроном нескольких фотонов. При туннельной ионизации электрическое поле лазера подавляет кулоновскую потенциальную яму, связывающую электрон в атоме. В результате электрон освобождается, проходя через барьер (этот эффект называется туннелирование). Чтобы определить, какой из этих процессов преобладает, рассчитывают адиабатический параметр γ , известный также как параметр Келдыша [45,46]:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e c n \varepsilon_0 E_g}{I}} \quad (1.1)$$

где ω — частота лазера, e — заряд электрона, m_e — масса электрона, c — скорость света, n — показатель преломления материала, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, E_g — ширина запрещенной зоны материала и I — интенсивность лазера. В случае, когда значение параметра $\gamma \gg 1$, время, требуемое для туннелирования, оказывается продолжительнее периода поля. В такой ситуации электрон не способен покинуть атом в течение времени существования потенциального барьера. Это соответствует случаю относительно слабого поля, при котором доминирует процесс многофотонной ионизации. Если же параметр $\gamma \ll 1$, то поле становится сильным. Время

туннелирования при этом невелико по сравнению с периодом поля, что делает возможным эффективное туннелирование.

В соответствии с теорией Келдыша, скорость многофотонной ионизации можно описать с помощью следующего уравнения [48]:

$$W_{mpi}(t) \propto \beta_m I^m \quad (1.2)$$

$$\beta_m = \frac{\omega}{9\pi} \left(\frac{m_e^* \omega}{\hbar} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{e^2}{8\omega^2 m_e^* c \epsilon_0} \right)^m \frac{\exp(2m)}{(n_0 E_g)^m} \quad (1.3)$$

В соответствии с теорией Келдыша, скорость туннельной ионизации можно описать с помощью данного уравнения [49]:

$$W_{tun} = \frac{2}{9\pi^2} \frac{E_g}{\hbar} \left(\frac{m_e^* E_g}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\hbar\omega}{E_g \gamma} \right)^{\frac{5}{2}} \exp \left(-\frac{\pi E_g \gamma}{2 \hbar \omega} \left(1 - \frac{\gamma^2}{8} \right) \right) \quad (1.4)$$

Кроме туннельной и многофотонной ионизации электронов, может происходить лавинная ионизация. Для начала лавинной ионизации нужны «затравочные» электроны. В роли таких электронов могут выступать электроны, подвергшиеся ионизации в процессе многофотонного поглощения. Когда энергия свободного электрона становится больше энергии запрещённой зоны, он может при столкновении ионизировать другой электрон из валентной зоны. В результате такого взаимодействия появляются два электрона, которые находятся близко к нижней части зоны проводимости [47]. Эти два электрона могут снова поглощать энергию и повторять цикл передачи энергии до тех пор, пока энергии электрона хватает для ионизации другого электрона. Плотность электронов, которые генерируются в результате лавинного процесса, определяется следующим образом:

$$\frac{dN}{dt} = \eta N \quad (1.5)$$

где η – скорость лавинной ионизации. Источник «затравочных» электронов зависит от материала. Для материалов с дефектами или примесями возможно

возбуждение начальных электронов с уровней внутри запрещенной зоны, которое может произойти через линейное поглощение или тепловое возбуждение [47]. При этом энергетический порог ионизации примесей и дефектов оказывается ниже, чем для многофотонного и туннельного процесса.

Таким образом, при многофотонной ионизации в плавленом кварце (рис. 1.2) с шириной запрещенной зоны около 10 эВ для перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости на длине волны 515 нм (энергия фотона примерно 2,4 эВ) требуется около 4–5 фотонов [50].

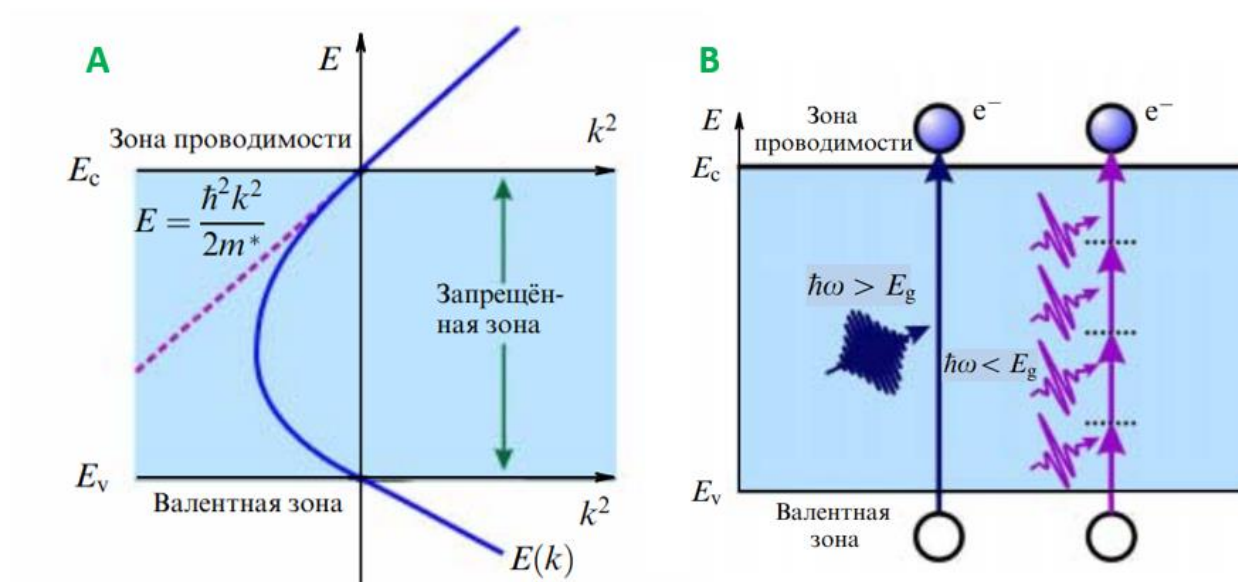


Рис. 1.2 А) Картина туннелирования в полупроводнике или диэлектрике в k -пространстве. В) Однофотонный эффект и многофотонные процессы приводящие к поглощению излучения и ионизации в полупроводнике или диэлектрике [50].

Когда свободный электрон релаксирует в зоне проводимости, он испускает фононы. Фонон — это квант колебательного движения атомов. Эти колебания атомов приводят к нагреву кристаллической решётки. Нагрев решётки происходит в диапазоне от пикосекунды до наносекунды. Если материал поглощает достаточно энергии с помощью описанных механизмов и эта энергия передаётся материалу через электрон-фононную релаксацию, то

формируется дефект. При длительности импульса более нескольких десятков пикосекунд электроны успевают передать энергию решётке во время воздействия импульса. В этом режиме порог формирования дефекта зависит от квадратного корня из длительности импульса τ (рис. 1.3) [51,52]. При этом нет определённой классификации порогов формирования дефектов. Дефект может представлять собой однородное изменение показателя преломления, микротрещину с подструктурой или микрополость. Порог формирования дефектов определяют с помощью постоянных оптических измерений для поверхности и объёма [46,53]. В отличие от объёма, на фокусировку лазера на поверхности не влияют самофокусировка и сферическая аберрация [54]. Порог формирования дефекта на поверхности может значительно меняться в зависимости от её подготовки, например, качества полировки или наличия примесей [55,56].

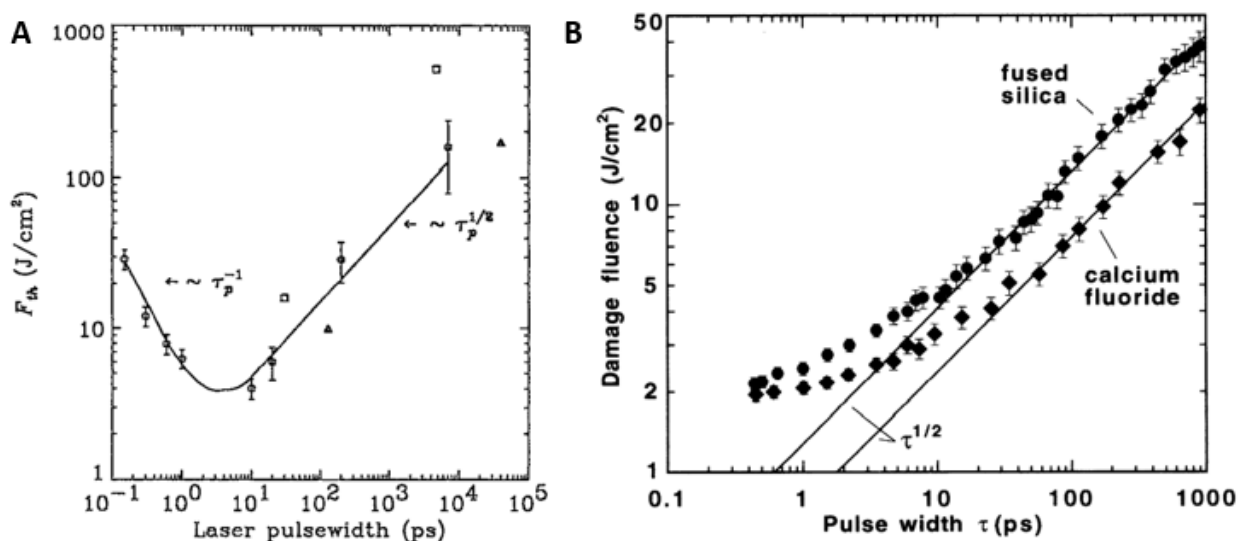


Рис. 1.3 А) Порог формирования дефекта в зависимости от длительности импульса для плавленого кварца [51]. В) Наблюдаемые значения порога флюенса при 1053 нм для плавленого кварца и CaF₂. Сплошные линии соответствуют $\tau^{1/2}$ результатам длинного импульса. Оценочная погрешность составляет $\sim 15\%$ [52].

Характер и механизм модификации материала зависят от длительности лазерного импульса. При воздействии лазерного излучения на материал, электроны поглощают энергию электрического поля и переходят в зону проводимости. В течение десятков фемтосекунд происходит обмен энергией между возбуждёнными электронами. Происходит процесс рассеяния «носитель заряда — носитель заряда». Передача энергии кристаллической решётке занимает время, превышающее десять пикосекунд. Этот процесс описывается электрон-фононным взаимодействием «носитель заряда — фонon». Первый процесс приводит к быстрому перераспределению энергии между возбужденными носителями. Второй процесс передает энергию решетке, выравнивая температуру электронов и решетки. Как правило, электроны передают свою энергию решетке за десятки пикосекунд [56].

Таким образом, если длительность лазерного импульса составляет около десяти пикосекунд, то во время его распространения значительная энергия передаётся решётке [46]. Затем возбуждённые фононы решётки передают энергию в окрестности лазерного фокуса посредством термодиффузии. Это приводит к формированию дефекта в материале, если температура в зоне воздействия достигает точки плавления. Известно, что порог формирования дефекта (определяемый флюенсом) зависит от длительности импульса как квадратный корень. Однако при использовании УКИ длительностью менее десяти пикосекунд наблюдается отклонение от этого закона [53,56].

Как было отмечено ранее, в основном порог формирования дефекта измеряют для поверхности, чтобы предотвратить возможные отклонения, связанные с нелинейными эффектами, такими как самофокусировка, а также с зависимостью нелинейного отклика среды от времени. Отклонение от $\tau^{\frac{1}{2}}$ (рис. 1.3) можно объяснить механизмом быстрой ионизации электронов. Если длительность импульса составляет менее 20 пс, то термодиффузия и электрон-ионное взаимодействие происходят уже после лазерного импульса. Это позволяет электронам достичь высоких температур, при этом в момент

воздействия лазерного импульса решётка остаётся холодной. Обычно формирование дефекта связывают с критической концентрацией плазмы, при которой лазерное излучение сильно поглощается возбуждённой электронной плазмой. Однако прямые измерения концентрации в плазме поставили это предположение под сомнение. Исследования показали, что дефект может сформироваться даже при докритической концентрации плазмы [56-58].

1.1.2 Самофокусировка в прозрачных твёрдых диэлектриках

Вскоре после создания рубинового лазера в 1962 году появилась теория о самофокусировке лазерных импульсов [1]. В 1964 году были получены экспериментальные данные, которые подтвердили эту теорию. Тогда излучение, сфокусированное в плавленом кварце длиннофокусной линзой (рис. 1.4), оставило необратимый дефект шириной 1 см. Диаметр повреждённой дорожки был небольшой частью расчётного диаметра фокуса. Это привело к предположению, что распространяющийся импульс создаёт самоиндуцированный волновод за счёт взаимодействия со средой [2,3].

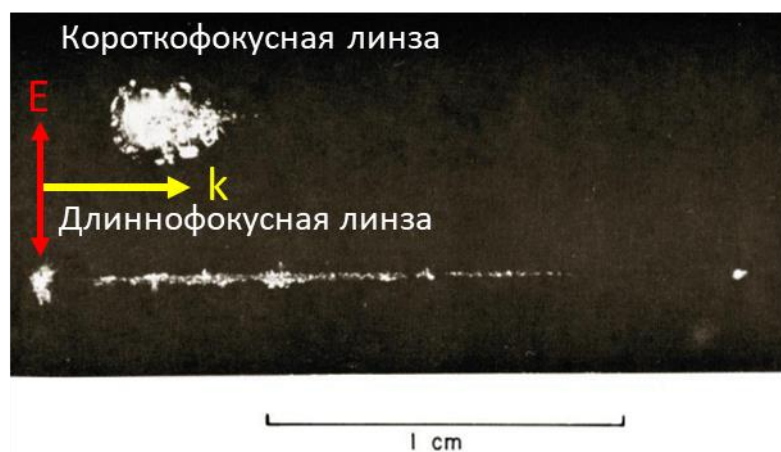


Рис. 1.4 Лазерно-индуцированные дефекты в плавленом кварце (0.1 Дж, 10 МВт, ~10 нс) [59].

Одним из ключевых условий формирования филамента является самофокусировка. Это нелинейно-оптический процесс, который происходит при мощных импульсах лазера и известен как оптический эффект Керра. Он связан с зависимостью показателя преломления от интенсивности лазерного импульса [60]:

$$n = n_0 + n_2(I) \quad (1.6)$$

где n_0 — линейный показатель преломления, n_2 — нелинейный показатель преломления второго порядка, а I — интенсивность лазерного импульса.

Это же уравнение можно записать в виде комплексной диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_2(I), \quad \varepsilon_2 = \text{Re}\{\varepsilon_2\} + \text{Im}\{\varepsilon_2\} \quad (1.7)$$

в уравнении ε_2 - является величиной нелинейной диэлектрической проницаемости, а сам коэффициент нелинейности является комплексным. В нём действительная часть $\text{Re}\{\varepsilon_2\} \propto \sum \chi_n E^n$, где χ — нелинейная восприимчивость. С мнимыми частями величины ε_2 связаны эффекты нелинейного поглощения [71].

Чтобы импульсы обладали достаточной мощностью и могли преодолеть естественную дифракционную расходимость, начав процесс самофокусировки, необходимо учитывать показатель преломления среды, зависящий от интенсивности лазерного излучения. Для достижения этого эффекта импульсы должны иметь входную мощность выше критической мощности. Понятие критической мощности самофокусировки было введено в 1964 году Таунсом и сотрудниками [3]. В ходе экспериментов в плавленом кварце при превышении критической мощности самофокусировки в 10 раз были получены дефекты длиной несколько сантиметров и шириной порядка

двух длин волн. Выражение для критической мощности гауссовского импульса выглядит так:

$$P_{cr} \approx 3.77\lambda_0^2 / (8\pi n_0 n_2) \quad (1.8)$$

Когда импульс в центре пучка начинает самофокусироваться, его интенсивность увеличивается. Это приводит к многофотонной ионизации среды и образованию электронной плазмы в центральной части импульса. В области импульса, где произошли самофокусировка и ионизация, высокая плотность электронов снижает восприимчивость среды, что локально уменьшает показатель преломления [61].

После начала филаментации поперечный профиль пучка разделяется на две области: внутреннюю область ионизации и внешний энергетический резервуар. Во внутренней области филаментации интенсивность максимальная. Там формируется вытянутый плазменный канал — филамент. В филаменте фотоны из центральной области ионизации испытывают уменьшение показателя преломления и стремятся удалиться от центра пучка. В то же время периферийные фотоны, которые находятся вне области ионизации, продолжают самофокусироваться и движутся к центру пучка. Баланс этих двух процессов обеспечивает устойчивое распространение филамента [61].

В исследовании [62] было проведено численное моделирование, которое предсказывает самофокусировку фемтосекундных лазерных импульсов в диэлектрических твёрдых телах с дисперсией показателя преломления. Согласно результатам численного моделирования, в ограниченном диапазоне пространства параметров изначально достаточно узкий лазерный пучок испытывает длительные колебания интенсивности и ширины. Это характерно для динамики, полученной в среде с насыщающимся нелинейным изменением показателя преломления.

В работе [63] было проведено моделирование распространения УКИ в объёмных прозрачных средах при мягкой и острой фокусировках. В этих

режимах многофотонная ионизация играет ключевую роль в генерации свободных электронов. Однако при острой фокусировке эти «затравочные» электроны могут дополнительно создавать плазму за счёт лавинной ионизации. Для условий острой фокусировки были определены оптимальные параметры лазерного излучения, при которых возможно формирование объёмного дефекта и прямая запись волноводов.

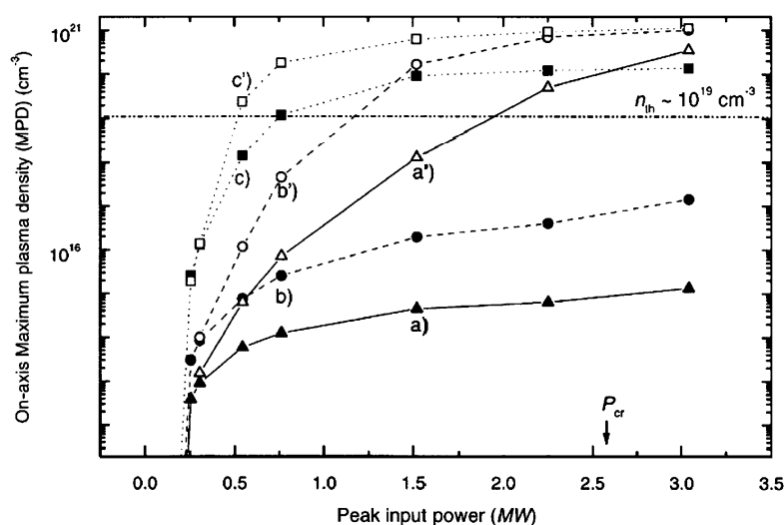


Рис. 1.5 Максимальная плотность плазмы в геометрических фокусах в объёме образца плавленого кварца для: а — 12 фс; (b) 36 фс; и (c) импульсы длительностью 120 фс. (a'), (b') и (c') —результаты, когда фокус находится на поверхности образца [63].

Из данных, представленных на рисунке 1.5, можно сделать вывод, что для достижения более высокой плотности плазмы требуется импульс длительностью более 100 фс [63].

Процесс самофокусировки в плавленом кварце (рис. 1.6) с мощностью импульса выше критической и условиями острой фокусировки исследовали численно и экспериментально [64]. Моделирование показывает, что за первой зоной дефекта вокруг очага должна следовать узкая дорожка субволновой ширины, что указывает на нитевидное распространение. Форма и размер

треков дефектов соответствуют зоне, где плотность электронов, созданная ионизацией, близка к 10^{20} см³.

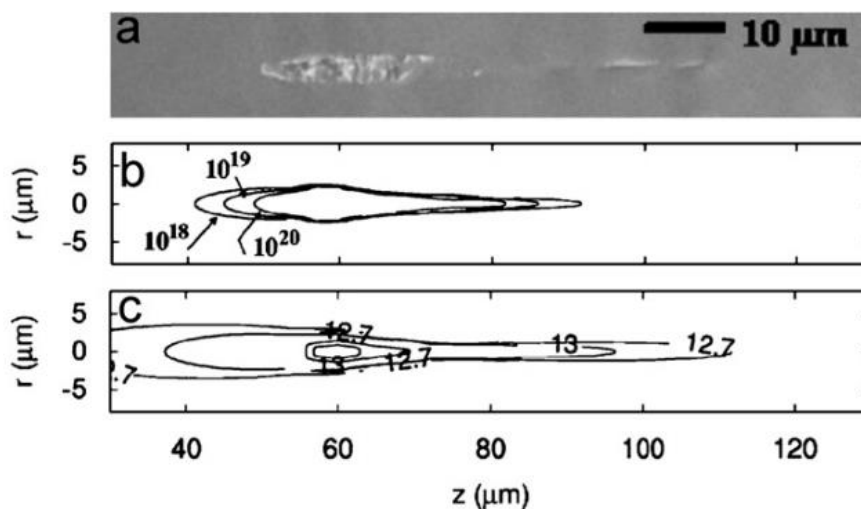


Рис. 1.6 Сравнение экспериментов и моделирования. (а) Изображение структуры с СЭМ, полученное импульсами 800 нм, 160 фс, 1 Дж, сфокусированными в плавленом кварце. Микрообъектив NA=0.5. (б) Численное моделирование: кривые ограничивают области, где концентрация электронов превышает уровень 10^{18} , 10^{19} или 10^{20} e⁻/см³. (с) Расчетные контурные диаграммы интенсивности. Метки 12,7 и 13 в (с) указывают 5×10^{12} и 10^{13} Вт/см² [64].

Анализ исследований самофокусировки [61–71] позволяет сделать вывод, что при уменьшении фокусного расстояния и пятна фокусировки влияние эффекта самофокусировки на процесс формирования лазерно-индуцированного дефекта в диэлектриках снижается. А при использовании очень короткофокусных линз самофокусировка может практически не влиять на измеряемые пороги формирования дефектов.

При формировании дефектов в прозрачных твёрдых диэлектриках также наблюдаются явления самофокусировки и дефокусировки лазерных импульсов в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков. Этот процесс был

интерпретирован моделью движущихся фокусов. Впервые его заметили в объеме стекла в 1967 году [4].

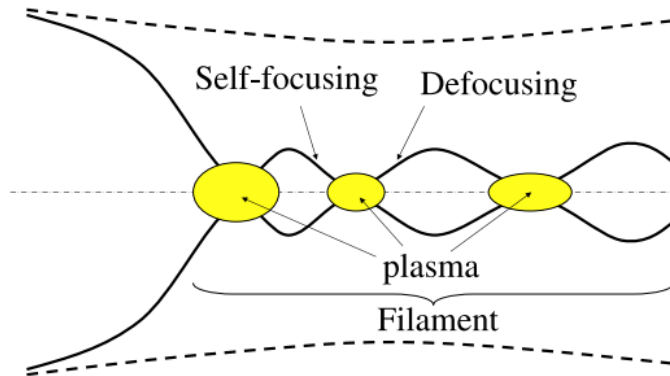


Рис. 1.7 Схематическое изображение циклов самофокусировки-самодефокусировки интенсивной сердцевины пучка [61].

Сплошные кривые на рисунке 1.7 показывают диаметр сердцевины пучка, а длина филамента — это расстояние, которое прошли эти циклы. Пунктирная линия демонстрирует среднеквадратический радиус луча. Интенсивность поперечного сечения обратного тормозного излучения [72], можно описать следующим образом:

$$I \equiv \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n_0 |\mathbf{E}|^2 \quad (1.8)$$

Стоит отметить режим при высокой средней мощности лазерного излучения, который был исследован численно [73]. Моделирование этого режима в плавленом кварце с ограничением цилиндрической симметрии показывает, что при входной пиковой мощности импульса, в несколько десятков или сотен раз превышающей критическую мощность самофокусировки P_{cr} , импульс расщепляется многократно как во времени, так и в поперечной плоскости. Это приводит к возникновению множественной конусной структуры, где количество конусов и их полуугол увеличиваются

при увеличении энергии входного импульса. Авторы объясняют формирование этих конусов как результат взаимодействия между самофокусировкой и дефокусировкой плазмы. Плазменная дефокусировка приводит к снижению показателя преломления в центре пучка и образованию первого конуса (расфокусировка задней части импульса). Локальный максимум показателя преломления находится вне этого конуса, там, где нет вклада плазмы. Затем локальная самофокусировка создаёт второй конус вокруг этого максимума, и процесс повторяется до тех пор, пока мощность, остающаяся на периферии внешнего конуса, не станет меньше критической мощности самофокусировки (P_{cr}). На самом деле формирование конусов похоже на проявление модуляционной неустойчивости в керровской среде, ограниченной цилиндрической симметрией, с дополнительным вкладом плазмы, который зависит от интегральной интенсивности [74]. В целом механизм похож на пространственно-временную неустойчивость интенсивных лазерных импульсов в газах [75]. Образование мультikonуса обусловлено исключительно временной зависимостью, связанной с генерируемой плазмой и нелинейным откликом среды.

1.2 Модификация материала в виде двулучепреломляющего микротрека

В 1996 году в объёме плавленого кварца после воздействия УКИ были обнаружены дефекты [5], которые обладают эффектом двулучепреломления. В том же году была предложена концепция оптической памяти, которая основывалась на двулучепреломляющих дефектах в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков [6, 7]. Затем, в 2005 году, при изучении сечения диэлектриков с помощью сканирующей электронной микроскопии было обнаружено, что внутри двулучепреломляющих дефектов формируется субволновая подструктура [8].

При определённых условиях в облучаемом объёме могут формироваться дефекты — двулучепреломляющие микротреки, обладающие высокоупорядоченной субволновой подструктурой с размерами менее 20 нм. В отличие от ЛИППС, объёмные микротреки с высокоупорядоченной субволновой подструктурой внутри материала были обнаружены только для нескольких материалов: плавённый кварц, сапфир, оксид теллура, ULE-стекло и боросиликатное стекло [76–81]. Плавённый кварц — наиболее распространённый материал для записи микротреков с подструктурой. Несколько исследований по записи микротреков с подструктурой было проведено на кварцевых стёклах, легированных германием, фосфором или титаном. Микротреки с подструктурой были также обнаружены в пористом стекле, полученном из щелочно-боросиликатного стекла с фазовым разделением путём удаления боратной фазы в горячем растворе кислоты [82]. Двулучепреломляющие микротреки с подструктурой, находящиеся в объёме, превращаются в поверхностные ЛИППС, когда фокус лазера перемещается на поверхность образца [83].

Эффект наведённого двулучепреломления возникает из-за формирования субволновой упорядоченной подструктуры внутри микротрека, в отличие от собственного двулучепреломления, которое происходит из-за анизотропии ориентированных молекул (рис. 1.8) [14,84]. Эффективный показатель преломления будет отличаться для двух ортогональных поляризаций света. При прохождении через слой материала может наблюдаться фазовый сдвиг между двумя компонентами. Величину разности хода можно пересчитать в фазовый сдвиг, где величина фазового сдвига зависит от частоты излучения, при которой происходит измерение. Величину двулучепреломления можно менять путём изменения параметров лазерной записи, однако она зависит от свойств материала. В линейном приближении показатели преломления для обыкновенной волны ($\Delta\Phi_{xx}$) и необыкновенной волны ($\Delta\Phi_{xy}$) в подструктуре микротрека различны [14]:

$$\Delta\Phi_{xx} = \frac{2\pi}{\lambda} t_b \left\{ \left[\frac{n_1^2 n_2^2}{f n_2^2 + (1-f)n_1^2} \right]^{\frac{1}{2}} - n_0 \right\} + \overline{\Delta\Phi} \quad (1.9)$$

$$\Delta\Phi_{xy} = \frac{2\pi}{\lambda} t_b \left\{ [f n_1^2 + (1-f)n_2^2]^{\frac{1}{2}} - n_0 \right\} + \overline{\Delta\Phi} \quad (1.10)$$

где λ – длина волны, используемая при измерении; n_0 – показатель преломления необработанного материала; $\overline{\Delta\Phi}$ – фазовый сдвиг создаваемый недвулучепреломляющим хвостом записанного микротрека; n_1 и n_2 — показатели преломления, субволновых областей, составляющих подструктуру микротрека (рис. 1.8). Подструктура микротрека не всегда ведёт себя как отрицательный одноосный кристалл. Показатель преломления зависит от материала, в котором происходит запись. Поэтому наведённый показатель преломления может быть, как положительным, так и отрицательным. Величина двулучепреломления в микротреке составляет порядка 10^{-3} [85].

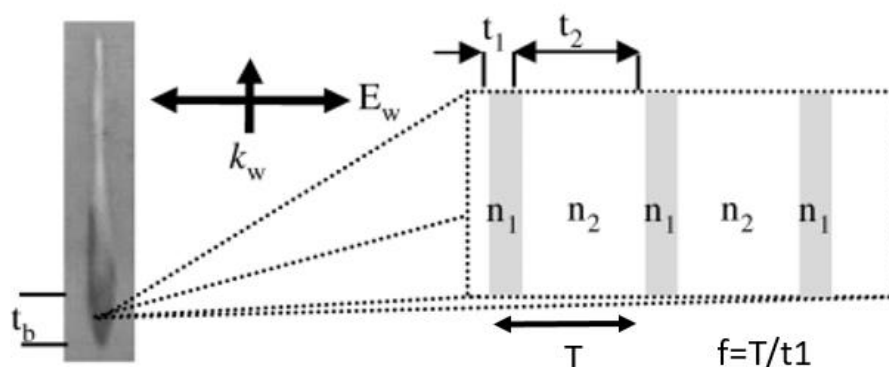


Рис. 1.8 Схема самоорганизующейся подструктуры внутри микротрека, индуцированной в стекле. СЭМ-изображение микротрека (слева). Подструктура микротрека может быть аппроксимирована параллельными плоскостями с переменным показателем преломления, что вызывает эффект двулучепреломления в микротреке (справа) [14].

Двулучепреломляющий микротрек можно охарактеризовать двумя основными параметрами: фазовым сдвигом и направлением медленной оси. В

эксперименте по лазерной записи величину фазового сдвига можно варьировать с помощью ряда параметров лазерного излучения.

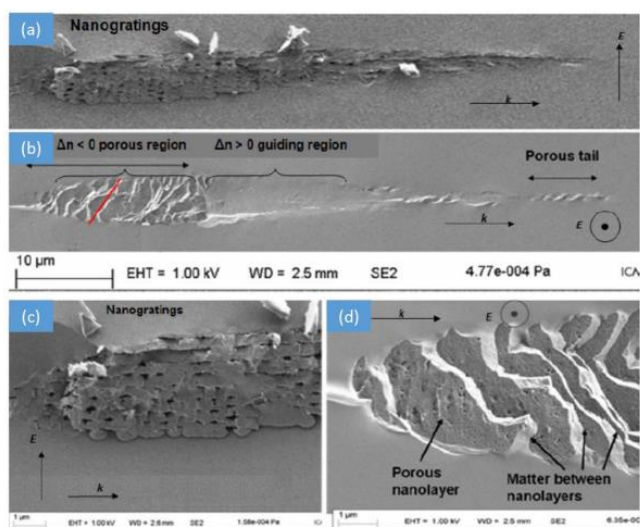


Рис. 1.9 СЭМ, изображения поперечного сечения микротреков, с поляризацией лазера, перпендикулярной (а) и параллельной (б) к направлению сканирования. (с) и (д) показывают крупным планом области подструктуры микротрека [86].

Согласно последним исследованиям, подструктура микротрека состоит из чередующихся слоёв однородного и пористого стекла (рис. 1.9) [86,87]. Изучение подструктуры микротрека проводилось путём резки образца после лазерной записи. Подструктура микротрека представляет собой формирование упорядоченных нанополостей. Размер нанополостей составляет от 10 до 30 нм. Результаты измерений малоуглового рентгеновского рассеяния подтвердили наличие внутренних нанополостей в микротреке [87]. Вопрос о происхождении нанополостей остаётся открытым, поскольку они могут возникать в результате механической обработки. Двухлучепреломляющие микротреки можно разделить на несколько типов (рис. 1.10): 1) Т1 – изотропное изменения показателя преломления [5]; 2) Т2 (плоскости) [13,88] и ТХ (нанопоры) [32] – анизотропное изменение показателя преломления; Т3 – формирование пустот [6].

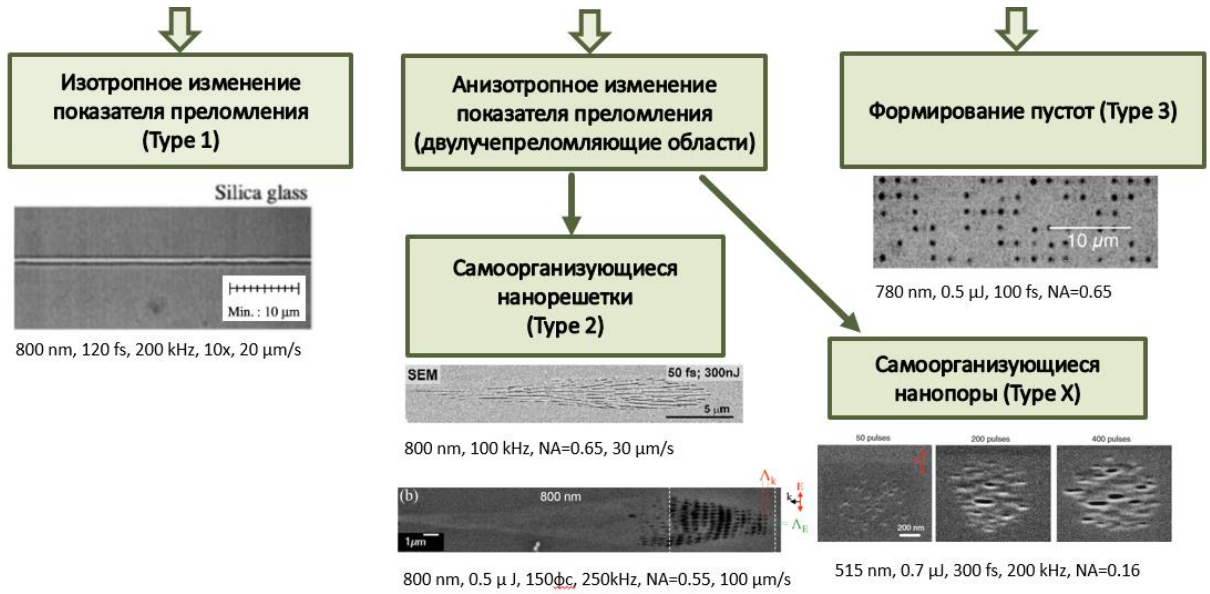


Рис. 1.10 Изображение двулучепреломляющих микротрещок в сечении, визуализированные с помощью сканирующей электронной микроскопии [5,6,13,32,88].

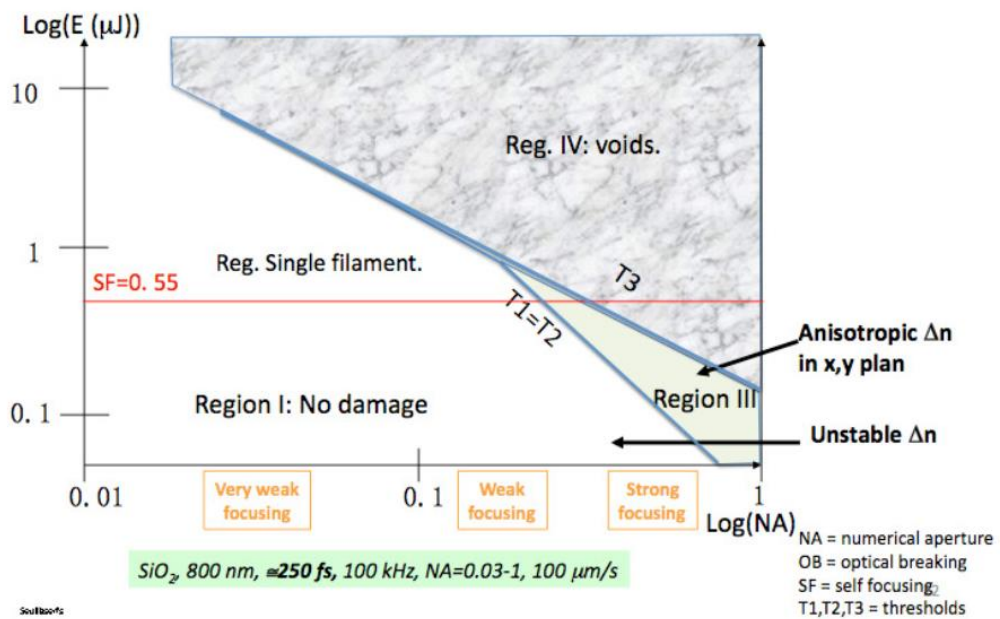


Рис. 1.11 Смоделированная диаграмма дефектов для длительности импульсов 250 фс [89].

В работе [89] были сопоставлены характеристики дефектов, которые формируются в плавленом кварце, в зависимости от параметров индуцирующего лазерного излучения. К таким параметрам относятся длина

волны, длительность импульсов, энергия в импульсе, частота повторения лазерных импульсов и числовая апертура. Результаты исследования, представленные на рисунке 1.11, по словам авторов, не являются точными. Они лишь отражают общие тенденции изменения типов дефектов.

На формирование двулучепреломляющих микротреков влияет несколько параметров: энергия, апертура, длительность импульсов, частота повторения, длина волны. Существует множество типов двулучепреломляющих микротреков, некоторые из них характерны для фемтосекундного лазера и SiO_2 . Анализ результатов, описанных в литературе, позволяет определить изменения пороговых значений параметров индуцирующего лазерного излучения. Это помогает найти оптимальные условия для достижения конкретных результатов [89].

Основная проблема использования двулучепреломляющих микротреков связана с рассеянием света, что существенно ограничивает их применение в видимом диапазоне (рис. 1.12). В 2020 году были обнаружены дефекты Туре X [90], представляющие собой нанопористую структуру с более высоким коэффициентом пропускания. Однако величина двулучепреломления у них на порядок ниже [32,91]. Авторы исследования утверждают, что они нашли режим лазерной записи, при котором получаются структуры с высоким коэффициентом пропускания (90-99 %). Чтобы увеличить коэффициент пропускания, используют высокотемпературный отжиг до 900 °С. В результате отжигаются дефекты E', NBOHC и ODC(II), и коэффициент пропускания структур увеличивается (рис. 1.12).

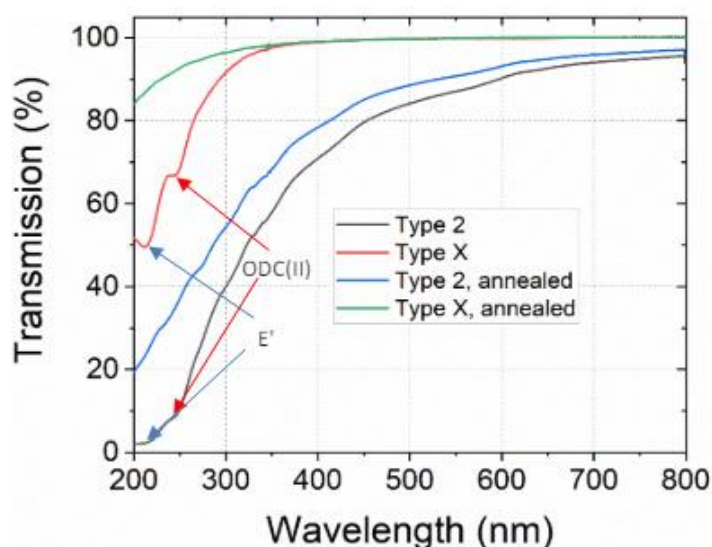


Рис. 1.12 Спектры поглощения УФ-Вид Т X и Т 2 до и после отжига при 900 °С в течение часа. Поглощение, связанное с ODC и E'-центрами, исчезло после отжига. Пик поглощения E'-центров и ODC(II) приходится на 214 нм и 248 нм соответственно [91].

Модификации плавленного кварца являются результатом релаксации фотовозбужденных электронов. Электроны сначала релаксируют в автолокализованные экситоны (АЛЭ) за счет взаимодействия с дыркой и электрон-фононного взаимодействия, а затем аннигилируют радиационно (время жизни наносекунды при комнатной температуре) или безызлучательно (взаимодействуют с фононами решетки), или же могут трансформироваться в точечные дефекты (например, в SiE' (рис. 1.12) и NBOHC (разрыв связи), а затем в кремний-кислородный дефицитный центр, обозначаемый как SiODC(II)) [89,92,93].

В спектральном диапазоне 450–800 нм можно наблюдать полосы фотолюминесценции (рис. 1.13), которые связаны с формированием дефектов NBOHC и ODC [93].

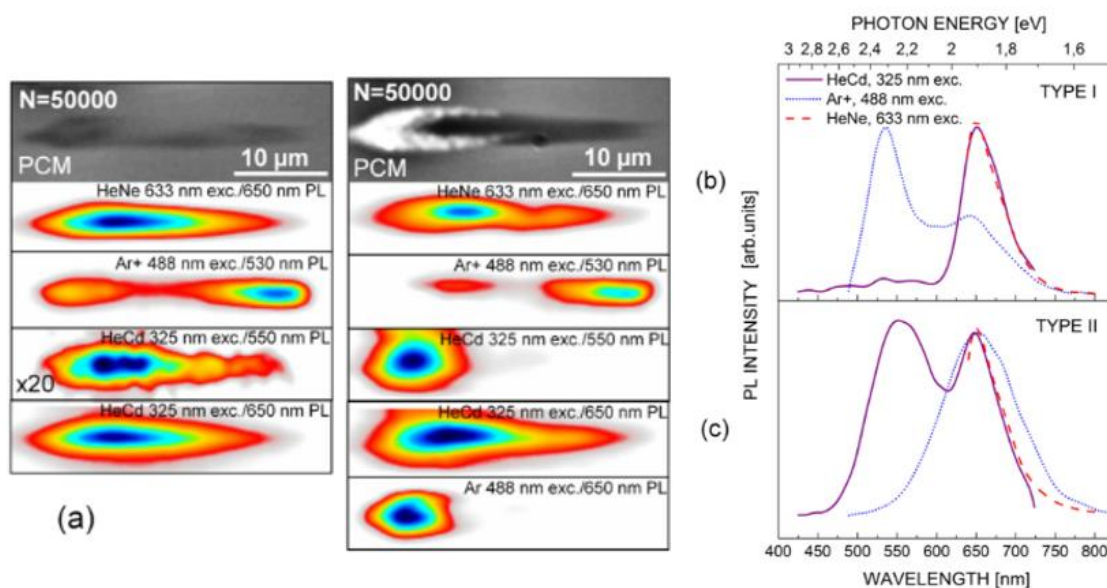


Рис. 1. 13 (a) Пространственная микроскопия и ФЛ для многоимпульсных дефектов Т1 (слева) и Т2 (справа) ($N = 50000$ импульсов, $E = 1,5$ мкДж и $NA_{\text{eff}} = 0,3$). Получены различные пространственные карты резонансно возбужденных НВОНС и ОДС точечных дефектов. (b) Произвольные нормализованные спектры ФЛ, собранные в дефектах Т1. (c) Спектральные характеристики дефектов Т2 при возбуждении на длине волны 633 (красная линия), 488 (синяя линия) и 325 нм (фиолетовая линия) [93].

Исследования показали, что при длительности импульсов более 200 фемтосекунд невозможно добиться плавного роста показателя преломления [94]. Однако известно, что для лазерной обработки поверхности плавленого кварца более эффективны импульсы пикосекундной длительности. Если использовать лазер с частотой повторения импульсов порядка мегагерц, происходит кумулятивный эффект, известный как эффект накопления тепла [95,96]. Так, в работе [95] было проведено численное моделирование накопления тепла в области лазерного взаимодействия (рис. 1.14). Было показано, что с ростом частоты следования лазерных импульсов происходит локальное увеличение температуры. Плотность энергии источника тепла аппроксимировалась сферической гауссианой вида [95]:

$$E(r) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (1.11)$$

где r – радиальное расстояние, а ω_0 – $1/e$ -радиус сфокусированного лазерного луча. Константа нормировки E_0 определяется объемным интегралом, равным измеренной поглощенной энергии. Основное уравнение диффузии тепла [95]:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{r^2}{D} \frac{\partial T}{\partial t}; \quad \Delta T(r) = \frac{E(r)}{c_p \rho} \quad (1.12)$$

где $T(r,t)$ – температура, а D – температуропроводность. Профиль температуры изменяется каждый раз при поступлении нового импульса лазерного нагрева за счет мгновенного повышения температуры, $\Delta T(r)$, где c_p и ρ – удельная теплоемкость при постоянном давлении и плотности стекла, соответственно.

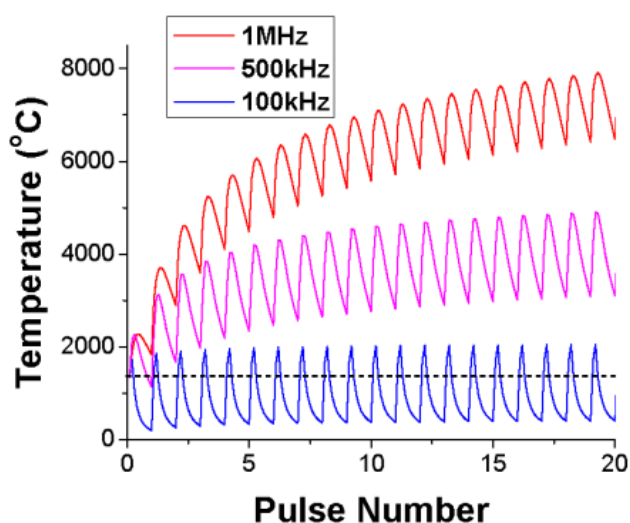


Рис. 1.14 Моделирование температуры стекла в зависимости от экспозиции в радиальном положении 2 мкм от центра лазерного луча [95].

1.3 Механизмы формирования двулучепреломляющих микротрещин

Подструктура микротрещин, которая формируется под воздействием УКИ в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков, имеет две периодичности:

одна расположена вдоль, а другая – поперёк направления распространения лазерного излучения (рис. 1.15) [97]. Обе подструктуры микротрека имеют период меньше длины волны, которую излучает лазер, при этом период зависит от параметров лазерного излучения и материала.

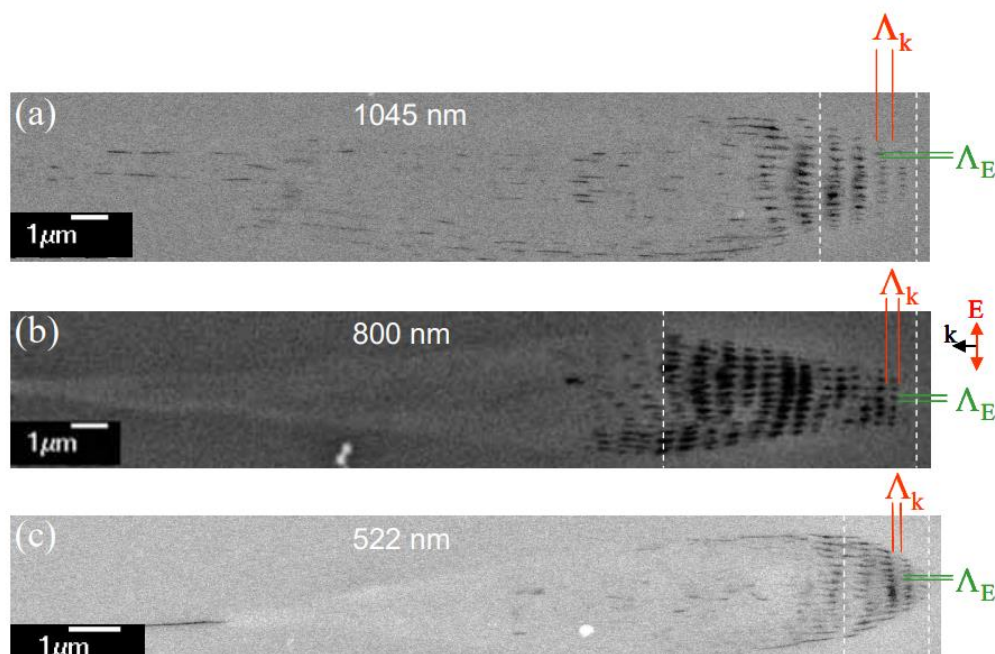


Рис. 1.15 СЭМ-изображения подструктуры внутри микротрека, образованных тремя различными длинами волн, где E – направление вектора поляризации, а k – волновой вектор индуцирующего лазерного излучения [97].

До конца не ясно, какие механизмы отвечают за формирование подструктуры микротрека. Изначально модель, предложенная для формирования объёмной подструктуры микротреков, основывалась на расширении традиционной теории формирования поверхностных ЛИППС. Эта модель основана на интерференции поверхностных плазмон-поляритонов с падающим светом [9].

Модель плазмонной интерференции была модифицирована (рис. 1.16), предполагая двухплазмонный распад [9]. Двухплазмонный распад – это параметрический процесс, при котором падающий фотон расщепляется на два плазмона, то есть две электронные плазменные волны. В отличие от

предыдущей модели, в этом случае возбуждаются два объёмных плазмона примерно с половиной энергии фотона.

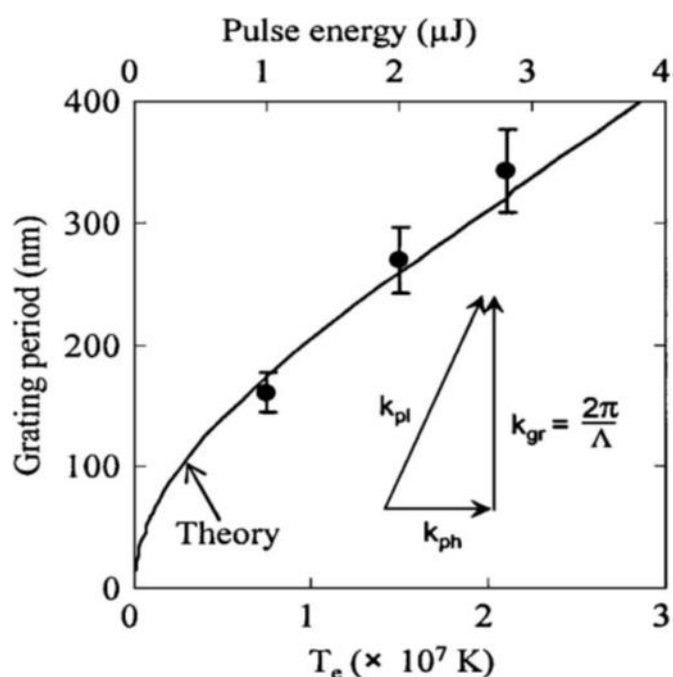


Рис. 1.16 Эволюция периода решётки в зависимости от энергии в импульсе [9].

Взаимодействие двух плазмонов, движущихся в противоположных направлениях и подчиняющихся черенковскому механизму сохранения импульса на одной частоте, может вызывать периодическую субволновую модуляцию. Важным показателем двухплазменного распада, возникающего при взаимодействии плазменной волны и падающего света, является генерация гармоники $3/2$ [9]. В данной работе не были визуализированы объёмные микротреки, а оценка периодов проводилась на основе поверхностных структур. Кроме того, авторы не уточняют, как именно измерялась температура, но заявляют, что она достигает 30 миллионов градусов. Это сопоставимо с температурами термоядерных реакций, при которых должна происходить полная ионизация вещества.

Существует теория, которая объясняет появление подструктуры микротрека формированием наноплазмы [98]. В соответствии с этой теорией,

УКИ с острой фокусировкой ионизирует дефекты и центры окраски, что вызывает появление неоднородной плазмы (рис. 1.17).

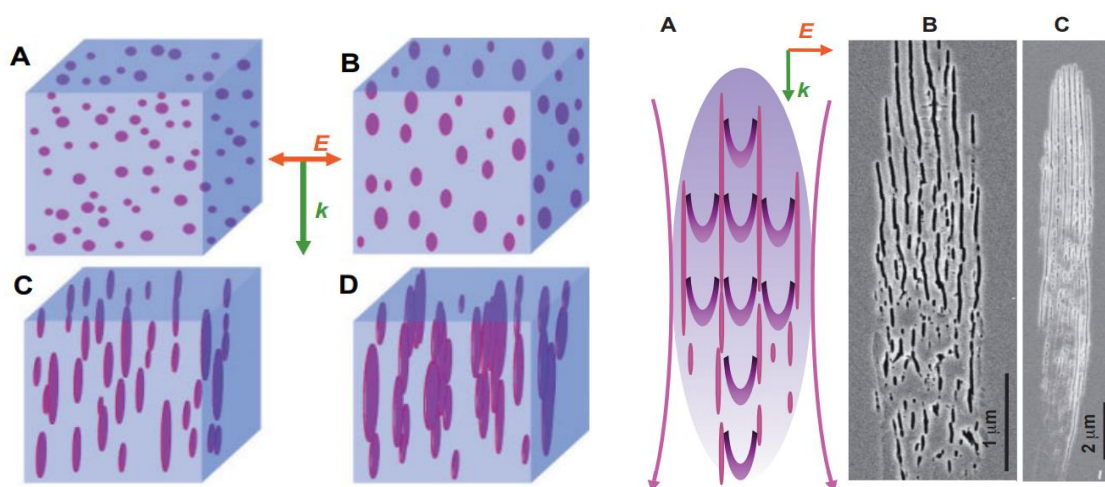


Рис. 1.17 Эволюция наноплазм в наноплоскости (слева) и схематическая диаграмма, показывающая эволюцию периодических плоских подструктур микротрека с интервалом $\lambda/2n$ (справа) [22].

После нескольких лазерных импульсов эти горячие точки плазмы могут преобразиться в наноплазму сферической формы. Локальное усиление поля на границе приведет к асимметричному росту изначально сферической наноплазмы в направлении, перпендикулярном поляризации лазера. При этом, на полюсах и экваторе наноплазменной сферы будут отличаться значения электрического поля: E_p и E_E , соответственно.

$$E_E = \frac{3E}{\varepsilon' + 2} \quad (1.13)$$

$$E_p = \frac{3E\varepsilon'}{\varepsilon' + 2} \quad (1.14)$$

Когда $\varepsilon' < 1$ (т.е. когда плотность плазмы меньше критической плотности), усиление поля происходит вокруг экватора, сферическая наноплазма расширяется, образуя сплюснутый эллипсоид, который превращается в наноплоскость.

Электрическое поле на экваторе усиливается, что приводит к образованию наноплоскости. Дальнейшая эволюция наноплоскостей приводит к формированию подструктур микротрека с периодом, равным $\lambda/2n$, где n - показатель преломления плавленого кварца. Однако неоднозначность этой теории заключается в том, что при увеличении напряжённости электрического поля на границах микротреков, эволюция наноплазм должна происходить не вдоль, а поперёк микротрека [22].

Предложенные механизмы формирования подструктуры микротрека более связаны с возбуждением плазмы и ее взаимодействием с светом. Определение плазменной частоты затруднительно, потому что она зависит от концентрации свободных носителей, которая при отсутствии лазерного излучения близка к нулю, а при освещении образца лазерным импульсом сильно меняется во времени. Кроме того, непонятно, каким образом именно плазмоны могут влиять на формирование подструктуры микротрека в направлении распространения излучения.

Для объяснения образования подструктуры микротрека была предложена альтернативная теория, основанная на притяжении и самозахвате экситон-поляритонов [21,56]. В случае плавленого кварца две дисперсионные ветви экситон-поляритонов могут возбуждаться одновременно за счет многофотонного поглощения [21]. Интерференция распространяющихся экситон-поляритонов приводит к образованию подструктуры микротрека (рис. 1.18).

Время жизни экситон-поляритонов ограничено долей пикосекунды (<300 фс) из-за их фононной релаксации в непрямые состояния, не связанные со светом [99]. Непрямые экситоны могут легко захватываться, они практически неподвижны и, таким образом, могут "замораживать" подструктуру микротрека, образованную экситон-поляритонным взаимодействием со светом. Рекомбинация самозахваченных экситонов сопровождается генерацией молекулярного кислорода [100]. Нанопоры в плавленом кварце, заполненные кислородом, образуются в местах высокой

концентрации автолокализованных экситонов. Скопления этих нанопор образуют наблюдаемую в экспериментах подструктуру микротрека.

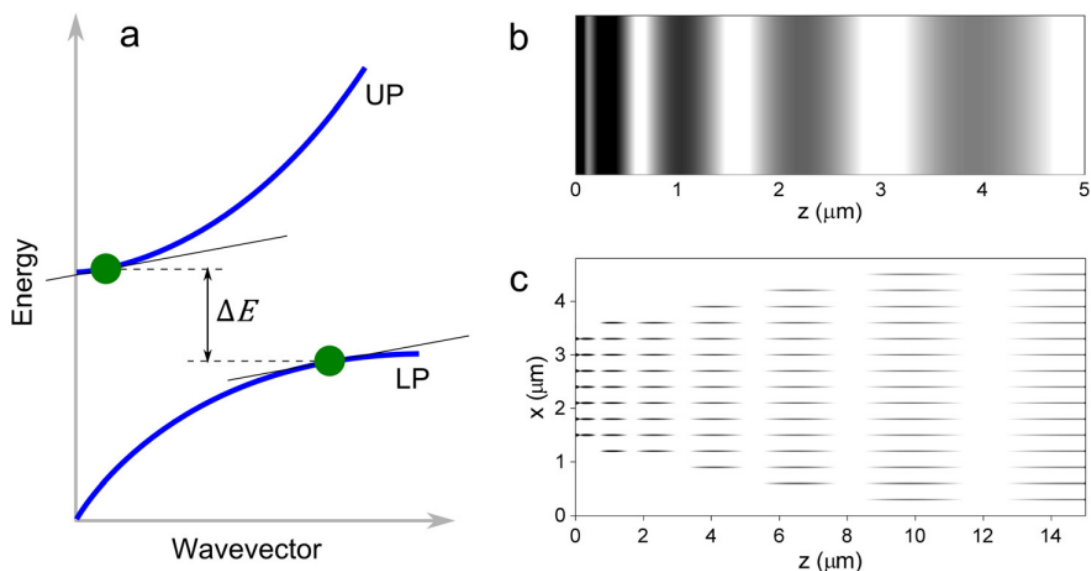


Рис. 1.18 Теоретическое моделирование – формирования подструктуры микротрека. (а) Экситон-поляритонная дисперсия, точка на верхней поляритонной ветви и точка на нижней поляритонной ветви с одинаковой групповой скоростью и их расщеплением по энергии ΔE (не в масштабе). (с) Показывает формирование подструктуры микротрека по x и z . (b) Показывает увеличение размера подструктуры микротрека в направлении z [21].

Следующая модель [101] описывает многоимпульсное воздействие. Модель связывает полновекторное нелинейное распространение в неоднородной среде, электронное возбуждение за счет процессов ионизации, передачу энергии решетке и гидродинамику. Каждый лазерный импульс приводит к появлению новых областей, подверженных необратимым локальным дефектам и образованию пустот (рис. 1.19).

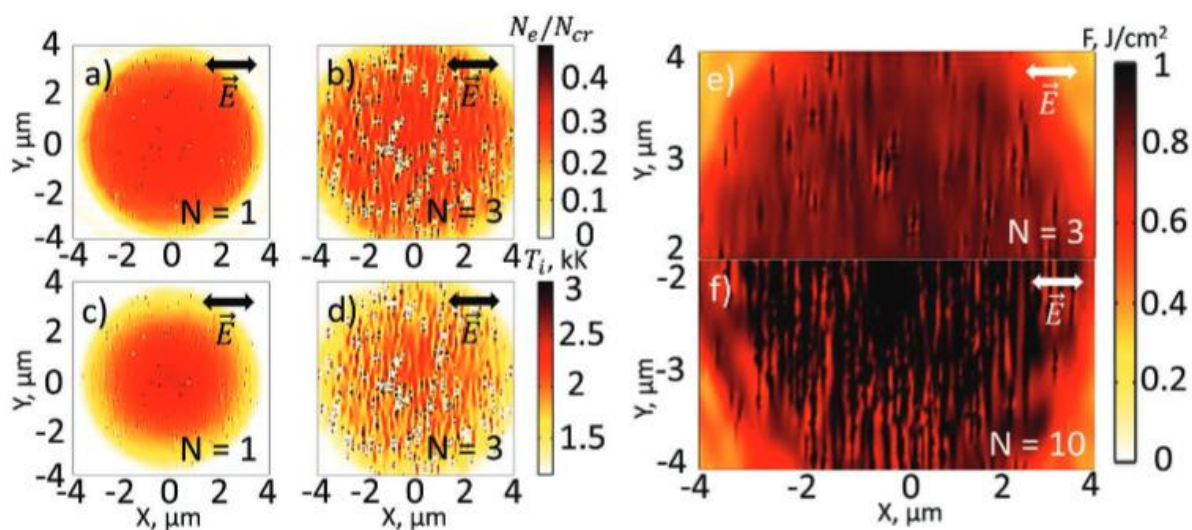


Рис. 1.19 Снимки электронной плотности и температуры облученных участков при облучении одним импульсом $N=1$ и несколькими импульсами $N=3$. Электронная плотность нормирована на критическое значение N_{cr} . e) и f) Снимки энерговыведения (в зависимости флюенса), показывающие влияние количества приложенных импульсов на упорядочение периодических наноплазм в выбранных полугауссовских пятнах [101].

Образование пустот порождает неоднородное распределение поля, влияющее на кинетику электронной плазмы и гидродинамику после электронно-фононной термализации. В этом случае анизотропия определяется электромагнитным полем и степенью упорядоченности. Лазерное излучение действует и как генератор, и как стабилизатор подструктуры микротрека. В работе [101] показано, что лучшее упорядочение и контраст анизотропного показателя преломления достигаются после многоимпульсного облучения, при котором модификация проходит из стадии со случайным распределением нанопор, поляризационно-зависимых деформаций. Вытянутые эллипсоидальные пустоты приводят к образованию подструктуры микротрека с глубоко субволновой периодичностью.

Каждая из представленных теорий основана исключительно на наблюдениях, полученных в результате лазерного воздействия. Однако не до конца понятно, каким образом фиксируется подструктура микротрека,

сформированная в объёме материала в состоянии возбуждения. Большинство теорий рассматривают формирование подструктуры микротрека при воздействии одиночного лазерного импульса. Стоит отметить, что микротреки с подструктурой могут формироваться в объёме кристаллов, где отсутствуют нанопоры, что не соответствует некоторым из представленных теорий. Однако известно, что микротреки с подструктурой могут быть образованы только после последовательности лазерных импульсов, это указывает на то, что должно происходить накопление. Прямые экспериментальные наблюдения за формированием подструктуры микротреков могут помочь объяснить механизмы, ответственные за их создание.

1.4 Применение двулучепреломляющих микротреков

Оптические свойства двулучепреломляющих микротреков, которые формируются под действием УКИ, обладают особыми характеристиками, позволяющими создавать множество оптических элементов с различными функциональными возможностями. В дифракционной оптике знак показателя преломления не играет решающей роли, поэтому величина двулучепреломления в микротреках может быть, как положительной, так и отрицательной. Двулучепреломляющие микротреки обладают гораздо более высокой величиной двулучепреломления, чем изотропное увеличение показателя преломления.

Первым оптическим элементом, созданным с использованием микротреков, стал брэгговский отражатель. Именно при создании этого элемента было обнаружено, что при воздействии УКИ в объёме твёрдых диэлектриков формируется субволновая периодическая подструктура микротреков с периодом 150 нм [38]. В эксперименте с образцом плавленого кварца была записана серия дифракционных решеток, и после записи измененных участков они были осмотрены через полированные края кварцевой пластины при помощи оптического микроскопа. Во время

наблюдения дифракционных решёток они были освещены неполяризованным белым светом. От дифракционных решёток наблюдалось сильное отражение в синей области спектра. Спектральный анализ показал, что отраженный свет имеет два пика: сильный при 460 нм, что объясняет отражение в синей области, и более слабый при 835 нм (рис. 1.20).

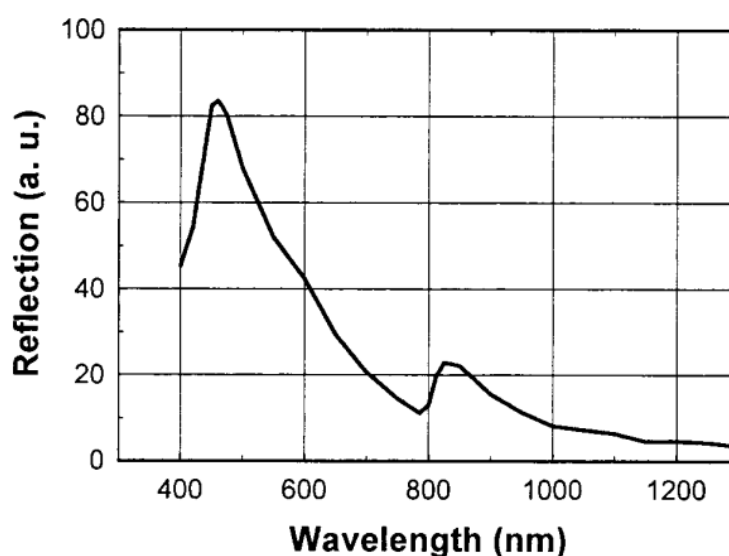


Рис. 1.20 Спектр отражения от записанной лазером дорожки. Два пика можно объяснить модуляцией показателя преломления с периодом 150 нм [38].

После более детального исследования становится ясным, что отражение происходит только тогда, когда ось наблюдения параллельна вектору электрического поля, а энергия в импульсе при лазерной записи превышает определенный порог. Отражение в синей области спектра наблюдалось только для двулучепреломляющих микротреков, что указывает на связь между этими явлениями. Брэгговское отражение объясняется субволновой подструктурой с периодом 150 нм внутри микротрека, в которой изменяется показатель преломления [38].

Значительный интерес вызывает также возможность использования двулучепреломляющих микротреков для создания преобразователей поляризации. В настоящее время широко исследуются различные виды

поляризации, включая радиальную и азимутальную. Однако отсутствуют простые и недорогие методы их генерации. Большинство существующих методов основано на технологии жидких кристаллов или сегментированных волновых пластинках, но низкий порог повреждения ограничивает их применение. Поэтому в твердых диэлектриках были изготовлены преобразователи поляризации (рис. 1.21) с помощью двулучепреломляющих микротреков [36], которые могут генерировать азимутально-симметричную поляризацию из обычных гауссовых мод с линейной или круговой поляризацией.

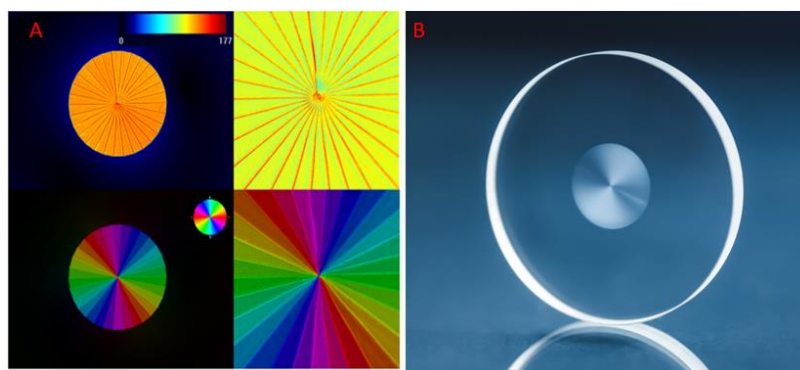


Рис. 1.21 А) Поляриметрические распределения двулучепреломляющих микротреков в четвертьволновых и полуволновых преобразователях поляризации. В) Полуволновая пластина в объёме плавленого кварца [36].

Двулучепреломляющие микротреки, созданные с помощью УКИ, являются оптимальным решением для устройств, предназначенных для работы в инфракрасном и видимом спектральных диапазонах. Эта технология позволяет создавать ахроматические и хроматические оптические элементы, для диапазона длин волн от 200 нм до 4 мкм, благодаря умеренной дисперсии показателя преломления плавленого кварца. В зависимости от фазового сдвига и направления медленной оси микротрека были разработаны два типа преобразователей, представляющих собой многосегментные пластинки с вращением медленной оси. Они имеют номинал полуволны или четверть

волны, что позволяет преобразовывать линейно поляризованный свет в радиально или азимутально поляризованный соответственно [56].

Для наглядной демонстрации возможностей кодирования данных в одном и том же физическом двулучепреломляющем слое были записаны портреты двух выдающихся ученых: Максвелла и Ньютона [21]. Оба портрета были закодированы в оттенках серого, представляющих 256 уровней серого. Портрет Ньютона был разделен на восемь слоев и объединен с изображением Максвелла, используя код MATLAB. Таким образом, было сгенерировано восемь изображений в градациях серого, каждое из которых было записано с разной ориентацией вектора поляризации. При этом уровень серого варьировался изменением количества импульсов. Результаты данной экспериментальной работы представлены на рисунке 1.22.

В результате портрет Максвелла был закодирован при помощи изменения фазового сдвига, а образ Ньютона был записан изменением направления медленной оси двулучепреломляющих микротреков. С использованием поляриметрической системы микроскопа Abris, оба изображения были успешно разделены, что наглядно продемонстрировало возможности данной технологии записи информации.



Рис. 1.22 Изображение, полученное с помощью поляриметрической системы Abris, величина фазового сдвига и направление азимута, псевдоцветовая карта (слева). Отдельные изображения Максвелла и Ньютона (по середине и справа) [19].

Еще одним применением двулучепреломляющих микротреков является 5D оптическая память [32-34]. Как уже было упомянуто, лазерно-индуцированная анизотропия может быть охарактеризована двумя независимыми параметрами: фазовым сдвигом и направлением медленной оси микротрека. При этом двулучепреломляющей микротрек может быть перезаписан с новыми параметрами. Способность двулучепреломляющих микротреков выдерживать температуру до 1000 °С делает память на основе таких микротреков идеальной для архивирования больших объемов важной информации. Способность записывать и считывать несколько слоев информации с помощью двулучепреломляющих микротреков была продемонстрирована в работах [32-34].

Во время лазерной записи можно контролировать величину фазового сдвига и направление медленной оси двулучепреломляющего микротрека количеством импульсов, энергией в импульсе и направлением вектора линейной поляризации [32]. Фазовым сдвигом можно управлять с точностью около нескольких градусов, а направлением медленной оси – с точностью до одного градуса. Процедура считывания была продемонстрирована с помощью поляриметрической системы количественного измерения двулучепреломления $A_{\text{br}}(\theta)$, которая может измерять оба параметра с точностью менее 1°, соответственно. Возможность записи данных с одновременным изменением величины фазового сдвига и направления медленной оси была впервые продемонстрирована в работе [32]. В настоящее время момент удалось добиться 100-слойной записи информации в плавленом кварце (рис. 1.23) [32]. Технологию также отработывают на перезаписи плёночных оригиналов старых фильмов. В то же время ведётся разработка технологии облачного хранения данных.

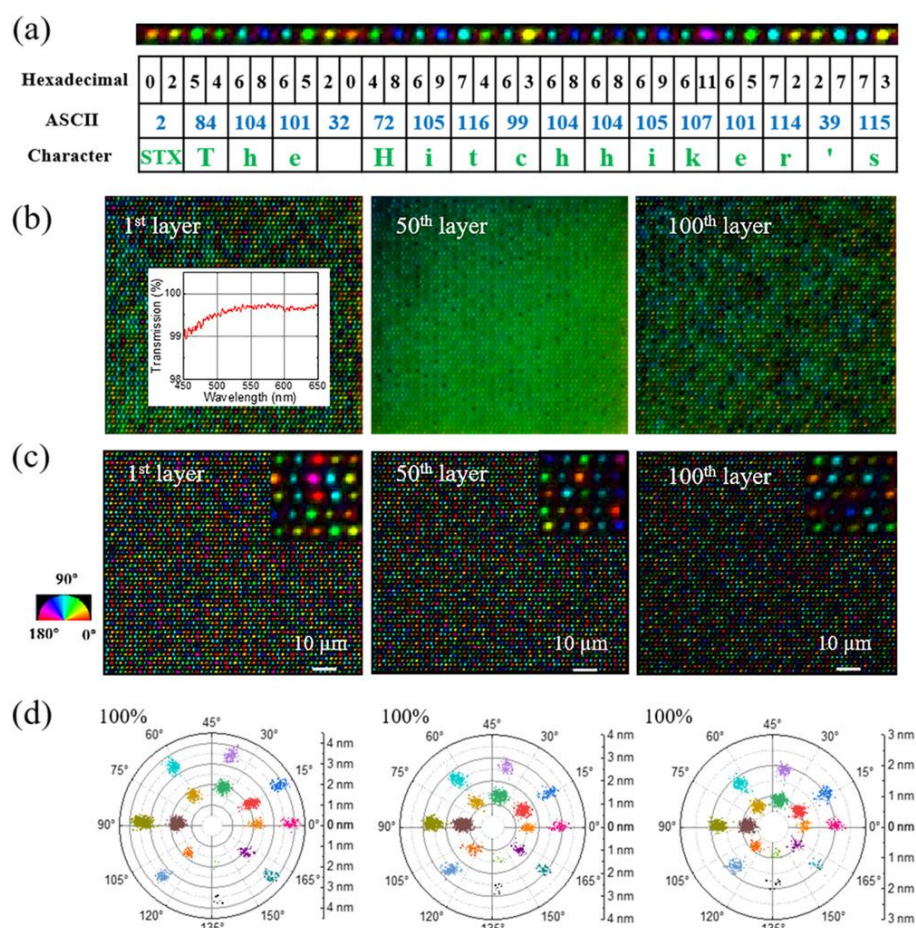


Рис. 1.23 5D-хранение фильма «Автостопом по галактике». а) Иллюстрация кодирования и декодирования данных. б) Изображения двулучепреломляющих микротроек для разных слоев. с) Изображения двулучепреломляющих микротроек после удаления фона. (d) Полярная диаграмма измеренной разности хода и азимута структур [32].

Выводы по главе 1

В литературном обзоре были рассмотрены ключевые процессы, связанные с распространением и взаимодействием УКИ в прозрачных твёрдых диэлектриках. Особое внимание уделено анализу того, как длительность импульсов влияет на образование дефектов в прозрачных твёрдых диэлектриках. Также рассмотрено, как условия фокусировки влияют на формирование дефектов в таких материалах.

Были исследованы основные типы структур с двулучепреломлением, которые формируются под влиянием лазерных импульсов в объёме прозрачных твёрдых диэлектрических материалов.

Охарактеризованы точечные дефекты (центры окраски), возникающие в плавленом кварце под воздействием УКИ. Точечные дефекты способствуют поглощению света в двулучепреломляющих микротреках.

Описаны предположения относительно основных механизмов формирования микротреков с двулучепреломлением и их субволновой подструктуры.

Проведён детальный анализ характеристик структур с двулучепреломлением и рассмотрена возможность их применения для создания фазовых оптических элементов, устройств оптической памяти и других устройств.

Глава 2. Экспериментальная часть

2.1 Материалы

В данной работе в качестве образцов использовались объёмные оптические материалы: фторид кальция, плавленый кварц, ниобат лития, нанопористое стекло. Спектры пропускания используемых материалов на рисунке 2.1.

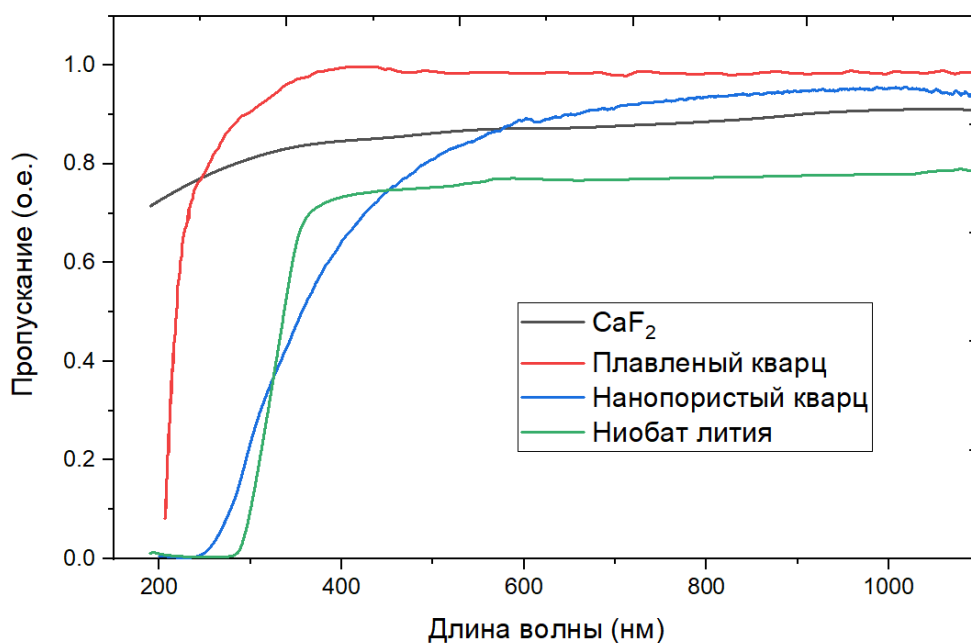


Рис. 2.1 Спектры пропускания материалов.

Плавленый кварц сегодня является основным материалом для записи двулучепреломляющих микротреков в объёме диэлектриков под действием УКИ, которые широко применяются для создания фазово-векторных элементов в оптике, фотонике, оптической памяти [12,32]. В работе использовался коммерчески доступный плавленый кварц КУ-1 (ООО «Электростекло»). Плавленый кварц прозрачен в диапазоне от 170 нм до 2600 нм. Используемая пластина плавленого кварца имела толщину 3 мм, все стороны образца были отполированы.

Помимо обычного плавленого кварца использовался нанопористый плавленый кварц, обладающий более низким порогом формирования дефектов. Образцы нанопористого плавленого кварца ($\text{SiO}_2 > 95\%$) были изготовлены методом химического травления (образцы предоставлены сотрудниками из Университета ИТМО). Материал характеризуется средним размером пор, составляющим приблизительно 17 нанометров, при общей объёмной пористости в 30 %. Его оптическое пропускание в ультрафиолетовом диапазоне значительно ниже, чем у стандартного плавленого кварца до 400 нанометров. В то же время пропускание материала в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах составляет около 80 %.

Кроме стёкол, значительный интерес представляют кристаллы, такие как фторид кальция и ниобат лития, играющие важную роль в оптике и применяемые, в частности, в качестве оптических окон. Эти материалы ценятся за свою прозрачность в широком спектральном диапазоне, включая инфракрасный диапазон. Был использован образец CaF_2 толщиной 2 мм, верхняя и нижняя часть оптических окон были отполированы (пропускание в УФ-среднем ИК-диапазоне $\approx 90\%$ в спектральном диапазоне 0,15-9 мкм, плоскопараллельная пластина). Фторид кальция представляет собой кристалл с широкой запрещённой зоной, составляющей 12 эВ, и кубической решёткой высшей симметрии. Ниобат лития, в свою очередь, является нелинейным кристаллом с диапазоном прозрачности 0,25-5,3 мкм. В связи с этим особый интерес представляет, как исследование взаимодействия лазерного излучения с этими материалами, так и создание на их основе оптических элементов, функционирующих в широком спектральном диапазоне — от ультрафиолетовой области до среднего инфракрасного диапазона. Это становится возможным благодаря записи двулучепреломляющих микротрещин во фториде кальция и ниобате лития. Кроме того, ниобат лития обладает квадратичным электрооптическим эффектом, что открывает перспективы для разработки перестраиваемых оптических элементов.

2.2 Экспериментальная установка

2.2.1 Лазерная система

В этой работе была использована субпикосекундная лазерная система Satsuma (рис. 2.2), основой которой является иттербиевый волоконный лазер. Установка включает в себя генератор со стретчером, многопроходной усилитель с диодными лазерами накачки (850 нм), выходной компрессор и акустооптический модулятор. Центральная длина волны составляет 1030 ± 5 нм с максимальной величиной энергии импульса 10 мкДж, которая может быть преобразована во вторую гармонику 515 нм с максимальной величиной энергии импульса 3 мкДж.



Рис. 2.2. Иттербиевый волоконный лазер Satsuma и генератор второй гармоники.

Длительность лазерных импульсов изменялась с помощью выходного компрессора в диапазоне 0,3-10 пс, измерение длительности импульсов выполнялось с применением сканирующего интерференционного автокоррелятора Avesta AA-10 DD-12 PS. Применение встроенного компрессора импульсов для изменения длительности лазерного импульса

позволяет сохранять условия фокусировки лазерных импульсов. Автокорреляционная функция, полученная с помощью автокоррелятора для длительности импульса представлена на рисунке 2.3, а на рисунке 2.4 представлено пространственное распределение энергии УКИ первой гармоники в сечении пучка.

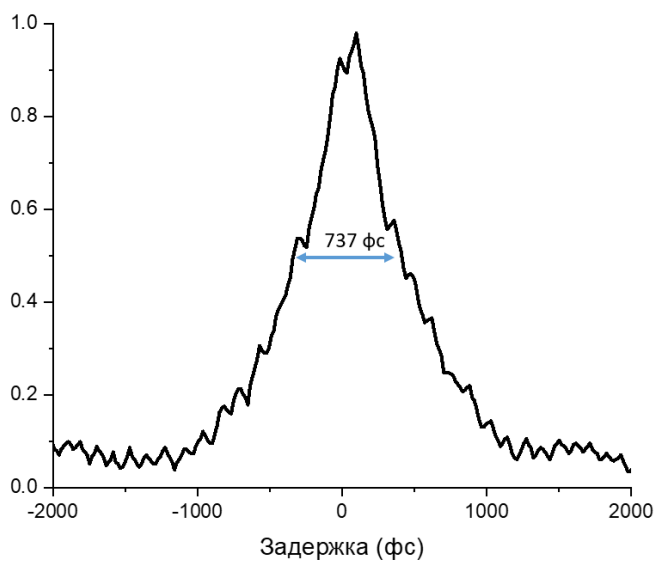


Рис. 2.3. Автокорреляционная функция УКИ первой гармоники.

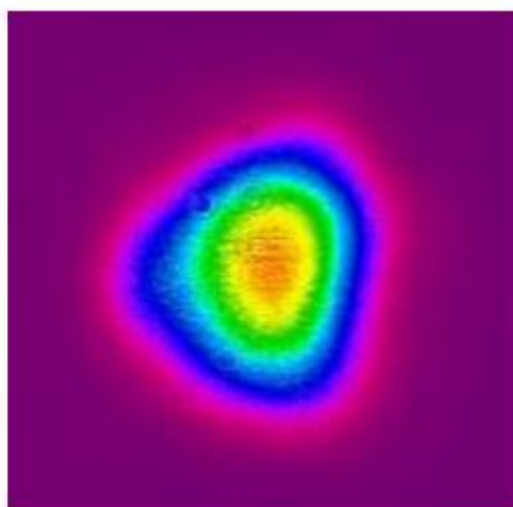


Рис. 2.4. Пространственное распределение энергии ультракоротких импульсов первой гармоники в сечении пучка.

2.2.2 Схема лазерной записи

Лазерные импульсы фокусировались с помощью микрообъективов (NA=0,25; NA=0,65) внутрь пластины из диэлектрического материала (рис. 2.5). Длина волны излучения 515 и 1030 нм. Образец размещался на трехкоординатной моторизированной трансляционной платформе (Prior Н1Р4А) и перемещался на одном участке по траектории со скоростью 25-500 мкм/с при размере шага перемещения 1 мкм (направление лазерной поляризации перпендикулярно направлению сканирования). Облучение разных областей происходило с частотой следования от 1 Гц до 2 МГц и энергией импульсов в диапазоне 0,02-1,5 мкДж. Размеры микрообластей варьировались от сотен микрометров до нескольких миллиметров. Для визуализации областей микромодификации в образце использовалась ПЗС-камера. С помощью акустооптического модулятора регулировалась энергия лазерных импульсов.

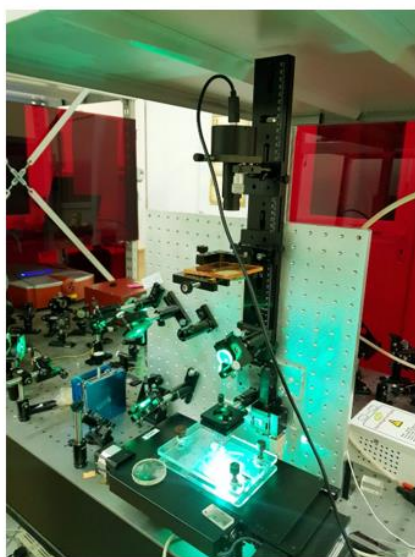


Рис. 2.5 Схема установки для лазерной записи: 1) Лазерная система Satsuma; 2) генератор гармоник (генерация второй гармоники 515 нм); 3) автокоррелятор – измерение длительности импульсов; 4) высокоотражающие зеркала; 5) образец – пластина из диэлектрического материала.

Таким образом в объёме диэлектриков были записаны двулучепреломляющие микротреки в зависимости от параметров лазерного излучения для дальнейших исследований.

2.3 Методы исследования

2.3.1 Исследование двулучепреломления

Исследование эффекта двулучепреломления [12] в области, модифицированной излучением, проводилось с помощью нескольких систем: оптическом микроскопе Olympus BX-61, оснащённом системой микроанализа двулучепреломления Abrisio IM 2.2 (Cambridge Research & Instrumentation, Inc); системой исследования двулучепреломления Thorlabs LCC7201; поляризационным оптическим микроскопом с компенсатором Берека. При этом использовались разные источники света Abrisio (галогеновая лампа – фильтр 546 нм), Thorlabs LCC7201 (лазер с длиной волны 633 нм), поляризационный микроскоп (галогеновая лампа – белый свет).

Принцип работы Abrisio описан в [102] и основан на использовании традиционной поляризационной микроскопии, возможности которой расширяются за счёт использования жидкокристаллического фазового компенсатора и специально разработанного алгоритма обработки сигналов. Исследуемый образец помещают на подставку микроскопа между круговым поляризатором и перестраиваемым жидкокристаллическим поляризатором (фазовым компенсатором). Освещение, генерируемое лампой микроскопа и передаваемое через систему вышеуказанных элементов, направлялось на ПЗС-камеру. Система микроанализа измеряет параметры поляризации светового поля в зависимости от пропускания жидкокристаллического компенсатора, управляемого встроенным контроллером, одновременно во всех точках образца в пределах исследуемой области с высоким временным и пространственным разрешением. В результате создается карта исследуемой области образца, и яркость каждого пикселя пропорциональна локальной

оптической анизотропии образца, но не зависит от ориентации образца в плоскости наблюдения.

На созданной карте анизотропии система Thorlabs отображает ориентацию медленной оси двулучепреломляющего микротрека (направление оси с максимальным показателем преломления по модулю), таким образом можно оценить, как меняется ориентация медленной оси относительно поворота вектора линейной поляризации. На рис. 2.6 приведены снимки микрообластей записанных при повороте вектора линейной поляризации 0, 15, 30 и 45 градусов. Было установлено что направление медленной оси задаётся направлением вектора линейной поляризации при лазерной записи и совпадает с ним.

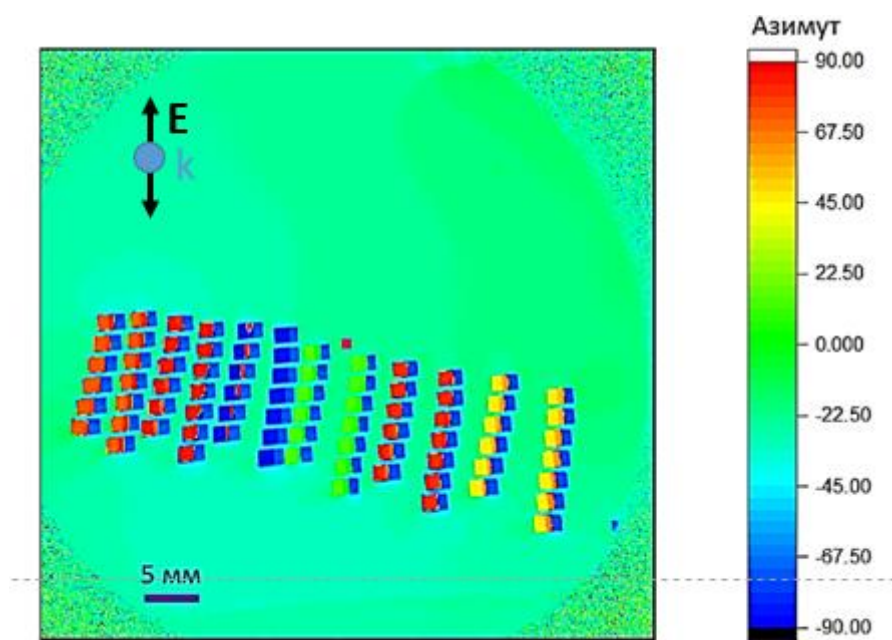


Рис. 2.6 Направление медленной оси двулучепреломляющих областей в объёме плавленого кварца записанные при различных углах вектора линейной поляризации лазерного излучения (на длине волны 633 нм).

Для измерения фазового сдвига были использованы несколько поляриметрических систем, которые описаны выше. На рис. 2.7 представлена псевдоцветовая карта двулучепреломляющих микрообластей, состоящих из микротреков, записанных в объёме плавленого кварца, размер каждой 500x500

мкм, полученная с помощью поляризметрической системы Thorlabs LCC7201. Микрообласти были записаны при различных параметрах лазерного излучения.

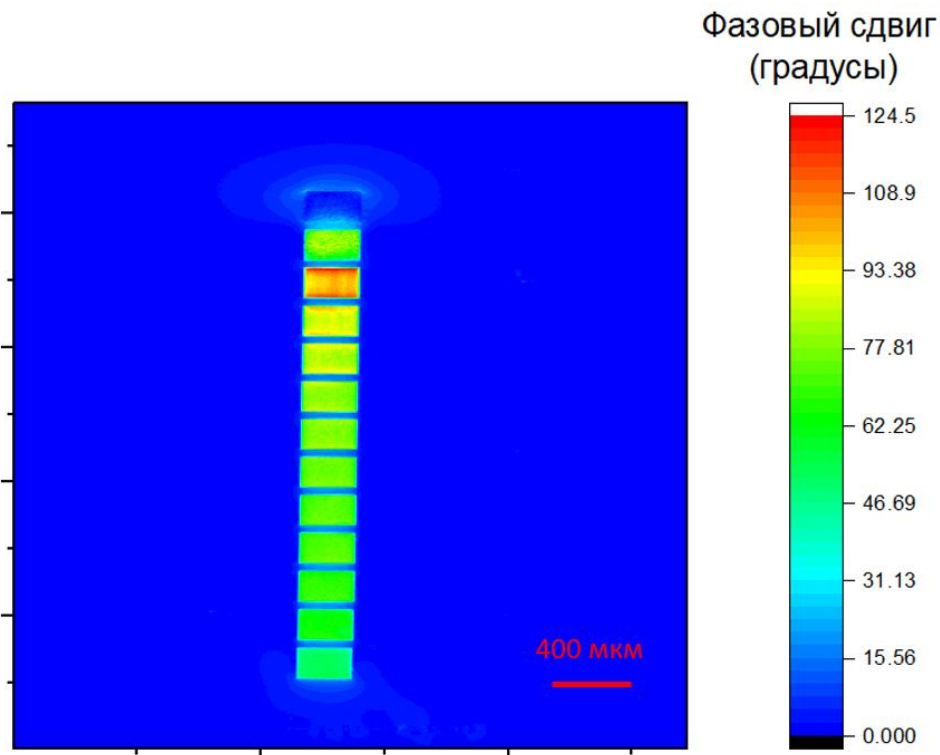


Рис. 2.7 Значение фазового сдвига микрообластей в градусах (на длине волны 633 нм). Погрешность измерений 10%.

Варьирование параметров лазерного излучения позволяет получать в фазовый сдвиг порядка 180 градусов.

2.3.2 Структурные исследования двулучепреломляющего микротрека

Для выявления топографии и структурной модификации образцы с двулучепреломляющими микротреками разрезались (рис. 2.8) с помощью автоматизированной пилы DAD 3220 (DISCO) оснащённой алмазным диском Z09-SD3000-Y1-90 55×0,1 A2X40-L (DISCO). Срезы шлифовали с

использованием различных порошков корунда (Al_2O_3), фракции от 3 до 30 мкм, после этого образцы полировались наночастицами оксида кремния, со средним размером ≈ 25 нм, для полировки использовалась установка PM5 (Logitech), которая позволяет получать поверхность оптического качества (работы были выполнены сотрудниками УрФУ).



Рис. 2.8 Автоматизированная пила DAD 3220 (слева) и полировальная установка PM5 Logitech (справа).

Сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) поперечного сечения отдельных микроскопических двулучепреломляющих микротрещин внутри объёмных материалов была выполнена с использованием электронного микроскопа VEGA 3 (TESCAN), латеральное разрешение 2 нм. Химическое картирование и микроанализ профилирования области формирования дефектов проводилось с использованием модуля энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) Xplorer (Oxford Instruments).

Структуры, в том числе визуализировались с помощью атомно-силового микроскопа ИНТЕГРА Аура (НТ-МДТ, Россия) в режиме пьезоотклика с использованием зондов НСК 18 с платиновым покрытием (МикроМаш, размер

иглы 30 нм, коэффициент жесткости 2.8 Н/м), латеральное разрешение 0.1 нм, разрешение по высоте 0,01 нм. Работы были выполнены сотрудниками УрФУ.

2.3.3 Метод измерения величины двулучепреломления

Изменение величины двулучепреломления являются ключевым параметром для создания фазовых оптических элементов. Фазовые оптические элементы работают на разнице показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волны. Величина двулучепреломления характеризуется разностью хода (Ret) между двумя ортогональными волновыми фронтами, прошедшими через анизотропный микротрек, и равна $Ret = \Delta n \times T$, где $\Delta n = |n_e - n_o|$, где n_e , n_o показатели преломления для необыкновенной и обыкновенной волн, L длина двулучепреломляющего микротрека по нормали к диэлектрическому образцу.

Была выполнена конфокальная лазерная сканирующая микроспектроскопия (рис. 2.9) для измерения длины T двулучепреломляющих микротреков в зависимости от параметров лазерной записи. Конфокальная схема позволяет отфильтровать сигнал, который не находится в фокусе. Двулучепреломляющие микротреки были исследованы с микронным разрешением по площади и глубине с использованием конфокального сканирующего микроскопа Confotec MR350. Длина двулучепреломляющего микротрека определялась по сигналу фотолюминесценции (рис. 2.10) при возбуждении лазером с длиной волны 532 нм, сканирование выполнялось с помощью моторизованного трёхосевого линейного транслятора, точность позиционирования 1 мкм, микробъектив $NA = 0,55$. Спектр учитывался интегрально в заданном спектральном диапазоне фотолюминесценции точечного дефекта в области формирования микротрека, так для плавленого кварца использовался диапазон 500-800 нм.

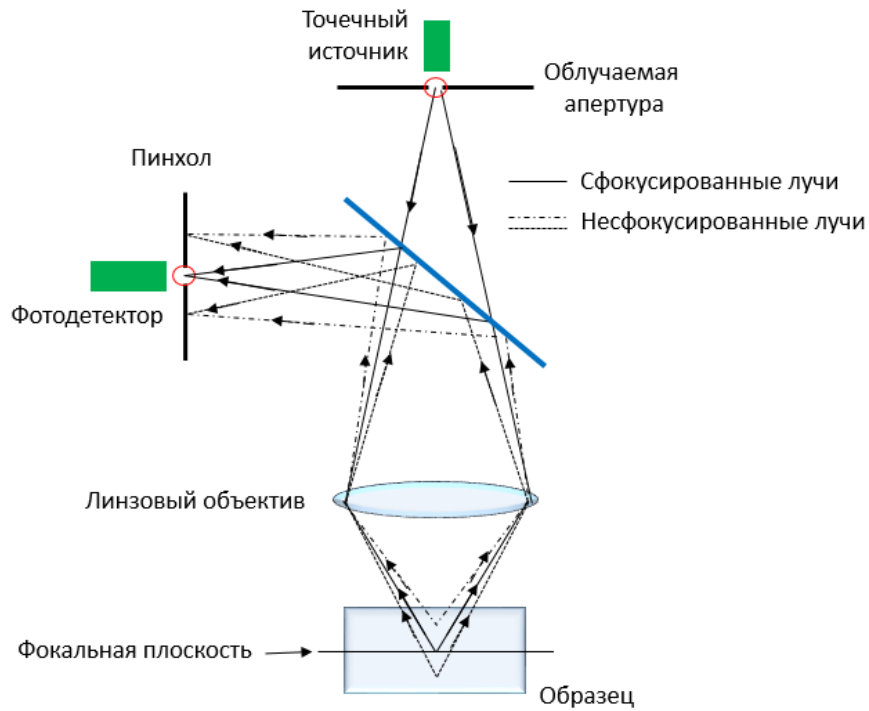


Рис. 2.9 Схема работы конфокального сканирующего микроскопа.

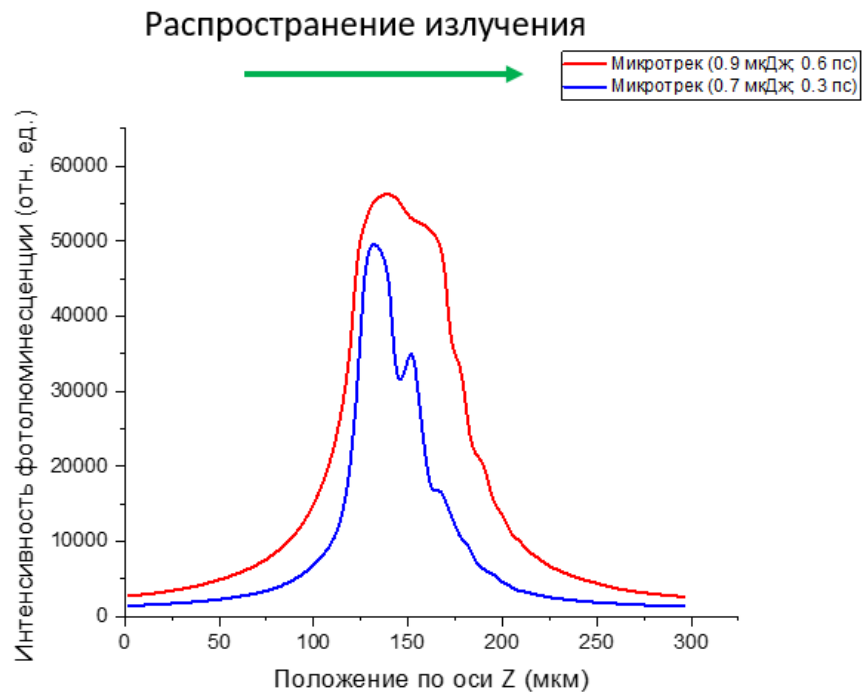


Рис. 2.10 Измерение длин двулучепреломляющих микротреков, полученных при различных энергиях в импульсе, используемых при записи. Погрешность измерений 10%.

Таким образом зная величину оптической разности хода (Γ), определяемую из фазового сдвига, и длины двулучепреломляющего микротрека ($\Delta n = \Gamma/L$), можно определить величину разницы показателей преломления (величину двулучепреломления) для обыкновенной и необыкновенной волны.

2.3.4 Распространение ультракоротких лазерных импульсов в прозрачных твёрдых диэлектриках

Нелинейные эффекты, потенциально проявляющиеся и влияющие на лазерную запись под действием УКИ в объеме прозрачных твёрдых диэлектриков исследовались с помощью боковой оптической визуализации и наблюдения дифракционных картин в дальней зоне.

В этих исследованиях использовались диэлектрические образцы в виде полированных плоскопараллельных пластин толщиной несколько миллиметров из плавленного кварца и фторида кальция. Образцы были размещены на моторизованном столике и облучались множественными положительно chirпированными импульсами на длинах волн 515 и 1030 нм, ширина импульсов изменялась в диапазоне $\tau \approx 0,3-10$ пс, частота следования импульсов 100 кГц, энергия импульсов варьировалась в диапазоне $E = 10-4200$ нДж. Лазерные импульсы фокусировались внутри образцов на глубине 500 мкм объективом микроскопа с числовой апертурой 0,25 и 0,1. Фотолюминесценция возбуждалась в спектральном диапазоне 300-500 нм, визуализация выполнялась с использованием схемы бокового обзора, в которой изображение формируется микрообъективом с числовой апертурой 0,55 на матрицу ПЗС-камеры с фиксированным порогом и режимом чувствительности (рис. 2.11).

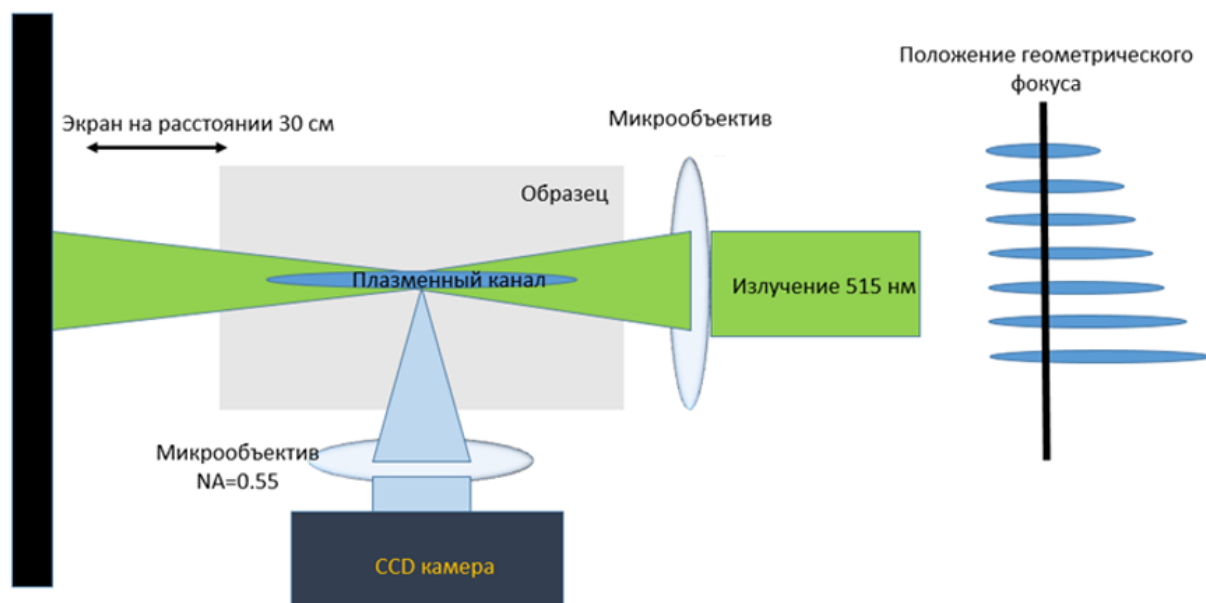


Рис. 2.11 Схема экспериментальной установки для визуализации плазменных каналов в образце.

Были выполнены эксперименты для сопоставления режимов лазерной записи и возникающих при этом эффектов. В данной работе было исследовано влияние условий фокусировки на формирование микротроек. Ранее был измерен нелинейный показатель преломления фторида кальция, $n \approx 2,5 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [43], что согласуется с другими известными значениями $n \approx (1-2) \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ в диапазоне 0,8-3 мкм. Это позволяет оценить критическую мощность для самофокусировки во фториде кальция на длине волны 515 нм $P_{\text{cr}} = 3,77\lambda^2/(8\pi n_0 n_2)$, что для значения линейного показателя $n_0(1,0 \text{ мкм}) = 1,44$ дает критическую мощность самофокусировки $P_{\text{cr}} \approx 1 \text{ МВт}$. Это позволяет оценить происходит ли самофокусировка при формировании двулучепреломляющих микротроек. Распространение лазерного излучения во фториде кальция, было оценено как соответствующая длина перетяжки l (уровень интенсивности $1/e$):

$$w = \frac{\lambda}{\pi n_0} \frac{\sqrt{n_0^2 - NA^2}}{NA}, l = \frac{\lambda}{\pi n_0} \frac{n_0^2 - NA^2}{NA^2} \quad (2.1)$$

В исследованиях было идентифицировано видимое асимметричное удлинение люминесцирующих плазменных каналов (рис. 2.12) по сравнению с увеличением энергии лазерного импульса E (пиковая мощность P), т.е. удлинение плазменного канала навстречу падающему излучению.

Наблюдая за появлением разницы между люминесцирующим плазменным каналом и длиной Рэлея, можно определить порог энергии в импульсе для начала асимметричного удлинения люминесцирующего плазменного канала относительно фокальной области.

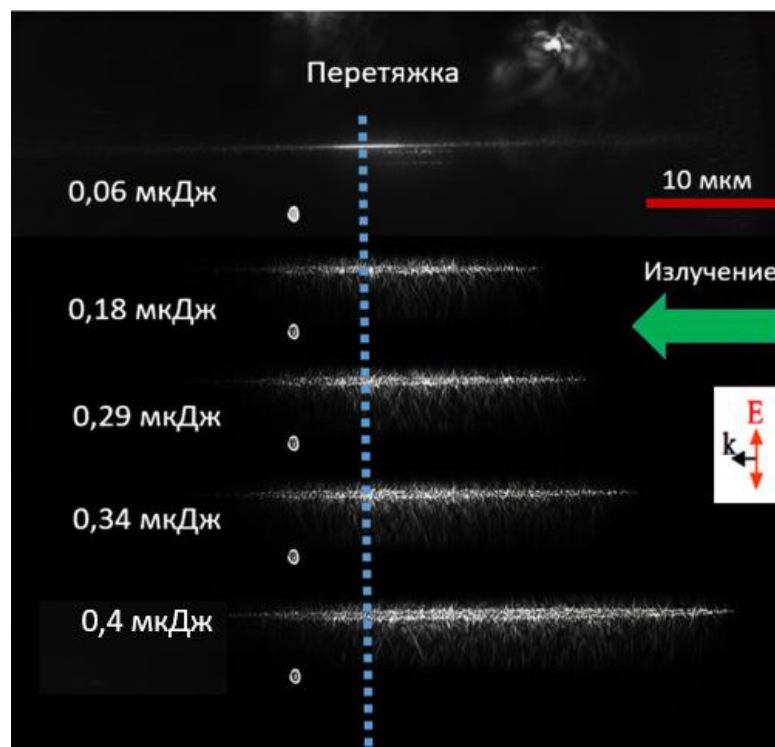


Рис. 2.12 Боковая визуализация люминесценции плазменного канала для прошедших через плавный кварц лазерных импульсов в зависимости от энергии в импульсе.

Данные результаты демонстрируют (рис. 2.13) зависимость от длительности импульса пороговых энергий в импульсе начала асимметричного удлинения люминесцирующего плазменного канала, относительно фокальной области, линейно поляризованных лазерных импульсов с в объёме плавленого кварца и фторида кальция. Выявлено, что

пороговые величины энергии импульса для начала асимметричного удлинения слабо различаются для разных материалов на каждой длине волны.

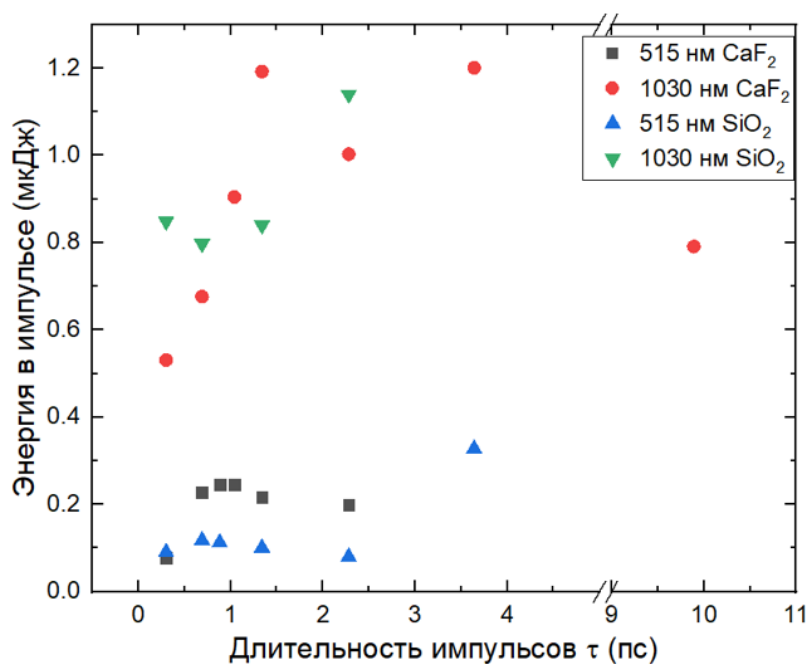


Рис. 2.13 Энергия в импульсе при которой происходит асимметричное удлинение канала в плавном кварце (SiO_2) и фториде кальция (CaF_2) для линейной поляризации с длиной волны 515 и 1030 нм как функция τ . Погрешность измерений порядка 10%.

Было исследовано формирование двулучепреломляющих микротреков путём наблюдения дифракционной картины в дальней зоне в зависимости от экспозиции с длиной волны 515 нм и длительности импульсов 0,3 пс. Исследования проводились в режиме воздействия как вблизи порога асимметричного удлинения люминесцирующего плазменного канала (0,2 мкДж), так и значительно выше порога при энергии в импульсе 0,5, 1,0 и 1,5 мкДж (рис. 2.14). Во всех режимах варьировалась экспозиция для выявления накопительных структурных изменений микротреков внутри фторида кальция независимо от нелинейно-оптических эффектов [103-105]. Между тем, структурные изменения, индуцированные лазерным воздействием, могут снизить порог модификации материала, как показано в [106].

Соответствующие дифракционные изображения и их 2D-спектры с быстрым преобразованием Фурье (БПФ) представлены на рисунке 2.14, характеризующее коническое излучение (кольца как на изображениях, так и в спектрах), так и диагональные пики БПФ при более высоких значениях числа импульсов (N). Пространственные масштабы плазменных и материальных структур оценивались как $\Delta \sim \lambda \times (L/2r)$, где записывающая длина волны лазера $\lambda \sim 515$ нм, дифракционная длина до ПЗС-камеры $L \sim 30$ см, r — радиус диаграммы.

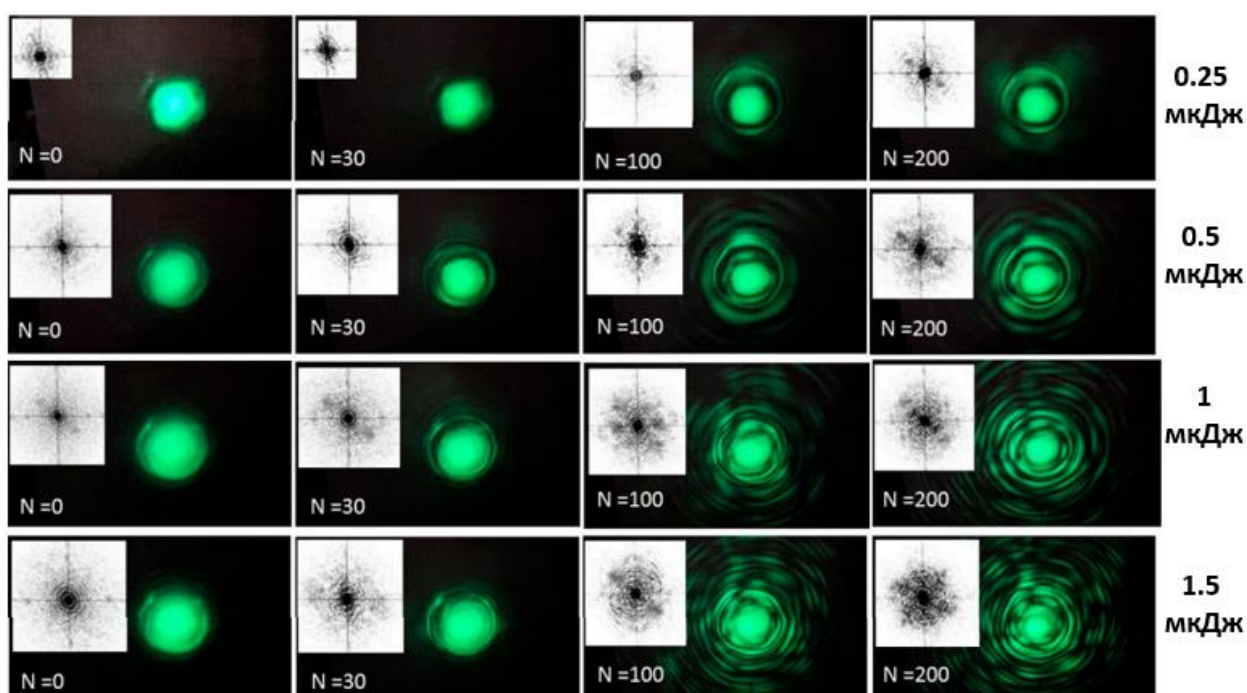


Рис. 2.14 Дифракционные картины дальней зоны для прошедших через фторид кальция лазерных импульсов с длиной волны 515 нм, длительностью 0,3 пс при различных энергиях 0,25-1,5 мкДж и экспозициях $N = 0-200$, где N число импульсов, и их черно-белые пространственные 2D-спектры БПФ. Размер области 17 x 10 см.

В частности, на рис. 2.14 при минимальной околопороговой энергии импульса 0,25 мкДж видно экспозиционно-зависимое преобразование исходного расходящегося гауссова пучка в кольца ($N = 100$) и отдельные пики

($N = 200$). Наличие колец может свидетельствовать о микромасштабной модификации плавленого кварца, а именно — о формировании микротреков, в то время как спектральные пики могут указывать на наличие периодических структур субмикронного масштаба в фокальной области. Напротив, при более высоких энергиях импульса на дифракционных изображениях (рис. 2.14) появляются более сложные многокольцевые картины, со сложной спектральной структурой.

Выводы по главе 2

В первой части работы охарактеризованы материалы, которые применялись для лазерной записи в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков. Также приводятся обоснования выбора этих материалов.

В этом разделе работы подробно описывается лазерная система, которая применялась для записи двулучепреломляющих микротреков. Также приводятся ключевые характеристики используемой лазерной системы. Кроме того, в этой части рассказывается о подходах к анализу полученных двулучепреломляющих структур.

Далее, рассматривается распространение УКИ в прозрачных твёрдых диэлектриках для выявления нелинейных эффектов, которые потенциально могут проявляться и влиять на лазерную запись двулучепреломляющих микротреков. Определены пороговые величины энергии импульса, при которых начинается асимметричное удлинение люминесцирующего плазменного канала относительно фокальной области. Эти пороговые значения зависят от длительности и энергии импульсов в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков. Это позволяет оценить, происходит ли самофокусировка при формировании двулучепреломляющих микротреков.

Исследованы генерация и эволюция самоорганизованных материальных подструктур двулучепреломляющих микротреков в режиме пропускания/дифракции с использованием серий с регулируемым числом

высокоинтенсивных записывающих УКИ. Изучено влияние экспозиции для выявления накопительных структурных изменений внутри фторида кальция.

Глава 3. Запись и формирование двулучепреломляющих микротреков в объёме диэлектриков

В этом разделе представлены результаты записи, формирования и визуализации микротреков с двойным лучепреломлением, которые образуются в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков под воздействием УКИ. Для исследования были выбраны следующие материалы: фторид кальция, нанопористый плавленый кварц, плавленый кварц и ниобат лития. Микротреки были изучены с точки зрения эффекта двулучепреломления. В ходе исследования были измерены фазовые сдвиги и длины микротреков, что позволило определить величину двулучепреломления в микротреках. Была выполнена визуализация распиленных микротреков с помощью сканирующей и атомно-силовой микроскопии.

С помощью конфокального сканирующего микроскопа, анализирующего сигналы фотолюминесценции и комбинационного рассеяния, были определены физические механизмы формирования микротреков с двулучепреломлением. Дополнительно области формирования микротреков были изучены методом EDX (энергодисперсионный анализ) на сканирующем электронном микроскопе. Этот метод позволил выявить особенности перераспределения материала в области формирования микротреков.

Были предложены гипотетические механизмы того, как в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков под воздействием УКИ образуются микротреки с двулучепреломлением и их субволновая подструктура.

Эти и другие дополнительные исследования, а также сопутствующее моделирование электродинамических процессов, позволяют лучше понять микроскопические процессы, которые лежат в основе формирования объёмных двулучепреломляющих микротреков в прозрачных твёрдых диэлектриках при воздействии УКИ.

3.1 Двулучепреломляющие микротреки в объёме плавленного кварца

3.1.1 Характеристики двулучепреломляющих микротреков в объёме плавленного кварца

Лазерные импульсы фокусировались микрообъективом внутрь пластины из плавленного кварца (толщина пластины – 4 мм). Образец перемещали с помощью трехосного моторизованного столика (Prior) со скоростью до 500 мкм/с при частоте следования лазерных импульсов 250 кГц. Микрообласти представляют собой массивы из микротреков, около 500 мкм в длину и 500 мкм в ширину, с направлением сканирования поперёк поляризации лазера, длина волны 1030 нм. Были записаны серии микрообластей от энергии в импульсе (рис. 3.1a, b).

Величины фазового сдвига записанных областей, измеренные с помощью поляриметрической системы, представлены на рис. 3.1c. Максимальный фазовый сдвиг света, вносимый областями, состоящими из двулучепреломляющих микротреков, записанными объективом с числовой апертурой $NA = 0,45$, составляет $\sim 130^\circ$, а для апертуры $NA = 0,55$ – $\sim 30^\circ$. При этом следует отметить довольно хорошую степень однородности величины фазового сдвига в пределах каждой области: порядка 5° для $NA = 0,45$ и порядка 2° для $NA = 0,55$.

Измеренные значения длин L двулучепреломляющих микротреков и наведенной в них разности хода для обыкновенного и необыкновенного лучей G , записанных при различных параметрах лазерных импульсов представлены на рис. 3.2a и 3.2b. Здесь значение разности хода – это значение фазового сдвига нормированного на длину волны при которой выполнялись измерения фазового сдвига. Для всего используемого диапазона параметров записи двулучепреломляющих микротреков характерно монотонное возрастание значений разности хода по мере увеличения энергии импульсов, за

исключением режима с $NA = 0,45$ и $\tau = 0,6$ пс, при котором наблюдается прекращение роста разности хода в окрестности величины 235 нм. Аналогичное монотонное возрастание при увеличении величины энергии в импульсе наблюдается для длин двулучепреломляющих микротреков, наиболее протяжённые микротреки сформировались при параметрах с $NA = 0,45$ и $\tau = 0,6$ пс.

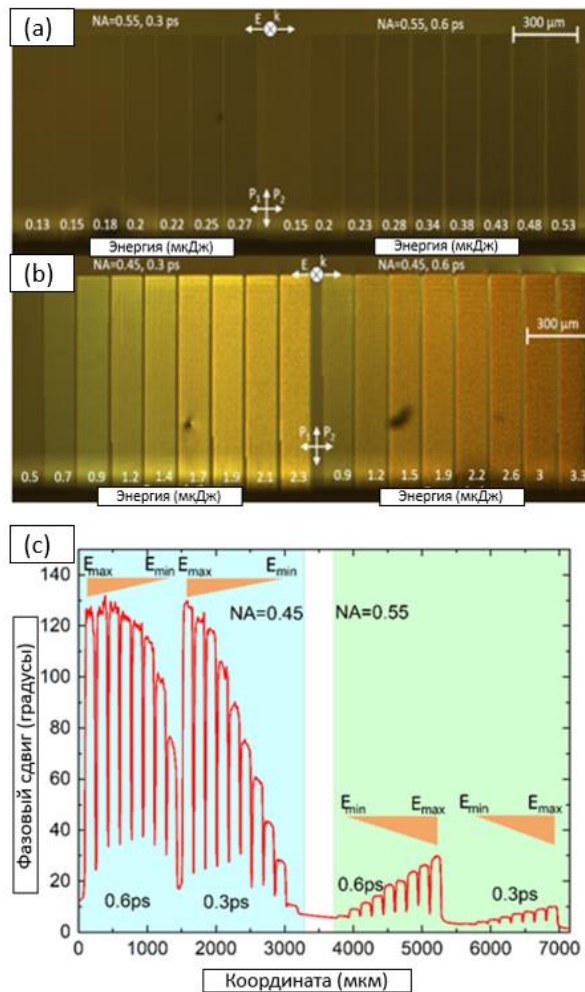


Рис. 3.1 (а) Изображения серий микрообластей, в скрещенных поляризаторах, записанных объективами с числовой апертурой $NA = 0,55$ (а) и $NA = 0,45$ (б). (с) Профили записанных областей со значениями фазового сдвига для $NA = 0,45$ и $NA = 0,55$, и длительностей импульсов $\tau = 0,3$ пс и $\tau = 0,6$ пс, при экспозиции $N=300$.

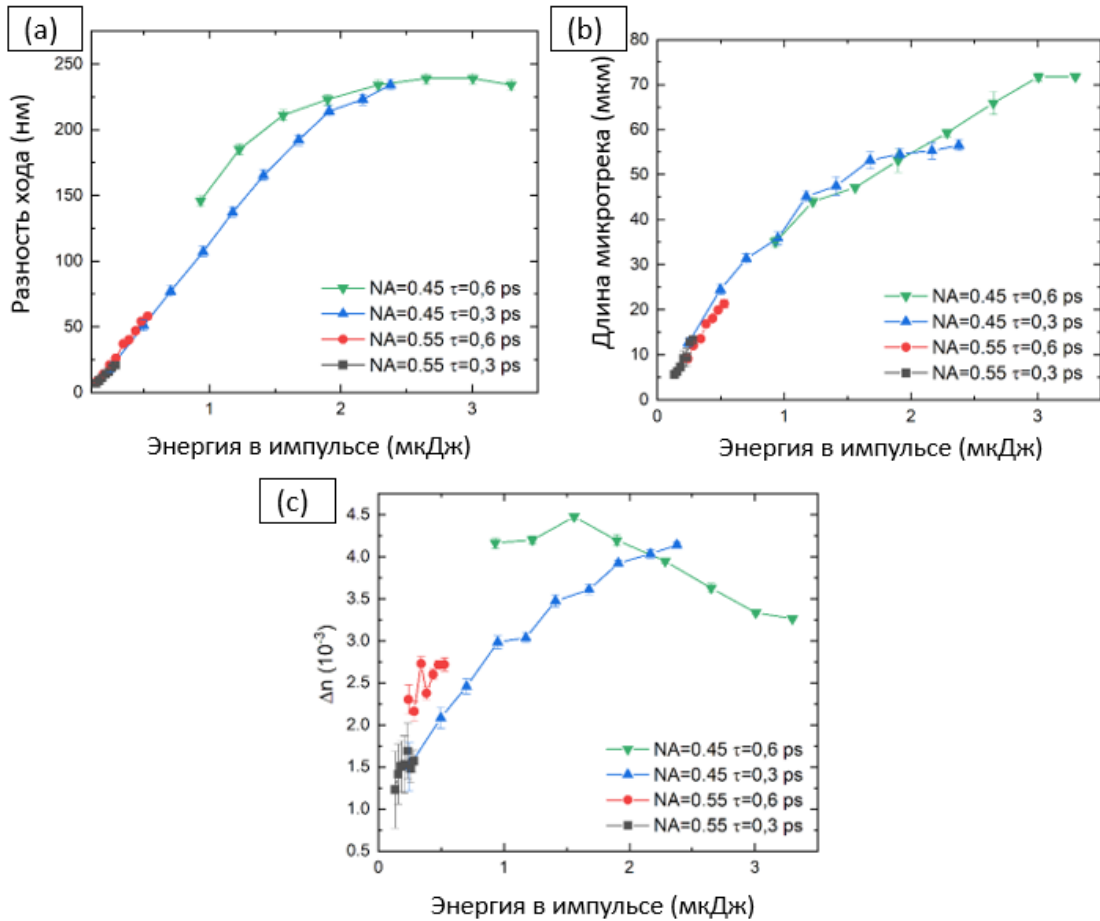


Рис. 3.2 Зависимость величины разности хода (а), длины микротреков (б) и величины двулучепреломления (с) от величины энергии лазерных импульсов, записанных объективами с числовой апертурой $NA = 0,55$ и $NA = 0,45$, при экспозиции $N=300$.

Величины наведенной разницы показателей преломления (величины двулучепреломления) для обыкновенного и необыкновенного лучей $\Delta n = |n_e - n_o| = \Gamma/L$, рассчитанные на основе измеренных разностей хода и длин микротреков, в зависимости от энергии лазерных импульсов приведены на рис. 3.2с. Наведенная величина двулучепреломления (и величина разности хода соответственно) для микротреков, записанных объективом с $NA=0,45$ импульсами с длительностью 0,3 пс, монотонно возрастает с увеличением величины энергии в импульсе. Однако, для микротреков, записанных объективом с $NA=0,45$ импульсами с длительностью 0,6 пс наблюдается спад величины двулучепреломления при величине энергии в импульсе выше 1,5

мкДж, при этом длина микротреков увеличивается. Это может быть связано с изменением пространственной структуры микротреков.

Было исследовано влияние величины длительности импульсов при формировании двулучепреломляющих микрообластей, состоящих из микротреков, записанных в объёме плавленого кварца на длине волны 515 нм и длительностью импульса в диапазоне от 0,3 до 2 пс. Двулучепреломляющие микрообласти демонстрируют монотонно возрастающие величины фазового сдвига в диапазоне от 6° до 150° в зависимости от энергии в импульсе и длительности импульсов (рис. 3.3).

Фазовый сдвиг монотонно возрастает в зависимости от энергии лазерных импульсов, для длительности импульсов порядка и более 1 пс в исследуемом диапазоне (рис. 3.3). Для импульсов длительностью порядка и более 1 пс при формировании микротреков с высоким фазовым сдвигом требуются меньшие энергии в импульсе, чем для импульсов длительностью 0,3 пс.

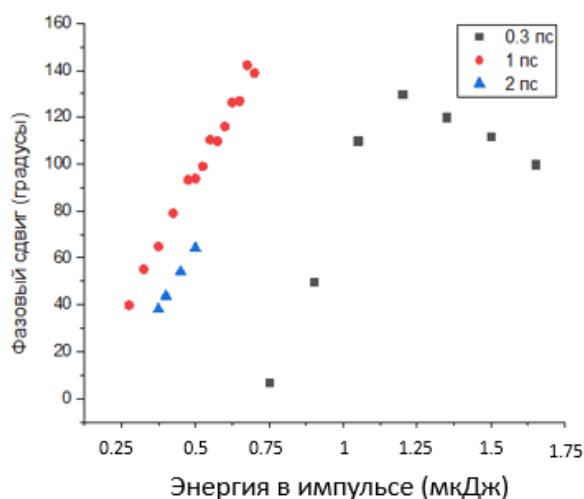


Рис. 3.3 Зависимость фазового сдвига (на длине волны 633 нм) микротреков от энергии в импульсе и длительности лазерного излучения, используемого при записи, в плавленом кварце, при экспозиции $N=300$. Погрешность измерений порядка 10%.

Помимо прочего была исследована зависимость от экспозиции, при формировании двулучепреломляющих микротреков для трёх величин энергий в импульсе 1,22 мкДж, 0,48 мкДж и 0,27 мкДж и в зависимости от длительности импульсов (рис. 3.4).

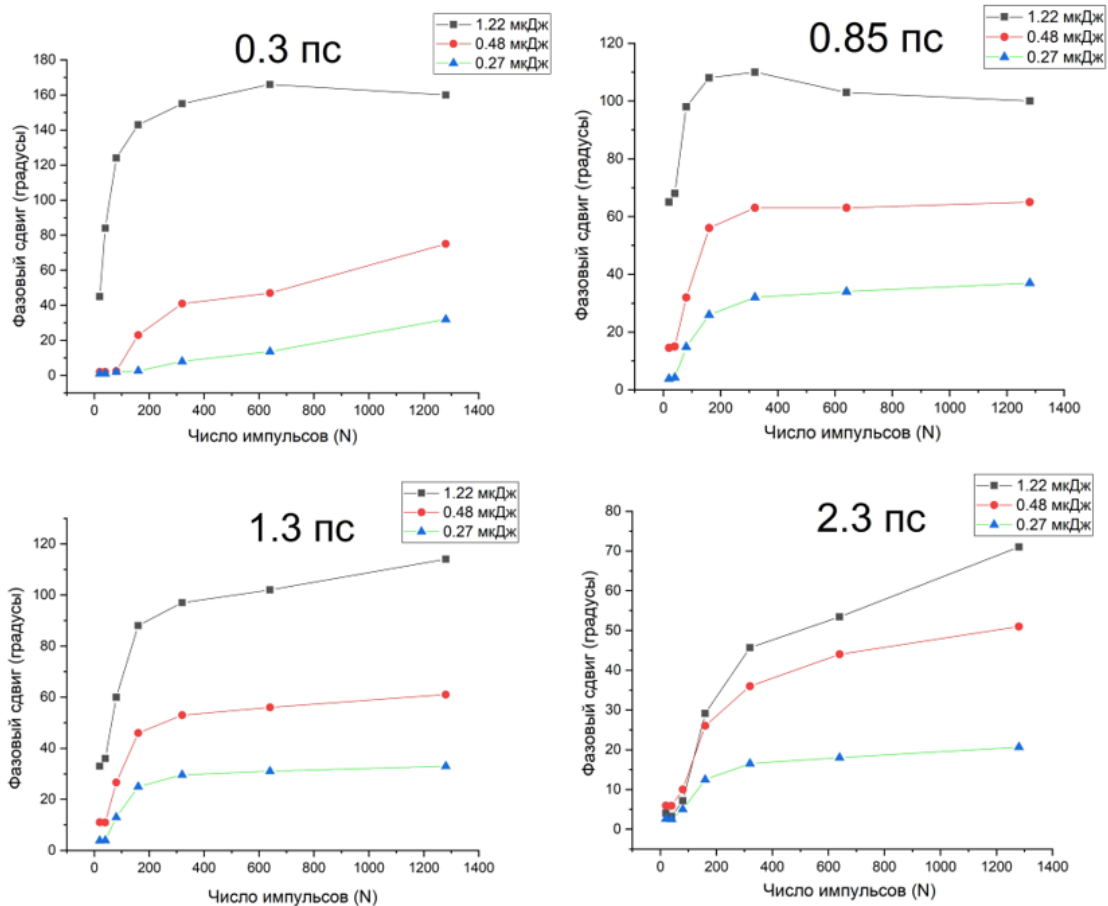


Рис. 3.4 Зависимость фазового сдвига (на длине волны 633 нм) микротреков в плавленом кварце для трёх энергий в импульсе 1,22 мкДж, 0,48 мкДж и 0,27 мкДж в зависимости от длительности импульсов и числа импульсов, используемых при записи. Погрешность измерений порядка 10%.

При длительности импульсов 0,3 пс, энергиях 0,48 и 0,27 мкДж, и экспозиции менее 100 импульсов в точку не формируется двулучепреломляющих микротреков, в то время как для более длинных импульсов и такой же экспозиции двулучепреломляющие микротреки сформировались. Таким образом порог начала формирования

двулучепреломляющих микротреков зависит не только от экспозиции, но и от длительности импульсов. Похожие эффекты наблюдали для поверхности плавленого кварца, где изменение длительности импульсов и достижение пороговой интенсивности приводит к изменению механизма ионизации [46].

3.1.2 Визуализация двулучепреломляющих микротреков в плавленом кварце

Примеры типовых изображений поперечных сечений серий микротреков, полученных на основе СЭМ, представлены на рис. 3.5. Лазерные импульсы распространялись сверху вниз. Записанные микротреки имеют характерную каплевидную форму и локализованы в предфокальной области микрообъективов. Микротреки, записанные объективом с числовой апертурой 0,45 имеют больший размер и более выраженную сложную периодическую подструктуру чем с числовой апертурой 0,55, что хорошо коррелирует с размером области взаимодействия лазерного излучения с плавленным кварцем, определяемой в линейном режиме длиной Рэлея.

Были проведены измерения спектров фотолюминесценции и комбинационного рассеяния в области формирования двулучепреломляющих микротреков. Микротреки записаны объективом с апертурой $NA = 0,45$ импульсами с длительностью 0,3 и 0,6 пс, и энергиями 0,7 и 0,9 мкДж. Возбуждение фотолюминесценции осуществлялось лазером с длиной волны 532 нм (рис. 3.6). На вставке показан увеличенный фрагмент спектра, на котором видны пики комбинационного рассеяния D1 (495 см^{-1} , 546 нм), D2 (606 см^{-1} , 549 нм) и D3 (805 см^{-1} , 556 нм), характерные для плавленого кварца. Эти пики связаны с мостиковыми связями Si-O-Si [107].

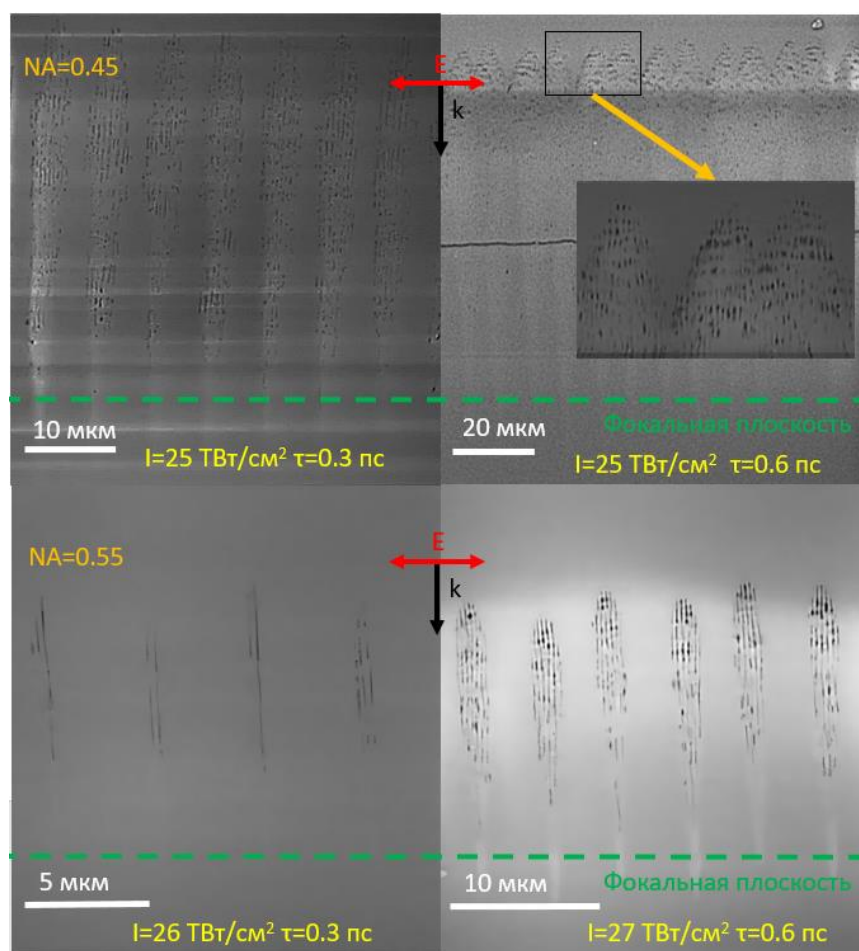


Рис. 3.5 СЭМ-изображения поперечного сечения подструктуры двулучепреломляющего микротрека в плавленом кварце.

Относительная интенсивность пиков комбинационного рассеяния света (КРС) позволяет судить о том, происходит ли уплотнение или разуплотнение плавленого кварца. Графики фотолюминесценции в модифицированной и немодифицированной области показывают, что в области формирования двулучепреломляющих микротреков интенсивность сигнала фотолюминесценции в диапазоне от 550 до 800 нм возрастает. При этом интенсивность сигнала фотолюминесценции для более длинных импульсов почти в 2 раза выше, несмотря на то, что энергия импульсов практически одинакова. Это может быть связано с формированием немостиковых кислородно-дырочных центров ($=\text{Si}-\text{O}'$, NBOHC) — дефектов после лазерного воздействия [92,93].

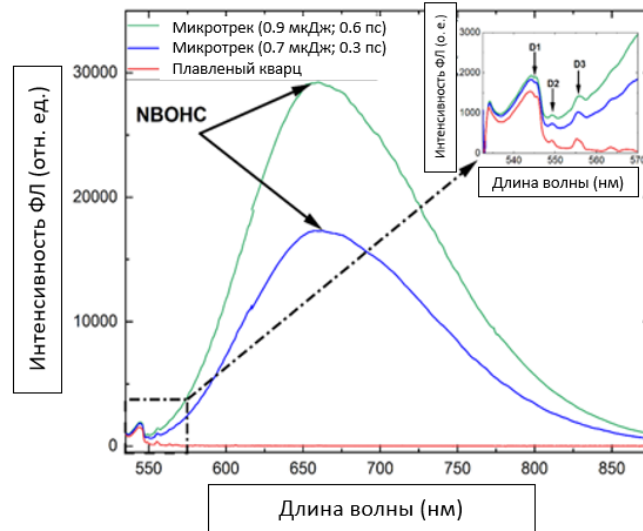


Рис. 3.6 Спектры фотолюминесценции и КР двулучепреломляющих микротреков в плавленном кварце ($\lambda = 1030$ нм, 100 кГц, $\tau = 0,3$ пс, $NA = 0,45$).

Стоит отметить, что несмотря на то, что длина исследуемых микротреков примерно одинакова (~ 30 мкм для 0,3 пс и ~ 35 мкм для 0,6 пс), рисунок 3.7а показывает, что для более длинного импульса выход сигнала фотолюминесценции выше.

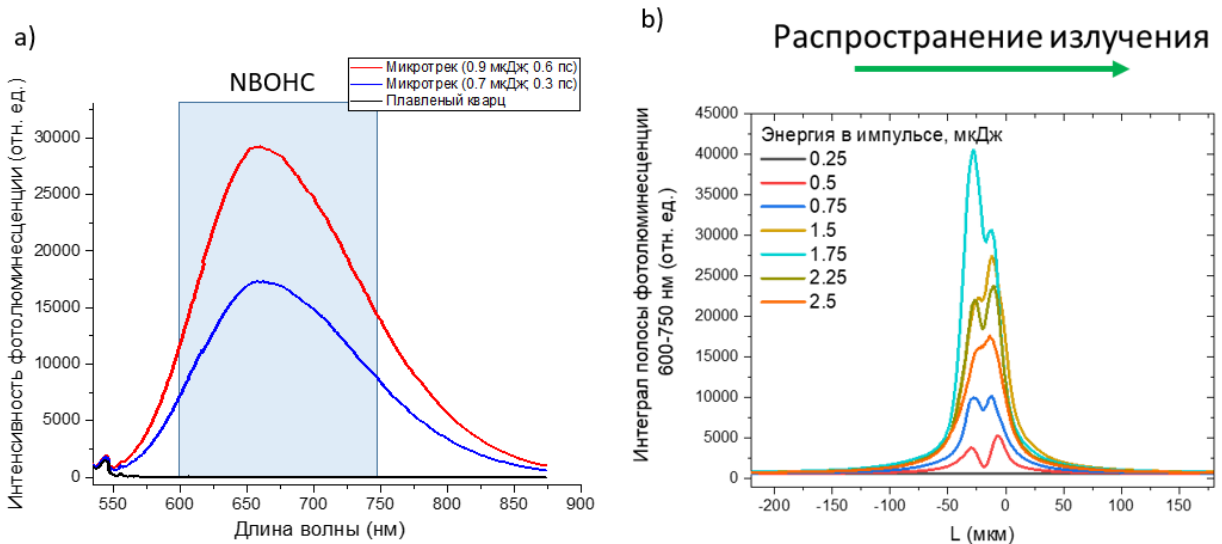


Рис. 3.7 а) Спектры фотолюминесценции двулучепреломляющих микротреков ($\lambda = 1030$ нм, 100 кГц, $\tau = 0,3$ пс, $NA = 0,45$) в плавленном кварце. б) Зависимость интеграла полосы 600-750 нм спектра фотолюминесценции от координаты вдоль микротрека.

Можно предположить, что величине фазового сдвига в микротреках прямо пропорциональна светимость фотолюминесценции. Чтобы проверить эту гипотезу, были записаны микротреки при разной энергии в импульсе. Затем были получены спектры фотолюминесценции (интеграл полосы 600-750 нм) от координаты вдоль двулучепреломляющих микротреков (рис. 3.7b). Анализ графиков, показывающих зависимость интеграла полосы фотолюминесценции от координаты, позволяет оценить структурные изменения (формирование дефектов НВОНС) вдоль двулучепреломляющего микротрека. Были получены величины фазового сдвига и длин двулучепреломляющих микротреков в зависимости от энергии в импульсе (рис. 3.13а). В результате исследования была выявлена прямая пропорциональность между оптической разностью хода и светимостью $S = \int_0^L I_{pl}(l) dl$ дефектов НВОНС в двулучепреломляющих микротреках (рис. 3.8b), интеграл от спектров на рис. 3.7b, до достижения пороговой плотности энергии $\approx 15 \pm 1$ Дж/см².

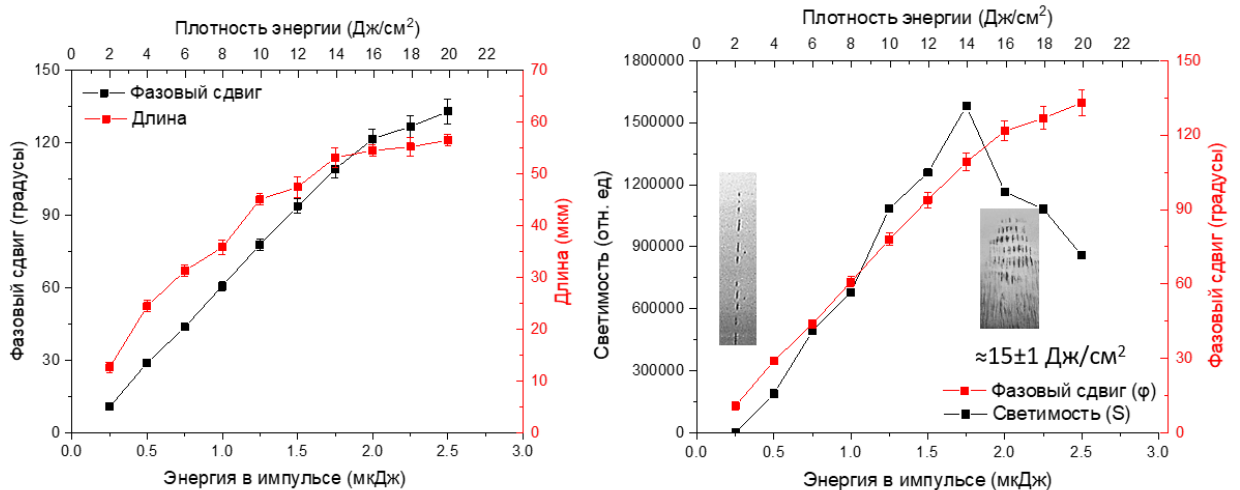


Рис. 3.8 а) Зависимости фазового сдвига (левая шкала) и длины (правая шкала) двулучепреломляющих микротреков ($\lambda = 1030$ нм, 100 кГц, $\tau = 0,3$ пс, $NA = 0,45$) в плавленом кварце (левая шкала). б) Зависимости светимости (левая шкала) и величины оптической разности хода в микротреках (правая шкала).

Методом конфокальной лазерной сканирующей микроскопии были получены зависимости интеграла спектра фотolumинесценции (полоса 600-750 нм) от координаты вдоль двулучепреломляющего микротрека (рис. 3.9а). С помощью сканирующей электронной микроскопии были получены изображения двулучепреломляющих микротреков (рис. 3.9b). Затем они были сопоставлены с размерами фотolumинесцирующей области (по полувысоте) в плавленом кварце.

На графике, представленном на рисунке 3.9с, показаны корреляции между длиной микротреков, измеренной с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), и протяжённостью фотolumинесцирующей области вдоль каждого микротрека. Как видно из графика, длины количественно хорошо коррелируют и монотонно увеличиваются с ростом энергии в импульсе. При этом из спектров видно, как происходит перераспределение интенсивности фотolumинесценции вдоль микротрека с ростом энергии в импульсе, и трансформация структуры микротрека (СЭМ). Таким образом, по спектру фотolumинесценции можно определить пространственные размеры двулучепреломляющих микротреков. При этом способ является неразрушающим. Пространственные размеры двулучепреломляющих микротреков необходимы для того, чтобы установить локальную величину двулучепреломления внутри микротрека, а не интегральную величину для всей толщины образца.

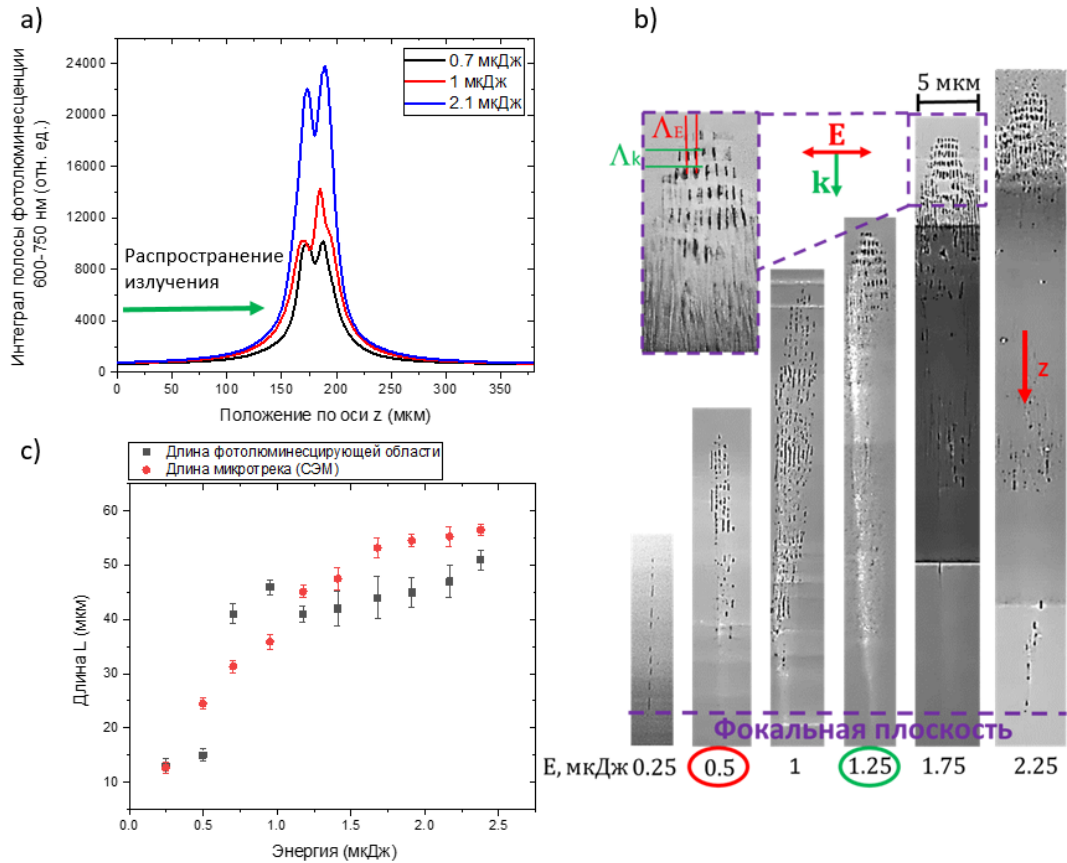


Рис. 3.9 а) Зависимость интеграла полосы 600-750 нм спектра фотолюминесценции от координаты вдоль микротрека (0,3 пс, 100 кГц, 1030 нм, $NA=0,45$) в плавленом кварце. б) Изображение двулучепреломляющих микротреков в плавленом кварце визуализированные с помощью СЭМ. в) Зависимости длин микротреков полученные с помощью СЭМ и фотолюминесценции (по полувысоте).

3.1.3 Влияние частоты следования лазерных импульсов на формирование двулучепреломляющих микротреков в объёме плавленого кварца

В данной части работы было исследовано влияние частоты следования импульсов на формирование двулучепреломляющих микротреков в объёме плавленого кварца (рис. 3.10). На рис.3.10а при превышении частоты следования импульсов 560 кГц наблюдается спад величины фазового сдвига двулучепреломляющих микротреков, что может быть связано с кумулятивным

эффектом или эффектом накопления тепла, который ранее исследовался при записи волноводов [95,96]. Необходимо оценить время диффузии тепла $\tau_D \approx R^2/\alpha$, где коэффициент температуропроводности плавленого кварца $\alpha \approx 0,01 \text{ см}^2$, радиус фокального пятна $R = 2 \text{ мкм}$. Время диффузии тепла составляет около 4 мкс, если интервал импульса намного короче времени диффузии тепла, в режиме многоимпульсного облучения температура фокального объема будет возрастать. Таким образом формирование двулучепреломляющих микротреков ограничивается сверху тепловым кумулятивным эффектом.

На рисунке 3.10b представлены спектры пропускания двулучепреломляющих микротреков. При частоте 560 кГц пропускание выше, чем при частоте 25 кГц, при этом величина фазового сдвига в два раза больше. В случае частот 1 МГц и 2 МГц наблюдается значительное снижение пропускания микротреков во всём спектральном диапазоне.

С помощью конфокального сканирующего микроскопа были получены спектры фотолюминесценции в области формирования двулучепреломляющих микротреков (рис. 3.10c), с ростом частоты следования уменьшается интенсивность фотолюминесценции НВОНС дефектов. На рис. 3.10d представлены интегралы полосы 600-750 нм фотолюминесценции вдоль микротрека, которые отражают локальную светимость. С ростом частоты следования лазерных импульсов, индуцирующих двулучепреломляющие микротреки в плавленом кварце, уменьшается светимость фотолюминесценции, связанной с формированием НВОНС дефектов.

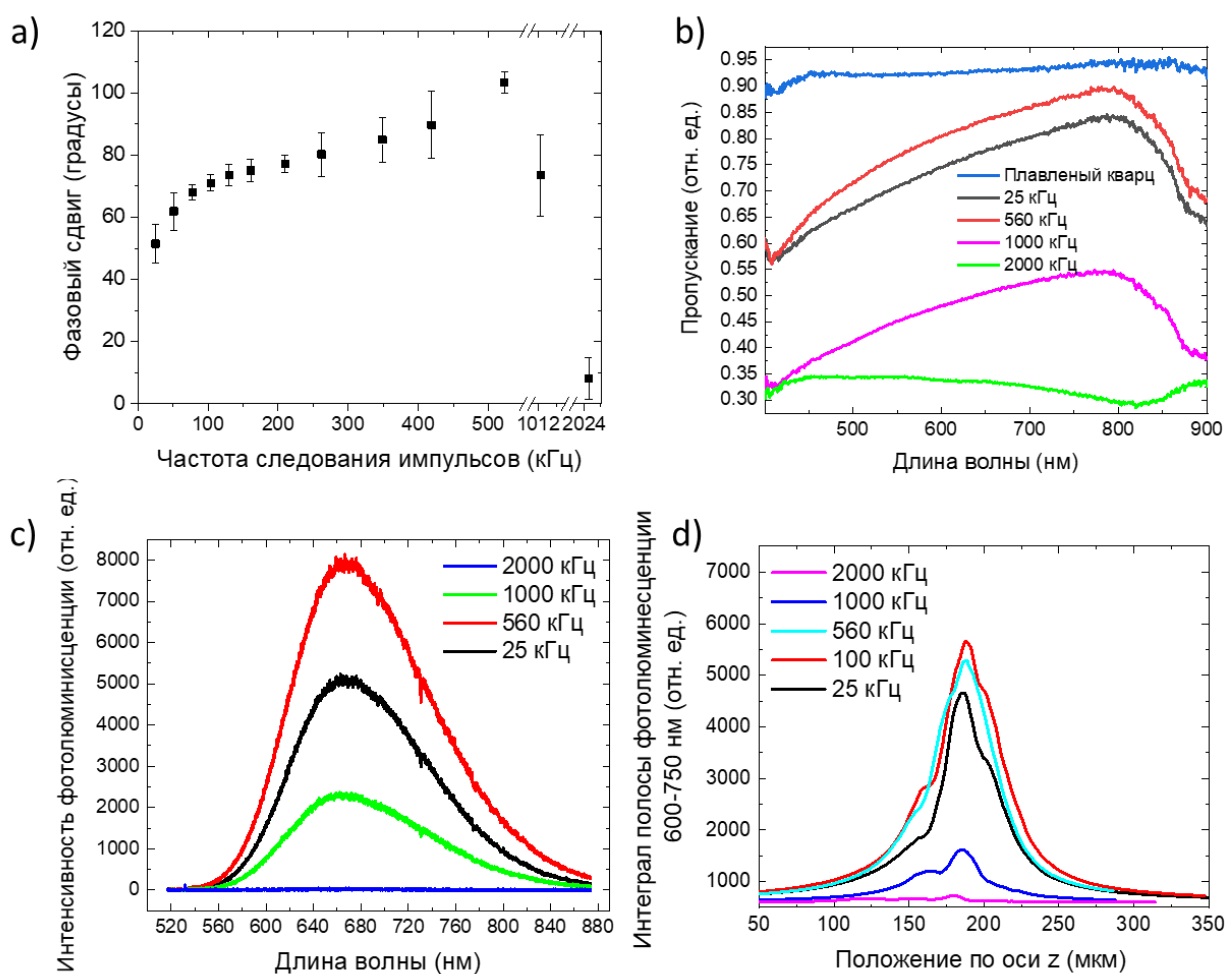


Рис. 3.10 Параметры двулучепреломляющих микротреков в плавленом кварце ($NA=0,25$; $0,3$ пс; 1 мкДж; 1030 нм; 300 мкм/с). а) Зависимость фазового сдвига двулучепреломляющих микротреков от частоты следования лазерных импульсов. б) Спектры пропускания двулучепреломляющих микротреков записанных при различных частотах следования импульсов. в) Спектры фотолюминесценции двулучепреломляющих микротреков. г) Интенсивность полосы фотолюминесценции ($600-750$ нм) вдоль двулучепреломляющих микротреков.

Для того чтобы оценить светимость ($S = \int_0^L I_{pl}(l) dl$) дефектов НВОНС в двулучепреломляющих микротреках, были измерены интенсивности полосы фотолюминесценции $600-750$ нм вдоль микротрека (рис. 3.11). Эти данные были получены путём интегрирования спектров, представленных на рисунке

3.10d. В результате были определены зависимости светимости дефектов NBOHC в микротреках от частоты следования импульсов и экспозиции. Аналогичные зависимости были также получены для фазового сдвига.

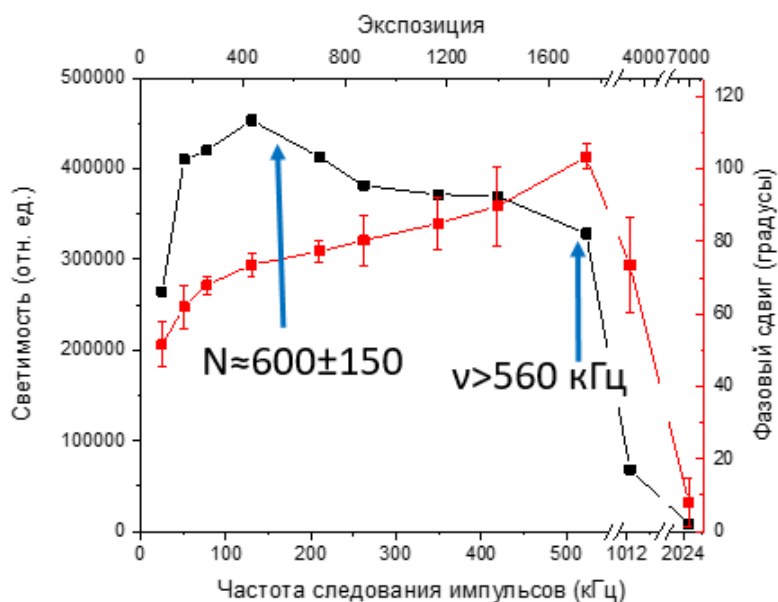


Рис. 3.11 Зависимость светимости микротреков от частоты следования импульсов и экспозиции (левая шкала); зависимость фазового сдвига микротреков от частоты следования импульсов и экспозиции (правая шкала).

В ходе исследования было обнаружено, что при формировании двулучепреломляющих микротреков в плавленом кварце увеличение частоты следования лазерных импульсов от 25 кГц до 2 МГц приводит к пропорциональному росту величины фазового сдвига в зависимости от светимости дефектов (NBOHC). Этот рост наблюдается до тех пор, пока не будет достигнуто пороговое значение импульсов, приблизительно равное $N \approx 600 \pm 150$. При частоте следования, равной 1 МГц, наблюдается значительное снижение интенсивности излучения точечных дефектов (рис. 3.11). Это обусловлено кумулятивным локальным тепловым разрушением материала (рис. 3.15). Ранее наблюдали что концентрация дефектов (NBOHC) зависит от числа импульсов [108,109].

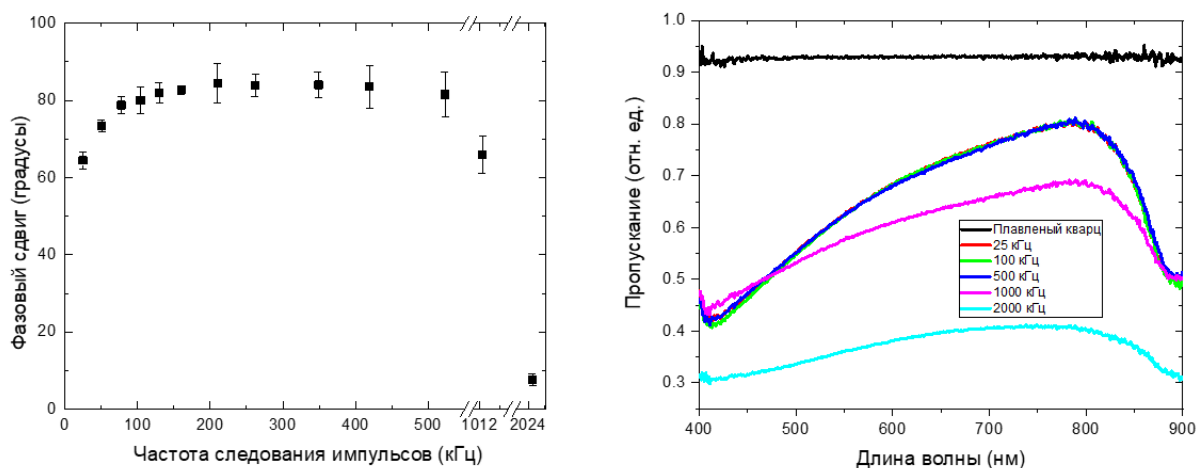


Рис. 3.12 Параметры двулучепреломляющих микротреков в плавленом кварце ($NA=0,45$; $0,3$ пс; $0,7$ мкДж; 1030 нм; 300 мкм/с). а) Зависимость фазового сдвига двулучепреломляющих микротреков от частоты следования лазерных импульсов. б) Спектры пропускания двулучепреломляющих микротреков записанных при различных частотах следования импульсов.

Двулучепреломляющие микротреки были записаны при острой фокусировке (объектив $NA = 0,45$), наблюдается схожая корреляция фазового сдвига и пропускания (рис. 3.12), которая связана с кумулятивным эффектом.

В работе были определены параметры записи в плавленом кварце структур, обладающих высоким, относительно структур Т2, коэффициентом пропускания, более $0,9$, и величиной оптической разности хода меньше 25 нм [13,88]. Частота следования лазерных импульсов при формировании двулучепреломляющих микротреков составляла 560 кГц, при такой частоте следования лазерных импульсов наблюдается кумулятивный эффект, или эффект накопления тепла. Запись нескольких слоёв подобных структур позволила получить более однородную итоговую структуру (рис. 3.13). Было записано по 12 слоёв.

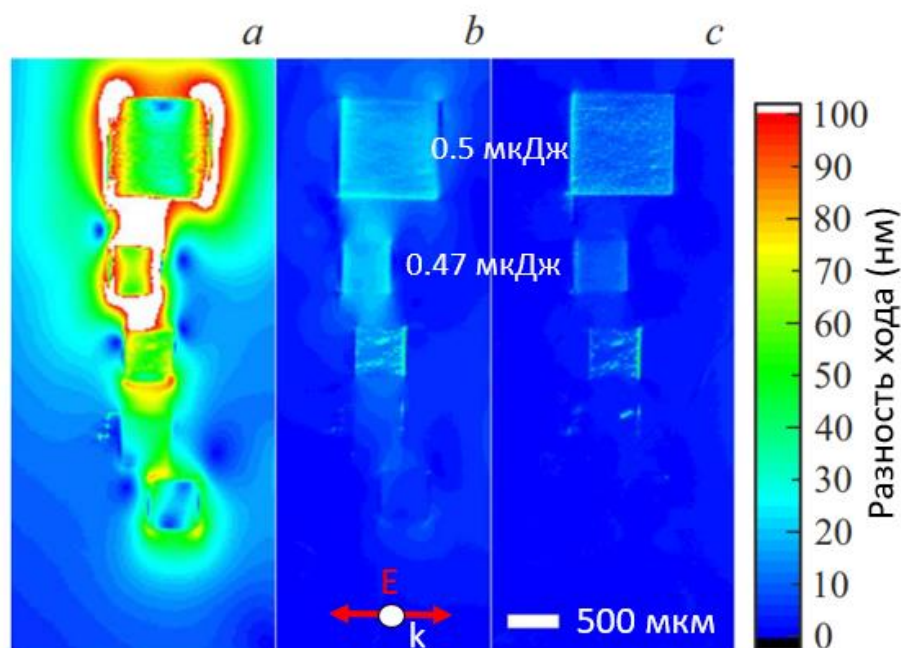


Рис. 3.13 Записанные в объеме плавленого кварца многослойные структуры в виде квадратов с длиной стороны 1000 и 500 мкм (вид сверху) до (а) и после отжига в воздухе при температуре 1000 °С в течение 2 (b) и 8 (c) часов.

При этом значение пропускания осталось выше 0.8 (рис. 3.14). Это необходимо для успешного использования оптических элементов, созданных на основе таких двулучепреломляющих структур, состоящих из микротреков, в прикладных задачах. Многослойность итоговой структуры лишь немного снизила величину пропускания. Последующий отжиг образца с записанными структурами позволил устранить нежелательные эффекты, которые возникли при записи из-за напряжений материала в объёме вокруг записанных структур (рис. 3.13). Двулучепреломляющие структуры устойчивы к нагреву до 1000 °С в течении 8 часов. Напряжения материала возникают из-за близкого расположения слоёв друг к другу. Однако, такие двулучепреломляющие структуры устойчивы к нагреву, поскольку химическая рекомбинация кислорода, участвующего в их создании, возможна только при температуре выше 1200 °С [110].

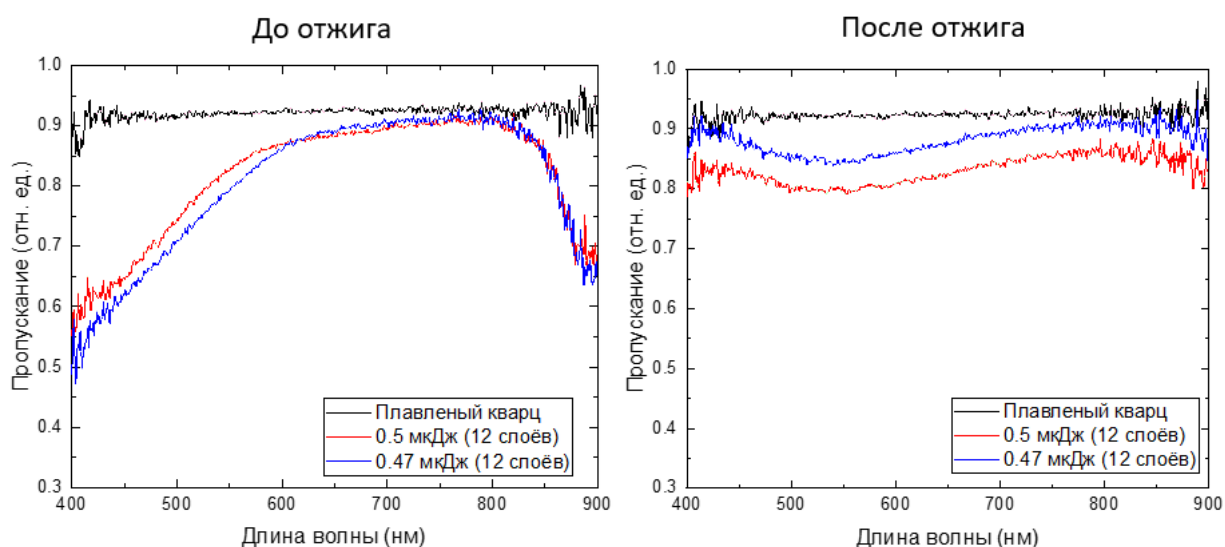


Рис. 3.14 Спектры пропускания многослойных структур ($NA=0,25$; $0,3$ пс; 515 нм; 500 кГц; 375 мкм/с).

На основе результатов, полученных после высокотемпературного отжига можно предположить, что формирование точечных дефектов даёт вклад в величину оптической разности.

Исследуемые двулучепреломляющие микротреки в зависимости от частоты следования импульсов были визуализированы с помощью оптической (рис. 3.15) и атомно-силовой микроскопии (рис. 3.16). На рис. 3.15 видно, что при достижении частоты следования импульсов 1 МГц формируются неоднородные дефекты. Это может быть связано с кумулятивным эффектом или эффектом накопления тепла, которые ранее уже изучались при записи волноводов [95,96].

Как видно на рис. 3.16, при увеличении частоты следования импульсов меняется структура двулучепреломляющего микротрека. Так, при частоте следования лазерных импульсов в 560 кГц образуется однородный континуум. Благодаря кумулятивному эффекту, на основе таких двулучепреломляющих микротреков можно создавать более однородные двулучепреломляющие структуры.

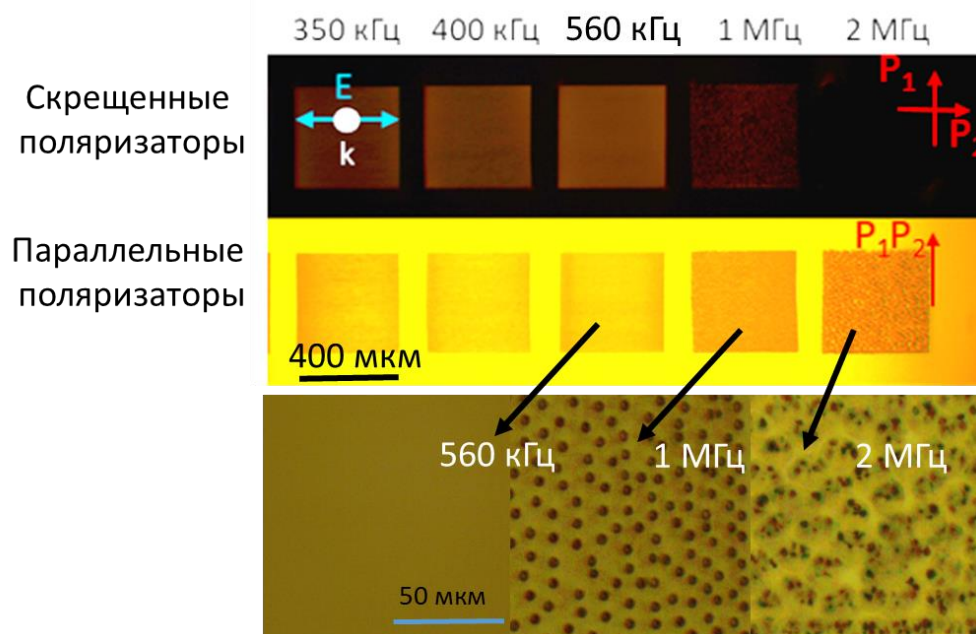


Рис. 3.15 Оптические изображения микрообластей в плавленом кварце ($NA=0,25$; $0,3$ пс; 1 мкДж; 1030 нм; 300 мкм/с) в скрещенных и параллельных поляризаторах.

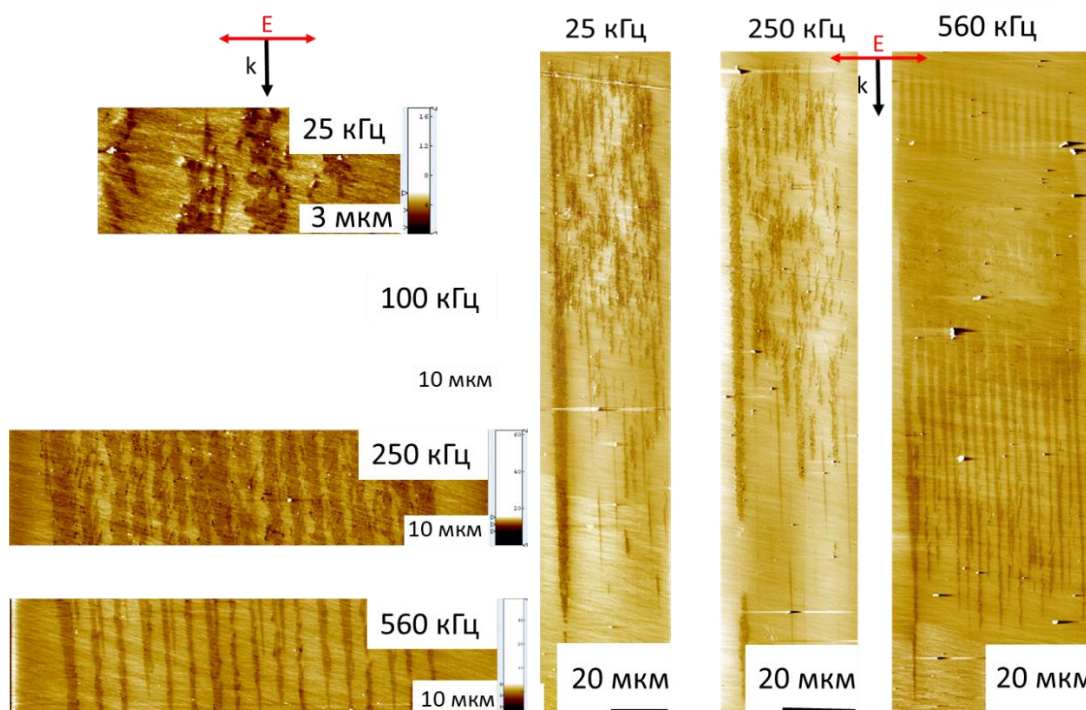


Рис. 3.16 Изображение двулучепреломляющих микротрещок в сечении, визуализированные с помощью АСМ ($NA=0,25$; $0,3$ пс; $1,5$ мкДж 515 нм; 375 мкм/с).

3.2 Характеристики двулучепреломляющих микротреков в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков

3.2.1 Характеристики двулучепреломляющих микротреков в объёме фторида кальция

Лазерные импульсы с длинами волн 515 и 1030 нм, с энергией в диапазоне от 50 нДж до 1 мкДж (пиковая плотность энергии <10 Дж/см², пиковая интенсивность в зависимости от длительности импульса <30 ТВт/см²) с частотой повторения 100 кГц были сфокусированы микрообъективом (NA=0,65) на глубине 80 мкм ниже верхней поверхности фторида кальция толщиной 2 мм. Были записаны серии микротреков при различных параметрах лазерного излучения.

Зелёная и красная области на рисунке 3.17 обозначают диапазоны энергий в импульсе, при которых наблюдается асимметричное удлинение люминесцирующих плазменных каналов по направлению к источнику лазерного излучения относительно фокальной плоскости. Эти данные были получены экспериментально и представлены во второй главе.

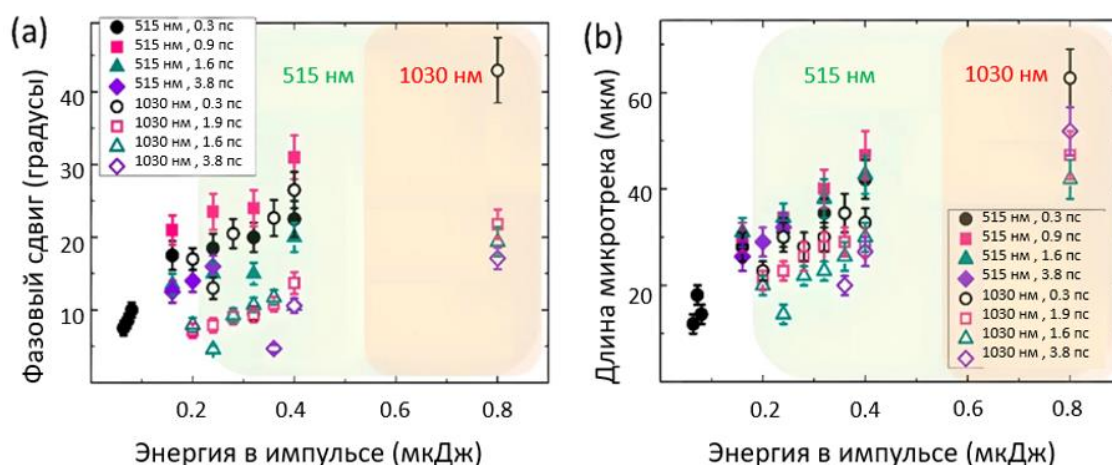


Рис. 3.17 Значения фазового сдвига (а) и длины двулучепреломляющих микротреков (б) в зависимости от энергии импульса для различной ширины импульса при длине волны 515 нм (зелёная область) и 1030 нм (оранжевая область), при экспозиции N=300.

Величины фазового сдвига монотонно изменяются в зависимости от энергии в лазерном импульсе, для длины волны 515 нм, для всех длительностей лазерного импульса как до начала ассиметричного удлинения люминесцирующего плазменного канала относительно фокальной области, так и при удлинении канала (рис. 3.17а; пороговая энергия в импульсе при ассиметричном удлинении люминесцирующего плазменного канала относительно фокальной области $\approx 0,2$ мкДж). Аналогичное увеличение фазового сдвига имело место и в случае лазерной записи, для длины волны 1030 нм (рис. 3.17b), как до начала ассиметричного удлинения канала, так и при удлинении канала, где соответствующая пороговая энергия в импульсе составляла $\approx 0,5-0,6$ мкДж [111]. Лазерная запись при длине волны 515 нм показала значительно более высокие значения фазового сдвига по сравнению с длиной волны 1030 нм, при аналогичной энергии в импульсе. Очевидно, что лазерные импульсы длительностью 0,9 пс индуцировали гораздо более высокие значения фазового сдвига на длине волны 515 нм, в то время как импульсы длительностью 0,3 пс давали заметно более высокий эффект при длине волны 1030 нм. Интересно, что энергетические зависимости длины L были одинаковыми для обеих длин волн с небольшим (1030 нм) или даже пренебрежимо малым (515 нм) различием в зависимости от длительности лазерного импульса. Зависимости, представленные ниже на рис. 3.18, указывает на четкую корреляцию между величинами фазового сдвига и длиной соответствующих двулучепреломляющих массивов во фториде кальция.

В частности, зависимости фазового сдвига на длине волны записи 515 нм для разных энергий импульса (см. рис. 3.18а) показали ярко выраженный максимум амплитуды при $\tau \sim 0,9$ пс, данный эффект наблюдался во всём исследуемом диапазоне энергий. Это согласуется с другими наблюдениями, связанными с формированием двулучепреломляющих микротрещок в объёмном плавленом кварце при длительности импульса 1 пс и термализации электронов и ионов длительностью ~ 1 пс в диэлектриках [53,112].

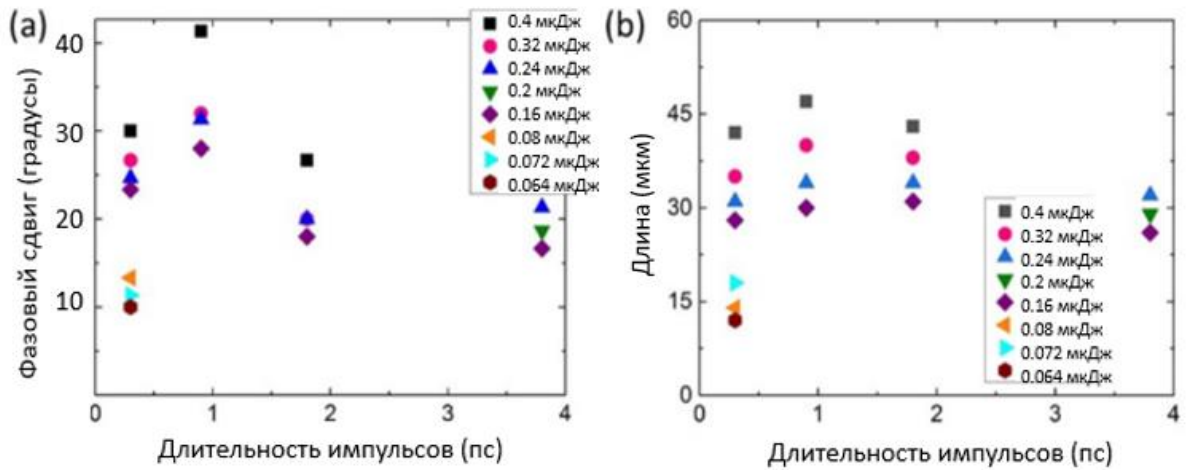


Рис. 3.18 Величины фазового сдвига (а) и длины (б) двулучепреломляющих микротреков в зависимости от ширины импульса τ при различных энергиях лазерного импульса 515 нм, при экспозиции $N=300$. Максимальные относительные погрешности $\leq 10\%$.

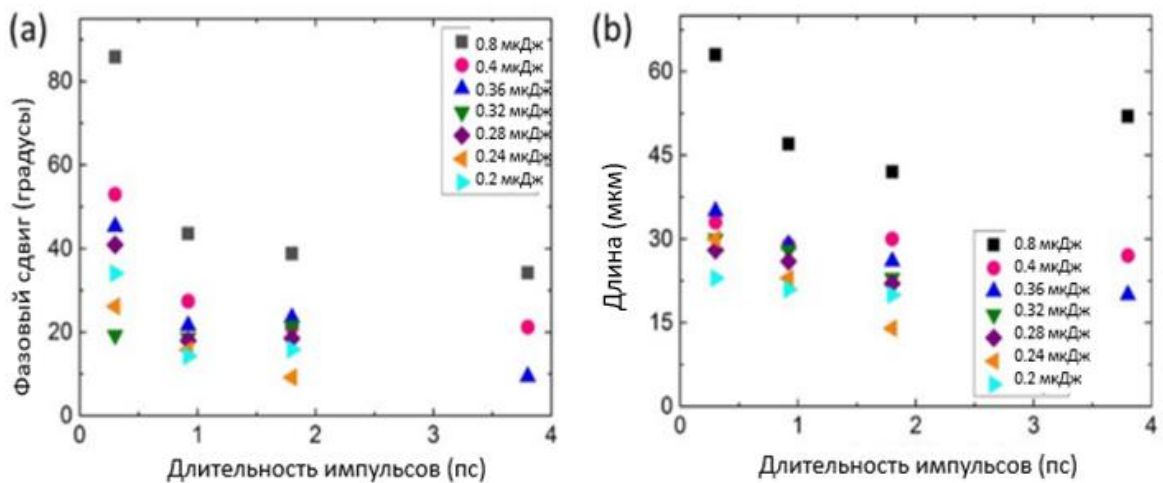


Рис. 3.19 Величины фазового сдвига (а) и длины (б) микротреков в зависимости от ширины импульса τ при различной энергии лазерного импульса 1030 нм, при экспозиции $N=300$. Максимальные относительные погрешности $\leq 10\%$.

Напротив, при длине волны лазерной записи 1030 нм максимальные значения фазового сдвига были достигнуты при минимальной длительности импульса и максимальной энергии в импульсе (рис. 3.19а). Значения длин микротреков уменьшались с ростом длительности импульсов при каждой

энергии импульса (рис. 3.19b). При этом зависимости длины микротреков на длине волны практически совпадали независимо от энергии импульса до точки с максимальной энергией 0,8 мкДж. Это указывает на то, что не длина, а усиленное локальное энерговыделение, т. е. процесс фотоионизации фторида кальция, при максимальной энергии импульса дает максимальное двулучепреломление.

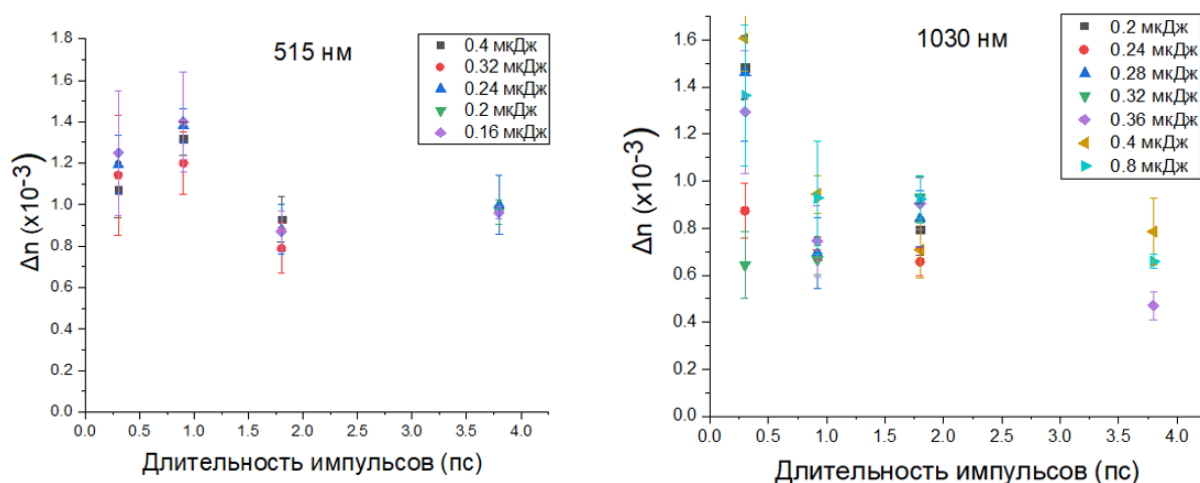


Рис. 3.20 Величина двулучепреломления микротреков $\Delta n = \Gamma/L$ в соответствии с длительностями импульса τ , при различной энергии лазерного импульса и для длин волн 515 нм (а) и 1030 нм (б), при экспозиции $N=300$.

Наконец, результирующая величина двулучепреломления $\Delta n = \Gamma/L$, полученная при 515 нм (рис. 3.20а) и 1030 нм (рис. 3.20б) для различных энергий импульса, была проанализирована как функция длительности лазерного импульса τ . Во-первых, видны максимальные (на 10-20%), слабо зависящие от энергии значения Δn при оптимальной длительности импульса 0,9 пс (см. рис. 3.18). Для более длинных импульсов величины Δn стремятся к более низкому постоянному, независимому от энергии уровню, обеспечивая запись двулучепреломляющих структур, не зависящую от ширины импульса и энергии. Точно так же при длине волны 1030 нм при лазерной записи полученные значения Δn демонстрировали зависимость от ширины импульса,

но не зависят от энергии в импульсе с максимумом при ширине импульса 0,3 пс (рис. 3.20b).

3.2.2 Характеристики двулучепреломляющих микротреков в объёме нанопористого плавленого кварца

В данной части работы выполнена лазерная запись в образцах нанопористого плавленого кварца с использованием лазерных импульсов на длинах волн 515 и 1030 нм, длительностью импульсов ($\tau \approx 0,3-3,8$ пс) и при различных энергиях. Нанопористый плавленый кварц обладает собственным двулучепреломлением из-за наличия в нём пор. Лазерные импульсы фокусировались внутри образцов на глубину 50 мкм с помощью микрообъектива с числовой апертурой 0,25 в фокальное пятно с радиусом $R_{1/e} \approx 1,7 \pm 0,1$ мкм. Образец перемещался со скоростью 25 м/с, при частоте повторения лазерных импульсов 100 кГц. С целью оптической характеристики и визуализации были записаны микродорожки протяжённостью 200 мкм с периодом 20 мкм.

Измеренные микротреки демонстрируют длину L , большую чем длина Рэлея, фокусирующего микрообъектива с числовой апертурой 0,25 (для 515 нм ≈ 7 мкм, для 1030 нм ≈ 12 мкм) в зависимости от увеличения энергии в импульсе (рис. 3.21a, 3.21b). Наблюдаемые величины L вполне сопоставимы как для длины волны 515 нм, так и для 1030 нм.

С точки зрения длительности лазерного импульса τ (рис. 3.21c, 3.21d) наблюдаемые микротреки длиннее для более коротких импульсов и более высоких энергий импульса, хотя и без специфического максимума для длительности импульса, ранее наблюдавшегося во фториде кальция.

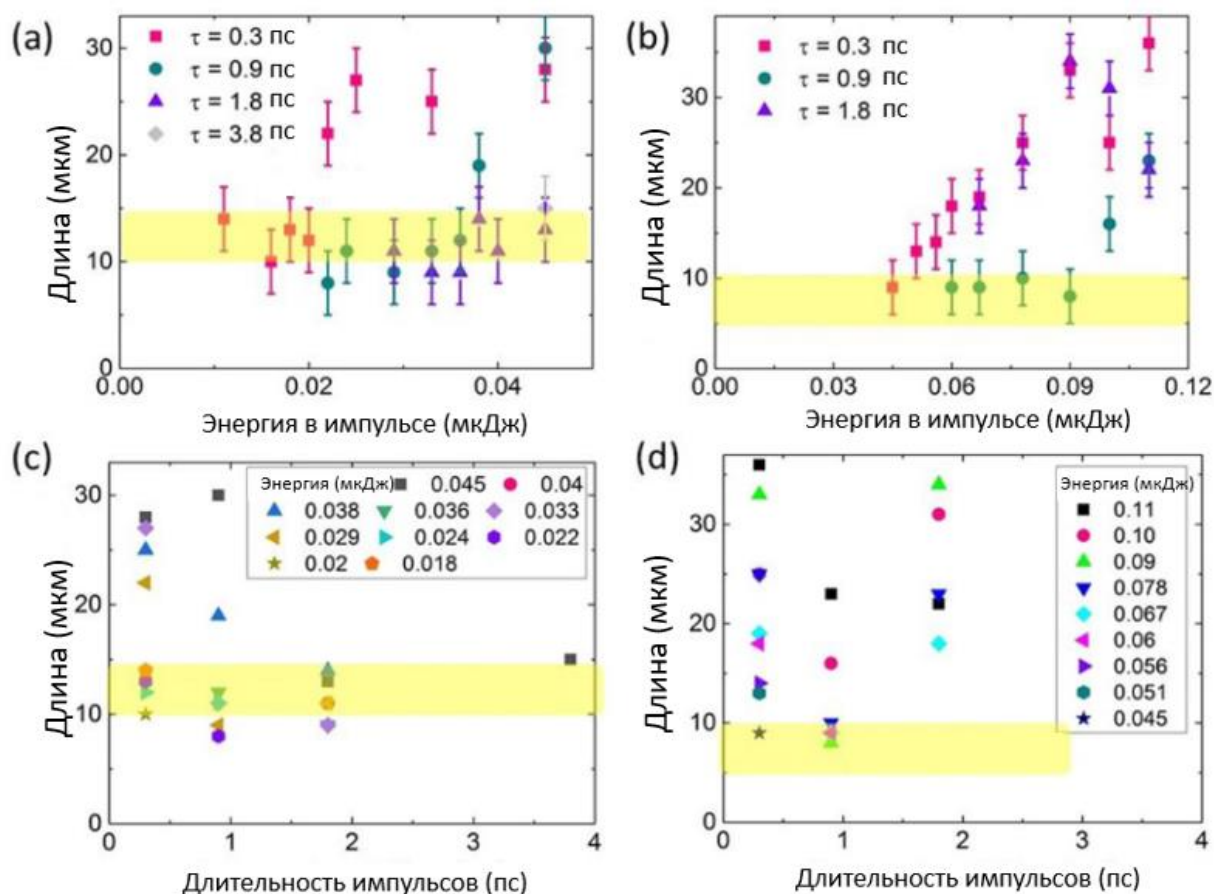


Рис. 3.21 Зависимость длины (L) микротрека от энергии в импульсе при разных длительностях импульса τ (а, б), от длительности τ при разной энергии в импульсе (с, д), от длины волны $\lambda = 1030 \text{ nm}$ (а, с) и 515 nm (б, д), при экспозиции $N=300$. Желтая полоса отражает длину Рэлея на этих длинах волн для микробъектива с числовой апертурой 0.25.

Измеренные значения фазового сдвига демонстрируют ярко выраженные зависимости от ширины импульса и длины волны (рис. 3.22а, 3.22б), лазерные импульсы с длиной волны 515 nm дают вдвое меньшие значения фазового сдвига даже при более высоких энергиях импульса.

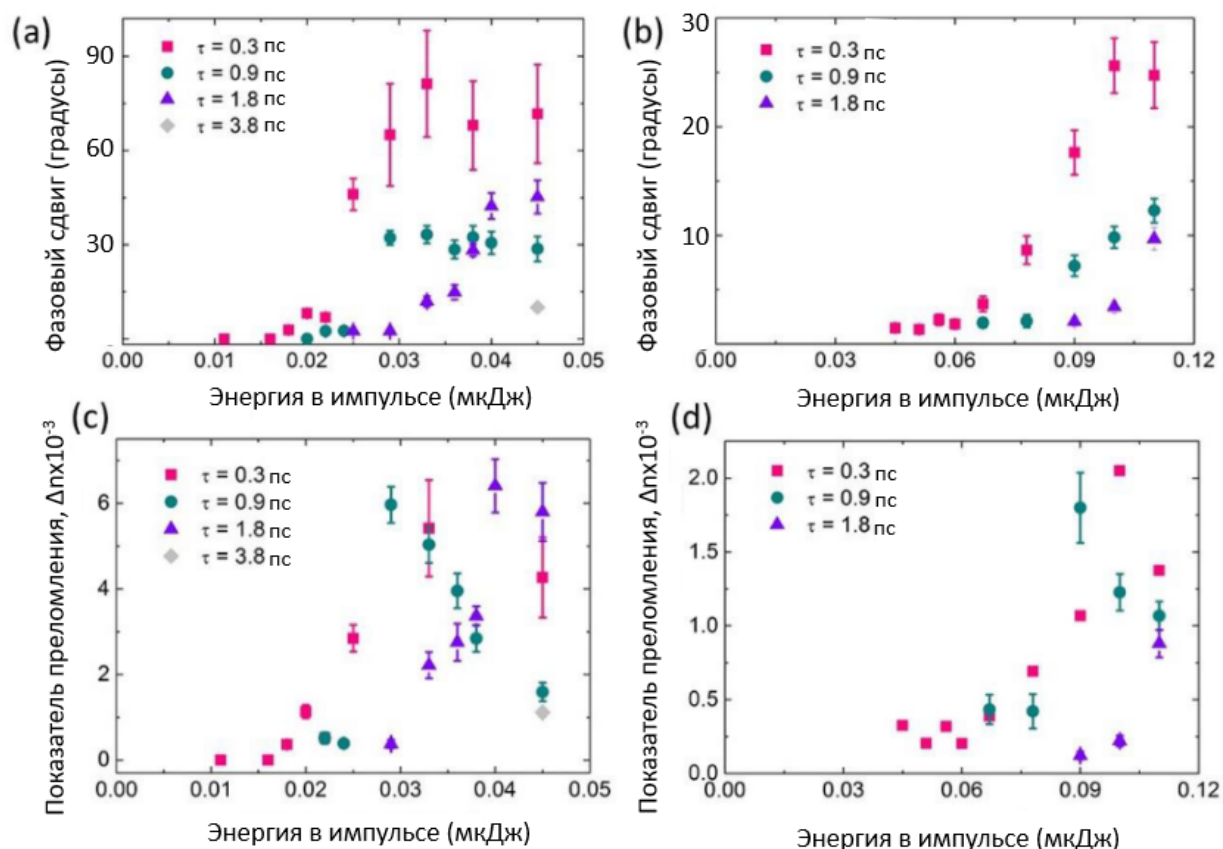


Рис. 3.22 Фазовый сдвиг (а, б) и величина двулучепреломления Δn_{633} (с, д) микротреков в зависимости от энергии импульса, длительности импульсов, длин волн 1030 нм (а, с) и 515 нм (б, д), используемых во время лазерной записи, при экспозиции $N=300$.

При явном учёте длины L двулучепреломляющих микротреков (рис. 3.21), величина двулучепреломления, $\Delta n(633 \text{ нм}) = \Gamma/L$, демонстрирует иную зависимость от длительности лазерного импульса τ (рис. 3.22с,д). Здесь максимальное значение $\Delta n_{\text{max}} \approx (6 \pm 2) \times 10^{-3}$ при 1030 нм (рис. 3.22с) и $\Delta n_{\text{max}} \approx (1,5 \pm 0,5) \times 10^{-3}$ при 515 нм (рис. 3.22д) не зависят от длительности импульса, но зависят от длины волны лазерного излучения. Такая величина двулучепреломления ($\sim 10^{-3}$) в модифицированном лазером нанопористом плавленом кварце может быть связана с уплотнением материала в области лазерной обработки [113].

3.2.3 Характеристики двулучепреломляющих микротреков в объёме ниобата лития

В этих исследованиях для лазерной записи были использованы кристаллический ниобат лития (CLN) z-среза и x-среза (CLNX). Лазерные импульсы с длиной волны 1030 нм фокусировались микрообъективом с числовой апертурой 0,65 в пятно размером $w_0 = 1,0 \pm 0,1$ мкм на глубине 50-60 мкм внутри кристаллов ниобата лития. Образцы сканировали в диапазоне величин энергии импульса от 100 до 650 нДж (плотность энергии $\approx 1,7-11$ Дж/см²), частоте повторения импульсов 10 кГц и скорости перемещения подвижки 400 мкм/с, обеспечивая линейные массивы, состоящие из микротреков шириной 60 мкм и длиной 3 мм (ряды линий, разделенные расстоянием 3 микрона) с направлением сканирования вдоль поляризации лазера.

На рис. 3.23 представлены поляриметрические данные значений фазового сдвига серий дорожек, состоящих из микротреков, в зависимости от энергии в импульсе и от направления сканирования. Образец для данной ориентации CLN, обладает собственным фазовым сдвигом, который составляет порядка 47° на длине волны 633 нм.

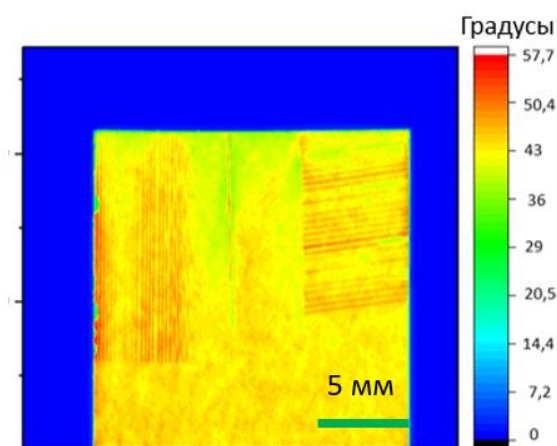


Рис. 3.23 Полариметрические микроскопические изображения дорожек, демонстрирующие различные фазовые сдвиги (псевдоцветовая шкала, в градусах), записанные с различными энергиями в импульсе, при экспозиции $N=300$. Погрешность измерений 10%.

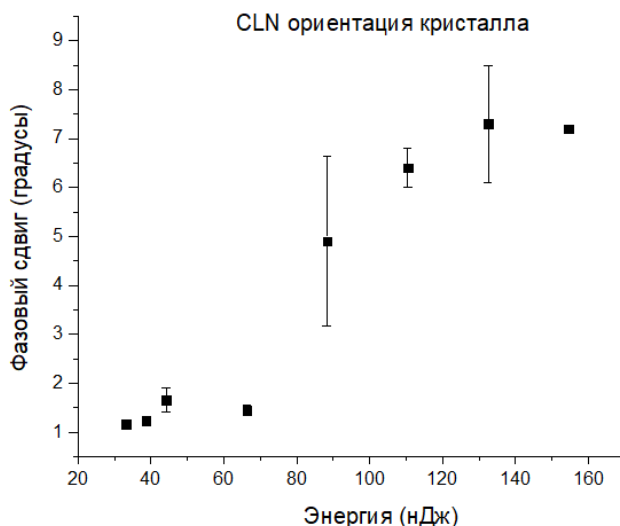


Рис. 3.24 Зависимость фазового сдвига двулучепреломляющих микротреков от величины энергии лазерного импульса, для среза CLN, при экспозиции $N=300$.

Исходя из результатов, представленных на рис. 3.24 можно сделать выводы о низкой эффективности формирования двулучепреломляющих микротреков в ниобате лития под действием УКИ, величины фазового сдвига значительно уступают значениям, полученным в плавленом кварце. Максимальные величины фазового сдвига составляют порядка 7 градусов, что недостаточно для записи фазовых оптических элементов. При этом потенциально возможно использование многослойной записи, так для записи полуволновой пластинки потребуется порядка 26 слоёв.

На рис. 3.25 представлена зависимость фазового сдвига двулучепреломляющих микротреков для среза CLNX, значение фазового сдвига в несколько раз превышает значения, полученные на срезе CLN. При этом наблюдается изменения величины фазового сдвига в зависимости от направления сканирования, подобные эффекты наблюдались ранее в – [114], где это связывают с наличием пондемоторной силы. Когда электронно-ионная плазма, создаваемая УКИ, подвергается воздействию сильного электрического поля лазерного импульса, электрическое поле лазера может влиять на движение электронов за счет пондеромоторной силы. Скорость движения электрона зависит от направления распространения лазерного

излучения, направления поляризации лазера, и от двух тензоров шестого ранга, характеризующих свойства материала [114].

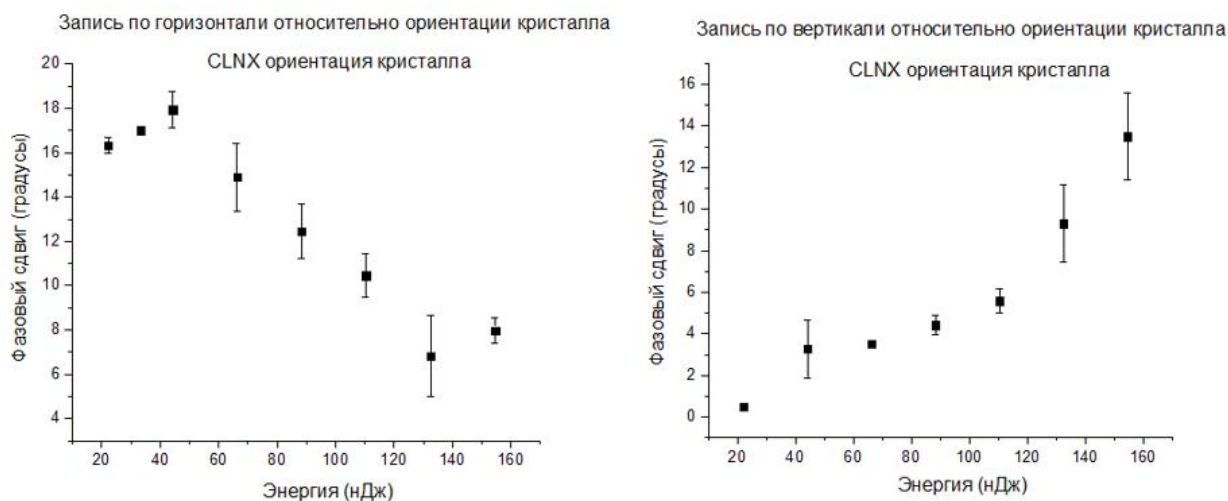


Рис. 3.25 Зависимость фазового сдвига двулучепреломляющих микротреков от величины энергии лазерного импульса, для среза (CLNX). Два направления лазерной записи, при экспозиции $N=300$.

3.3 Визуализация двулучепреломляющих микротреков в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков

3.3.1 Визуализация двулучепреломляющих микротреков в фториде кальция

В поперечном сечении образца с помощью низковакуумной сканирующей электронной микроскопии можно наблюдать двулучепреломляющий микротрек, обладающий подструктурой (рис. 3.26). При этом слегка наклонная микрометрового масштаба периодическая подструктура микротрека (с периодами $\approx 0,3-0,4$ мкм), расположенная перед фокальной областью, может быть обусловлена интерференционной картиной в предфокальной области материала, что аналогично предыдущим наблюдениям.

Остаются не ясными механизмы переноса наноразмерного материала в отдельных двулучепреломляющих микротреках и их объёмных массивах при лазерной записи УКИ. Это может быть лазерная абляция с образованием нано- и микрополостей [115], либо дрейф заряженных и нейтральных точечных дефектов в нестационарных электронно-дырочных плазменно-индуцированных электрических полях динамически искривленных энергетических зон [116].

В случае фторида кальция могут иметь место различные распределения компонент кальция и фтора в зависимости от знаков зарядовых состояний дефектов и знаков удельной деформации, приходящейся на дефект (например, положительное для междоузлий и отрицательное для вакансий). В этом исследовании визуализация СЭМ в поперечном сечении и картирование элементов EDX были выполнены на распиленных и полированных двулучепреломляющих микротреках, чтобы визуализировать процессы переноса материала (рис. 3.27).

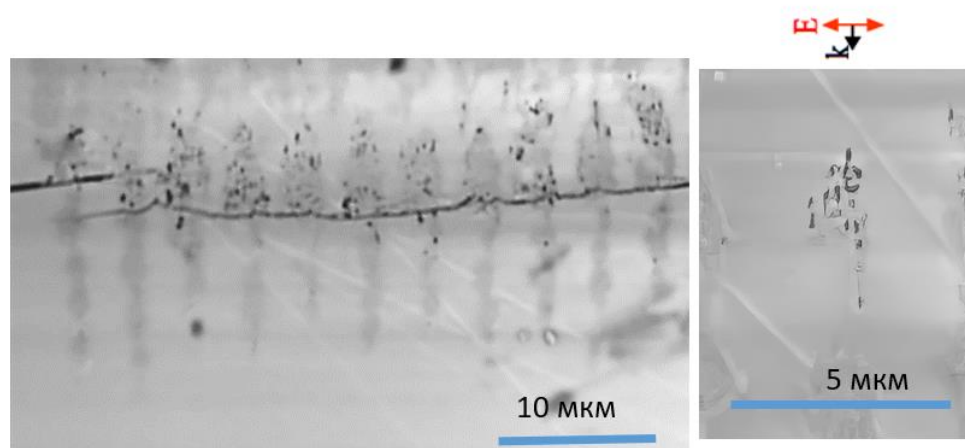


Рис. 3.26 СЭМ-визуализация поперечного сечения микротрека, образовавшегося в объёме фторида кальция при ширине импульса 0,3 пс и энергии импульса 72 нДж, длина волны 1030 нм. Лазерный импульс падает сверху, в результате формируется периодическая подструктура двулучепреломляющего микротрека (периоды $\approx 0,3-0,4$ мкм).

В частности, на картах EDX элементов Ca и F на рис. 3.27 можно увидеть обеднение фтором и обогащение кальцием в поперечных сечениях

микротреков, в то время как комбинированная карта указывает на некоторое перераспределение фтора вокруг линий. Профили указывают на то, что распределение Ca модулируется на ~ 10 ат. % вокруг стехиометрического значения 33 ат. %, что указывает на приток атомов Ca в микротреки за счет его содержания в окружающем материале. Этот эффект известен для лазерной записи УКИ уплотненных областей в кварцевых стеклах [117], но никогда не упоминался для фторида кальция.

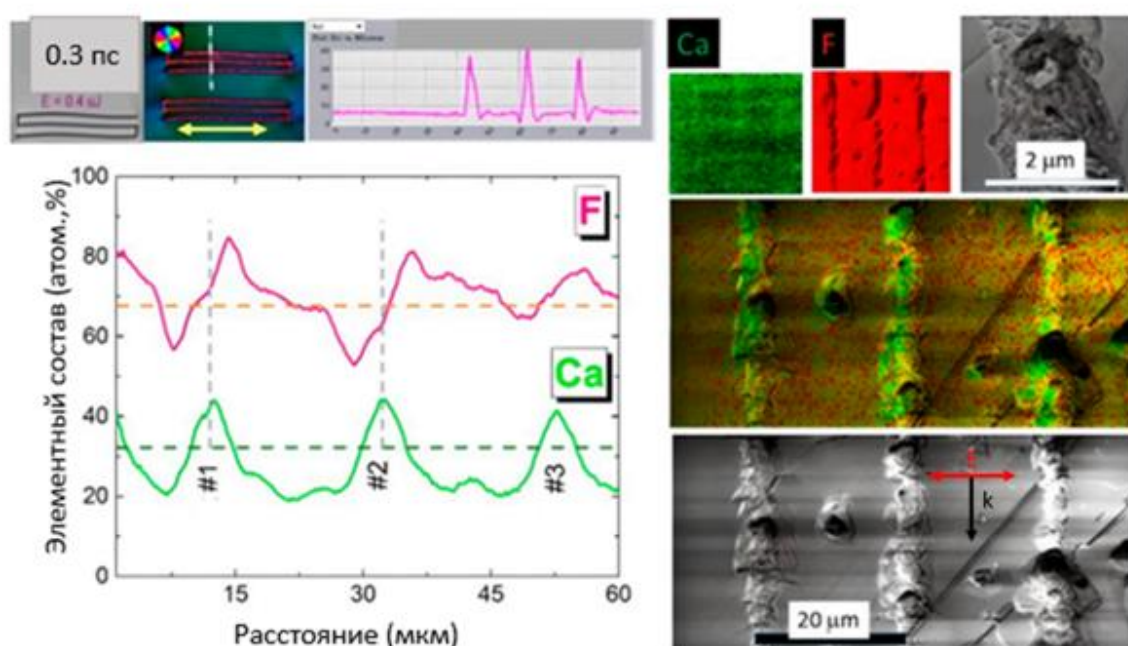
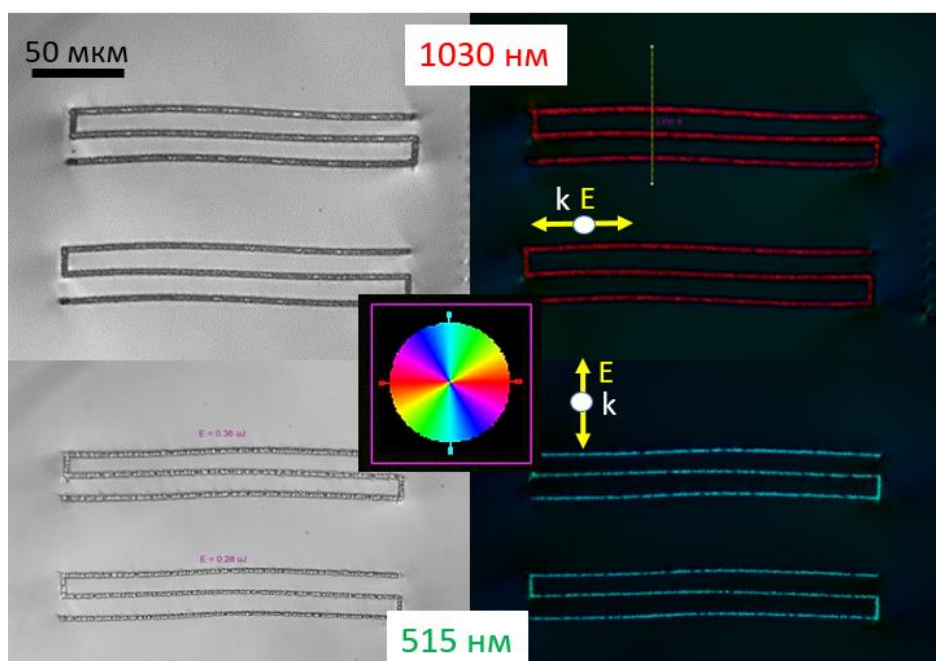


Рис. 3.27 (Верхняя строка, слева направо) Оптические и поляризметрические изображения микротреков, и соответствующий профиль фазового сдвига. Цветовые карты элементов поверхности EDX в поперечном сечении (Ca, F) и увеличенное СЭМ-изображение одного фрагмента микротрека. (Нижняя строка, справа налево). Карта элементов Ca (зеленый цвет) и F (красный цвет) в поперечном сечении микротреков и их СЭМ-изображение. Профили Ca и F в трёх микротреках. При экспозиции $N=300$, и величине энергии в импульсе $E=0,4$ мкДж.

В записанных лазером микротреках можно наблюдать частичное, не связанное с абляцией истощение (F) или обогащение (Ca, F), что может указывать на различные механизмы переноса для разных химических компонентов.

С помощью поляриметрии была выполнена визуализация направления медленной оси, которая отображает наибольшее значение показателя преломления. Как видно из рис. 3.28 направление медленной оси совпадает с направлением вектора линейной лазерной поляризации, которая использовалась при записи.



3.28 Визуализация направления медленной оси структур в объёме фторида кальция для двух длин волн. Псевдоцветовая карта и цвет дорожки отображают направление медленной оси.

3.3.2 Визуализация двулучепреломляющих микротреков в нанопористом плавленом кварце

Многokратное микромасштабное воздействие на образец лазерными импульсами с длиной волны 1030 нм и длительностью 0.3 пс вызывает

отчетливое уплотнение нанопористого материала внутри микротреков и разрежение вокруг них, как показано с помощью СЭМ и EDX (рис. 3.29 a-d). Записанный микротрек демонстрирует выраженный контраст (рис. 3.29a) и повышенное содержание кислорода (O) и кремния (Si) (рис. 3.29b, c) — на 6 отн. % и 2 отн. % (рис. 3.29) по отношению к окружающему не модифицированному материалу с исходной 30%-ной пористостью. Такое уплотнение в области лазерной обработки сопровождается обеднением периферии по этим химическим элементам.

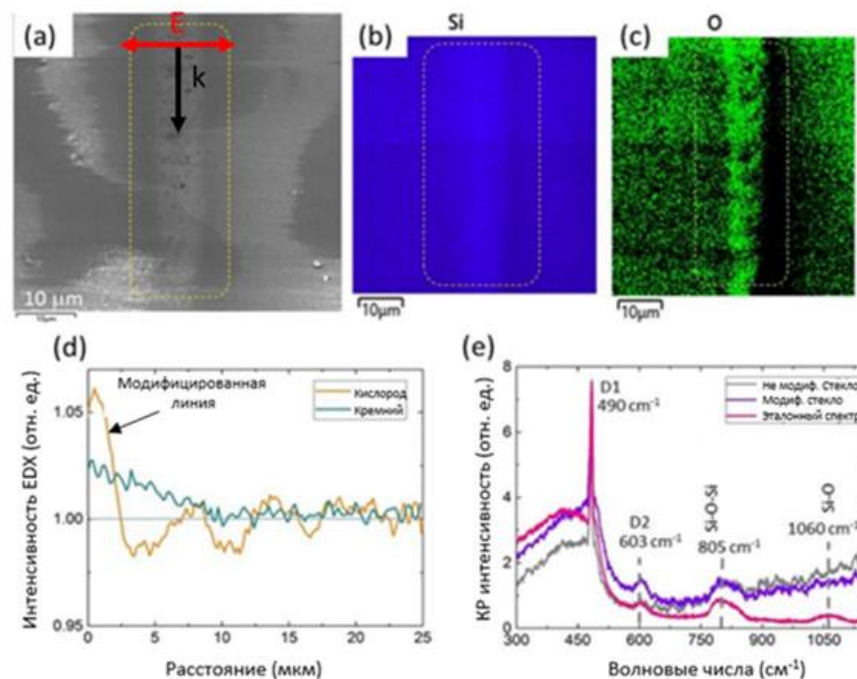


Рис. 3.29 (a) СЭМ-изображение поперечного сечения микротрека (1030 нм, 0,3 пс, 30 нДж). (b, c, d) Карты EDX кислорода и кремния, указывающие на уплотнение внутри микротрека. (e) Спектры КР микротрека и фона в нанопористом плавленом кварце в сравнении с эталонным спектром объёмного плавленого кварца.

Лазерное воздействие, по-видимому, вызывает наномасштабные гидродинамические явления, которые приводят к частичному сплавлению нанопор в области модифицированной лазером.

Эти выводы полностью подтверждаются исследованиями микроскопии комбинационного рассеяния (КР) (рис. 3.29е), указывающими на значительную трансформацию спектра КР лазерно-модифицированного нанопористого плавленого кварца в сторону сплошного плавленого кварца. Спектры нанопористого плавленого кварца демонстрируют меньшую интенсивность полос D_1 (490 см^{-1}), D_2 (603 см^{-1}) и 805 см^{-1} чем в плавленом кварце, представляющих трехчленные и четырехчленные моды кольцевых связей кислорода и кремния [107]. Интенсивность полос для модифицированного нанопористого плавленого кварца оказывается почти сопоставимой с плавленным кварцем. Более высокая интенсивность полос 603 см^{-1} и 805 см^{-1} в модифицированном лазером нанопористом плавленом кварце указывают на уплотнение материала, обусловленное фотоиндуцированным разрывом мостиковых связей Si-O-Si [113].

3.3.3 Визуализация двулучепреломляющих микротреков в ниобате лития

В представленном ниже исследовании проводится сравнительная экспериментальная визуализация внутренних иерархических связанных продольных и поперечных субволновых подструктур микротреков в объёме ниобата лития. Микротреки были записаны в фокальной области с помощью сфокусированного лазерного излучения с длиной волны 1030 нм и длительностью импульсов $0,3\text{ пс}$. Анализ показал, что уменьшение лазерной интенсивности/плотности плазмы незначительно влияет на пространственные периоды фотонных продольных подструктур микротреков, которые связаны со стоячими электромагнитными/ионизационными волнами. В то же время общая протяжённость и количество плазмонных поперечных подструктур микротреков увеличиваются в зависимости от интенсивности лазера. Эти результаты позволяют гибко управлять внутренней иерархической

топографией микротреков путём изменения параметров лазерного излучения для различных функциональных приложений.

В этих исследованиях использовали кристаллическую пластину ниобата лития (CLN) с z-разрезом. Лазерные импульсы фокусировались микрообъективом с числовой апертурой 0,65 в радиус $1/e$ -интенсивности $w_0 = 1,2 \pm 0,1$ мкм на глубину около 60 мкм внутри кристалла ниобата лития. Образец перемещался на моторизованном столике (XYZ) со скоростью 400 мкм/с. Энергия импульса при записи составляла $E = 50-300$ нДж (пиковая мощность $P \approx 0,17-1,0$ МВт, пиковая плотность потока энергии $F \approx 1-8$ Дж/см²). Использовался острый режим фокусировки ($P \approx P_{cr} = 0,9 \pm 0,1$ МВт — критическая мощность самофокусировки для z-cut CLN на 1030 нм [118]). Линии длиной 3 мм (серии по 3 линии) располагались с межстрочным расстоянием 3 мкм. Сканирование проводилось вдоль поляризации лазера.

При увеличении энергии в импульсе лазера в режиме острой фокусировки структурированная область становится длиннее. При этом субволновой период продольной подструктуры микротреков Λ_k меняется незначительно и составляет примерно 400 нм (рис. 3.30). Поперечная подструктура микротреков также ведёт себя аналогичным образом при увеличении энергии в импульсе (см. рис. 3.30 b–d). Её субволновой период Λ_E демонстрирует незначительные изменения и даже меньше, чем у продольной подструктуры. Он составляет примерно 160 нм (см. рис. 3.30 e–g). Продольные подструктуры микротреков становятся более выраженными по мере удаления от фокальной области. В этой зоне их количество меньше, чем поперечных подструктур микротреков.

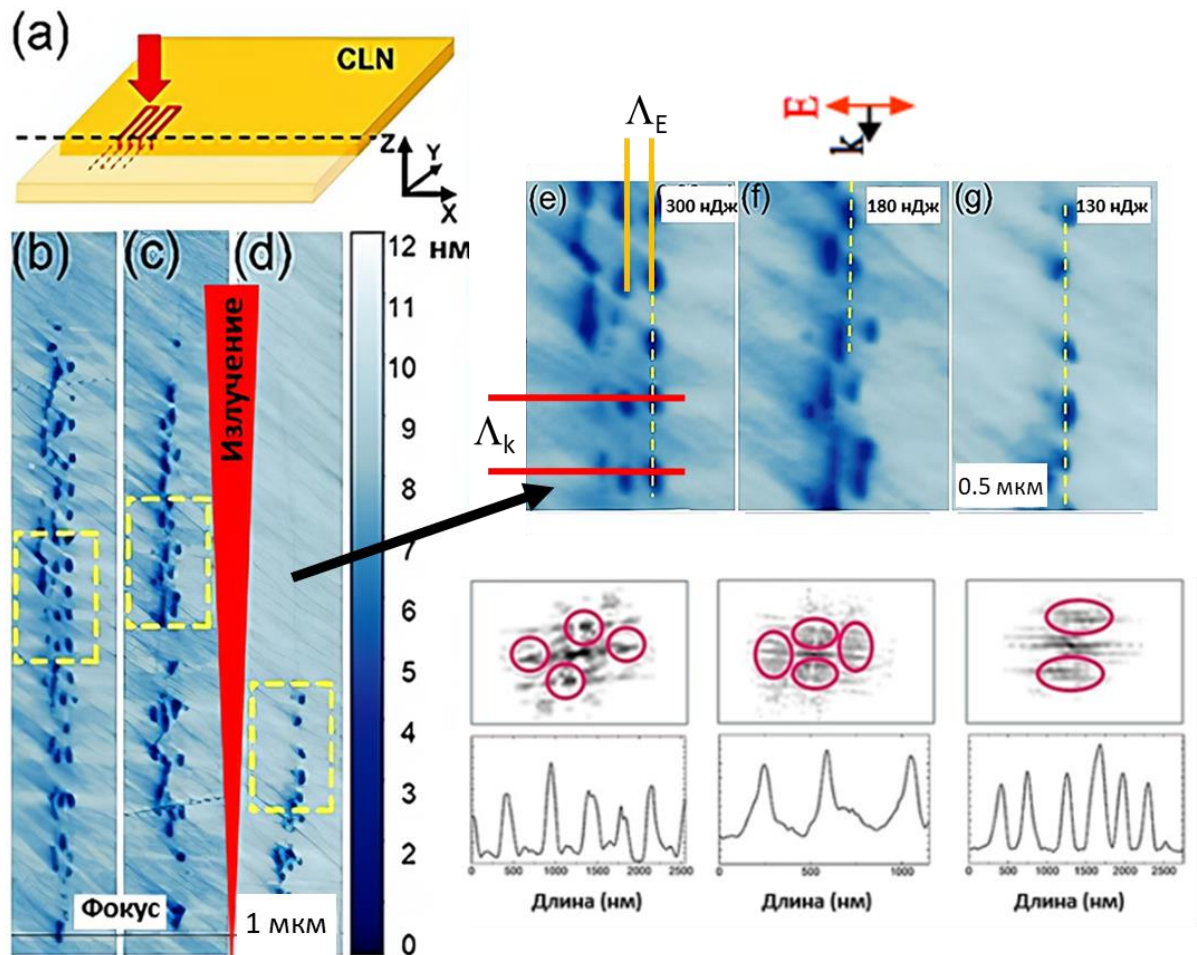


Рис. 3.30 (а) Оптическая схема записи, расположение и разрез образца CLN. (b-d) АСМ-изображения сечений микротроек, записанных при различных энергиях импульса лазера 130, 180 и 300 нДж. (e-g) (сверху) Увеличенные изображения подструктуры микротроек, выделенных на (b-d) желтыми пунктирными рамками; (внизу) соответствующие им 2D-спектры быстрого преобразования Фурье и продольные профили рельефа вдоль желтых пунктирных линий на (e-g).

3.4 Формирование и характеристика субволновой подструктуры двулучепреломляющих микротроек

Основная сложность при моделировании двулучепреломляющих микротроек, которые записываются в объёмных диэлектриках, заключается в создании плоских конфигураций наноплазмы. Они должны поддерживать возбуждение линейно поляризованными лазерными импульсами и

дальнейшее распространение интерфейсных плазмонов или плазмон-поляритонов.

Рассмотрим физические механизмы, которые могли бы лежать в основе формирования подструктуры микротреков в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков.

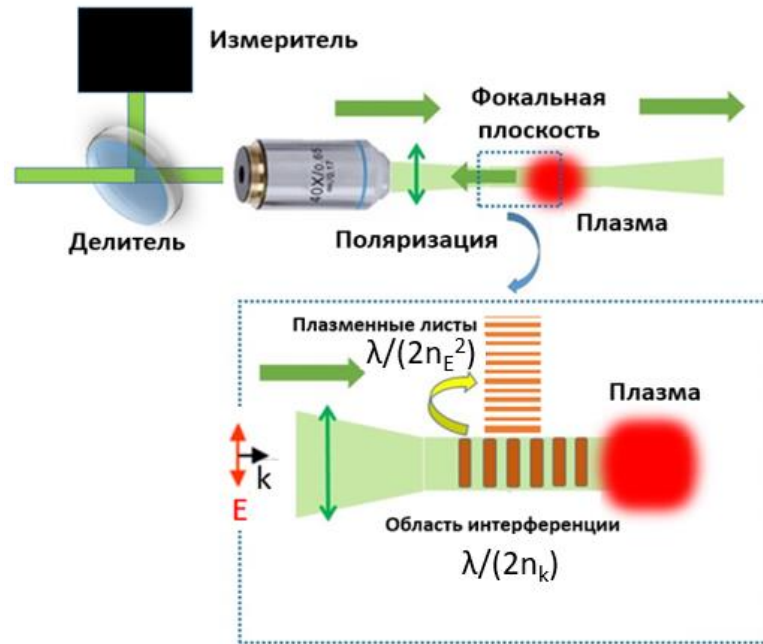


Рис. 3.31 Схема предполагаемого формирования двулучепреломляющих микротреков, при возникновении фокальной плазмы, индуцированной лазером, и предфокальных электромагнитных/ионизационных стоячих волн (зелёная стрелка – направление поляризации лазера). Структура стоячей волны электромагнитного поля (продольная подструктура микротрека) и поперечная подструктура микротрека.

Предполагается что формирование иерархических субволновых подструктур микротреков происходит в четыре основных этапа (рис. 3.31): 1) формирование в линейном фокусе отражающей плазмы с плотностью, близкой к критической плотности; 2) продольная интерференция отраженной от плазмы и падающей линейно-поляризованных частей импульса в предфокальной области, формирование почти плоской стоячей

электромагнитной волны и соответствующей волны ионизации с периодом $\Lambda_k \approx \lambda / (2n_k)$ (фотонная структура) [119,120]; 3) возбуждение и интерференция интерфейсных субволновых плазмонов ($\Lambda_E \sim \lambda / (2n_E^2) \ll \lambda$ [121]), распространяющихся встречно вдоль или по нормали к лазерной поляризации, в предфокальной плоскости листы плазмы, разделенные расстоянием Λ_k ; 4) периодическая структурная модификация диэлектрического материала и соответствующая модуляция показателя преломления в стоячей электромагнитной/ионизационной волне интерферирующих плазмонов (период $\Lambda_E/2$, плазменная подструктура фотонной) [122].

Чтобы получить представление о субволновых продольных (Λ_k) и поперечных (Λ_E) периодах подструктуры двулучепреломляющих микротрещин, диэлектрическая проницаемость фотовозбужденного диэлектрика была смоделирована как функция плотности электронно-дырочной плазмы (ЭДП) ρ_{eh} и оптической частоты Ω в стандартной форме [122]:

$$\varepsilon^*(\Omega, \rho_{eh}) = \varepsilon(\Omega) \left(1 - \frac{\rho_{eh}}{\rho_{sat}} \right) - \frac{\Omega_{PL}^2(\rho_{eh})}{\Omega^2 + \nu(\rho_{eh})^2} \left(1 - \frac{i\nu(\rho_{eh})}{\Omega} \right) \quad (3.1)$$

где плазменная частота $\Omega_{PL}(\rho_{eh})$ и частота рассеяния плазмы $\nu(\rho_{eh})$ оценивались следующим образом [114]:

$$\Omega_{PL}^2(\rho_{eh}) = \frac{\rho_{eh} e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_{hf}(\rho_{eh}) m_{opt}^*}, \quad \nu(\Omega, \rho_{eh}) = \left(\frac{\pi^2 \sqrt{3}}{128 E_F^2} \right) \frac{(\pi k_B T_e)^2 + (\hbar \Omega)^2}{1 + \exp\left(\frac{-\hbar \Omega}{k_B T_e}\right)} \Omega_{PL}(\rho_{eh}) \propto C \Omega_{PL}(\rho_{eh}) \quad (3.2)$$

с учетом эффективной оптической массы пары электрон-дырка m_{opt}^* , высокочастотной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{hf}(\rho_{eh})$, которая из-за экранирования ЭДП стремится к 1 при близких к критическим плотностям

ЭДП $\rho_{eh} \sim \rho_{cr}$ (например, $\rho_{cr} \approx 5 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ в ниобате лития для длины волны 1030 нм), определяемый из уравнения (3.1) как $\Omega_{PL}(\rho_{cr}) = \sqrt{\varepsilon(\Omega)} \Omega$, плотность насыщения ЭДП для межзонных переходов ρ_{sat} , температура T_e и уровень Ферми E_F , числовой коэффициент $C \sim 10$ в различных диэлектриках [120-123].

Затем с помощью диэлектрической проницаемости $\varepsilon^*(\Omega, \rho_{eh})$ оценивается волновое число $K = 1/\Lambda_E$ плазмонов, распространяющихся на границе «диэлектрик/фотоионизированный диэлектрик (плазма)» плазменных слоев в предфокальной области, через общее дисперсионное соотношение для поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) [124]:

$$K = \Re e \left(\frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{\varepsilon^* \varepsilon}{\varepsilon^* + \varepsilon}} \right) \quad (3.3)$$

где комплексные диэлектрические функции фотовозбужденного и невозбужденного диэлектрика равны $\varepsilon^*(\Omega, \rho_{eh})$ и $\varepsilon(\Omega)$, соответственно. На этой основе выполняются расчеты дисперсионных кривых интерфейсных плазмон-поляритонов (ИПП), с использованием полной формы уравнения (3.3) [125], которое ранее успешно применялось при моделировании поверхностных плазмон-поляритонов для различных металлов, полупроводников и диэлектриков, погруженных в различные диэлектрические среды [126].

Оценка и расчёт периодов был выполнен для двулучепреломляющих микротреков в объёме ниобата лития. Измеренные продольные и поперечные периоды (рис. 3.32) подструктуры двулучепреломляющих микротреков Λ_k, Λ_E имеют глубоко субволновой масштаб, а первая величина (≈ 400 нм) значительно отличается от ожидаемой величины $\lambda/(2n) \approx 235$ нм (где $n \approx 2,15$ – значение показателя преломления на длине волны 1030 нм в CLN [127]), ожидаемое для стоячей волны в объёмном диэлектрике. Этот эффект может быть связан с уменьшением действительной части диэлектрической

проницаемости $\text{Re}[\varepsilon^*]$ в фотоионизированном ниобате лития (и соответствующего значения показателя преломления n^*) в области предфокальной лазерной интерференционной области.

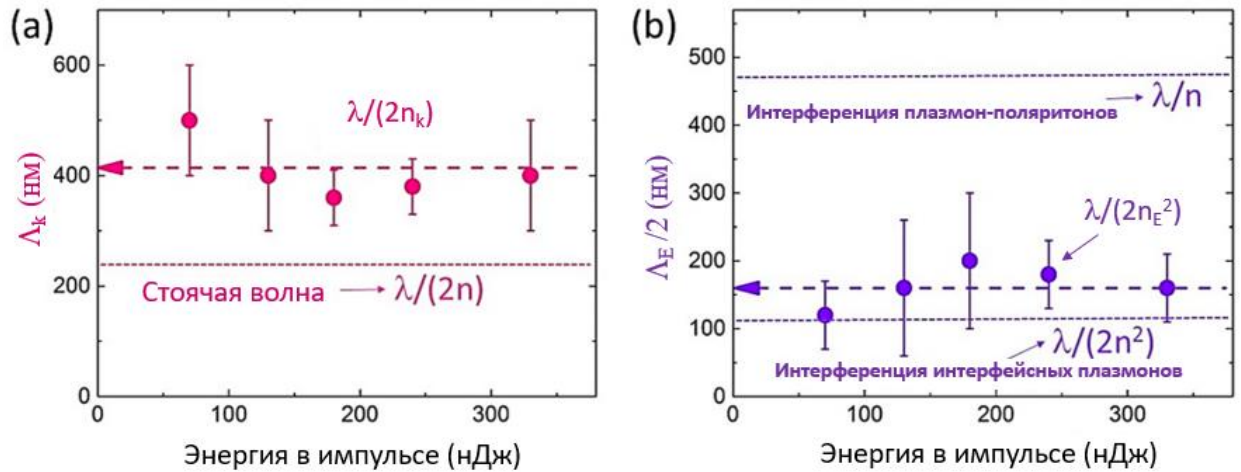


Рис. 3.32 Периоды (а) продольных (Δ_k) и (б) поперечных (Δ_E) подструктур микротрещин в зависимости от энергии в импульсе. Соответствующие цветные пунктирные линии показывают средние величины Δ_k и Δ_E , а пунктирные линии указывают ожидаемый период продольной подструктуры микротрещины $\lambda/(2n) \approx 235$ нм. Ожидаемые поперечные периоды подструктуры микротрещины для плазмон-поляритонов $\lambda/n \approx 470$ нм, а для интерферирующих интерфейсных плазмонов $\lambda/(2n^2) \approx 110$ нм на (b).

Расчитанные дисперсионные кривые демонстрируют ряд интерфейсных плазмонных резонансов, возрастающих по энергии плазмона по мере увеличения плотности ЭДП $\rho_{eh} = (1-8) \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3.33а). В частности, плазмонный резонанс приближается к энергии 1,2 эВ (длина волны лазера – 1030 нм) при плотностях $(6-8) \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, где $\varepsilon^*(1,2\text{эВ}, \rho_{eh} > \rho_{crit}) \approx -\varepsilon(1,2\text{эВ})$ как основное требование интерфейсного плазмонного резонанса [128]. Значения экспериментальных данных $1/(\Delta_E/2)$ разумно отображают резонансы ИПП на рис. 3.33а; кроме того, эти экспериментальные значения Δ_E также достаточно хорошо согласуются с периодами поперечных подструктур

двулучепреломляющих микротреков. Расчётный период интерферирующих интерфейсных плазмонов $\lambda/(2n^2) \approx 110$ нм [121] (рис. 3.32b), а плазмон-поляритонов $\lambda/n \approx 470$ нм.

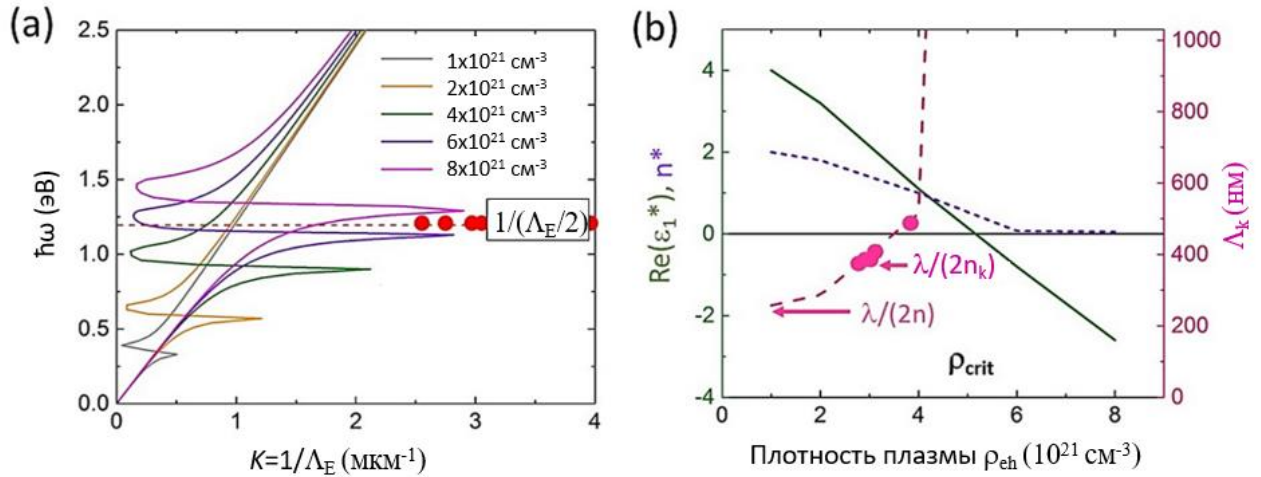


Рис. 3.33 (а) Цветовые дисперсионные кривые $\hbar\omega$ - K интерфейсных плазмонов в CLN при различных плотностях электрон-дырочной плазмы в диапазоне $(1-8) \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и зависимость плазмонного резонанса при 1030 нм (1,2 эВ), используя экспериментальные значения $1/(\Lambda_E/2)$ (красные кружки). (б) Левая ось: зависимости $\text{Re}(\epsilon^*)$ (зеленая кривая) и n^* (фиолетовая точечная кривая) при 1030 нм от ρ_{eh} ; правая ось: рассчитанные периоды $\Lambda \approx \lambda/(2n)$ (розовая пунктирная кривая) в сравнении с экспериментальными значениями $\Lambda_k \approx \lambda/(2n_k)$ (розовые кружки) и ρ_{eh} .

Эти модели позволяют оценить влияние плотности ЭДП в предфокальной области лазерной интерференции (рис. 3.33b), которая уменьшает локальные значения $\text{Re}(\epsilon^*)$ и n^* , приводя к периодам продольных подструктур микротреков $\lambda/(2n_k) \approx 400$ нм, а не $\lambda/(2n) \approx 235$ нм, в том числе и к увеличению периодов поперечных подструктур $\lambda/(2n_E^2) = 160$ нм, а не $\lambda/(2n^2) = 110$ нм (рис. 3.34). Здесь n_k показатель преломления вдоль волнового вектора, а n_E показатель преломления вдоль вектора поляризации.

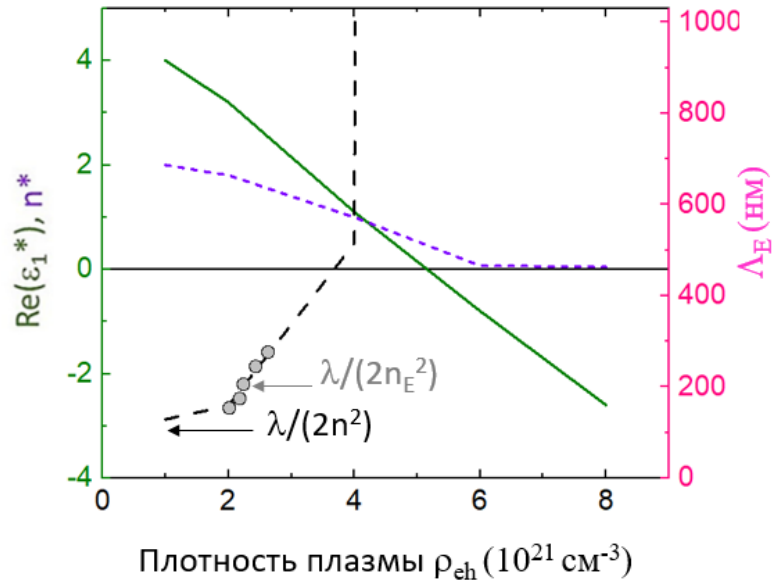


Рис. 3.34 Левая ось: зависимости $\text{Re}(\epsilon^*)$ (зеленая кривая) и n^* (фиолетовая точечная кривая) при 1030 нм от ρ_{eh} ; правая ось: рассчитанные периоды $\Lambda \approx \lambda/(2n^2)$ (чёрная пунктирная кривая) в сравнении с экспериментальными значениями $\Lambda_E \approx \lambda/(2n_E^2)$ (серые кружки) и ρ_{eh} .

Выводы по главе 3

Были проведены исследования двулучепреломляющих микротреков. В ходе работы изучался эффект двулучепреломления микротреков в различных материалах: фториде кальция, нанопористом плавленом кварце, плавленом кварце и ниобате лития в зависимости от параметров индуцирующего лазерного излучения. В результате исследований были получены данные о величинах фазового сдвига двулучепреломляющих микротреков, которые варьируются от 5 до 180° . Также были измерены длины микротреков, что позволило оценить величину наведённой величины двулучепреломления микротреков. Она составляет порядка $\Delta n \sim 10^{-3} - 10^{-4}$.

С помощью энергодисперсионного рентгеновского анализа (EDX) было обнаружено перераспределение элементов фтора и кальция в области формирования двулучепреломляющих микротреков, созданных во фториде

кальция. Результаты анализа показали частичное, не связанное с абляцией, уменьшение содержания фтора и обогащение кальцием в области формирования микротрещин.

Энергодисперсионный рентгеновский анализ (EDX) показал, что в области формирования двулучепреломляющих микротрещин в нанопористом плавленом кварце происходит уплотнение материала. При этом увеличивается концентрация кислорода и кремния. В результате нанопористый плавленый кварц превращается в обычный плавленый кварц.

Установлено, что величина фазового сдвига увеличивается подобно со светимостью фотолюминесценции дефектов NBOHC в области формирования двулучепреломляющих микротрещин до достижения пороговой плотности энергии, что связано с трансформацией структуры микротрещин.

Предложено и апробировано применение метода конфокальной фотолюминесцентной сканирующей микроскопии для измерения пространственных размеров двулучепреломляющих микротрещин в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков.

В микротрещинах, зафиксированных в плавленом кварце, величина фазового сдвига увеличивается по мере роста частоты УКИ до определённого порогового значения. Это значение связано с локальным накоплением тепла и последующим термическим разрушением материала.

Было установлено что с ростом частоты следования лазерных импульсов при формировании двулучепреломляющих микротрещин в плавленом кварце светимость фотолюминесценции дефектов (NBOHC) увеличивается до достижения порогового значения, связанного с локальным тепловым кумулятивным разрушением материала.

При анализе спектров комбинационного рассеяния света в зоне формирования двулучепреломляющих микротрещин было зафиксировано изменение интенсивности пиков, соответствующих мостиковым связям кислорода и кремния в плавленом кварце.

Под влиянием УКИ в плавном кварце формируются двулучепреломляющие микротреки, усиленные кумулятивным эффектом, которые обладают стойкостью к нагреву до 1000 °С и имеют коэффициент пропускания более 0.8. При этом после температурного отжига в области формирования двулучепреломляющих микротреков увеличивается пропускание структур.

Предложен гипотетический механизм формирования продольной подструктуры двулучепреломляющего микротрека. Он заключается в том, что при отражении лазерных импульсов вблизи фокальной области от объёмной околокритической плазмы происходит формирование стоячей электромагнитной волны перед плазмой вдоль оптической оси. В результате волна фиксируется в материале в виде массивов плоскостей с ориентацией штрихов локальной модификации материала и его показателя преломления вдоль волнового вектора. Анализ и моделирование подтверждают фотонное происхождение продольных подструктур $\lambda/(2n_k)$, проявляющихся в виде мгновенных электромагнитных и соответствующих им ионизационных стоячих волн в предфокальной области из-за интерференции падающей и отраженной плазмой частей лазерного импульса, с учётом отрицательного вклада в показатель преломления от электронно-дырочной плазмы в предфокальной области интерференции, где n_k показатель преломления вдоль волнового вектора.

Предложен гипотетический механизм формирования поперечной субволновой подструктуры двулучепреломляющего микротрека $\lambda/(2n_E^2)$. При образовании стоячей волны формируется продольный массив листов плазмы, в которых тем же самым лазерным импульсом могут возбуждаться плазмон-поляритоны, что приводит к наноразмерной модификации материала, где n_E показатель преломления вдоль вектора напряжённости электрического поля.

Установлено, что как для аморфного, так и для кристаллического материала направление формирования субволновой подструктуры двулучепреломляющего микротрека, а соответственно и направление

медленной оси, обусловлено поляризацией поля электрической напряжённости.

Глава 4. Оптические элементы на основе двулучепреломляющих микротреков

Известно, что в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков возможно создание фазовых оптических элементов под воздействием УКИ. Для демонстрации возможности лазерной записи с использованием УКИ в объёме плавленого кварца был записан рисунок в цветах двулучепреломления. Эта многослойная фазовая структура, которая приобретает цвета двулучепреломления [131], при этом наведённый показатель преломления каждого слоя суммируется. Различные цвета были получены путём изменения количества слоёв при лазерной записи. Изображения логотипа, видимые через скрещенные и параллельные поляризаторы, представлены на рисунке 4.1.

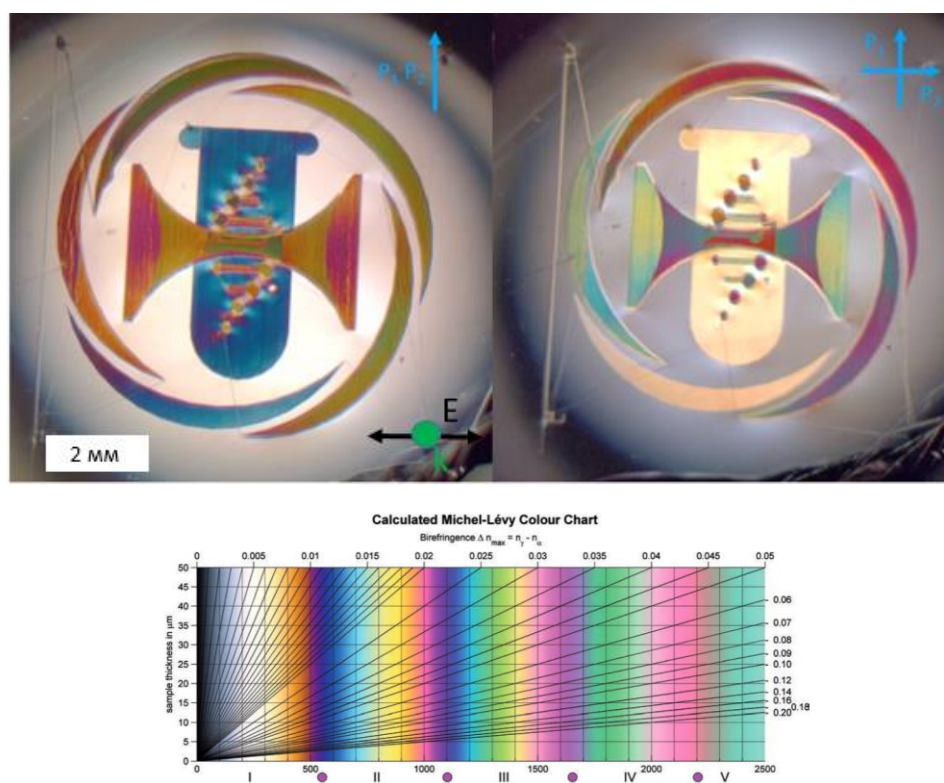


Рис. 4.1 Оптические снимки в скрещенных и параллельных поляризаторах (рисунок в цветах двулучепреломления). Шкала цветов двулучепреломления в зависимости от толщины образца и величины двулучепреломления [131].

Направление медленной оси в двулучепреломляющих микрообластях, состоящих из микротреков, определяется вектором линейной поляризации, так как субволновая подструктура микротреков формируются строго перпендикулярно этому вектору. Это позволяет управлять направлением медленной оси (рис. 4.2).

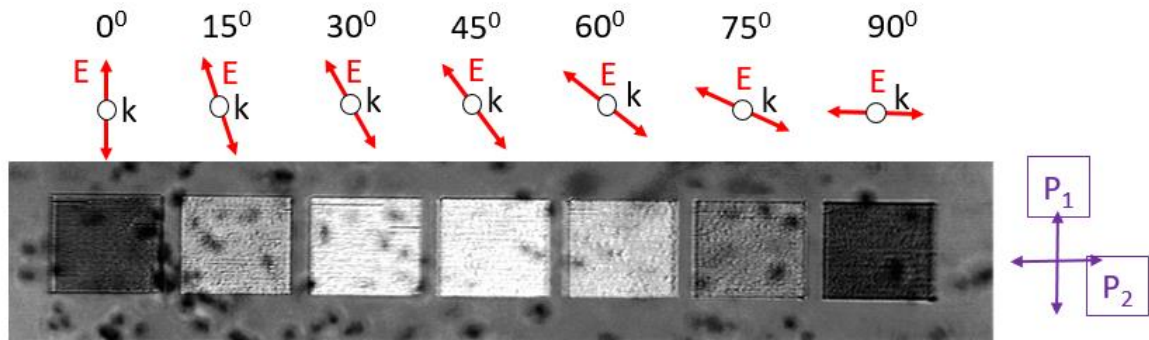


Рис. 4.2 Изображение микрообластей (500x500 мкм) в объёме плавленого кварца в скрещенных поляризаторах с различными азимутами.

Варьируя значения фазового сдвига и направление медленной оси можно создавать оптические элементы. Впервые идею о создании искусственных анизотропных материалов и изменении их электромагнитных свойств с помощью слоистых структур с периодом меньше длины волны предложил Рытов [132]. В основе его работы лежали труды Левина и Леонтовича [133, 134]. В рамках данной работы был реализован ряд оптических элементов на основе двулучепреломляющих микротреков, таких как хроматическая полуволновая пластинка, дисперсионные поляризационные фильтры, поляризационная дифракционная решётка, диэлектрическое зеркало и брэгговский отражатель.

4.1 Дисперсионные поляризационные фильтры

Выявленные режимы были использованы для прямой лазерной записи компактных дисперсионных поляризационных фильтров (ДПФ), также

известных как фильтры Шольца [135-137] и фильтры Лио [138,139]. На рис. 4.3 каждый цветной квадрат представляет такой фильтр с апертурой $\sim 500 \times 500$ мкм. Фильтры окрашиваются в цвета двулучепреломления в скрещенных поляризаторах.

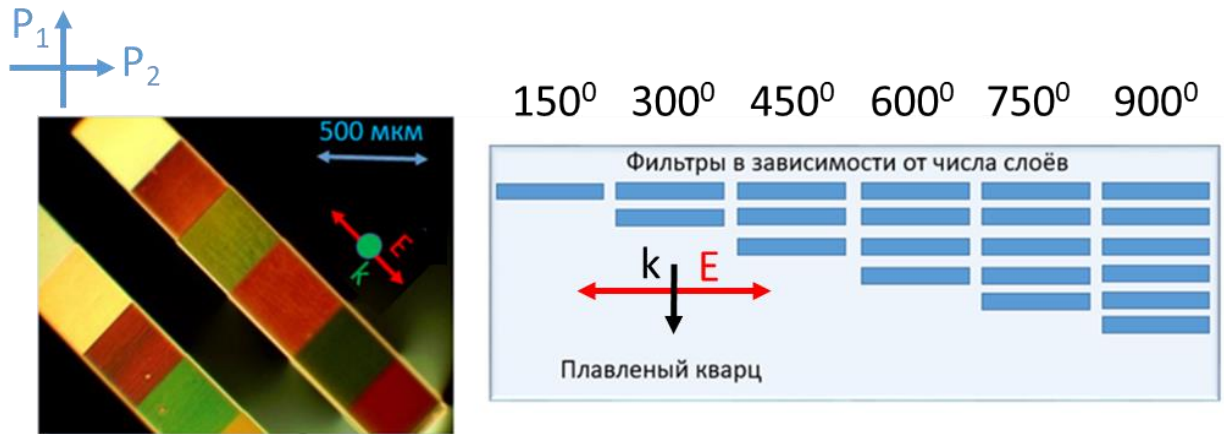


Рис. 4.3 Изображение фильтров в скрещенных поляризаторах. Два набора фильтров, записанных в объёме плавленого кварца, 250 кГц (сверху) и 500 кГц (снизу), (длина волны 515 нм, длительность импульса 0,3 пс, средняя мощность 500 мВт, скорость сканирования 0,5 мм/с, числовая апертура фокусировки 0,25). Длина/ширина областей – 3х0,5 мм. Геометрия записи фильтров, вид с торца (справа).

Далее будет рассматриваться набор фильтров, записанный при частоте 250 кГц. Каждый из фильтров на рис. 4.3 имеет разное количество идентичных двулучепреломляющих слоев, изготовленных с помощью лазерной записи. Фазовый сдвиг Γ одного слоя составляет порядка 151° и незначительно различается для разных длин волн. Чтобы учесть это, можно считать в первом приближении, что зависимость наведенного показателя преломления повторяет дисперсионную кривую, которая для плавленого кварца весьма умеренна.

Вместо использования традиционной ступенчатой или веерной ДПФ был использован другой метод извлечения спектральной информации. Каждая ступень ДПФ размещается в пространстве отдельно, а интегральная передача синтезируется с помощью апостериорной обработки. Этот подход оказывается гораздо более универсальным и позволяет синтезировать различные условия для одного и того же набора фильтров. Кроме того, дефекты в слоях, изготовленные прямой лазерной записью, вызывающие рассеяние света, не только не мешают измерениям, но, наоборот, повышают их точность.

На рис. 4.4 приведены нормированные спектры пропускания (сплошные темные кривые) для экспериментальных фильтров, содержащих $N = 1-6$ одинаковых двулучепреломляющих слоев, расположенного между скрещенными поляризатором и анализатором, с собственной осью образца под углом 45° относительно линейной поляризации падающего белого света. Выходное излучение приобретает величину фазового сдвига $n \times \Gamma$, характеризующую коэффициент пропускания ДПФ при интерференции обыкновенной и необыкновенной волн в месте расположения анализатора. В спектральном диапазоне <450 нм преобладает поляризационно-анизотропное хроматическое рассеяние, гасящее интерференцию и позволяющее в дальнейшем повышать число обусловленности обратной матрицы при расчетах коэффициента пропускания интегрального фильтра. Расчёты ДПФ были выполнены В. Кесаевым.

Вышеупомянутый принцип связан с обратным решением интегрального уравнения Фредгольма первого порядка [140]:

$$I(i) = \int_0^{\infty} s(\lambda)T(\lambda, i)B(\lambda)d\lambda \quad (4.1)$$

где $I(i)$ – интегральный коэффициент пропускания i -го фильтра (квадрат под соответствующей кривой на рис. 4.4), $s(\lambda)$ – спектральная чувствительность фотоприемника, $T(\lambda, i)$ – спектральный коэффициент пропускания значение i -го ДПФ-фильтра на рис. 4.4, $B(\lambda)$ – спектр искомого излучения.

Одно из возможных решений уравнения (4.1) можно записать в виде:

$$B(\lambda) = K^{-1}I(i) \quad (4.2)$$

где K^{-1} — обратная матрица, связывающая выходной сигнал фотоприемника со спектральным составом $f(\lambda)$ входного излучения.

Как правило, матрица K , составленная из коэффициентов $T(\lambda, i)$, оказывается вырожденной, и решение с использованием выражения (4.2) требует специальных методов регуляризации [141]. Действительно, матрица, составленная для теоретически рассчитанных фильтров с идеальным пропусканием, показанная штриховой линией на рис. 4.4, оказывается вырожденной, с нулевым определителем. Тогда как реально измеренное пропускание (сплошные кривые), содержащее высокий процент спектрально-зависимого рассеяния, позволяет получить матрицу K с соответствующим матричным условием.

В качестве примера рассмотрим синтезированный 6-элементный набор фильтров, показанный на рис. 4.3. Его рассчитанные спектры пропускания $T(\lambda, i)$ представлены на рис. 4.5 для десятикратно большей матрицы K , где фазовый сдвиг каждого слоя равен $\Gamma/10$. Обратите внимание, что общий вид этой матрицы указывает на ее вырожденность; также видно, что увеличение числа фильтров (размера матрицы) не приводит к решению уравнения (4.2).

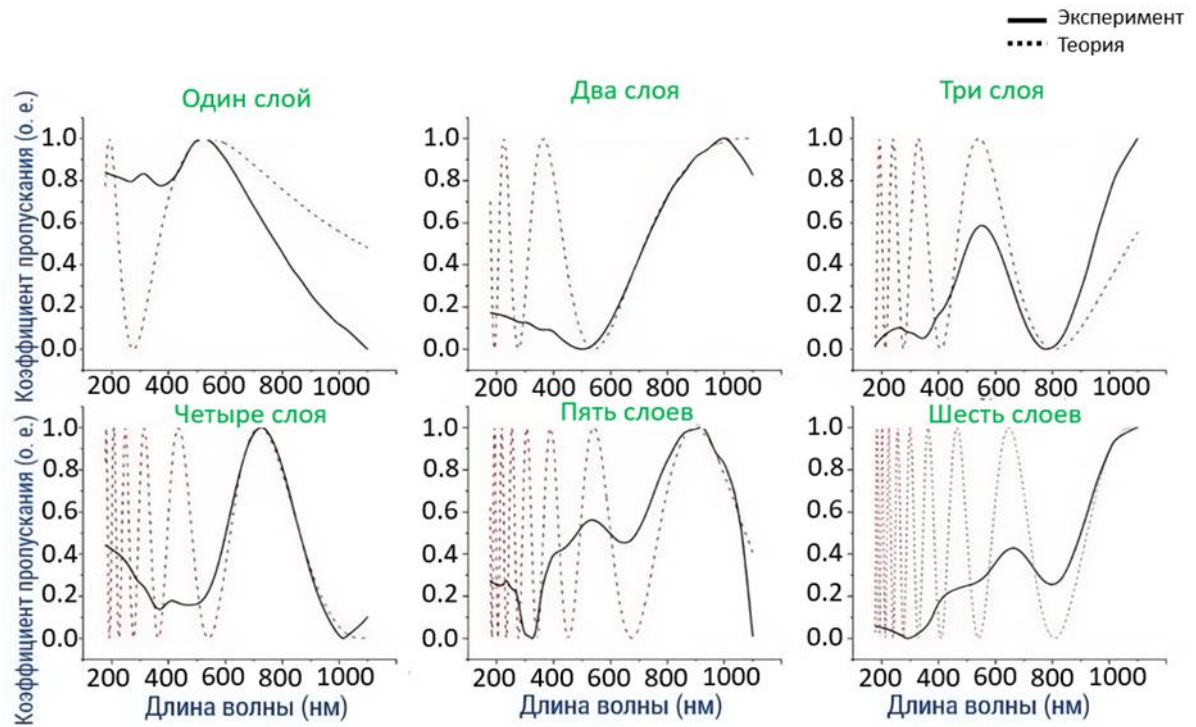


Рис. 4.4 Коэффициент пропускания в зависимости от длины волны $T(\lambda, i)$ для поляризационно-интерференционных фильтров с различным количеством слоев.

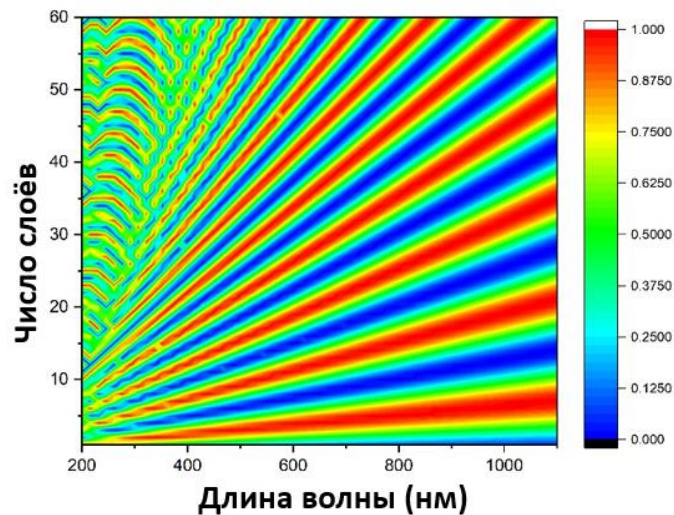


Рис. 4.5 Теоретически рассчитанная матрица K 60×60 элементов для набора из 60 фильтров. Фазовый сдвиг одного слоя принимается равным $\pi/10$, поэтому для фильтров, показанного на рисунке 4.4, коэффициенты $T(\lambda, i)$ соответствуют каждой 10-й строке.

В экспериментах полученные спектры пропускания существенно отличаются от расчетных (рис. 4.6). Тогда для 6-слойного фильтра минимальная матрица будет 6×6 , при шести произвольно выбранных длинах волн $\{500, 600, 700, 800, 900, 1000\}$.

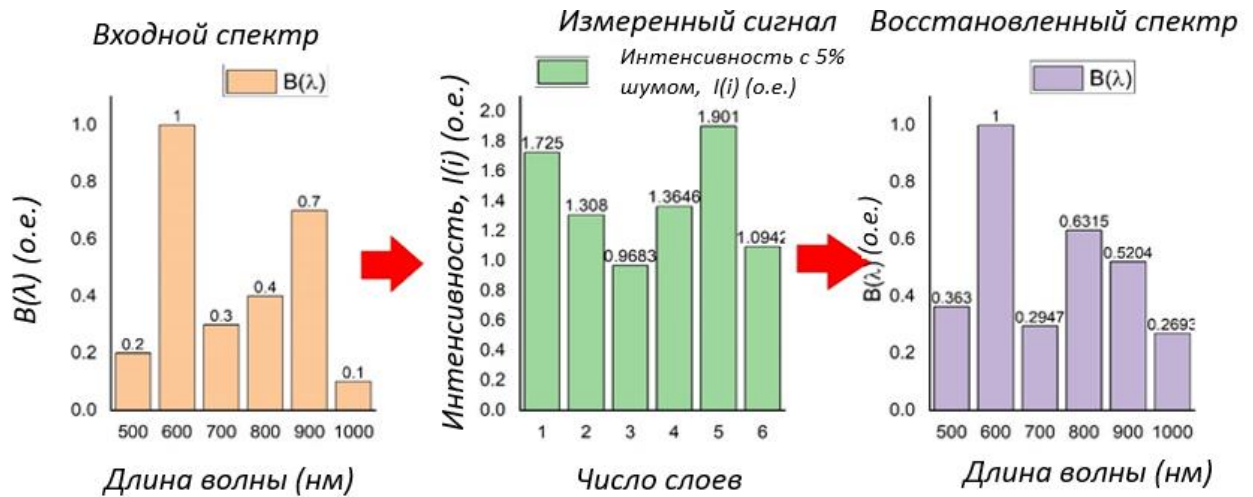


Рис. 4.6 Произвольный 6-компонентный спектр, восстановленный с помощью матрицы.

Количество записанных двулучепреломляющих слоев в каждом фильтре ограничено только технологическими аспектами и может увеличиваться на два-три порядка, что обеспечивает более узкую спектральную полосу и, следовательно, более высокое разрешение.

4.2 Хроматическая полуволновая пластинка

На основе двулучепреломляющих микротреков можно создать полуволновую пластинку в объёме плавленого кварца. Полуволновая хроматическая пластинка — это оптический элемент, который позволяет изменять угол плоскости поляризации лазерного излучения. Полуволновые пластинки, записанные в объёме плавленого кварца, можно записать под нужную длину волны, регулируя параметры лазерного излучения во время

записи. Ранее полуволновые хроматические и ахроматические пластинки исследовались на основе составных систем (рис. 4.7) [142]. Это значит, что для их создания использовался набор пластинок из плавленого кварца и фторидных кристаллов с подбором необходимой толщины.



Рис. 4.7 Геометрия формирования фазовой пластинки в объёме плавленого кварца (вид с торца) и схематическая геометрия пятиэлементной составной симметричной полуволновой пластинки [142].

Для того чтобы отработать технологию записи объёмных двулучепреломляющих микротреков, которые могут использоваться в качестве полуволновой пластинки, были записаны серии квадратов, состоящих из микротреков. Размеры квадратов составляли 500x500 мкм, а запись производилась в объёме плавленого кварца. Параметры записи варьировались в зависимости от энергии, экспозиции и длительности импульсов. Полученные структуры были проанализированы с использованием поляриметрической системы Thorlabs LCC7201 (см. рис. 4.8).

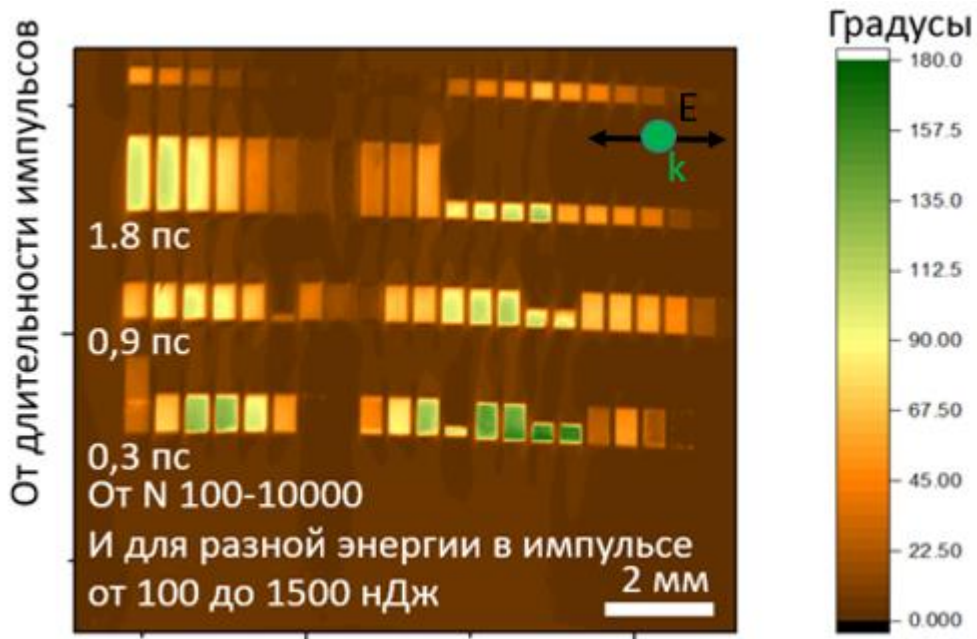


Рис. 4.8 Оптическое изображение, (псевдоцветовая карта) однослойных микрообластей, в плавленом кварце, полученное с помощью микроскопа Thorlabs LCC7201 (шкала в градусах, измерения на длине волны 633 нм). Погрешность измерений 10%.

В объёме плавленого кварца за один слой была получена пластинка (см. рис. 4.9) с величиной фазового сдвига в 180° . Это значение можно получить, используя более высокую энергию импульса или применяя многослойную запись путём комбинации режимов. Максимальное значение фазового сдвига, которое удалось достичь в одном слое, составляет примерно 180° .

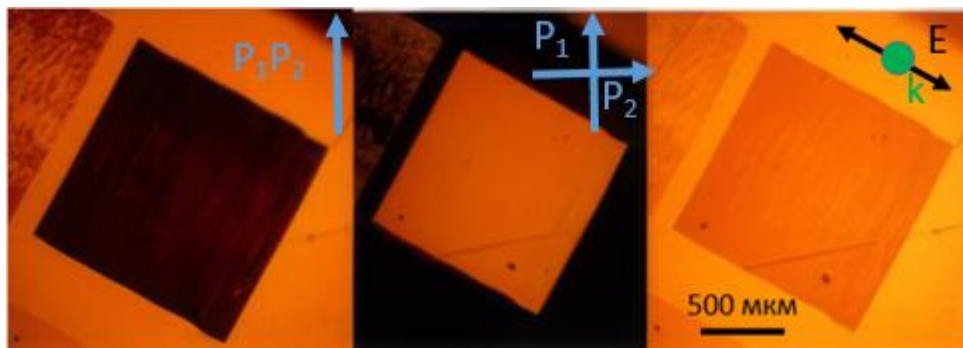


Рис. 4.9 Оптические снимки полуволновой пластинки: а) параллельные поляризаторы; б) скрещенные поляризаторы; в) без поляризаторов.

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что наиболее эффективно использовать высокую энергию импульса для достижения максимальной фазовой задержки. Однако при таких режимах наблюдаются значительные потери света при прохождении через микрообласти, как видно из спектров пропускания, представленных на рис. 4.10. Эти потери могут быть связаны с рассеянием света на дефектах и неоднородностях, возникающих при формировании двулучепреломляющих микротреков.

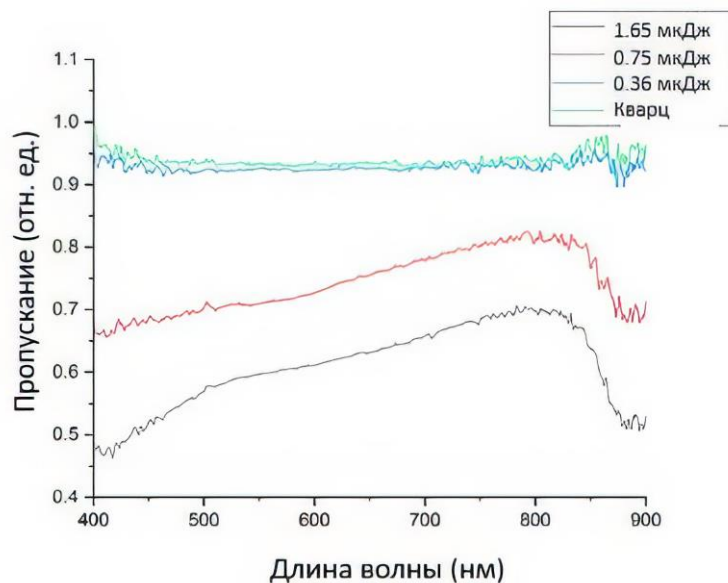


Рис. 4.10 Спектры пропускания двулучепреломляющих микрообластей, записанных при разных величинах энергии в импульсе и плавленый кварц.

Наиболее подходящей для создания полуволновых пластинок представляется энергия 0,36 мкДж. При такой энергии фазовый сдвиг составляет 10 градусов, а пропускание сопоставимо с исходным материалом. Таким образом, для формирования полуволновой пластинки достаточно записать 18 слоёв.

4.3 Поляризационная дифракционная решётка

В данном случае поляризационная дифракционная решётка представляет собой модифицированную решётку Фуко. Решётка Фуко — это решётка, в которой расстояние между «тёмной» и «светлой» частями дифракционной решётки разное. Благодаря этому происходит перераспределение интенсивности света в порядках дифракции. В нашем случае «тёмная» часть решётки представляет собой фазовый элемент порядка $\lambda/4$. Распределение интенсивности по главным максимумам происходит следующим образом [143]:

$$I_m \sim A^2 = \frac{A_0^2 N^2 d^2 \sin^2\left(\frac{\pi b m}{d}\right)}{\pi^2 m^2 b^2} = \frac{A_0^2 N^2 d^2}{\pi^2 m^2 b^2} \sin^2 \frac{\pi b m}{d} \quad (4.3)$$

где b — ширина щели, N — число щелей, d — период решётки, m — максимумы $0, \pm 1, \pm 2, \dots$, A_0 — амплитуда, задаваемая щелью в направлении первичного угла.

Таким образом в объёме плавленого кварца была записана поляризационная дифракционная решётка, где происходит перераспределение интенсивности в порядках дифракции для левой и правой циркулярной поляризации (рис. 4.11).

Поляризационная дифракционная решётка чувствительна к циркулярной поляризации и разделяет левую и правую циркулярную поляризацию между -1 и 1 порядками дифракции. Эффективность такой решётки напрямую зависит от наведённого фазового сдвига [144]. Наивысшая эффективность достигается при полуволновом запаздывании: тогда вся падающая интенсивность распределяется между -1 и 1 порядками дифракции [145]. Дифракционная решётка состоит из микродорожек с шагом 2 мкм. Азимут (направление медленной оси) микродорожек изменялся от 0 до 180 градусов путём поворота вектора линейной поляризации при лазерной записи с шагом 18 градусов.

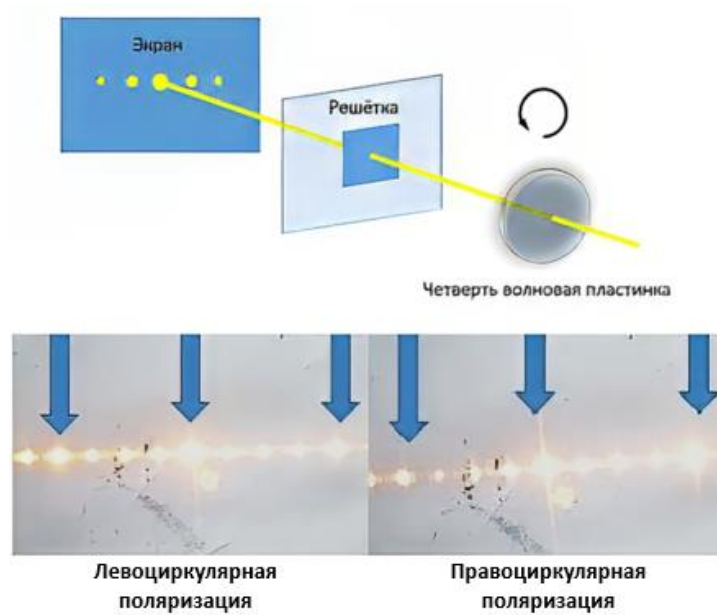


Рис. 4.11 Перераспределение интенсивности в порядках дифракции для правой и левой циркулярной в поляризации (источник - лазер He-Ne с длиной волны 577 нм).

С помощью поляриметрической системы Thorlabs были проведены поляриметрические измерения. Они включали определение величины фазового сдвига в градусах при длине волны 633 нм (рис. 4.12а) и измерение азимута структуры (рис. 4.12б).

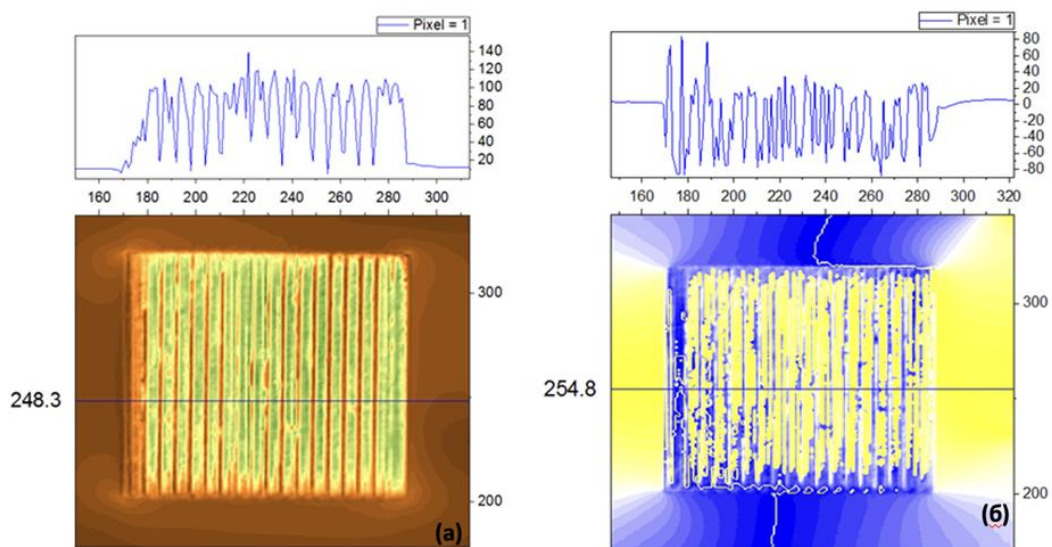


Рис. 4.12 (а) Профиль фазового сдвига в поляризационной дифракционной решётке. (б) Профиль азимута в поляризационной дифракционной решётке.

4.4 Диэлектрическое зеркало и брэгговский отражатель

В целом, микротреки приводят к макроскопической анизотропии среды, то есть к появлению «эффективного» двулучепреломления. Однако, если падающая световая волна распространяется перпендикулярно подструктуре микротрека, среда ведёт себя иначе. В этом случае, для резонансной длины волны света, микротрек отражает свет подобно диэлектрическому зеркалу. А для других углов он может работать как распределённый брэгговский отражатель.

Полученные подструктуры в микротреке представляют собой слоистую упорядоченную структуру, в которой показатель преломления материала периодически меняется в одном пространственном направлении. Не совсем понятно, что именно формируется в слоях — область разряжения, вакуум или распавшийся кислород. Однако из-за небольшой разницы в диэлектрической проницаемости этих материалов это не имеет значения. Ранее в литературном обзоре упоминалось, что с помощью метода малоугловой рентгеновской дифракции было установлено: размер формируемых полостей составляет порядка 10-30 нм [90].

В объёме плавленого кварца были созданы несколько областей размером 1x1 мм, состоящие из двулучепреломляющих микротреков. При этом запись была выполнена таким образом, чтобы свет падал перпендикулярно на слоистую подструктуру микротрека (с меньшим периодом), которая формируется под воздействием УКИ (см. рис. 4.13). Когда белый свет падает на область, состоящую из микротреков, происходит отражение света в зелёной части спектра. Для анализа спектральных характеристик этой области были сняты спектры с использованием микроскопа-спектрофотометра ЛОМО МСФУ-К (см. рис. 4.13 б).

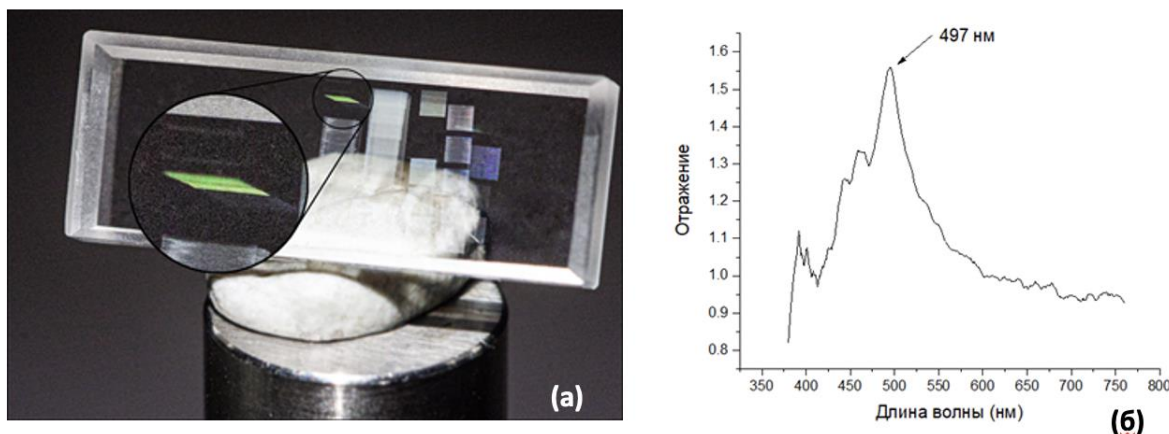


Рис. 4.13 (а) Объёмный брэгговский отражатель, при освещении источником белого света. (б) Спектр отражения от объёмной области, состоящей из микротреков, с максимумом на 497 нм, нормированный на отражение от плавленого кварца.

На основании спектра, представленного на рисунке 4.13, можно сделать вывод о низкой эффективности данного оптического элемента. Коэффициент отражения от области, состоящей из микротреков, не превышает нескольких процентов. Тем не менее, брэгговские решётки, созданные методом прямой лазерной записи внутри световода, нашли своё применение в области волоконной оптики [146, 147].

В то же время, для других углов та же область, включающая микротреки, функционирует как диэлектрическое зеркало, когда угол составляет порядка 7° (рис. 4.14). Элемент может быть использован для создания оптических интегральных схем в объёме диэлектриков.

Было проведено численное моделирование многослойной подструктуры микротрека. В процессе моделирования уравнения Максвелла решались методом FDTD (метод конечных разностей во временной области). Падающая электромагнитная волна имела линейную поляризацию, а её спектр находился в диапазоне от 400 до 1000 нм (рис. 4.15б и рис. 4.16). В расчётах диэлектрическая проницаемость области разряжения принималась за единицу.

В результате формировалась слоистая структура с различными показателями преломления и периодом меньше длины волны (рис. 4.15а).

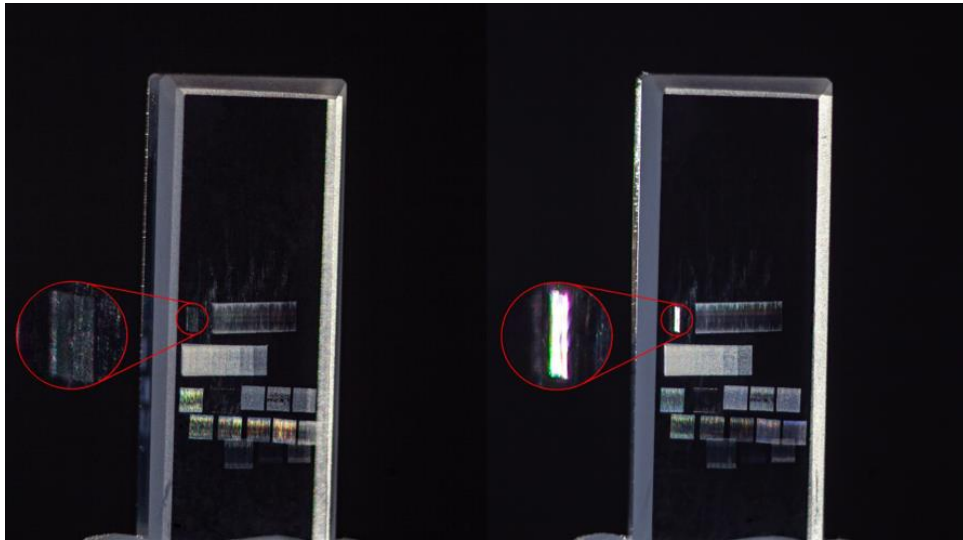


Рис. 4.14 Изображения диэлектрического зеркала в плавленном кварце под разными углами при падении на него белого света.

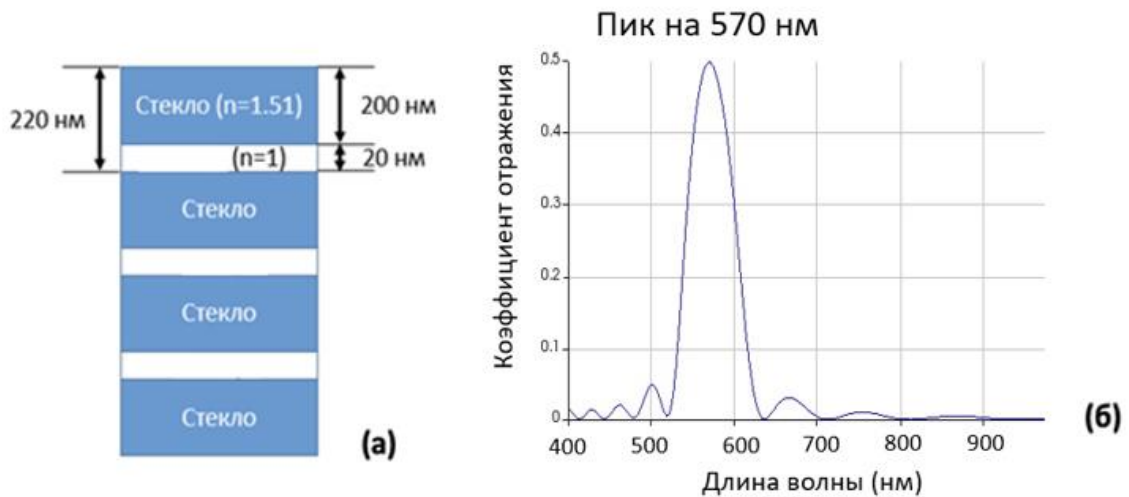


Рис. 4.15 Модель брэгговского отражателя с периодом слоёв 220 нм (вакуум-стекло). (б) Спектр отражения (моделирование) от периодической подструктуры двулучепреломляющего микротрека с периодом 220 нм в объёме плавленного кварца.

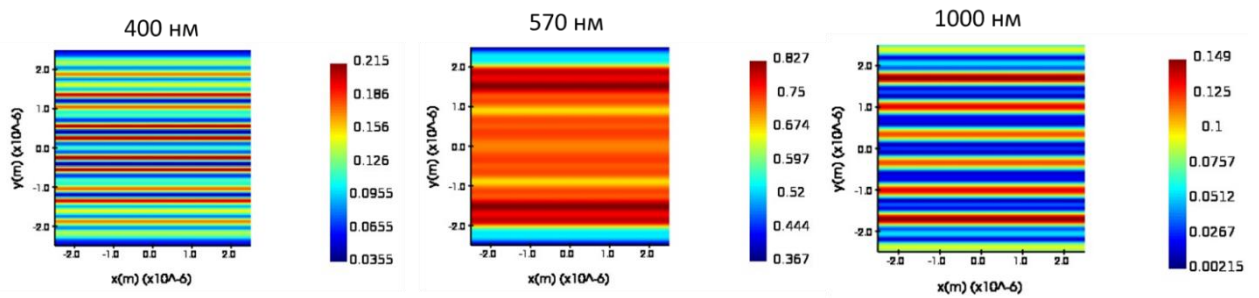


Рис. 4.16 Распределение напряжённости электрического поля при взаимодействии со структурой, для длин волн 400, 570 и 1000 нм.

Столь значительные различия в эффективности работы элемента и результатах моделирования можно объяснить тем, что при моделировании использовались сплошные листы с показателями преломления $n_1 = 1$ и $n_2 = 1,51$, формирующие подструктуру «полость-материал». В то же время в двулучепреломляющем микротреке полость может представлять собой сложную пористую структуру [12]. При этом эффективность работы элемента определяется отношением показателей преломления (n_1/n_2) в подструктуре двулучепреломляющего микротрека.

Выводы по главе 4

В этой главе представлены результаты экспериментов по созданию оптических элементов на основе двулучепреломляющих микротреков в объёме плавленного кварца. Эти элементы создаются с учётом фазового сдвига и азимута двулучепреломляющих микротреков.

В объёме плавленного кварца были созданы дисперсионные поляризационные фильтры (ДПФ) Шольца и Лио, которые работают в диапазоне от 500 до 1000 нм. Можно изменять количество слоёв и параметры лазерной записи, чтобы создавать фильтры для определённого спектрального диапазона.

Показана возможность записи хроматической полуволновой пластинки с помощью ультракоротких лазерных импульсов в объёме плавленного кварца для длины волны 633 нм. Продемонстрирована возможность создания полуволновой пластинки как за один слой, так и с помощью многослойной записи.

В объёме плавленного кварца была создана поляризационная дифракционная решётка, в которой расстояние между «тёмной» и «светлой» частями разное. Кроме того, варьируется направление азимута. Благодаря этому происходит перераспределение интенсивности в порядках дифракции. Перераспределение интенсивности в порядках дифракции происходит для левой и правой циркулярной поляризации. Величина фазового сдвига составляет порядка 100^0 на длине волны 633 нм.

С помощью прямой лазерной записи в объёме плавленного кварца был создан оптический элемент размером 2x2 мм. Его свойства зависят от угла падения света: он может работать как брэгговский отражатель, отражая падающий белый свет на длине волны 497 нм, или как диэлектрическое зеркало.

Заключение

В диссертационной работе были получены следующие основные результаты:

1. На основе метода сканирующей конфокальной фотолюминесцентной микроспектроскопии предложен способ измерения пространственных размеров двулучепреломляющих микротреков, сформированных под действием УКИ (0,3-3,8 пс) видимого (515 нм) и ближнего ИК-диапазона (1030 нм) в объёме прозрачных твёрдых диэлектриков. Длина области (10-60 мкм), люминесцирующей при возбуждении лазером на длине волны 532 нм, количественно соотносится с размерами изображений двулучепреломляющих микротреков, полученных с помощью сканирующей электронной микроскопии.

2. Под действием сфокусированных УКИ ближнего ИК-диапазона (1030 нм, 0,3 пс, NA=0,45) в объёме плавленного кварца формируются двулучепреломляющие микротреки, содержащие немостиковые кислородные дырочные центры с полосой фотолюминесценции в диапазоне 500-850 нм при возбуждении лазером на длине волны 532 нм. Сопоставление величин фазового сдвига и светимости (диапазон – 600-750 нм) показывает, что величина фазового сдвига увеличивается соразмерно светимости до достижения пороговой плотности энергии $\approx 15 \pm 1$ Дж/см² для двулучепреломляющих микротреков. Количественно охарактеризована величина двулучепреломления в микротреках $\Delta n \approx 10^{-3}$.

3. С ростом частоты следования сфокусированных УКИ ближнего ИК-диапазона (1030 нм, 0,3 пс, NA=0,25) от 25 кГц до 2 МГц с фиксированной энергией импульса 1 мкДж при формировании двулучепреломляющих микротреков в плавленном кварце усиливается кумулятивный тепловой эффект, приводящий к локальному разрушению материала.

4. С ростом частоты следования сфокусированных УКИ ближнего ИК-диапазона (1030 нм, 0,3 пс, NA=0,25) лазерных импульсов от 25 кГц до 2 МГц с фиксированной плотностью энергии величина светимости немоستيковых кислородных дырочных центров в двулучепреломляющих микротреках, формируемых в объёме плавленого кварца, при возбуждении лазером на длине волны 532 нм уменьшается, а при частоте следования импульсов 1 МГц и более светимость точечных дефектов резко уменьшается вследствие кумулятивного теплового эффекта, приводящего к локальному разрушению материала.

5. С использованием установленных перспективных режимов записи двулучепреломляющих микротреков в объёме плавленого кварца сфокусированными (NA=0,25) ультракороткими лазерными импульсами с длиной волны 515 нм и длительностью импульса 0,3 пс впервые изготовлены оптические элементы: хроматическая полуволновая пластинка, дисперсионные поляризационные фильтры (ДПФ) Шольца и Лио, поляризационная дифракционная решётка, диэлектрическое зеркало и брэгговский отражатель.

Список сокращений

ЛИПСС	Лазерно-индуцированные периодические поверхностные структуры
УКИ	Ультракороткие импульсы
ДПФ	Дисперсионные поляризационные фильтры
ULE	Сверхнизкое расширение
5D	Пять измерений
ПЗС	Прибор с зарядовой связью
КР	Комбинационное рассеяние
ЭДП	Электрон-дырочная плазма
Ret	Разность хода
УФ	Ультрафиолет
ИК	Инфракрасный
СЭМ	Сканирующий электронный микроскоп
EDX	Энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия
АСМ	Атомно-силовой микроскоп
БПФ	Быстрое преобразование Фурье
ИПП	Интерфейсных плазмон-поляритонов

Благодарности

В заключение хочу поблагодарить своего научного руководителя Кудряшова Сергея Ивановича за предложенную интересную тему диссертационного исследования, поддержку и помощь при обсуждении полученных данных и написании научных статей.

Пользуясь случаем хочу поблагодарить Кесаева Владимира Валерьевича за интерес, проявленный к работе, за помощь и обсуждение ряда проблем.

Выражаю благодарность всему дружному и сплоченному коллективу лаборатории лазерной нанофизики и биомедицины и коллективу Центра лазерных и нелинейно-оптических технологий ОКРФ ФИАН за помощь в проведении экспериментов и обсуждении научных результатов моей диссертационной работы.

Публикации автора по теме диссертации

Статьи в рецензируемых изданиях:

A1. Объемное микроструктурирование силикатного стекла фемтосекундным лазерным излучением / **А. Е. Рупасов**, П. А. Данилов, М. П. Смаев, М. С. Ковалев, А. С. Золотько, А. А. Ионин, С. И. Кудряшов // Оптика и спектроскопия. – 2020. – Т. 128, № 7. – С. 918-922. – DOI 10.21883/OS.2020.07.49564.48-20.

A2. Генерация массива двулучепреломляющих нанорешеток в объеме флюорита под действием ультракоротких лазерных импульсов варьруемой длительности / С. И. Кудряшов, П. А. Данилов, М. П. Смаев, **А. Е. Рупасов**, А. С. Золотько, А. А. Ионин, Р. А. Заколдаев // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2021. – Т. 113, № 7-8(4). – С. 495-500. – DOI 10.31857/S1234567821080012.

A3. Формирование и оптические свойства нанорешеток на поверхности фторида кальция, генерируемых при фемтосекундном лазерном воздействии / **А. Е. Рупасов**, П. А. Данилов, А. А. Ионин, Н. А. Смирнов, С. И. Кудряшов, А. А. Руденко, А. Н. Путилин, Р. А. Заколдаев // Оптика и спектроскопия. – 2021. – Т. 129, № 8. – С. 1074-1078. – DOI 10.21883/OS.2021.08.51204.1998-21.

A4. Birefringent microstructures in bulk fluorite produced by ultrafast pulsewidth-dependent laser inscription / S. I. Kudryashov, P. A. Danilov, **A. E. Rupasov**, M. P. Smayev, A. N. Kirichenko, N. A. Smirnov, A. A. Ionin, A. S. Zolot'ko, R. A. Zakoldaev // Applied Surface Science. – 2021. – Vol. 568. – P. 150877. – DOI 10.1016/j.apsusc.2021.150877.

A5. Формирование нанорешеток на поверхности нанопористого стекла под действием фемтосекундных лазерных импульсов видимого диапазона / П. А. Данилов, С. И. Кудряшов, **А. Е. Рупасов**, Н. А. Смирнов, Е. А. Олейничук, А. С. Ривнюк, Р. А. Заколдаев // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2021. – Т. 113, № 9-10(5). – С. 650-654. – DOI 10.31857/S1234567821100037.

A6. Самоорганизующиеся субволновые периодические решетки на поверхности кварцевого стекла / С. А. Бибичева, **А. Е. Рупасов**, П. А. Данилов, А. А. Ионин, Н. А. Смирнов, С. И. Кудряшов, С. Н. Шельгина, Р. А. Заколдаев // Оптика и спектроскопия. – 2022. – Т. 130, № 4. – С. 555-558. – DOI 10.21883/OS.2022.04.52272.58-21.

A7. Direct laser writing regimes for bulk inscription of polarization-based spectral microfilters and fabrication of microfluidic bio/chemosensor in bulk fused silica / S. I. Kudryashov, P. A. Danilov, A. E. Rupasov, M. P. Smayev, N. A. Smirnov, V. V. Kesaev, A. N. Putilin, M. S. Kovalev, R. A. Zakoldaev, S. A. Gonchukov // Laser Physics Letters. – 2022. – Vol. 19, No. 6. – P. 065602. – DOI 10.1088/1612-202X/ac6806.

A8. Hierarchical Multi-Scale Coupled Periodical Photonic and Plasmonic Nanopatterns Inscribed by Femtosecond Laser Pulses in Lithium Niobate / S. Kudryashov, **A. Rupasov**, M. Kosobokov, A. Akhmatkhanov, G. Krasin, P. Danilov, B. Lisjikh, A. Abramov, E. Greshnyakov, E. Kuzmin, M. Kovalev, V. Shur // Nanomaterials. – 2022. – Vol. 12, No. 23. – P. 4303. – DOI 10.3390/nano12234303.

A9. Nanohydrodynamic Local Compaction and Nanoplasmonic Form-Birefringence Inscription by Ultrashort Laser Pulses in Nanoporous Fused Silica / S. Kudryashov, **A. Rupasov**, R. Zakoldaev, M. Smayev, A. Kuchmizhak, A. Zolot'ko, M. Kosobokov, A. Akhmatkhanov, V. Shur // Nanomaterials. – 2022. – Vol. 12, No. 20. – P. 3613. – DOI 10.3390/nano12203613.

A10. Multi-Parametric Birefringence Control in Ultrashort-Pulse Laser-Inscribed Nanolattices in Fluorite / S. Kudryashov, **A. Rupasov**, M. Smayev, P. Danilov, E. Kuzmin, I. Mushkarina, A. Gorevoy, A. Bogatskaya, A. Zolot'ko // Nanomaterials. – 2023. – Vol. 13, No. 6. – P. 1133. – DOI 10.3390/nano13061133.

A11. Прямая фемтосекундная лазерная запись двулучепреломляющих структур с высоким пропусканием в плавленом кварце / Н. И. Буслеев, **А. Е. Рупасов**, В. В. Кесаев, Н. А. Смирнов, С. И. Кудряшов, Р. А. Заколдаев // Оптика и спектроскопия. – 2023. – Т. 131, № 2. – С. 170-173. – DOI

10.21883/OS.2023.02.54999.3-23.

A12. Запись двулучепреломляющих микротреков в объеме плавленого кварца / А. Е. Рупасов, И. В. Гриценко, Н. И. Буслеев, Г. К. Красин, Ю. С. Гулина, А. В. Богацкая, С. И. Кудряшов // Оптика и спектроскопия. – 2024. – Т. 132, № 1. – С. 83-87. – DOI 10.61011/OS.2024.01.57555.12-24

A13. Взаимосвязь параметров двулучепреломления и иерархической пространственной структуры микротреков, записанных в объеме плавленого кварца ультракороткими лазерными импульсами / Ю. С. Гулина, А. Е. Рупасов, Г. К. Красин, Н. И. Буслеев, И. В. Гриценко, А. В. Богацкая, С. И. Кудряшов // Письма в ЖЭТФ. – 2024. Т. 119, № 9. – С. 638-644. – DOI: 10.31857/S1234567824090027

Публикации в материалах российских и международных научных конференций:

C1. Rupasov, A. E. Femtosecond-laser microstructuring in transparent materials / A. E. Rupasov, P. A. Danilov and S. I. Kudryashov // Сборник тезисов IV Международной конференции по сверхбыстрым оптическим явлениям – UltrafastLight-2020, Москва, 28 сентября по 2 октября 2020 г. – Москва, Россия 2020г. – С 188.

C2. Generation of birefringent nanogratings in the bulk of transparent dielectrics under the action of ultrashort laser pulses of variable duration/ А. Е. Рупасов, П. А. Данилов, С. И. Кудряшов // Физика конденсированных состояний: Тезисы II Международной конференции ФКС-2021, посвященной 90-летию со дня рождения академика Ю. А. Осипьяна (1931-2008), Черногловка, 31 мая – 04 2021 года. – Черногловка: Институт физики твердого тела РАН, 2021. – Р. 230-231. – DOI 10.26201/ISSP.2020/FKS-2.091.

C3. Direct femtosecond laser recording in the volume of transparent dielectrics / А. Е. Rupasov, P. A. Danilov, S. I. Kudryashov // Сборник тезисов V

Международной конференции по сверхбыстрым оптическим явлениям – UltrafastLight-2021, Москва, 4 – 8 октября 2021 г. – Москва, Россия 2021г. – С 114.

С4. Лазерная генерация периодических наноструктур в объеме и на поверхности диэлектриков / А. Е. Рупасов, П. А. Данилов, Н. А. Смирнов, С. И. Кудряшов, Р. А. Заколдаев // Химия, физика, биология: пути интеграции: Сборник тезисов докладов IX Всероссийской научной молодежной школы-конференции, Москва, 20–22 апреля 2022 года. – Москва: Первый Московский государственный медицинский университет имени И.М. Сеченова Министерства здравоохранения Российской Федерации (Сеченовский Университет), 2022. – С. 144.

С5. Laser induced of periodic nanostructures in the bulk and on the surface of dielectrics / A. E. Rupasov, P. A. Danilov, N. A. Smirnov, S. I. Kudryashov, R. A. Zakoldaev // Сборник тезисов Международной конференции «Fundamentals of Laser Assisted Micro-and Nanotechnologies» (FLAMN - 22), г. Санкт-Петербург, 27 – 30 июня 2022 г. – Санкт-Петербург, Россия 2022 г. – С 146.

С6. Laser generation of periodic nanostructures in the bulk and on the surface of dielectrics / A. E. Rupasov, P. A. Danilov, N. A. Smirnov, S. I. Kudryashov, R. A. Zakoldaev // Сборник тезисов VI Международной конференции по сверхбыстрым оптическим явлениям – UltrafastLight-2022, Москва, 3 – 7 октября 2022 г. – Москва, Россия 2022г. – С 152.

С7. Фемтосекундная Лазерная 3Д-фабрикация интегральных оптических устройств в объеме прозрачных диэлектриков / А. Е. Рупасов, С. И. Кудряшов, В. В. Кесаев, Р. А. Заколдаев // XX Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике, посвященный 100-летию со дня рождения Н.Г. Басова: Сборник трудов конференции, Самара, 08–12 ноября 2022 года. – Москва: Издательство "Тривант", 2022. – С. 157-164.

С8. Рупасов, А. Е. Прямая лазерная запись в объеме прозрачных диэлектриков / А. Е. Рупасов, С. И. Кудряшов, А. В. Богацкая // Материалы XIX Международной молодежной конференции по люминесценции и лазерной физике, Иркутск, 03–07 июля 2023 года. – Иркутск: Иркутский государственный университет, 2023. – С. 170.

С9. Rupasov, A. E. Direct laser writing in the volume of transparent dielectrics / A. E. Rupasov, P. A. Danilov and S. I. Kudryashov // Сборник тезисов VII Международной конференции по сверхбыстрым оптическим явлениям – UltrafastLight-2023, Москва, 2 по 4 октября 2023 г. – Москва, Россия 2023г. – С 139.

С10. Рупасов, А.Е. Формирование иерархических двулучепреломляющих микротреков и запись фазовых оптических элементов в прозрачных твёрдых диэлектриках ультракороткими лазерными импульсами / А.Е. Рупасов, С.И. Кудряшов, А.В. Богацкая // XXI Всероссийская молодежная Самарская конкурс-конференция по оптике, лазерной физике и физике плазмы, посвященная 300-летию РАН, Самара, 14-18 ноября 2023 г. – Москва: Издательство "Тривант", 2023. – С. 127-128.

Список литературы

1. Askar'yan, G. A. The self-focusing effect / G. A. Askar'yan // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk.* – 1973. – Vol. 111, No. 10. – P. 249. – DOI 10.3367/ufnr.0111.197310b.0249.
2. Hercher, M. Laser-induced damage in transparent media / M. Hercher // *The Journal of the Optical Society of America.* – 1964. – Vol. 54. – P. 563.
3. Chiao, R. Y. Self-Trapping of Optical Beams / R. Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes // *Physical Review Letters.* – 1964. – Vol. 13, No. 15. – P. 479-482. – DOI 10.1103/physrevlett.13.479.
4. Дышко А. Л. Самофокусировка интенсивных световых пучков / А. Л. Дышко, В. Н. Луговой, А. М. Прохоров // *Письма ЖЭТФ.* – 1967. – Т. 6. – С. 655.
5. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser / K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, K. Hirao. // *Optics Letters.* – 1996. – Vol. 21, No. 21. – P. 1729-1731. – DOI 10.1364/ol.21.001729.
6. Three-dimensional optical storage inside transparent materials / E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang [et al.] // *Optics Letters.* – 1996. – Vol. 21, No. 24. – P. 2023-2025. – DOI 10.1364/ol.21.002023.
7. Three-Dimensional Optical Data Storage in Vitreous Silica / M. Watanabe, H. Sun, S. Juodkazis [et al.] // *Japanese Journal of Applied Physics.* – 1998. – Vol. 37, No. 12B. – P. 1527. – DOI 10.1143/jjap.37.11527.
8. Nano-modification inside transparent materials by femtosecond laser single beam / Y. Shimotsuma, K. Hirao, J. Qiu, P. G. Kazansky // *Modern Physics Letters B.* – 2005. – Vol. 19, No. 5. – P. 225-238. – DOI 10.1142/S0217984905008281.
9. Self-Organized Nan gratings in Glass Irradiated by Ultrashort Light Pulses / Y. Shimotsuma, P. G. Kazansky, J. Qiu, K. Hirao. // *Physical Review Letters.* – 2003. – Vol. 91, No. 24. – P. 247405. – DOI 10.1103/physrevlett.91.247405.
10. Borowiec, A. Subwavelength ripple formation on the surfaces of compound semiconductors irradiated with femtosecond laser pulses / A. Borowiec,

H. K. Haugen // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Vol. 82, No. 25. – P. 4462-4464. – DOI 10.1063/1.1586457.

11. Лазерно-индуцированное формирование поверхностных периодических структур и обратимая кристаллизация в аморфных тонких пленках $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ как результат фемтосекундного облучения / Колчин А. В., Заботнов С. В., Шулейко Д. В. [и др.]// *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки*. – 2022. Т. 15, № 3.1. – С. 237–242. – DOI 10.18721/JPM.153.140.

12. Evolution of femtosecond laser-induced periodic structures formed on amorphous silicon surface / D. V. Shuleiko, M. N. Martyshov, D. E. Presnov [et al.]. // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2020. – Vol. 1461, No. 1. – P. 012161. – DOI 10.1088/1742-6596/1461/1/012161.

13. High damage threshold birefringent elements produced by ultrafast laser nanostructuring in silica glass / G. Shayeganrad, X. Chang, H. Wang [et al.] // *Optics Express*. – 2022. – Vol. 30, No. 22. – P. 41002. – DOI 10.1364/oe.473469.

14. Bricchi, E. Form birefringence and negative index change created by femtosecond direct writing in transparent materials / E. Bricchi, B. G. Klappauf, P. G. Kazansky. // *Optics Letters*. – 2004. – Vol. 29, No. 1. – P. 119-121. – DOI 10.1364/ol.29.000119.

15. Pulse duration dependence of femtosecond-laser-fabricated nanogratings in fused silica / C. Hnatovsky, R. S. Taylor, P. P. Rajeev [et al.]. // *Applied Physics Letters*. – 2005. – Vol. 87, No. 1. – P. 014104. – DOI 10.1063/1.1991991.

16. In the Heart of Femtosecond Laser Induced Nanogratings: From Porous Nanoplanes to Form Birefringence / R. Desmarchelier, B. Poumellec, F. Brisset [et al.]. // *World Journal of Nano Science and Engineering*. – 2015. – Vol. 05, No. 04. – P. 115-125. – DOI 10.4236/wjnse.2015.54014.

17. Tuning the structural properties of femtosecond-laser-induced nanogratings / L. P. R. Ramirez, M. Heinrich, S. Richter [et al.] // *Applied Physics A*. – 2010. – Vol. 100, No. 1. – P. 1-6. – DOI 10.1007/s00339-010-5684-2.

18. On the fundamental structure of femtosecond laser-induced nanogratings / S. Richter, A. Plech, M. Steinert [et al.] // *Laser & Photonics Reviews*. – 2012. – Vol. 6, No. 6. – P. 787-792. – DOI 10.1002/lpor.201200048.
19. The transition from smooth modification to nanograting in fused silica / F. Liang, Q. Sun, D. Gingras [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2010. – Vol. 96, No. 10. – DOI 10.1063/1.3358120.
20. Zhang, B. Single femtosecond laser beam induced nanogratings in transparent media - Mechanisms and applications / B. Zhang, X. Liu, J. Qiu. // *Journal of Materiomics*. – 2019. – Vol. 5, No. 1. – P. 1-14. – DOI 10.1016/j.jmat.2019.01.002.
21. Exciton mediated self-organization in glass driven by ultrashort light pulses / M. Beresna, M. Gecevičius, P. G. Kazansky [et al.]. // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 101, No. 5. – P. 053120. – DOI 10.1063/1.4742899.
22. Taylor, R. Applications of femtosecond laser induced self-organized planar nanocracks inside fused silica glass / R. Taylor, C. Hnatovsky, E. Simova. // *Laser & Photonics Reviews*. – 2008. – Vol. 2, No. 1-2. – P. 26-46. – DOI 10.1002/lpor.200710031.
23. Memory in Nonlinear Ionization of Transparent Solids / P. P. Rajeev, M. Gertsvolf, E. Simova [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2006. – Vol. 97, No. 25. – P. 253001. – DOI 10.1103/physrevlett.97.253001.
24. Rudenko, A. From random inhomogeneities to periodic nanostructures induced in bulk silica by ultrashort laser / A. Rudenko, J. Colombier, T. E. Itina. // *Physical Review B*. – 2016. – Vol. 93, No. 7. – P. 075427. – DOI 10.1103/physrevb.93.075427.
25. Структурная модификация фторида лития в процессе образования центров окраски фемтосекундными лазерными импульсами / Л. И. Брюквина, С. В. Липко, А. В. Кузнецов, Е. Ф. Мартынович // *Неорганические материалы*. – 2014. – Т. 50, № 6. – С. 675-680. – DOI 10.7868/s0002337x14060025.

26. Nanoscale investigations of femtosecond laser induced nanogratings in optical glasses / Q. Xie, N. Shchedrina, M. Cavillon [et al.] // *Nanoscale Advances*. – 2024. – Vol. 6, No. 2. – P. 489-498. – DOI 10.1039/d3na00748k.

27. Topological transition from deeply sub- to near-wavelength ripples during multi-shot mid-IR femtosecond laser exposure of a silicon surface / S. I. Kudryashov, T. Pflug, N. I. Busleev [et al.]. // *Optical Materials Express*. – 2021. – Vol. 11, No. 1. – P. 1. – DOI 10.1364/ome.412790.

28. Tsibidis, G. D. Ripple formation on nickel irradiated with radially polarized femtosecond beams / G. D. Tsibidis, E. Skoulas, E. Stratakis. // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40, No. 22. – P. 5172-5175. – DOI 10.1364/ol.40.005172.

29. Kudryashov, S. I. Interactions of carriers, phonons, and point defects during direct femtosecond laser writing of waveguides in bulk dielectrics / S. I. Kudryashov. // *SPIE Proceedings*. – 2005. – Vol. 5647. – P. 513-523. – DOI 10.1117/12.585128.

30. Emel'yanov, V. I. Self-organisation of ordered defect — deformation microstructures and nanostructures on the surfaces of solids under the action of laser radiation / V. I. Emel'yanov. // *Quantum Electronics*. – 1999. – Vol. 29, No. 7. – P. 561-577. – DOI 10.1070/qe1999v029n07abeh001533.

31. Ion migration assisted inscription of high refractive index contrast waveguides by femtosecond laser pulses in phosphate glass / T. T. Fernandez, P. Haro-González, B. Sotillo [et al.] // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38, No. 24. – P. 5248-5251. – DOI 10.1364/ol.38.005248.

32. 100-Layer Error-Free 5D Optical Data Storage by Ultrafast Laser Nanostructuring in Glass / H. Wang, Y. Lei, L. Wang [et al.]. // *Laser & Photonics Reviews*. – 2022. – Vol. 16, No. 4. – P. 2100563. – DOI 10.1002/lpor.202100563.

33. 3D Imprinting of Voxel-Level Structural Colors in Lithium Niobate Crystal / Z. Wang, B. Zhang, Z. Wang [et al.] // *Advanced Materials*. – 2023. – Vol. 35, No. 47. – P. 2303256. – DOI 10.1002/adma.202303256.

34. Multi-Dimensional Shingled Optical Recording by Nanostructuring in Glass / J. Gao, X. Zhao, Z. Yan [et al.] // *Advanced Functional Materials*. – 2023. – P. 2306870. – DOI 10.1002/adfm.202306870.

35. Ultrafast Manipulation of Self-Assembled Form Birefringence in Glass / Y. Shimotsuma, M. Sakakura, P. G. Kazansky [et al.]. // *Advanced Materials*. – 2010. – Vol. 22, No. 36. – P. 4039-4043. – DOI 10.1002/adma.201000921.

36. Radially polarized optical vortex converter created by femtosecond laser nanostructuring of glass / M. Beresna, M. Gecevičius, P. G. Kazansky, T. Gertus. // *Applied Physics Letters*. – 2011. – Vol. 98, No. 20. – P. 201101. – DOI 10.1063/1.3590716.

37. Direct laser writing regimes for bulk inscription of polarization-based spectral microfilters and fabrication of microfluidic bio/chemosensor in bulk fused silica / S. I. Kudryashov, P. A. Danilov, A. E. Rupasov [et al.]. // *Laser Physics Letters*. – 2022. – Vol. 19, No. 6. – P. 065602. – DOI 10.1088/1612-202x/ac6806.

38. Embedded anisotropic microreflectors by femtosecond-laser nanomachining / J. D. Mills, P. G. Kazansky, E. Bricchi, J. J. Baumberg. // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Vol. 81, No. 2. – P. 196-198. – DOI 10.1063/1.1492004.

39. Thermally reconfigurable quantum photonic circuits at telecom wavelength by femtosecond laser micromachining / F. Flamini, L. Magrini, A. S. Rab [et al.] // *Light: Science & Applications*. – 2015. – Vol. 4, No. 11. – P. 354-354. – DOI 10.1038/lssa.2015.127.

40. Femtosecond laser microstructuring: an enabling tool for optofluidic lab-on-chips / R. Osellame, H. Hoekstra, G. Cerullo, M. Pollnau // *Laser & Photonics Reviews*. – 2011. – Vol. 5, No. 3. – P. 442-463. – DOI 10.1002/lpor.201000031.

41. Stoian R. Ultrafast Laser Volume Nanostructuring of Transparent Materials: From Nanophotonics to Nanomechanics / R. Stoian, C. D'amico, Y. Bellouard, G. Cheng // *Ultrafast Laser Nanostructuring: The Pursuit of Extreme Scales*. – Cham: Springer International Publishing, 2023. – P. 1053-1084.

42. Прямая фемтосекундная лазерная запись двулучепреломляющих структур с высоким пропусканием в плавленом кварце / Н. И. Буслеев, А. Е.

Рупасов, В. В. Кесаев [и др.] // Оптика и спектроскопия. – 2023. – Т. 131, № 2. – С. 170-173. – DOI 10.21883/OS.2023.02.54999.3-23.

43. Создание люминесцентных эмиттеров интенсивным лазерным излучением в прозрачных средах / Е. Ф. Мартынович, А. В. Кузнецов, А. В. Кирпичников [и др.] // Квантовая электроника. – 2013. – Т. 43, № 5. – С. 463-466.

44. Integrated waveguides and deterministically positioned nitrogen vacancy centers in diamond created by femtosecond laser writing / J. P. Hadden, V. Bharadwaj, B. Sotillo [et al.]. // Optics Letters. – 2018. – Vol. 43, No. 15. – P. 3586. – DOI 10.1364/ol.43.003586.

45. Keldysh, L. V. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave / L. V. Keldysh // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1965. – Vol. 20. – No. 5. – P. 1307-1314.

46. Schaffer, C. B. Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses / C. B. Schaffer, A. Brodeur, E. Mazur. // Measurement Science and Technology. – 2001. – Vol. 12, No. 11. – P. 1784-1794. – DOI 10.1088/0957-0233/12/11/305.

47. Short-Pulse Laser Damage in Transparent Materials as a Function of Pulse Duration / A. Tien, S. Backus, H. Kapteyn [et al.] // Physical Review Letters. – 1999. – Vol. 82, No. 19. – P. 3883-3886. – DOI 10.1103/physrevlett.82.3883.

48. Scaling laws of femtosecond laser pulse induced breakdown in oxide films / M. Mero, J. Liu, W. Rudolph [et al.] // Physical Review B. – 2005. – Vol. 71, No. 11. – P. 115109. DOI 10.1103/physrevb.71.115109.

49. Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses / A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek, G. Simon. // Physical Review B. – 2000. – Vol. 61, No. 17. – P. 11437-11450. – DOI 10.1103/physrevb.61.11437.

50. Желтиков, А. М. Теория фотоионизации Келдыша: через барьеры / А. М. Желтиков // Успехи физических наук. – 2017. – Т. 187, № 11. – С. 1169-1204. – DOI 10.3367/UFNr.2017.08.038198.

51. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs / D. Du, X. Liu, G. Korn [et al.]. // *Applied Physics Letters*. – 1994. – Vol. 64, No. 23. – P. 3071-3073. – DOI 10.1063/1.111350.

52. Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses / B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik [et al.]. // *Physical Review Letters*. – 1995. – Vol. 74, No. 12. – P. 2248-2251. – DOI 10.1103/physrevlett.74.2248.

53. Ultrashort-pulse laser machining of dielectric materials / M. D. Perry, B. C. Stuart, P. S. Banks [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Vol. 85, No. 9. – P. 6803-6810. – DOI 10.1063/1.370197.

54. Efimov, O. Intrinsic single- and multiple-pulse laser-induced damage in silicate glasses in the femtosecond-to-nanosecond region / O. Efimov, S. Juodkazis, H. Misawa. // *Physical Review A*. – 2004. – Vol. 69, No. 4. – P. 042903. – DOI 10.1103/physreva.69.042903.

55. Smith, A. V. Bulk and surface laser damage of silica by picosecond and nanosecond pulses at 1064 nm / A. V. Smith, B. T. Do. // *Applied Optics*. – 2008. – Vol. 47, No. 26. – P. 4812-4832. – DOI 10.1364/ao.47.004812.

56. Beresna, M. Ultrafast laser direct writing and nanostructuring in transparent materials / M. Beresna, M. Gecevičius, P. G. Kazansky // *Advances in Optics and Photonics*. – 2014. – Vol. 6, No. 3. – P. 293-339. – DOI 10.1364/aop.6.000293.

57. Femtosecond Laser-Induced Damage and Filamentary Propagation in Fused Silica / L. Sudrie, A. Couairon, M. Franco [et al.]. // *Physical Review Letters*. – 2002. – Vol. 89, No. 18. – P. 186601. – DOI 10.1103/physrevlett.89.186601.

58. Papazoglou, D. G. Plasma strings from ultraviolet laser filaments drive permanent structural modifications in fused silica / D. G. Papazoglou, I. Zergioti, S. Tzortzakis. // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32, No. 14. – P. 2055-2057. – DOI 10.1364/ol.32.002055.

59. Boyd R. W. *Self-focusing: Past and Present: Fundamentals and Prospects* / R. W. Boyd, S. G. Lukishova, Y.R. Shen. Springer, 2009.

60. Boyd, R. W. *Nonlinear optics* / R. W. Boyd. – Amsterdam: Academic Press, 2008.
61. Couairon, A. *Femtosecond filamentation in transparent media* / A. Couairon, A. Mysyrowicz. // *Physics Reports*. – 2007. – Vol. 441, No. 2-4. – P. 47-189. – DOI 10.1016/j.physrep.2006.12.005.
62. Henz, S. *Self-channeling and pulse shortening of femtosecond pulses in multiphoton-ionized dispersive dielectric solids* / S. Henz, J. Herrmann. // *Physical Review A*. – 1999. – Vol. 59, No. 3. – P. 2528-2531. – DOI 10.1103/physreva.59.2528.
63. Junnarkar, M. R. *Short pulse propagation in tight focusing conditions* / M. R. Junnarkar. // *Optics Communications*. – 2001. – Vol. 195, No. 1-4. – P. 273-292. – DOI 10.1016/s0030-4018(01)01326-8.
64. *Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses* / A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco [et al.] // *Physical Review B*. – 2005. – Vol. 71, No. 12. – P. 125435. – DOI 10.1103/physrevb.71.125435.
65. Suydam, B. R. *Self-focusing of very powerful laser beams II* / B. R. Suydam // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1974. – Vol. 10, No. 11. – P. 837-843. – DOI 10.1109/jqe.1974.1068106.
66. Луговой В. Н. *Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде* / В. Н. Луговой, А. М. Прохоров // *УФН*. – 1974. – Т. 16, №. 5. – С. 658-679. – DOI 10.1070/pu1974v016n05abeh004127.
67. Алешкевич В. А. *Самофокусировка и дефокусировка коротких световых импульсов в средах с инерционной нелинейностью* / В. А. Алешкевич, С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков [и др.] // *Письма в ЖЭТФ*. – 1971. – Т.13. – С. 55-58.
68. Зверев Г. М. *Самофокусировка ультракоротких лазерных импульсов в твёрдых диэлектриках* / Г. М. Зверев, В. С. Наумов, В. А. Пашков // *ФТТ*. – 1973. – Т. 15. – С. 575-576.

69. Липатов Н. И. Стоячая картина точек самофокусировки лазерного излучения в стеклах / Н. И. Липатов, А. А. Маненков, А. М. Прохоров // Письма в ЖЭТФ. – 1970. – Т. 11. – С. 444-447.

70. Горшков Б. Г. Исследование механизмов разрушения ионных кристаллов под действием импульсного лазерного излучения наносекундного диапазона. – Метод МБР в квантовой электронике и лазерное разрушение / Б. Г. Горшков // Труды ФИАН. – 1982 - М.: Наука, С. 81-134.

71. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // Успехи физических наук. – 1967. – Т. 93. – №. 9. – С. 19-70.

72. Raizer, Y. P. Heating of a gas by a powerful light pulse / Y. P. Raizer // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1965. – Vol. 21. – No. 5. – P. 1508-1519.

73. Ishikawa, K. High-power regime of femtosecond-laser pulse propagation in silica: Multiple-cone formation / K. Ishikawa, H. Kumagai, K. Midorikawa // Physical Review E. – 2002. – Vol. 66, No. 5. – P. 056608. – DOI 10.1103/physreve.66.056608.

74. Couairon, A. Modeling the filamentation of ultra-short pulses in ionizing media / A. Couairon, L. Bergé. // Physics of Plasmas. – 2000. – Vol. 7, No. 1. – P. 193-209. – DOI 10.1063/1.873794.

75. Kandidov, V. P. Spatiotemporal instability of an intense subpicosecond laser pulse in gases / V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, S. A. Shlenov. // Quantum Electronics. – 1997. – Vol. 27, No. 5. – P. 441-444. – DOI 10.1070/qe1997v027n05abeh000968.

76. Yasumaru, N. Femtosecond-laser-induced nanostructure formed on hard thin films of TiN and DLC / N. Yasumaru, K. Miyazaki, J. Kiuchi. // Applied Physics A: Materials Science & Processing. – 2003. – Vol. 76, No. 6. – P. 983-985. – DOI 10.1007/s00339-002-1979-2.

77. Miyaji, G. Origin of periodicity in nanostructuring on thin film surfaces ablated with femtosecond laser pulses / G. Miyaji, K. Miyazaki // *Optics Express*. – 2008. – Vol. 16, No. 20. – P. 16265-16271. – DOI 10.1364/oe.16.016265.

78. Nanofabrication in transparent materials with a femtosecond pulse laser / Y. Shimotsuma, K. Hirao, J. Qiu, K. Miura. // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2006. – Vol. 352, No. 6-7. – P. 646-656. – DOI 10.1016/j.jnoncrysol.2005.11.060.

79. Ultrashort laser pulse induced nanogratings in borosilicate glass / F. Zimmermann, A. Plech, S. Richter [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 104, No. 21. – P. 211107. – DOI 10.1063/1.4880658.

80. Laser induced nanogratings beyond fused silica - periodic nanostructures in borosilicate glasses and ULETM / S. Richter, C. Miese, S. Döring [et al.] // *Optical Materials Express*. – 2013. – Vol. 3, No. 8. – P. 1161-1166. – DOI 10.1364/ome.3.001161.

81. Materials roadmap for inscription of nanogratings inside transparent dielectrics using ultrafast lasers / H. Yao, Q. Xie, M. Cavillon [et al.] // *Progress in Materials Science*. – 2024. – Vol. 142. – P. 101226. – DOI 10.1016/j.pmatsci.2023.101226.

82. Femtosecond laser nanostructuring in porous glass with sub-50 nm feature sizes / Y. Liao, Y. Shen, L. Qiao [et al.] // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38, No. 2. – P. 187-189. – DOI 10.1364/ol.38.000187.

83. Gottmann, J. Fabrication of sub-wavelength surface ripples and in-volume nanostructures by fs-laser induced selective etching / J. Gottmann, D. Wortmann, M. Hörstmann-Jungemann. // *Applied Surface Science*. – 2009. – Vol. 255, No. 10. – P. 5641-5646. – DOI 10.1016/j.apsusc.2008.10.097.

84. Kikuta, H. Achromatic quarter-wave plates using the dispersion of form birefringence / H. Kikuta, Y. Ohira, K. Iwata. // *Applied Optics*. – 1997. – Vol. 36, No. 7. – P. 1566-1572. – DOI 10.1364/ao.36.001566.

85. Bricchi, E. Extraordinary stability of anisotropic femtosecond direct-written structures embedded in silica glass / E. Bricchi, P. G. Kazansky. // *Applied Physics Letters*. – 2006. – Vol. 88, No. 11. – P. 111119. – DOI 10.1063/1.2185587.

86. Anatomy of a femtosecond laser processed silica waveguide / J. Canning, M. Lancry, K. Cook [et al.] // *Optical Materials Express*. – 2011. – Vol. 1, No. 5. – P. 998-1008. – DOI 10.1364/ome.1.000998.

87. Structural evolution of nanopores and cracks as fundamental constituents of ultrashort pulse-induced nanogratings / F. Zimmermann, A. Plech, S. Richter [et al.] // *Applied Physics A*. – 2013. – Vol. 114, No. 1. – P. 75-79. – DOI 10.1007/s00339-013-8093-5.

88. Self-assembled periodic sub-wavelength structures by femtosecond laser direct writing / W. Yang, E. Bricchi, P. G. Kazansky [et al.] // *Optics Express*. – 2006. – Vol. 14, No. 21. – P. 10117-10124. – DOI 10.1364/oe.14.010117.

89. Modification thresholds in femtosecond laser processing of pure silica: review of dependencies on laser parameters / B. Poumellec, M. Lancry, A. Chahid-Erraji, P. G. Kazansky // *Optical Materials Express*. – 2011. – Vol. 1, No. 4. – P. 766. – DOI 10.1364/ome.1.000766.

90. Ultralow-loss geometric phase and polarization shaping by ultrafast laser writing in silica glass / M. Sakakura, Y. Lei, L. Wang [et al.] // *Light: Science & Applications*. – 2020. – Vol. 9, No. 1. – DOI 10.1038/s41377-020-0250-y.

91. High damage threshold birefringent elements produced by ultrafast laser nanostructuring in silica glass / G. Shayeganrad, X. Chang, H. Wang [et al.] // *Optics Express*. – 2022. – Vol. 30, No. 22. – P. 41002. – DOI 10.1364/oe.473469.

92. Generation and Recombination of Defects in Vitreous Silica Induced by Irradiation with a Near-Infrared Femtosecond Laser / H. Sun, S. Juodkazis, M. Watanabe [et al.] // *The Journal of Physical Chemistry B*. – 2000. – Vol. 104, No. 15. – P. 3450-3455. – DOI 10.1021/jp992828h.

93. Ultrafast laser induced electronic and structural modifications in bulk fused silica / K. Mishchik, C. D'Amico, P. K. Velpula [et al.]. // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – Vol. 114, No. 13. – P. 133502. – DOI 10.1063/1.4822313.

94. Ams, M. Study of the influence of femtosecond laser polarisation on direct writing of waveguides / M. Ams, G. D. Marshall, M. J. Withford. // *Optics Express*. – 2006. – Vol. 14, No. 26. – P. 13158-13163. – DOI 10.1364/oe.14.013158.

95. Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate / S. M. Eaton, H. Zhang, P. R. Herman [et al.] // *Optics Express*. – 2005. – Vol. 13, No. 12. – P. 4708-4716. – DOI 10.1364/opex.13.004708.
96. Gattass, R. R. Micromachining of bulk glass with bursts of femtosecond laser pulses at variable repetition rates / R. R. Gattass, L. R. Cerami, E. Mazur. // *Optics Express*. – 2006. – Vol. 14, No. 12. – P. 5279-5284. – DOI 10.1364/oe.14.005279.
97. Self-assembled periodic sub-wavelength structures by femtosecond laser direct writing / W. Yang, E. Bricchi, P. G. Kazansky [et al.] // *Optics Express*. – 2006. – Vol. 14, No. 21. – P. 10117-10124. – DOI 10.1364/oe.14.010117.
98. Optically Produced Arrays of Planar Nanostructures inside Fused Silica / V. R. Bhardwaj, E. Simova, P. P. Rajeev [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2006. – Vol. 96, No. 5. – DOI 10.1103/physrevlett.96.057404.
99. Exciton-seeded multiphoton ionization in bulk SiO₂ / D. Grojo, M. Gertszov, S. Lei [et al.] // *Physical Review B*. – 2010. – Vol. 81, No. 21. – P. 212301. – DOI 10.1103/physrevb.81.212301
100. Anatomy of a femtosecond laser processed silica waveguide / J. Canning, M. Lancry, K. Cook [et al.] // *Optical Materials Express*. – 2011. – Vol. 1, No. 5. – P. 998-1008. – DOI 10.1364/ome.1.000998.
101. Genesis of Nanogratings in Silica Bulk via Multipulse Interplay of Ultrafast Photo-Excitation and Hydrodynamics / A. Rudenko, J. Colombier, T. E. Itina, R. Stoian // *Advanced Optical Materials*. – 2021. – Vol. 9, No. 20. – P. 2100973. – DOI 10.1002/adom.202100973.
102. Mehta, S. B. Polarized light imaging of birefringence and diattenuation at high resolution and high sensitivity / S. B. Mehta, M. Shribak, R. Oldenbourg // *Journal of Optics*. – 2013. – Vol. 15, No. 9. – P. 094007. – DOI 10.1088/2040-8978/15/9/094007.
103. Interference of transverse rings in multifilamentation of powerful femtosecond laser pulses in air / S. L. Chin, S. Petit, W. Liu [et al.] // *Optics*

Communications. – 2002. – Vol. 210, No. 3-6. – P. 329-341. – DOI 10.1016/s0030-4018(02)01808-4.

104. Filament-necklace generated by femtosecond vector beams in fused silica / D. Li, J. Chang, T. Xi [et al.] // Optics Communications. – 2023. — Vol. 533. – P. 129283. – DOI 10.1016/j.optcom.2023.129283.

105. Focal dynamics of multiple filaments: Microscopic imaging and reconstruction / P. P. Kiran, S. Bagchi, S. R. Krishnan [et al.] // Physical Review A. – 2010. – Vol. 82, No. 1. – P. 013805. – DOI 10.1103/physreva.82.013805.

106. Ultrashort Pulse Laser Luminescent Microscale Encoding of Bulk Diamonds via Ultrafast Multi-Scale Atomistic Structural Transformations / S. Kudryashov, P. Danilov, N. Smirnov [et al.] // Nanomaterials. – 2023. – Vol. 13, No. 1. – P. 192. – DOI 10.3390/nano13010192.

107. Vibrational modes and local order in permanently densified silica glasses: Femtosecond and Raman spectroscopy study / J. Burgin, C. Guillon, P. Langot [et al.] // Physical Review B. – 2008. – Vol. 78, No. 18. – P. 184203. – DOI 10.1103/physrevb.78.184203.

108. Beaudier, A. Using NBOHC fluorescence to predict multi-pulse laser-induced damage in fused silica / A. Beaudier, F. R. Wagner, J. Natoli. // Optics Communications. – 2017. – Vol. 402. – P. 535-539. – DOI 10.1016/j.optcom.2017.06.073.

109. Transient 210-nm absorption in fused silica induced by high-power UV laser irradiation / N. Leclerc, S. Thomas, H. Fabian [et al.] // Optics Letters. – 1991. – Vol. 16, No. 12. – P. 940. – DOI 10.1364/ol.16.000940.

110. Ultrafast nanoporous silica formation driven by femtosecond laser irradiation / M. Lancry, B. Poumellec, J. Canning [et al.] // Laser & Photonics Reviews. – 2013. – Vol. 7, No. 6. – P. 953-962. – DOI 10.1002/lpor.201300043.

111. Pulse-width-dependent critical power for self-focusing of ultrashort laser pulses in bulk dielectrics / S. I. Kudryashov, P. A. Danilov, E. V. Kuzmin [et al.] // Optics Letters. – 2022. – Vol. 47, No. 14. – P. 3487-3490. – DOI 10.1364/ol.462693.

112. Pulsewidth and ambient medium effects during ultrashort-pulse laser ablation of silicon in air and water / N. A. Smirnov, S. I. Kudryashov, A. A. Rudenko [et al.] // *Applied Surface Science*. – 2021. – Vol. 562. – P. 150243. DOI 10.1016/j.apsusc.2021.150243.

113. Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses / J. W. Chan, T. Huser, S. Risbud, D. M. Krol // *Optics Letters*. – 2001. – Vol. 26, No. 21. – P. 1726-1728. – DOI 10.1364/ol.26.001726.

114. Yang, W. Non-reciprocal ultrafast laser writing / W. Yang, P. G. Kazansky, Y. P. Svirko // *Nature Photonics*. – 2008. – Vol. 2, No. 2. – P. 99-104. – DOI 10.1038/nphoton.2007.276.

115. Schaffer, C. B. Morphology of femtosecond laser-induced structural changes in bulk transparent materials / C. B. Schaffer, A. O. Jamison, E. Mazur // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 84, No. 9. – P. 1441-1443. – DOI 10.1063/1.1650876.

116. Kudryashov, S. I. Some effects affecting laser-induced damage of solid dielectrics excited by ultrashort laser pulses / S. I. Kudryashov // *SPIE Proceedings*. – 2005. – Vol. 5710. – P. 120-129. – DOI 10.1117/12.586067.

117. Control of waveguide properties by tuning femtosecond laser induced compositional changes / J. H. del, R. M. Vazquez, B. Sotillo [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 105, No. 13. – P. 131101. – DOI 10.1063/1.4896846.

118. Femtosecond self-reconfiguration of laser-induced plasma patterns in dielectrics / J. L. Déziel, L. J. Dubé, C. Varin [et al.] // *Physical Review B*. – 2018. – Vol. 97, No. 20. – P. 205116. – DOI 10.1103/PhysRevB.97.205116.

119. Генерация массива двулучепреломляющих нанорешеток в объеме флюорита под действием ультракоротких лазерных импульсов варьированной длительности / С. И. Кудряшов, П. А. Данилов, М. П. Смаев [и др.] // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2021. – Т. 113, № 7-8(4). – С. 495-500. – DOI 10.31857/S1234567821080012.

120. Birefringent microstructures in bulk fluorite produced by ultrafast pulsewidth-dependent laser inscription / S. I. Kudryashov, P. A. Danilov, A. E.

Rupasov [et al.] // *Applied Surface Science*. – 2021. – Vol. 568. – P. 150877. – DOI 10.1016/j.apsusc.2021.150877.

121. Deeply sub-wavelength laser nanopatterning of Si surface in dielectric fluids: Manipulation by surface plasmon resonance / S. I. Kudryashov, A. A. Nastulyavichus, I. N. Saraeva [et al.] // *Applied Surface Science*. – 2020. – Vol. 519. – P. 146204. – DOI 10.1016/j.apsusc.2020.146204.

122. Silicon as a virtual plasmonic material: Acquisition of its transient optical constants and the ultrafast surface plasmon-polariton excitation / P. A. Danilov, A. A. Ionin, S. I. Kudryashov [et al.] // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 2015. – Vol. 120, No. 6. – P. 946-959. – DOI 10.1134/s1063776115050118.

123. Формирование нанорешеток на поверхности нанопористого стекла под действием фемтосекундных лазерных импульсов видимого диапазона / П. А. Данилов, С. И. Кудряшов, А. Е. Рупасов [и др.] // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2021. – Т. 113, № 9-10(5). – С. 650-654. – DOI 10.31857/S1234567821100037.

124. Raether, H. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* / H. Raether. – Heidelberg: Springer, 2013.

125. Surface excitations in absorbing media / R. J. Bell, R. W. Alexander, W. F. Parks, G. Kovener // *Optics Communications*. – 1973. – Vol. 8, No. 2. – P. 147-150. – DOI 10.1016/0030-4018(73)90159-4.

126. Femtosecond laser fabrication of sub-diffraction nanoripples on wet Al surface in multi-filamentation regime: High optical harmonics effects? / A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov [et al.] // *Applied Surface Science*. – 2014. – Vol. 292. – P. 678-681. – DOI 10.1016/j.apsusc.2013.12.032.

127. Palik, E. D. *Handbook of optical constants of solids III* / E. D. Palik. – San Diego: Academic Press, 1998.

128. Агранович, В. М. *Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред* / В.М. Агранович, Д.Л. Миллс. М.: Наука, 1985.

129. Nanohydrodynamic Local Compaction and Nanoplasmonic Form-Birefringence Inscription by Ultrashort Laser Pulses in Nanoporous Fused Silica / S. Kudryashov, A. Rupasov, R. Zakoldaev, M. Smayev, A. Kuchmizhak, A. Zolot'ko, M. Kosobokov, A. Akhmatkhanov, V. Shur // *Nanomaterials*. – 2022. – Vol. 12, No. 20. – P. 3613. – DOI 10.3390/nano12203613.

130. Взаимосвязь параметров двулучепреломления и иерархической пространственной структуры микротрещин, записанных в объеме плавленого кварца ультракороткими лазерными импульсами / Ю. С. Гулина, А. Е. Рупасов, Г. К. Красин, Н. И. Буслеев, И. В. Гриценко, А. В. Богацкая, С. И. Кудряшов // *Письма в ЖЭТФ*. – 2024. Т. 119, № 9. – С. 638-644. – DOI: 10.31857/S1234567824090027.

131. Sørensen B. E. A revised Michel-Lévy interference colour chart based on first-principles calculations / B. E. Sørensen // *European Journal of Mineralogy*. – 2013. – Vol. 25, No. 1. – P. 5-10. – DOI 10.1127/0935-1221/2013/0025-2252.

132. Rytov, S. M. Electromagnetic Properties of a Finely Stratified Medium / S. M. Rytov // *Soviet physics JETP*. – 1956. – Vol. 2, No. 3. – P. 466-475.

133. Леонтович, М. А. К теории возбуждения колебаний в вибраторах антенн / М. А. Леонтович, М. Л. Левин // *ЖТФ*. – 1944. – Т. 14. – С. 481.

134. Левин, М. Л. О возбуждении полубесконечного волновода через отверстие в его дне / М. Л. Левин // *ЖТФ*. – 1948. – Т. 18. – С. 653.

135. Lyot, B. Optical apparatus with wide field using interference of polarized light / B. Lyot // *CR Academy Science (Paris)*. – 1933. – Vol. 197. – No. 1593.

136. Öhman, Y. A New Monochromator / Y. ÖHMAN // *Nature*. – 1938. — Vol. 141, No. 3560. – P. 157-158. – DOI 10.1038/141157a0.

137. Yeh, P. Dispersive birefringent filters / P. Yeh // *Optics Communications*. – 1981. – Vol. 37, No. 3. – P. 153-158. – DOI 10.1016/0030-4018(81)90407-7.

138. Solc, I. Birefringent chain filters / I. Solc // *Casopis Fysiku*. – 1953. – Vol. 3. – P. 366.

139. Evans, J. W. Solc Birefringent Filter / J. W. Evans // Journal of the Optical Society of America. – 1958. – Vol. 48, No. 3. – P. 142-145. – DOI 10.1364/josa.48.000142.

140. Novel Approach to the Analysis of Broadband Dielectric Spectra / H. Schäfer, E. Sternin, R. Stannarius [et al.] // Physical Review Letters. – 1996. – Vol. 76, No. 12. – P. 2177-2180. – DOI 10.1103/physrevlett.76.2177.

141. Honerkamp, J. Tikhonovs regularization method for ill-posed problems / J. Honerkamp, J. Weese // Continuum Mechanics and Thermodynamics. – 1990. – Vol. 2, No. 1. – P. 17-30. – DOI 10.1007/bf01170953.

142. Кучеров, В. А. Многокомпонентные симметричные хроматические фазовые пластинки / В. А. Кучеров // Кинематика и физика небесных тел. – 1986. – Т. 2. – №. 1. – С. 82-87.

143. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – М.: Физматлит, 2003.

144. Polarization beam-splitters and optical switches based on space-variant computer-generated subwavelength quasi-periodic structures / E. Hasman, Z. Bomzon, A. Niv [et al.] // Optics Communications. – 2002. – Vol. 209, No. 1-3. – P. 45-54. – DOI 10.1016/s0030-4018(02)01598-5.

145. Beresna, M. Polarization sensitive elements fabricated by femtosecond laser nanostructuring of glass / M. Beresna, M. Gecevičius, P. G. Kazansky // Optical Materials Express. – 2011. – Vol. 1, No. 4. – P. 783-795. – DOI 10.1364/ome.1.000783.

146. Достовалов, А. В. Запись длиннопериодных волоконных решеток ограниченным щелью пучком фемтосекундного излучения ($\lambda=1026$ нм) / А. В. Достовалов, А. А. Вольф, С. А. Бабин // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45, № 3. – С. 235-239.

147. Femtosecond-pulse inscription of fiber Bragg gratings with single or multiple phase-shifts in the structure / A. Wolf, A. Dostovalov, M. Skvortsov [et al.] // Optics & Laser Technology. – 2018. – Vol. 101. – P. 202-207. – DOI 10.1016/j.optlastec.2017.11.017.