

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. ЛОМОНОСОВА  
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

*На правах рукописи*

**Пушкин Андрей Владимирович**

**Генерация и усиление лазерных импульсов в среднем ИК  
диапазоне в эрбиевых кристаллах и халькогенидах,  
легированных ионами железа**

Специальность 1.3.19 - лазерная физика

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук, доцент

Потёмкин Ф.В.

Москва – 2022

## Оглавление

|  |    |
|--|----|
| ВВЕДЕНИЕ.....  | 4  |
| Решались следующие основные задачи:.....   | 5  |
| Глава 1. Разработка подходов к генерации мощных 3-мкм наносекундных лазерных импульсов в эрбиевых кристаллах .....             | 11 |
| 1.1 Введение.....  | 12 |
| 1.3 Акустооптическая модуляция добротности на основе кристаллов KYW и KGW .....  | 24 |
| 1.4 Измерение фокусного расстояния тепловой линзы и её компенсация в 3-мкм активных элементах при мощной ламповой накачке..... | 30 |
| 1.5 Наносекундный лазер Er:YLF с боковой диодной накачкой .....  | 40 |
| 1.6 Оптико-механическая модуляция добротности.....   | 46 |
| 1.7 Применение 3-мкм наносекундных лазеров для лазерной биопечати и жидкостного микроструктурирования.....                     | 51 |
| 1.7.1 Измерение энерговклада в воду при воздействии наносекундных 3-мкм импульсов.....   | 52 |
| 1.7.2 Лазерно-индуцированное жидкостное травление (ЛИЖТ) .....   | 63 |
| 1.7.3 Лазерно-индуцированный прямой перенос (LIFT) .....   | 67 |
| Выводы по результатам главы 1 .....  | 70 |
| Положения, выносимые на защиту .....   | 71 |
| Глава 2. Непрерывная генерация и синхронизация мод в лазере Fe:ZnSe.....   | 71 |
| 2.1 Лазерные свойства активной среды Fe:ZnSe.....  | 72 |
| 2.2 Непрерывный волоконный лазер накачки Er:ZBLAN .....  | 76 |
| 2.3 Непрерывная генерация в Fe:ZnSe .....  | 78 |
| 2.4 Пассивная синхронизация мод в лазере Fe:ZnSe.....  | 85 |
| Выводы по результатам главы 2 .....  | 90 |

|   |     |
|---|-----|
| Положения, выносимые на защиту .....  | 91  |
| Глава 3. Усиление широкополосных лазерных импульсов в кристалле Fe:CdSe<br>при импульсной оптической накачке..... | 92  |
| 3.1 Введение.....   | 92  |
| 3.2 Усилительные свойства Fe:CdSe .....   | 97  |
| 3.3 Многопроходное усиление в Fe:CdSe.....  | 101 |
| Выводы по результатам главы 3 .....   | 105 |
| Положения, вносимые на защиту .....   | 105 |
| Заключение .....  | 106 |
| Благодарности.....  | 107 |
| Список использованных источников .....  | 107 |

# ВВЕДЕНИЕ

## Актуальность работы

Лазеры сверхкоротких импульсов являются уникальными диагностическими инструментами для многочисленных переходных процессов на фемтосекундном масштабе по времени и представляют интерес для приложений нелинейной оптики, генерации аттосекундных импульсов и изучения экстремального состояния вещества. По сравнению с параметрическими и квантово-каскадными лазерными источниками, твердотельные лазеры могут обеспечить более простой способ накачки и масштабирования выходной энергии [1]. Излучение среднего ИК диапазона в области 3-5 мкм попадает в окна прозрачности атмосферы, однако в этой области лежит множество спектральных линий поглощения различных газов и молекул, что актуализирует такие источники для спектроскопии и зондирования атмосферы.

Полупроводниковые кристаллы  $A_2B_6$ , легированные ионами переходных металлов, представленные в конце 90-ых годов [2], открыли доступ к широкополосной лазерной генерации в диапазоне длин волн 1,9-6,8 мкм и демонстрируют уникальные спектроскопические свойства, включая ультраширокую полосу усиления ( $\Delta\lambda/\lambda_0 \sim 0,2-0,4$ ), высокие сечения поглощения и люминесценции ( $\sigma \sim 10^{-18} \text{ см}^2$ ), высокую квантовую эффективность [1]. Получение широкополосных лазерных импульсов в более длинноволновой области спектра ( $>3$  мкм) интересно для увеличения частоты отсечки при генерации высоких гармоник, получения лазерного эффекта в воздухе в режиме филаментации, эффективной генерации суперконтинуума в интересах широкополосной спектроскопии, а также изучения процессов фемтохимии и фемтофизики молекул.

Интерес к разработке наносекундных 3-мкм лазерных источников связан с возможностью их использования для накачки лазерных усилителей и генераторов в среднем ИК диапазоне на основе халькогенидов, легированных ионами железа, а также параметрических лазерных источников, и исследования свойств сильно поглощающих сред, в частности воды и биообъектов. Так как вода демонстрирует сильнейшее резонансное поглощение в области длины волны 3 мкм [3], такие когерентные источники становятся критически важным инструментом для исследования фундаментальных процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом.

**Объектом исследования** являлись физические механизмы генерации и усиления в эрбиевых и халькогенидных лазерных средах. **Предмет исследования** – разработка методов получения мощных лазерных импульсов в средней ИК области.

### **Степень разработанности темы**

Твердотельные эрбиевые среды, генерирующие вблизи 3 мкм, обладают не самыми благоприятными генерационными свойствами, что осложняет разработку источников на их основе. Круг проблем включает высокую тепловую нагрузку на активный элемент с высоким уровнем легирования, большой квантовый дефект, самоограниченный переход, не самые лучшие тепловые свойства матриц, и как следствие сильную тепловую линзу и деполяризацию в кристалле [4], что ограничивает выбор подходящих электро- и акустооптических материалов для модуляции добротности, обладающих, как правило, невысокой лучевой прочностью [5]. В общем, разработка подходов к созданию мощного наносекундного лазера накачки технологического уровня остаётся актуальной задачей. Несмотря на активное изучение 3-мкм лазерных сред с 70-ых годов прошлого века [6,7], наносекундные генераторы не вышли на достаточно высокий уровень разработки, и до сих пор ведутся исследования по поиску более эффективных конденсированных лазерных сред [8], включая керамики, надёжных модуляторов добротности, методов компенсации термонаведённых искажений [9].

Из халькогенидов, легированными ионами переходных металлов, на сегодняшний день наиболее разработанными являются активные элементы, основанные на матрицах ZnSe и ZnS, легированные ионами  $\text{Cr}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{2+}$  с областями генерации в диапазонах 2-3 мкм и 4-5 мкм соответственно. Лазерные свойства активных элементов, легированных ионами железа, исследованы в непрерывном режиме [10], импульсном с различной длительностью импульсов [11,12], продемонстрирована широкая перестройка по длине волны [13]. Ведутся разработки новых активных сред в более длинноволновых спектральных диапазонах средней ИК области [14–16].

### **Цель и задачи**

Решались следующие основные задачи:

- Разработка схем генерации 3-мкм наносекундных лазерных импульсов в эрбиевых кристаллах с высокой пиковой (МВт) и средней (~Вт) мощностью.
- Исследование особенностей генерации ультракоротких лазерных импульсов в Fe:ZnSe лазере в режимах непрерывной генерации и пассивной синхронизации мод на основе насыщающегося поглощения.
- Исследование широкополосного усиления лазерных импульсов среднего ИК диапазона в кристалле Fe:CdSe, при импульсной оптической накачке.

### **Научная и практическая значимость**

Диссертационная работа посвящена исследованию режимов генерации и усиления лазерных импульсов среднего ИК диапазона (4-6 мкм) в халькогенидах, легированных ионами железа, с оптической накачкой 3-мкм лазерными импульсами. Исследование подходов к созданию 3-мкм лазеров с активной модуляцией добротности позволяет создавать источники накачки с управляемыми энергетическими и временными параметрами для исследования режимов усиления в халькогенидах, а также самостоятельных приложений и исследований воздействия на вещество (в частности, воду и биообъекты) в режиме резонансного поглощения, таких как лазерное жидкостное микроstructuring прозрачных материалов и биопечать, также представленные в работе.

Генерационные свойства кристалла Fe:ZnSe в режимах непрерывной генерации и синхронизации мод позволяют на его основе создавать широкополосные и узкополосные широко перестраиваемые когерентные источники затравочного излучения в мощных лазерных системах, а также спектроскопии молекул, исследования воздействия лазерного излучения на прозрачные в среднем ИК материалы, например, полупроводники. Исследование работы новых оптических компонентов в среднем ИК диапазоне, в частности акустооптических модуляторов и насыщающихся поглотителей на основе низкоразмерных углеродных структур, обогащают инструментальные возможности для разработки лазерных источников в перспективной спектральной области. Исследованные усилительные свойства среды Fe:CdSe является основой для создания мощных фемтосекундных лазерных источников в среднем ИК диапазоне (4-6 мкм), представляющих большой интерес для передовых научных задач в области нелинейной оптики, физики предельно коротких импульсов и взаимодействия излучения с веществом.

### **Методология диссертационного исследования**

Экспериментальный метод заключался во всестороннем анализе энергетических, спектральных и временных характеристик исследуемого излучения при помощи стандартных инструментов и методик, используемых для диагностики импульсного лазерного излучения, в том числе ультракороткой длительности, например, техника измерения длительности FROG и X-FROG. Моделирование на основе скоростных уравнений позволило качественно описать наблюдаемые эффекты в части, посвящённой 3-мкм лазерам. Для моделирования схемы компенсации тепловой линзы использовался формализм ABCD матриц. Согласование полученных экспериментальных зависимостей с теорией Франца-Нодвика по усилению в кристалле Fe:CdSe дало возможность определить

плотность энергии насыщения данной лазерной среды в условиях широкополосного усиления.

### **Научная новизна**

1. Впервые получен режим модуляции добротности в лазере Er:YLF с боковой диодной накачкой в среднем ИК диапазоне с высокой пиковой мощностью (~ МВт);
2. Впервые продемонстрирована непрерывная генерация в кристалле Fe:ZnSe с выходной мощностью 2,1 Вт на длине волны 4,2 мкм с прямой оптической накачкой волоконным лазером Er:ZBLAN (2,8 мкм);
3. Впервые исследованы свойства усиления широкополосных лазерных импульсов в среде Fe:CdSe. Показано, что на основе данной активной среды могут быть созданы системы усиления chirпированных лазерных импульсов среднего ИК диапазона с длиной волны дальше 5 мкм;
4. Впервые получена пассивная синхронизация мод в лазерном генераторе на основе Fe:ZnSe на основе насыщающегося поглощения в графене.

### **Основные защищаемые положения**

1. Насыщение усиления на переходах в штарковском ансамбле подуровней верхнего и нижнего лазерных уровней ионов эрбия ( $^4I_{11/2}$  и  $^4I_{13/2}$ ) в кристалле иттрий-литиевого фторида, легированного эрбием, приводит к последовательной (во времени в течение длительности импульса накачки) смене длины волны лазерных импульсов свободной генерации (2,67 мкм→2,71 мкм→2,81 мкм→2,85 мкм), при этом конечная длина волны генерации в этой последовательности тем больше, чем выше коэффициент отражения выходного зеркала резонатора.
2. Генерация лазерного излучения с мультимегаваттной пиковой и ваттной средней мощностью в 3-мкм диапазоне длин волн возможна в иттрий-литиевом фториде, легированном эрбием, с электрооптической модуляцией добротности на основе титанилфосфата калия.
3. Формирование высокоэнергетичных (~100 мДж) одиночных лазерных импульсов наносекундной (~100 нс) длительности в среднем ИК диапазоне (~3 мкм) является результатом оптико-механической модуляции добротности резонатора в генераторе на основе эрбиевой среды с низким коэффициентом усиления.
4. Насыщающееся поглощение в графене и широкий спектр усиления в кристалле селениде цинка, легированном ионами железа, обеспечивает генерацию цуга

субпикосекундных лазерных импульсов в режиме пассивной синхронизации мод в среднем ИК диапазоне.

5. Многопроходное широкополосное усиление в селениде кадмия, легированного ионами железа и охлаждённого до криогенных температур, происходит в условиях поддержания высокого коэффициента усиления и открывает доступ к гигаваттному уровню пиковой мощности лазерных импульсов в области 5 мкм.

**Достоверность результатов** подтверждается повторяемостью экспериментальных данных. Все представленные результаты прошли рецензирование при публикации в высокорейтинговых журналах, были неоднократно доложены на российских и зарубежных конференциях.

#### **Апробация работы и публикации**

Результаты исследований, вошедших в работу, опубликованы в 12 печатных работах, в том числе 8 статьях, опубликованных в журналах Scopus, WoS, RSCI, а также в Перечне изданий МГУ, а также докладывались на следующих научных конференциях: международная конференция SPIE Optics+Optoelectronics (Прага, Чехия, 2019), OSA Laser Congress – Advanced Solid-State Lasers (Вена, Австрия, 2019), 19-я международная конференция «Оптика лазеров-2020» (Санкт-Петербург, Россия, 2020), международная конференция по сверхбыстрым оптическим процессам «UltrafastLight-2021» (Москва, Россия, 2021).

#### **Личный вклад автора**

Все изложенные в работе оригинальные результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялось создание и настройка экспериментальных схем, проведение экспериментов, обработка, анализ и интерпретация экспериментальных результатов, разработка и написание моделей.

#### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, благодарностей и списка литературы. Работа изложена на 114 страницах, включает 56 рисунков, 5 таблиц и список литературы с общим числом ссылок 142.

#### **Краткое содержание диссертации**

Во введении работы обоснована актуальность, обозначена проблематика исследования, сформулированы задачи. Актуальность работы диктуется растущим интересом к когерентным источникам фемтосекундных лазерных импульсов в среднем инфракрасном диапазоне и многочисленными задачами нелинейной оптики и фотоники в этой спектральной области, а также к 3-мкм наносекундным лазерным источникам для их накачки.

Первая глава посвящена разработке схем генерации мощных наносекундных лазерных импульсов на длине волны около 3-мкм в твердотельных эрбиевых лазерах. Введение главы освещает особенности генерации на 3-мкм лазерном переходе, а именно самоограниченность уровня, важность апконверсионных процессов, а также проблемы, связанные с термооптическими искажениями, ограничивающими выходную энергию лазерных источников. В работе представлено исследование усилительных свойств эрбиевых сред с ламповой и диодной накачкой, характеризующих генерационные свойства в режиме модуляции добротности. Затем освещена работа по модуляции добротности в лазерах на основе новых акустооптических модуляторов KYW и KGW с получением мощных наносекундных импульсов. Затем представлена часть работы, направленная на увеличение средней мощности лазерных источников и посвящённая измерению силы термооптических искажений в активных элементах и реализации схем их компенсации. Далее освещаются генерационные свойства кристалла Er:YLF с боковой диодной накачкой, рассматриваются особенности спектрального состава излучения в режиме свободной генерации и режим модуляции добротности с высокой пиковой и средней мощностью с перестройкой по длине волны. Далее рассматривается оптико-механическая модуляция добротности на основе вращающегося зеркала в лазерах Er:YAG и Cr:Er:YSGG, обеспечивающая доступ к лазерным импульсам с высокой выходной энергией. Представлены результаты по измерению силы термооптических искажений в активных элементах и предложена и реализована схема их компенсации. В конце главы обоснована практическая значимость 3-мкм лазеров, где представлены результаты по исследованию экстремального энерговклада в воду, лазерному жидкостному травлению и биопечати.

Во второй главе исследовались режимы непрерывной генерации и синхронизации мод в лазере на основе Fe:ZnSe. В начале рассматриваются спектроскопические свойства среды Fe:ZnSe на основе литературных данных. Затем представлено описание разработанного непрерывного волоконного лазера накачки Er:ZBLAN. Следующая часть описывает свойства непрерывной генерации в кристалле Fe:ZnSe, в частности температурные зависимости выходных параметров генерации и перестроечные кривые. Затем освещается оригинальное исследование режима синхронизации мод в лазере Fe:ZnSe на основе насыщающегося поглощения в графене. Представлены измерения энергетических и спектральных характеристик выходного излучения и измерение длительности импульсов.

В третьей главе представлены результаты по исследованию усилительных свойств широкополосных лазерных импульсов в активной среде Fe:CdSe. Введение к главе освещает общие вопросы усиления широкополосных лазерных импульсов. В начале

оригинальной части исследования представлены источник инжекции на основе параметрического усилителя и накачки, описана работа по определению оптимальной плотности энергии накачки. Затем описываются эксперименты по однопроходному усилению в кристалле по всей полосе усиления. В конце главы содержатся результаты работы по многопроходному усилению и компрессии чирпированных лазерных импульсов с получением миллиджоульного уровня энергии и фемтосекундной длительности импульса.

**Публикации по результатам исследований, выполненных в работе**

1. Pushkin, A. V., Mazur, M. M., Sirotkin, A. A., Firsov, V. V., & Potemkin, F. V. Powerful 3- $\mu\text{m}$  lasers acousto-optically Q-switched with KYW and KGW crystals //Optics Letters. – 2019. – Т. 44. – №. 19. – С. 4837-4840
2. Pushkin, A. V., Bychkov, A. S., Karabutov, A. A., & Potemkin, F. V. Cavitation and shock waves emission on the rigid boundary of water under mid-IR nanosecond laser pulse excitation //Laser Physics Letters. – 2018. – Т. 15. – №. 6. – С. 065401.
3. Пушкин А. В., Словинский И. А., Потемкин Ф. В. Мегаваттный импульсно-периодический эрбиевый 3-мкм лазер с компенсацией сильной тепловой линзы //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2020. – Т. 112. – №. 8. – С. 508-515.
4. Pushkin, A. V., Slovinsky, I. A., Shakirov, A. A., Shavelev, A. A., & Potemkin, F. V. Diode-side-pumped watt-level high-energy Q-switched mid-IR Er:YLF laser //Optics Letters. – 2021. – Т. 46. – №. 21. – С. 5465-5468.
5. Пушкин А.В., Потёмкин Ф.В. Особенности получения мощных (до 1 МВт, 100 мДж) 3-мкм наносекундных лазерных импульсов в эрбиевых кристаллах в частотном режиме// Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики – 2022. – Т. 116. – №. 7-8. – С. 508-516.
6. V. Pushkin, E. A. Migal, H. Uehara, K. Goya, S. Tokita, M. P. Frolov, Yu V. Korostelin, V. I. Kozlovsky, Ya. K. Skasyrsky, and F. V. Potemkin. Compact, highly efficient, 2.1-W continuous-wave mid-infrared Fe: ZnSe coherent source, pumped by an Er: ZBLAN fiber laser //Optics Letters. – 2018. – Т. 43. – №. 24. – С. 5941-5944.
7. V. Pushkin, E. A. Migal, S. Tokita, Yu. V. Korostelin, and F. V. Potemkin. Femtosecond graphene mode-locked Fe: ZnSe laser at 4.4  $\mu\text{m}$  //Optics letters. – 2020. – Т. 45. – №. 3. – С. 738-741.
8. Pushkin, and F. Potemkin High-gain broadband laser amplification of mid-IR pulses in Fe: CdSe crystal at 5 mm with mJ output energy// Optics Letters. -2022. – Т. 47. - № 22. – С. 5762-5765.

# Глава 1. Разработка подходов к генерации мощных 3-мкм наносекундных лазерных импульсов в эрбиевых кристаллах

Разработка наносекундных эрбиевых лазерных источников, работающих на длинах волн около 3 мкм является актуальной задачей в связи с многочисленными применениями мощных лазерных импульсов на этой длине волны и ограниченным доступом к таким импульсам альтернативными методами. Во-первых, такие лазеры хорошо подходят для оптической накачки генераторов и усилителей на основе халькогенидов, легированных ионами железа в средней ИК области, обладающих наносекундными временами жизни верхнего лазерного уровня, а также CO<sub>2</sub> лазеров и других когерентных источников. Во-вторых, вода имеет максимум спектра поглощения на длинах волн около 3 мкм, что делает такие источники актуальными для исследования её свойств при экстремальном энергокладе, а также некоторых технологических приложений, полагающихся на интенсивные сопутствующие механические эффекты.

Твердотельные эрбиевые среды, генерирующие вблизи 3 мкм, обладают сложной динамикой миграции возбуждения и не самыми благоприятными теплопроводящими свойствами, поэтому создание мощного лазера с высокими средней и пиковой мощностью является нетривиальной задачей. Круг проблем включает высокую тепловую нагрузку на активный элемент с высоким уровнем легирования, большой квантовый дефект, самоограниченный переход, невысокая теплопроводность матриц (6-11 Вт/м·К), и как следствие сильная тепловая линза и деполяризация в кристалле, что ограничивает выбор подходящих методов модуляции добротности. Электрооптические и акустооптические материалы, прозрачные в среднем ИК диапазоне, обладают невысокой лучевой прочностью (<0,5 ГВт/см<sup>2</sup>).

Разработанные в диссертационной работе подходы, представленные в первой главе, позволяют в разной степени преодолеть эти трудности путём различных конструктивных решений, позволяющих увеличить выходную энергию и среднюю мощность таких источников. В *параграфе 1.1* даётся подробный обзор спектроскопических свойств эрбиевых сред и эффектов, ограничивающих возможность получения наносекундных лазерных импульсов с высокой энергией в таких лазерах. В *параграфе 1.2* представлено исследование усилительных свойств эрбиевых сред с ламповой и диодной накачкой. *Параграф 1.3* посвящён работе новых акустооптических модуляторов на основе кристаллов KYW и KGW в среднем ИК диапазоне, обладающих высокой лучевой прочностью и высоким акустооптическим качеством на длине волны 3 мкм. В *параграфе 1.4* содержится описание работы, посвящённой компенсации тепловой линзы в эрбиевых кристаллах при

ламповой накачке. В *параграфе 1.5* рассматривается оптико-механическая модуляция добротности на основе вращающегося зеркала в кристаллах Er:YAG и Cr:Er:YSGG. *Параграф 1.6* посвящён исследованию генерационных свойств кристалла Er:YLF с боковой диодной накачкой. Эта среда обладает благоприятными для режима электрооптической модуляции добротности свойствами: большим временем жизни, малым отрицательным термооптическим коэффициентом показателя преломления, и естественной анизотропией, что позволяет эффективно запасать энергию и быть менее подверженным влиянию тепловой линзы и деполяризации. *Параграф 1.7* посвящён применениям 3-мкм наносекундных лазерных импульсов в задачах лазерно-индуцированных процессов жидкостного травления прозрачных материалов и прямого переноса для задач биопечати. Оба этих процесса полагаются на интенсивные механические постэффекты, возникающие при воздействии коротких лазерных импульсов на сильно поглощающую среду, в данном случае 3-мкм наносекундных импульсов на воду и растворы на её основе.

## 1.1 Введение

Спектр поглощения ионов железа в халькогенидных матрицах располагается на длинах волн около 3-4 мкм (рисунок 1). Малое время жизни этих сред также накладывает требование на наносекундную длительность импульсов накачки при работе в качестве усилителя широкополосных импульсов. Для накачки могут быть использованы твердотельные эрбиевые лазеры, работающие в режиме модуляции добротности. В качестве альтернативы могут выступать наносекундные газовые HF (2,7-3,3 мкм) и DF (3,5-4,2 мкм) [17], параметрические генераторы, или халькогенидные лазеры, легированные ионами  $\text{Cr}^{2+}$  [18,19], отстроенные в длинноволновую область. Газовый HF-лазер представляет собой громоздкую установку с соответствующим газовым оборудованием, требует периодического обновления газового состава и сложен в обслуживании. Параметрические генераторы в стандартном исполнении обеспечивают энергию всего до ~15 мДж при преобразовании мощного излучения Nd:YAG в нелинейном кристалле [20]. Каскадная схема на Cr:CdSe (2,97 мкм) или Cr:ZnSe (2.95 мкм) [21] сама по себе является самостоятельной лазерной системой и требует собственного лазера накачки, что понижает эффективность генерации «от розетки». В свою очередь, твердотельные эрбиевые лазеры, работающие в режиме модуляции добротности, является наиболее простым, компактным и удобным решением для накачки фемтосекундных лазерных усилителей на основе халькогенидов, легированных ионами железа.

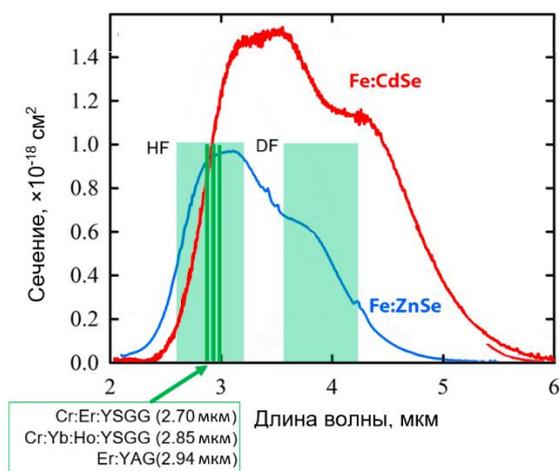


Рисунок 1. Спектры поглощения ионов железа  $Fe^{2+}$  в матрицах  $ZnSe$  и  $CdSe$  при комнатной температуре [22] и линии генерации разработанных твердотельных и химических 3-мкм лазеров.

Активный поиск новых лазерных сред, работающих в 3-мкм диапазоне длин волн, начался в 70-80-е годы после успешной демонстрации их практического применения в медицине и электронной промышленности, что привлекло к ним большой интерес. В начале 70-ых годов в СССР была разработана среда Er:YAG [7], которая к настоящему времени стала наиболее распространённым активным элементом для 3-мкм генерации. К началу 90-х годов на кристалле Er:YAG были созданы лазеры, работающие как в режиме свободной генерации с частотой повторения импульсов до 20 Гц (средняя мощность излучения до 30 Вт, КПД до 1.5%), так и в режиме модулированной добротности и синхронизации мод [6]. Однако при работе в этих режимах при высокой средней мощности излучения наблюдалось разрушение активных элементов. Позже, благодаря развитию технологий роста кристаллов с более высоким оптическим качеством были достигнуты режимы с высокими частотами повторения в режиме свободной генерации [5], хотя в режиме модулированной добротности работа Er:YAG по прежнему оставалась малоэффективной.

Режим модуляции добротности был реализован в различных исполнениях: пассивная модуляция добротности на основе насыщающегося поглотителя [23], активная на электрооптическом [24] и акустооптическом затворах [25], а также оптико-механическая на основе НПВО [26] и вращающегося зеркала [9]. Главной особенностью 3-мкм лазерных сред, ограничивающих запасание энергии, является самоограниченный переход. Однако ионы эрбия обладают многочисленными резонансами на энергетической диаграмме, и апконверсионные и кросс-релаксационные переходы в сильнолегированных ионами эрбия матрицах позволяют справиться с самоограниченностью лазерного перехода и делают возможной эффективную свободную и даже непрерывную генерацию. Эффективность

свободной генерации лазера Er:YAG составляет около 3% (для сравнения, Nd:YAG около 2%). Несмотря на это, в таких средах проблематично запасание энергии для эффективной модуляции добротности. Большой квантовый дефект способствует высокому тепловыделению в кристалле, вследствие чего возникает сильная тепловая линза, термически наведённая деполяризация излучения, которые приводят к пробоем оптических элементов резонатора и потерям в элементах модуляции добротности, требующих высокого качества излучения.

Ион эрбия  $Er^{3+}$  имеет электронную конфигурацию  $[Xe]4f^{11}5s^25p^6$ . Энергетическая диаграмма ионов эрбия представлена на рисунке 2. Оптические переходы эрбия находятся в видимой и ИК областях при переходах внутри подоболочки 4f, которая экранирована внешними оболочками 5s и 5p, и поэтому влияние кристаллической матрицы довольно мало (по сравнению с ионами переходных металлов).

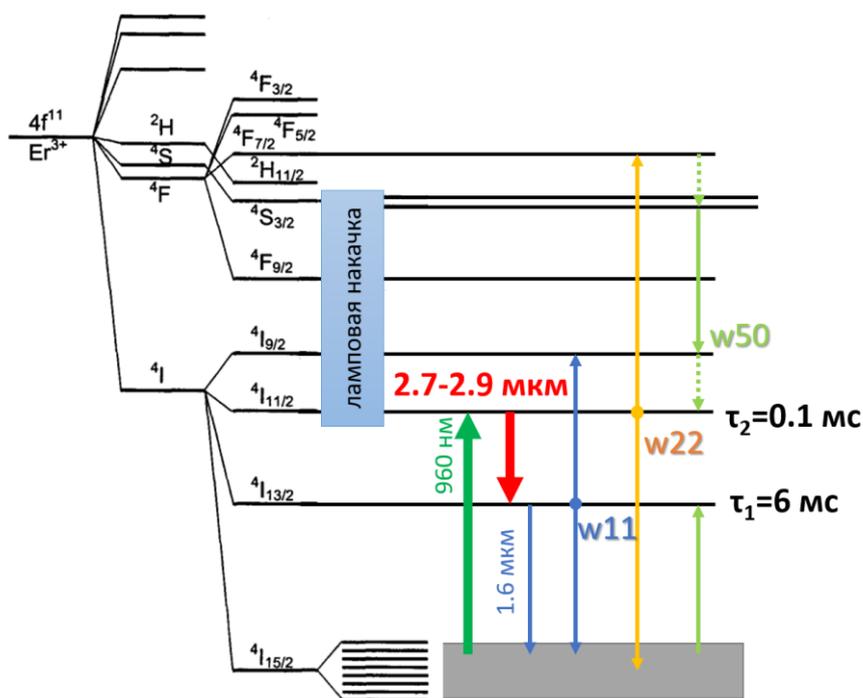


Рисунок 2. Энергетическая структура иона  $Er^{3+}$ .  $w_{11}$  и  $w_{22}$  – апконверсионные переходы с уровней  ${}^4I_{13/2}$  и  ${}^4I_{11/2}$ , соответственно.  $\tau_1$  и  $\tau_2$  – времена жизни верхнего и нижнего лазерных уровней.

Процесс генерации на длине волны  $\sim 3$  мкм (переходе  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ) в сильнолегированных эрбиевых средах является довольно сложным и в значительной степени отличается по динамике от хорошо разработанных неодимовых лазеров. Во-первых, в кристаллических матрицах, легированных эрбием, этот переход является самоограниченным, то есть время жизни верхнего лазерного уровня значительно меньше времени жизни нижнего лазерного уровня, в результате чего нижний уровень рассеивается

медленно и сложно создать инверсию населённости (в частности, для модуляции добротности). Во-вторых, большое число резонансов способствуют развитию различных процессов безызлучательного переноса энергии возбуждения за счёт ион-ионного взаимодействия (кросс-релаксация) и интраионных процессов (апконверсия). Эти процессы создают дополнительные каналы распада возбуждения и усиливаются миграцией возбуждения.

Механизмом, снимающим самоограничение перехода, являются апконверсионные процессы, обеспечивающие разгрузку нижнего и одновременно заполнение верхнего лазерных уровней. Для того, чтобы скорость этих процессов была достаточной, необходим высокий уровень легирования матрицы ионами эрбия. В зависимости от выбранной кристаллической матрицы оптимальный уровень концентрации ионов эрбия различен и изменяется в диапазоне от 15% (Er:YLF) до 50% (Er:YAG) в зависимости от высокочастотной границы колебательного спектра матрицы. Высокий уровень легирования также позволяет получить приемлемый коэффициент усиления из-за низкого сечения перехода – порядка  $2,6 \times 10^{-20}$  см<sup>2</sup> в Er:YAG (на 2.94 мкм) [27]. Из-за высокого уровня легирования эти среды переходят в разряд оптически плотных сред, что влияет на их динамику носителей возбуждения и физические свойства.

Высокая концентрация легирующих ионов обычно приводит к концентрационному тушению люминесценции. Однако в работах [28] было показано, что верхний лазерный уровень не подлежит концентрационному тушению вплоть до полного замещения ионов Y<sup>3+</sup> на ионы Er<sup>3+</sup>, и генерация была получена во всём диапазоне концентраций. Спектроскопические характеристики лазерного перехода  $^4I_{11/2}$ - $^4I_{13/2}$  иона Er<sup>3+</sup> в YAG значительно отличаются от характеристик наиболее эффективных четырёхуровневых сред, для которых характерны близкий к единице квантовый выход люминесценции с верхнего лазерного уровня и высокая скорость дезактивации нижнего лазерного уровня [29]. Тем не менее, люминесценция с уровня  $^4I_{11/2}$  сильно потушена за счёт многофононных переходов, а квантовый выход люминесценции (в Er:YAG) не превышает 1,5% [6].

Наибольшее влияние на параметры генерации в области 3 мкм оказывают процессы апконверсии с нижнего  $^4I_{13/2}$  и верхнего  $^4I_{11/2}$  лазерных уровней, обозначенные  $W_{11}$  и  $W_{22}$  соответственно и кросс-релаксационный переход  $W_{50}$  с уровней  $^2H_{11/2}$  и  $^4S_{3/2}$  на уровень  $^4I_{9/2}$  (рис. 5.) Процесс апконверсии с нижнего лазерного уровня  $W_{11}$  представляет собой неупругое взаимодействие двух атомов, находящихся на уровне  $^4I_{13/2}$ , в результате которого один из них возбуждается на уровень  $^4I_{9/2}$ , а второй релаксирует в основное состояние  $^4I_{15/2}$ . При этом большая часть атомов, возбуждённых в состояние  $^4I_{9/2}$ , в течении малого промежутка времени безызлучательно релаксирует на верхний лазерный уровень  $^4I_{11/2}$ .

Таким образом, данный процесс приводит к расселению нижнего лазерного уровня  ${}^4I_{13/2}$  и одновременному заселению верхнего лазерного уровня  ${}^4I_{11/2}$ . Оба этих эффекта способствуют созданию инверсии между указанными уровнями.

Процесс апконверсии с верхнего лазерного уровня  $W_{22}$  приводит к расселению верхнего лазерного уровня  ${}^4I_{11/2}$ , так как в результате этого процесса один из двух взаимодействующих атомов релаксирует в основное состояние  ${}^4I_{15/2}$ , а второй — возбуждается на энергетический уровень  ${}^4F_{7/2}$ . Путём серии безызлучательных переходов с уровня  ${}^4F_{7/2}$  часть из атомов возвращается на верхний лазерный уровень  ${}^4I_{11/2}$ . Таким образом, наличие процессов апконверсии приводит к заселению энергетических уровней вплоть до  ${}^4F_{7/2}$  даже в случае селективной накачки перехода  ${}^4I_{11/2} - {}^4I_{13/2}$ , способствуя безызлучательным переходам и нагреву активного элемента.

Стоит упомянуть, что апконверсия является важным явлением в физике лазеров и стало основой для так называемых апконверсионных лазеров, где генерация достигается на длине волны (обычно, в видимой области) меньше длины волны накачки. Большую роль здесь играют именно ионы эрбия, в частности в матрицах  $\text{Er:YLiF}_4$  и  $\text{Er:LiLuF}_4$ , генерирующие зелёный свет при комнатной температуре.

Для увеличения эффективности ламповой накачки может быть использован сенсбилизатор, например, ионы хрома, поглощающий излучение в полосе 400-700 нм, и передающий возбуждение ионам эрбия. Разработка активных элементов  $\text{Cr:Er:YSGG}$  привела к увеличению к.п.д.[30], однако повышение удельной плотности энерговыклада в условиях широкополосной спектрально неселективной накачки не снимало проблему сильных стоксовых потерь и, соответственно, больших потерь энергии возбуждения, преобразующейся в тепло. Напротив, повышение оптической плотности активных элементов усугубляло ситуацию, повышая объёмную плотность энерговыделения.

Считается, что режим модуляции добротности для лазера  $\text{Cr:Er:YSGG}$  более благоприятен, чем для лазера  $\text{Er:YAG}$ . Во-первых, время жизни верхнего лазерного уровня  $I_{11/2}$  в  $\text{Cr:Er:YSGG}$  на порядок больше, чем в  $\text{Er:YAG}$ , и, следовательно, на этом уровне можно запасти больше энергии. Во-вторых, кристаллы  $\text{Cr:Er:YSGG}$  и  $\text{Er:YAG}$  отличаются механизмом создания инверсии населённости. В  $\text{Cr:Er:YSGG}$  энергия возбуждения передаётся от ионов  $\text{Cr}^{3+}$  на уровни  ${}^4I_{9/2}$  и  ${}^4I_{11/2}$  иона  $\text{Er}^{3+}$ , которая затем релаксирует на верхний лазерный уровень  ${}^4I_{11/2}$ . Уровень  ${}^4I_{13/2}$  может заселяться только от безызлучательных и спонтанных переходов с уровня  ${}^4I_{11/2}$ , вероятность которых, как уже отмечалось, на порядок меньше, чем в  $\text{Er:YAG}$ . Таким образом, при длительности импульса накачки меньшей времени жизни уровня  ${}^4I_{11/2}$  практически вся энергия, поглощённая в активном элементе, релаксирует на верхний лазерный уровень, а нижний лазерный уровень

остаётся незаселённым. Это позволяет создать в активном элементе более высокую инверсию населённости, что является решающим фактором для получения эффективной генерации в режиме модуляции добротности. Характерная эффективность конверсии энергии из свободной генерации в энергию гигантского импульса составляет от 30% до 75% [25,31,32].

Селективная накачка ионов эрбия для создания населённости непосредственно верхнего лазерного уровня  $^4I_{11/2}$  возможна с помощью источников, работающих на длинах вблизи 960-970 нм. В качестве таковых могут выступать диодные решётки на основе структур InGaAs/AlGaAs, технология изготовления которых достаточно развита на сегодняшний день. Для сравнения, по оценке из работы [33] доля излучения лампы накачки, поглощённая на верхнем лазерном уровне, составляет около 8%.

Диапазон длин волн около 3 мкм очень близок к максимуму поглощения воды, поэтому это интересно для медицинских применений, например, хирургии, стоматологии, дерматологии, урологии и т. д. Кроме того, это может найти применение в фундаментальных исследованиях воздействия резонансного воздействия на воду, а также прикладные задачи лазерного жидкостного микроstructuring и лазерной биопечати. Стоит отметить, что благодаря эффективным апконверсионным и кросс-релаксационным переходам увеличивается вероятность переходов с высоколежащих уровней, благодаря чему возможна генерация на длинах волн:  $\sim 0,55$  мкм,  $\sim 0,85$  мкм,  $\sim 1,3$  мкм,  $\sim 1,7$  мкм,  $\sim 3,5$  мкм [34].

На процесс создания инверсии населённостей в большой степени могут повлиять спектроскопические свойства матрицы, в частности положение её высокочастотной границы колебательного спектра. Если энергия фононов небольшая, это уменьшает вероятность безызлучательных переходов и увеличивает время жизни верхнего лазерного уровня, ослабляя условие самоограниченности перехода. На сегодняшний день существуют довольно много материалов, легированных ионами эрбия, где была получена 3-мкм флуоресценция: это гранаты (YAG, YSGG), фториды (YLF, BYF), полуторные оксиды (Er:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Er:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), ортованадаты (YVO<sub>4</sub>), вольфраматы (KYW) [34]. Наибольшее распространение получили гранатовые и фторидные матрицы. Гранаты хороши тем, что обладают высокими теплопроводностью, химической стабильностью и твёрдостью. Однако, из-за того, что энергия фононов достаточно велика, высока вероятность безызлучательных переходов, и, как следствие, малое время жизни (например, YAG). В матрице YSGG энергия фононов меньше по сравнению с YAG из-за того, что благодаря большим атомным радиусам Sc и Ga расстояния между додекаэдрическими позициями больше, и поэтому ион-ионные взаимодействия ослаблены [34]. Ещё большее время жизни

во фторидных матрицах, обладающих меньшей энергией фононов, что приводит к уменьшению вероятности безызлучательных переходов, увеличению квантовой эффективности люминесценции и, как следствие, большим временем жизни, позволяя обеспечить большую запасённую энергию для режима модуляции добротности. Среди прочего, у них большая ширина запрещённой зоны, что делает их более прозрачными в УФ части спектра.

Ввиду высокого уровня легирования и большого квантового дефекта довольно остро встаёт вопрос влияния тепловыделения в активных элементах на свойства генерации. Помимо безызлучательных переходов с полос поглощения на верхний лазерный уровень, и с нижнего лазерного уровня в основное состояние, свойственных четырёхуровневой лазерной схеме, возникают также дополнительные безызлучательные переходы вследствие апконверсии. Тепловыделение в эрбиевых средах может достигать величины 20-50% от вложенной энергии накачки, в то время как в неодимовых активных элементах с уровнем легирования ~1% эта величина составляет ~5%. Помимо повышенного тепловыделения одной из характеристик оптически плотных активных сред является неоднородное распределение поглощённой энергии накачки по сечению активного элемента. Такая неоднородность приводит к отличию профиля распределения температуры в активной среде от параболического. Этот эффект также влияет на расходимость выходного излучения. В работах [35] были открыты статический и динамический СТОН-эффекты (сглаживание термооптических неоднородностей), заключающееся в уменьшении расходимости выходного излучения с увеличением плотности среды. Источником этого эффекта является формирование мгновенной отрицательной тепловой линзы на переднем фронте импульса накачки из-за большего нагрева периферии активного элемента благодаря большому коэффициенту поглощения. Таким образом, формирование тепловой линзы качественно отличается от эффектов, наблюдаемых в слаболегированных неодимовых активных элементах.

Важнейшие характеристики для активных элементов с сильной тепловой линзой – это теплопроводность матрицы, температурный коэффициент показателя преломления  $dn/dT$ , а также лучевая прочность. Благодаря хорошим механическим свойствам матрица YAG обладает высокой теплопроводностью, что позволяет использовать активные элементы на основе неё в источниках с высокой средней мощностью накачки. Скандиевые гранаты демонстрируют меньшую теплопроводность благодаря большей молярной массе и больший коэффициент  $dn/dT$ . Применение таких кристаллов ограничено из-за невысоких тепловых свойств матрицы и большой величине тепловыделения вследствие накачки.

Ограничение на мощность накачки оценивается в 125 Вт/см. Фторидная матрица YLF выгодно отличается на фоне указанных гранатов, особенно для модуляции добротности. Эта матрица обладает анизотропией, а значит способна удерживать высокое качество поляризации генерируемого излучения, что особенно важно для электрооптической или акустооптической модуляции добротности. Также она обладает слабым отрицательным коэффициентом  $dn/dT$ , минимизируя риск повреждения оптических элементов вследствие тепловой фокусировки. К недостаткам этой среды можно отнести высокую хрупкость, что ограничивает её применения в лазерах с высокими лучевой и тепловой нагрузками.

| <i>Таблица 1. Свойства кристаллических матриц 3-мкм активных элементов</i> |                          |                    |                            |
|--|--------------------------|--------------------|----------------------------|
| кристалл   | Теплопроводность, Вт/м К | $dn/dT, K^{-1}$    | Частота фононов, $см^{-1}$ |
| YAG  | 11 [36]                  | 7,3                | 785 [37]                   |
| YSGG   | 6-8 [38]                 | 12,3               | 752 [39]                   |
| YLF  | 5,8 (o), 7,2 (e) [38]    | -2,0 (o), -4,3 (e) | 450 [40]                   |

Формируемая в эрбиевых средах тепловая линза оказывает сильное влияние на каустику излучения. По сравнению с твердотельными лазерами на ионе неодима, в эрбиевых средах при одинаковых средних мощностях накачки оптическая сила тепловой линзы на порядок больше. Для сравнения, при средней мощности накачки около 1 кВт фокусное расстояние в Nd:YAG составляет около нескольких метров [41], в то время как в 3-мкм эрбиевых лазерах это ~10-30 сантиметров [9,42,43]. Для формирования каустики внутри резонатора применяются различные схемы с использованием выпукло-вогнутого резонатора, внутррезонаторных телескопов, и т.д. Другим методом компенсации тепловой линзы является создание сферической поверхности на каждом торце кристалла. Данный метод используется как для создания 3-мкм монолитных лазеров в режиме свободной генерации [24], так и вкуче с обычными глухим и выходным зеркалами [25]. Если необходимо скомпенсировать возникающий в формируемой тепловой линзе астигматизм, то можно использовать схему «сложенного» резонатора [4]. В данной схеме астигматизм тепловой линзы компенсируется за счёт вносимого астигматизма, появляющегося при отражении излучения от выпуклых зеркал, повернутых на угол к оптической оси.

Активная модуляция добротности может быть основана на электрооптическом (ЭО), акустооптическом (АО) эффектах, эффекте нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО), а также может быть механической на основе вращающегося зеркала.

На длине волны 3 мкм в работе с кристаллическими затворами критериями выбора материала становятся оптическая прозрачность и высокая лучевая стойкость. НПВО-

затворы из кварца или YAG позволяют реализовать модуляцию добротности с высокой выходной энергией (например, 35 мДж в [44] и 60 мДж в [45]). К их недостаткам можно отнести относительно высокое время переключения и нестабильность переключения (джиттер) порядка 1 мкс. Преимуществом НРВО-затворов является меньшая требовательность к контрасту поляризации излучения и меньшие по сравнению с ЭО модуляторами напряжения.

Акустооптические модуляторы, используемые в средней ИК области, основаны на кристаллах парателлурита и кремния. При работе с АО модулятором на парателлурите в лазере Cr:Er:YSGG авторы [25] получили 27 мДж с длительностью 125 нс в TEM<sub>00</sub> моде. Лазер на основе Er:YLF с АО модулятором на кремнии позволил авторам статьи [46] получить лишь 3,5 мДж. Одна из проблем с акустооптическим переключателем заключается в его относительной медленности переключения. Ограниченная скорость распространения акустической волны в кристалле не позволяет получить короткие и единичные импульсы. Также переход в большие длины волн требует больших электрических напряжений для обеспечения достаточной глубины модуляции.

Механическая модуляция, например, на основе вращающегося зеркала, обладает несколькими важными достоинствами по сравнению с другими методами. Она не требует определённого состояния поляризации света, что особенно актуально для 3-мкм активных сред, проявляющих сильную термонаведённую деполяризацию. В случае достаточно высокой частоты вращения этот метод позволяет реализовать достаточно быстрое переключение добротности. Механическая модуляция на основе вращающегося зеркала была реализована в лазере Er:YAG с энергией 30 мДж в импульсе длительностью 287 нс в частоте 25 Гц [9]. В работе [47] сообщается об использовании лазеров Er:YSGG и Er:YAG с энергией в импульсе 60 мДж и 25 мДж соответственно длительностью 500 нс с частотой 3 Гц. В недавней работе [48] авторам удалось получить рекордные 800 мДж в лазере Er:YAG на частоте менее 1 Гц. Главным недостатком вращающегося зеркала является ограниченная управляемость в сравнении с ЭО модулятором и высокие требования к механическому исполнению узла.

В мощных лазерах электрооптический модулятор добротности играет незаменимую роль в достижении высокой эффективности, стабильности и быстрой скорости переключения. Наиболее часто в качестве модулятора используется кристалл ниобата лития. Тем не менее, его применение проблематично для работы на длине волны 3 мкм. Во-первых, кристалл имеет провал пропускания на длине волны около 2,8 мкм, обусловленный поглощением содержащейся в нём ОН-группы [49]. Во-вторых, данный материал обладает невысоким порогом повреждения (100 МВт/см<sup>2</sup>), что ограничивает выходную энергию

лазера. На это указывают авторы [9], которые пришли к решению на вращающемся зеркале после того, как обнаружили дефекты в кристалле модулятора при работе лазера с ниобатом лития. По этой же причине группа Wang создала лазерную систему на основе Cr:Er:YSGG с модулятором на лангасите (LGS), обладающим почти в 10 раз большим порогом повреждения, чем ниобат лития. Они получили генерацию с энергией 216 мДж с длительностью 14 нс [31]. В-третьих, при переходе в длинноволновую область становится необходимым большее управляющее напряжение модулятора. Для обеспечения одной и той же глубины модуляции в лазере Er:YAG ( $\lambda=2,94$  мкм) потребуется в шесть раз большая амплитуда модулирующего напряжения, чем в лазере Nd:YAG [50]. Помимо того, что большое напряжение накладывает высокие требования к драйверу модулятора, оно вызывает пьезоэлектрический звон в кристалле ниобата лития, результатом чего становится генерация нескольких импульсов. Этот эффект может быть уменьшен путём тщательного подбора управляющего напряжения, как это сделано, например, в [51]. Альтернативой кристаллу ниобата лития может служить кристалл КТР. Он обладает достаточно высоким электрооптическим эффектом и высокой лучевой стойкостью (600 МВт/см<sup>2</sup>) и высокой скоростью переключения [52]. Тем не менее, существующая технологии роста кристаллов КТР неидеальна, в ходе роста внутри кристалла образуются центры с высоким поглощением на длине волны генерации, что приводит к довольно высоким внутренним потерям на определённых длинах волн.

| Таблица 2. Лучевая прочность акустооптических и электрооптических материалов |                   |  |
|--|-------------------|--|
| Материал затвора   | Тип модулятора    | Лучевая прочность, МВт/см <sup>2</sup> |
| LiNbO <sub>3</sub>   | электрооптический | 140 [5]                                |
| КТР  |                   | 900 [52]                               |
| TeO <sub>2</sub>   | акустооптический  | 300 [53]                               |
| Si   |                   | 500 [53]                               |
| KGW, KYW   |                   | 50000 [54]                             |

## 1.2 Усилительные свойства эрбиевых кристаллов

Выходная энергия гигантского импульса главным образом определяется инверсией населённостей между уровнями лазерного перехода, а генерация идёт за короткое время, в течение которого апконверсионные процессы «заморожены» и не влияют на обновление населённостей [55]. Величина формируемой в кристалле инверсии может быть охарактеризована с помощью измерения однопроходного усиления наносекундного импульса в активных элементах. Исследования, посвящённые усилению в кристаллах Er:YAG [56–58] и Cr:Er:YSGG [59] демонстрируют однопроходное усиление до 1,5 и 1,8 соответственно при накачках с энергией порядка 100 Дж. Такие невысокие значения

усиления связаны со сложностью создания инверсии ввиду самоограниченности лазерного перехода, обсуждавшегося ранее.

В настоящей работе измерялось усиление в эрбиевых 3-мкм кристаллах (Er:YAG, Er:YSGG и Cr:Er:YSGG) при ламповой и селективной диодной накачке. Все кристаллы имели диаметр 4 мм и накачивались ксеноновой лампой с разрядным промежутком 75 мм в керамическом диффузном осветителе. Блок питания лампы накачки обеспечивал энергию в импульсе до 100 Дж с длительностью около 100 мкс по полувысоте. В качестве пробного импульса использовался импульс с отдельно собранного лазера на идентичном активном элементе с электрооптической модуляцией добротности с энергией импульса порядка 10 мДж. Также разработанная система синхронизации с варьируемой задержкой позволила проследить эволюцию усиления пробного импульса внутри импульса накачки усилителя.

На рисунке 3 представлен график зависимости коэффициента однопроходного усиления от энергии импульса накачки для семейства 3-мкм кристаллов. Наибольшее усиление демонстрирует кристалл Cr:ErYSGG, причём при энергии около 50 Дж наблюдается резкое увеличение наклона графика. Вероятно, это связано с доминированием процессов передачи возбуждения от ионов хрома над накачкой непосредственно ионов эрбия. В то же время для кристалла Er:YSGG при этой же энергии наблюдается насыщение. Усиление в кристалле Er:YSGG больше чем в Er:YAG из-за значительно большего времени жизни верхнего уровня (1,3 мс против 0,1 мс в Er:YAG [22]), которое позволяет ему запасти энергию для усиления. Для преодоления этого ограничения в кристалле Er:YAG рекомендуется использовать более короткие импульсы накачки [5]. Для определения влияния длительности импульса накачки на усиление в кристалле Er:YAG использовался более мощный источник накачки с длительностью импульса 200 мкс. Из графика видно, что короткий импульс позволяет почти в полтора раза увеличить коэффициент усиления при накачках 40-80 Дж.

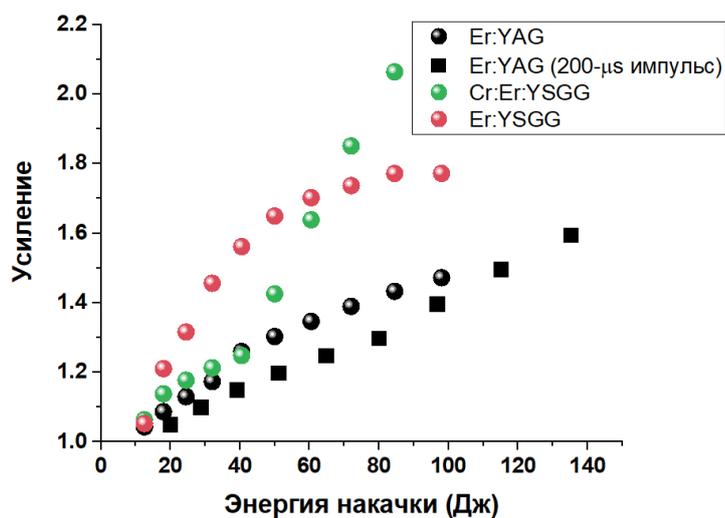


Рисунок 3. Зависимости коэффициента однопроходного усиления в кристаллах Er:YAG, Er:YSGG и Cr:Er:YSGG от энергии импульса накачки. Для кристалла Er:YAG приведены две зависимости – с импульсами накачки длительностью 100 мкс и 200 мкс.

На рисунке 4 (а) представлена динамика усиления в исследуемых кристаллах при ламповой накачке. В кристаллах Er:YSGG и Cr:Er:YSGG максимальная инверсия достигается ближе к концу импульса, в то время как в кристалле Er:YAG это выражено менее явно из-за его малого времени жизни. Подобная зависимость была получена в работе [58] для Er:YAG, но там в качестве пробного импульса использовался импульс свободной генерации микросекундной длительности и для более длинного импульса накачки.

Полученные значения усиления  $G$  позволяют оценить инверсию населённостей между уровнями  $^4I_{9/2}$  и  $^4I_{11/2}$  как  $\Delta N = \ln(G)/l\sigma$ , где  $l$  – длина прокачанной области (75 мм),  $\sigma$  – сечение вынужденных переходов ( $2,6 \times 10^{-20}$  см<sup>2</sup>). При коэффициенте усиления  $G=1,5$  в Er:YAG  $\Delta N$  оценивается в  $2,1 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, а при  $G=2,1$  в Cr:Er:YSGG –  $3,8 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. В этих случаях, в предположении однородно распределённой инверсии, в кристалле диаметром 4 мм запасено от 130 до 240 мДж.

Для оценки роли апконверсионных переходов в формировании инверсии в активных элементах было измерено усиление в кристаллах Er:YSGG и Er:YAG при боковой накачке диодными матрицами на длине волны около 970 нм (Рис. 4 (б)). Длительность импульса накачки составляла 270 мкс с суммарной энергией около 3 Дж с засвеченной областью около 50 мм. Видно, что усиление в кристалле Er:YSGG достигает приблизительно такого же значения ( $G=1,7$ ), как и при ламповой накачке, в то время как в Er:YAG усиление значительно меньше ( $G=1,2$ ), что говорит об определяющей роли возбуждения с высоко лежащих энергетических уровней в этом кристалле.

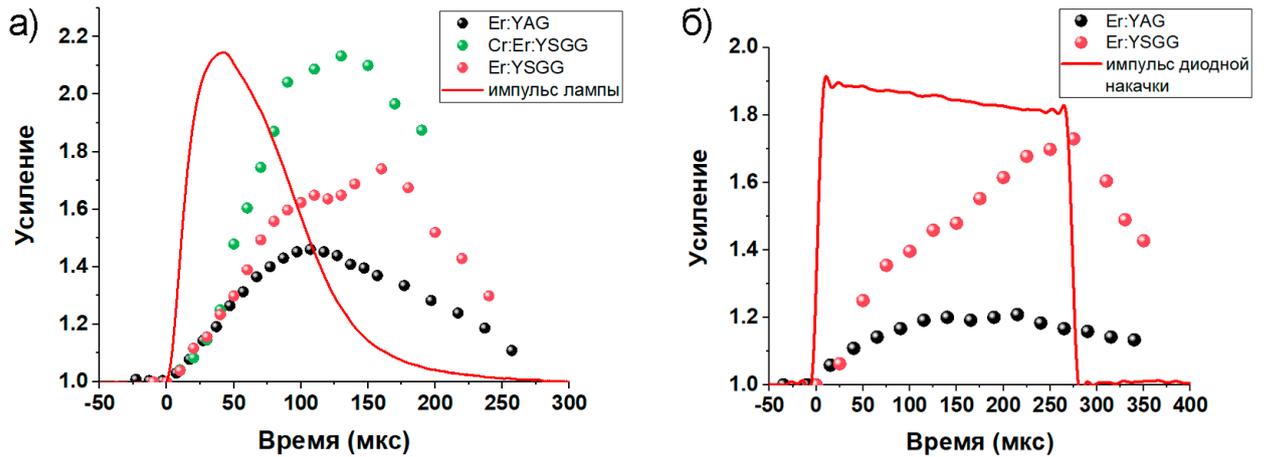


Рисунок 4. Динамика усиления в исследуемых кристаллах (а) при ламповой накачке с энергией 100 Дж и (б) диодной накачке с энергией 3 Дж на длине волны около 970 нм.

Важно отметить, что кристаллическая матрица YSGG, с одной стороны, обеспечивает большее время жизни верхнего лазерного уровня, и таким образом позволяет запастись больше энергии. В то же время теплопроводность матрицы меньше, чем в YAG, а термооптический коэффициент  $dn/dT$  больше, что способствует более сильной и астигматичной тепловой линзе, худшему качеству пучка и большим дифракционным потерям в резонаторе. Такая тепловая линза сложна для компенсации в лазерном резонаторе. Кристалл Er:YAG способен выдерживать большую тепловую нагрузку, обеспечивая возможность работы в большей частоте повторения.

### 1.3 Акустооптическая модуляция добротности на основе кристаллов KYW и KGW

Сильные термооптические искажения в 3-мкм кристаллах и невысокая лучевая стойкость обычно используемых модуляторов добротности ставят вопрос по поиску новых лучестойких электрооптических и акустооптических материалов, эффективно работающих в средней ИК области и обладающими малыми потерями в этом спектральном диапазоне. Таковыми могут выступать кристаллы вольфраматов калия (KYW и KGW).

Акустооптические свойства кристаллов KYW и KGW были совсем недавно изучены в [60,61], а их использование в качестве АО модуляторов, работающих на длинах волн 1,06 мкм, а 2,1 мкм, было продемонстрировано в [54,62,63]. Прототип модулятора KYW, представленный в [63] показал эффективность 60% при акустической мощности 20 Вт на длине волны 2,1 мкм. Коэффициент акустооптического качества  $M_2$  этих кристаллов при оптимальной геометрии взаимодействия варьируется от  $6 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$  до  $18 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ . Эффективность дифракции на более длинных длинах волн уменьшается пропорционально

$n^6(\lambda)/\lambda^2$ . АО модуляторы, изготовленные из этих материалов, обладают некоторыми преимуществами по сравнению с обычно используемыми. Во-первых, они имеют высокую лучевую прочность, которая делает их привлекательными в качестве модуляторов добротности в высокоэнергетических лазерах. Лучевая прочность KGW составляет по меньшей мере  $50 \text{ ГВт/см}^2$ , а для парателлуриита и ниобата лития это значение составляет всего  $0,3 \text{ ГВт/см}^2$  [53]. Низкая лучевая прочность устанавливает серьёзное ограничение для получения наносекундных импульсов на длине волны около 3 мкм. Таким образом, свойства модуляторов добротности на основе кристаллов KGW и KGW делают их востребованными в мощных 3-мкм лазерах.

В диссертационной работе исследована работа АО модуляторов на основе кристаллов KYW и KGW в 3-мкм лазерах. Использовались два модулятора на основе указанных кристаллов в двух исполнениях (рисунок 5). Первый модулятор был основан на кристалле KYW, имел длину 50 мм и грани с просветляющими покрытиями. Два преобразователя из ниобата лития размером  $23 \times 2,5$  мм были установлены на нижней грани кристалла, а верхняя грань была скошена под углом, чтобы избежать образования стоячей волны. На преобразователи подавалась акустическая мощность до 40 Вт на частоте 50 МГц. Второй модулятор был основан на сборке из двух кристаллов KGW, установленных под углом Брюстера к оси резонатора таким образом, что установка модулятора в резонатор не приводила к сносу пучка. В этом модуляторе использовались два преобразователя из ниобата лития размером  $20 \times 3$  мм. Для оценки собственных потерь элементов было измерено пропускание модулятора на KGW с использованием линейно поляризованного излучения непрерывного Er:ZBLAN лазера на длине волны 2,8 мкм. Потери составили 2,3%. На рисунке 5 (в) показан спектр пропускания образцов KYW и KGW, полученных с помощью спектрофотометра Shimadzu UV-3600 плюс с учётом френелевских потерь. Эти кристаллы имеют сильный узкий провал на длине волны 2,84 мкм, однако других особенностей в окрестности этой длины волны не наблюдается, что делает его перспективным для большинства 3 мкм лазеров.

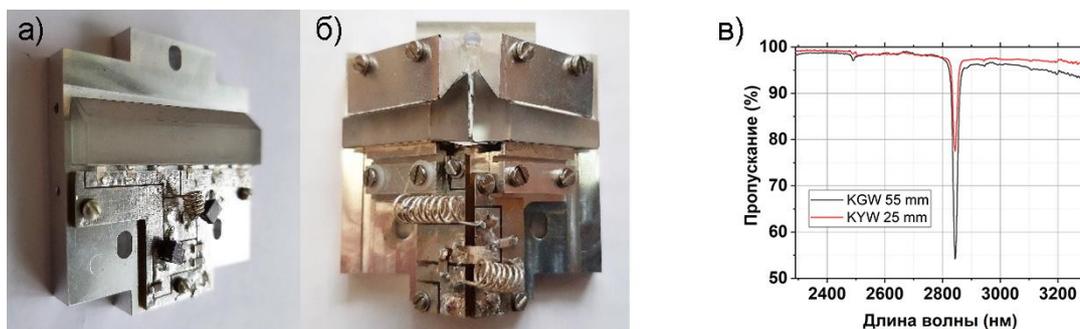


Рисунок 5. Акустооптические модуляторы на основе кристаллов KYW с нормальными просветлёнными оптическими гранями (а) и KGW с брюстеровскими гранями (б) и спектр пропускания материалов, измеренный с помощью спектрофотометра с учётом френелевских потерь.

Была измерена дифракционная эффективность обоих модуляторов, установленных вне резонатора. В качестве пробного пучка также использовалось линейно-поляризованное излучение непрерывного лазера Er:ZBLAN. Пучок диаметром около 1,5 мм  $1/e^2$  пропускался через затвор и при подаче напряжения расщеплялся на два пучка. Установка модулятора под углом Брэгга контролировалась с помощью пирозлектрической камеры Ophir Spiricon Pyrocam III. Дифракционная эффективность модулятора определена как отношение мощности, содержащейся в дифрагированном пучке, к мощности на входе в затвор. В эксперименте дифракционная эффективность модулятора KYW достигала 70% при подаваемой акустической мощности 30 Вт, в то время как дифракционная эффективность затвора KGW составила всего 16% при той же мощности. Меньшая эффективность второго модулятора связана с несколькими факторами. Одним из них является уменьшение длины и увеличение ширины преобразователей, что привело к снижению эффективности примерно в 1,6 раза. Кроме того, направление осей кристалла KGW относительно поляризации излучения выбрано таким, чтобы достичь кратчайшего времени переключения затвора. Это уменьшило дифракционную эффективность ещё примерно в 1,4 раза. Оставшееся снижение эффективности, вероятно, было вызвано несовершенной установкой двух кристаллов относительно друг друга.

В качестве активного элемента лазера, работающего в режиме модуляции добротности, были исследованы три лазерных элемента: Er:YAG, Cr:Er:YSGG и Cr:Yb:Ho:YSGG. Резонатор лазера был образован плоскими глухим (HR) и выходным (OC) зеркалами. Отражение выходного зеркала в лазере Er:YAG составляло 80%, а для Cr:Er:YSGG и Cr:Yb:Ho:YSGG - 50%. Накачка осуществлялась ксеноновой лампой с энергией импульса до 115 Дж и длительностью 200 мкс. Для получения пучка в TEM<sub>00</sub> моде подавление поперечных мод более высоких было реализовано с помощью 2,0-мм диафрагмы, установленной вблизи активного элемента. Четвертьволновая пластинка

использовалась для компенсации термически наведённой анизотропии лазерного кристалла. Блок управления модулятором позволял управлять подаваемой на преобразователи мощностью (до 40 Вт) и задержкой по времени между открытием затвора и поджигом лампы накачки, которое далее будет называемая «временем переключения добротности».

Работа модулятора KYW изучалась в лазере Er:YAG. Кристалл Er:YAG размером 4x100 мм имел просветляющие покрытия на гранях. В режиме модуляции добротности были получены импульсы с энергией до 10,8 мДж. Дальнейшее увеличение энергии привело к повреждению просветляющих покрытий модулятора. Для получения большей выходной энергии в дальнейших экспериментах использовался брюстеровский кристалл на основе KGW. Зависимость выходной энергии от энергии накачки в режиме модуляции добротности при частоте повторения 2 Гц и 7 Гц представлены на рисунке 6. Эти графики также иллюстрируют подаваемую акустическую мощность и время задержки, необходимые для генерации моноимпульса. Увеличение накачки приводило не к увеличению энергии одиночного импульса, а к образованию постымпурсов, что связано со свободной генерацией во время импульса лампы. Это явление вероятно в Er:YAG лазере из-за его довольно низкой способности накопления энергии из-за короткого времени жизни верхнего уровня Er:YAG (100 мкс). Чтобы получить единичный импульс, необходимо было увеличить задержку. Тем не менее при энергии накачки выше 45 Дж её увеличение не приводило к увеличению энергии на выходе. Длительность выходного импульса составляла около 100 нс по полувысоте.

Как уже было сказано, термооптические искажения в активном элементе лазера ограничивают выходную энергию на высоких частотах повторения. Были изучены режимы работы на двух частотах 2 Гц и 7 Гц. Режим 2 Гц обеспечивает немного более высокую выходную энергию, но режим 7 Гц более удобен для практического применения. Для сохранения выходной энергии с высоким качеством пучка на большей частоте повторения (10 Гц) требуется компенсаций тепловой линзы.

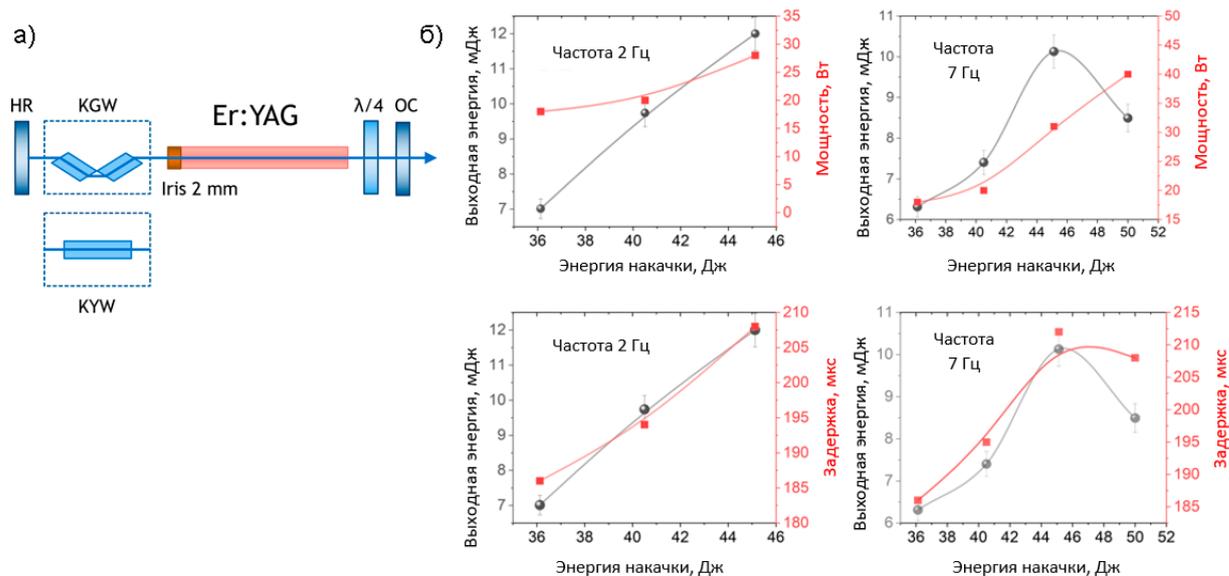


Рисунок 6. (а) Схема лазера Er:YAG с акустооптической модуляцией добротности на кристаллах KYW и KGW, и (б) выходная энергия, время переключения добротности и подводимая акустическая мощность в зависимости от энергии накачки в лазере Er:YAG с модулятором на KGW, работающего на частоте повторения 2 Гц и 7 Гц.

Возможность получения большей выходной энергии была предпринята с кристаллами с большими временами жизни верхнего лазерного уровня - Cr:Er:YSGG (1,4 мс) и Cr:Yb:Ho:YSGG (0,47 мс). Размер обоих кристаллов был 5x100 мм. Грани кристалла Cr:Er:YSGG имели просветляющее покрытие, грани Cr:Yb:Ho:YSGG не были просветлены. В лазере Cr:Yb:Ho:YSGG была получена максимальная выходная энергия 17,5 мДж. Из-за высокого усиления активного элемента постымпульты не наблюдались, а энергия запасённая энергия почти полностью преобразовывалась в короткий импульс модуляции добротности. Однако по этой же причине при более высокой энергии накачки образовывались предимпульсы, что, в свою очередь, ограничивало выходную энергию лазера в одноимпульсном режиме генерации. Из-за наличия линии поглощения вблизи длины волны 2,84 мкм центральная длина волны свободной генерации с 2,853 мкм без модулятора в резонаторе была смещена к 2,876 мкм в режиме модуляции добротности.

Наибольшая выходная энергия была достигнута с кристаллом Cr:Er:YSGG. Были получены лазерные импульсы с энергией до 29,6 мДж и длительностью 75 нс. Зависимость выходной энергии от энергии накачки изображена на рисунке 7. Разница в энергии между свободной генерацией и модуляцией добротности, вероятно, связана с процессами апконверсии. Во время свободной генерации нижний лазерный уровень эффективно разгружается в результате процесса апконверсии  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  и  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$  с последующими многофононными переходами  $^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ , которые заполняют верхний лазерный уровень.

Из-за большого времени жизни этот процесс слишком слаб, чтобы обеспечить большой вклад в короткий наносекундный импульс.

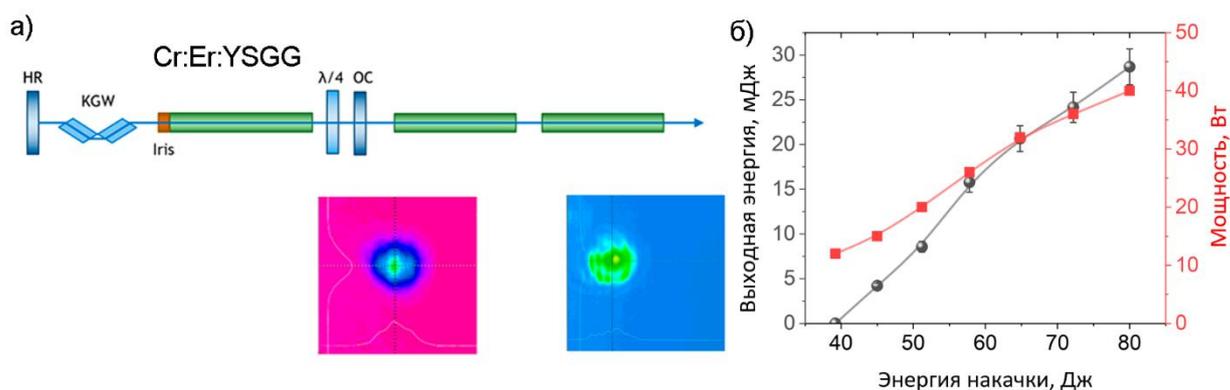


Рисунок 7. (а) Схема лазерной системы Cr:Er:YSGG с акустооптической модуляцией добротности на кристалле KGW, созданной по схеме генератор - двухпроходный усилитель, и (б) зависимость выходной энергии генератора от энергии накачки и прикладываемая на преобразователь. На вставках изображены профили пучков после генератора и после усилителя.

Как видно из экспериментов, режим работы модулятора добротности кардинально зависит от усиливающих свойств лазерной среды, времени жизни верхнего лазерного уровня и дифракционной эффективности модулятора. В лазере со средой с низким коэффициентом усиления (Er:YAG) и модулятором с высокой дифракционной эффективностью появления предимпульсов не наблюдалось. В то же время в лазерах с высоким коэффициентом усиления (Cr:Yb:Ho:YSGG и Cr:Er:YSGG) эти свойства были ограничивающим фактором. В Er:YAG, где время жизни верхнего лазерного уровня мало, необходимо было отрегулировать задержку переключения модулятора для достижения максимальной выходной энергии одиночного импульса. Эта регулировка соответствовала балансу между накопленной инверсией в лазерном кристалле и его способностью генерировать в режиме свободной генерации, когда модулятор открыт. Таким образом, для успешной работы в режиме модуляции добротности выгодно использовать активные элементы с большим временем жизни.

Выходная энергия лазера Cr:Er:YSGG была увеличена в двухкаскадном лазерном усилителе. Кристаллы усилителя имели размер 5x90 мм и не имели просветляющих покрытий. Помимо тепловой линзы, температурная неоднородность внутри кристаллов вызывает искажения каустики пучка. Проведённые измерения показали, что при накачке 100 Дж фокусное расстояние тепловой линзы достигает всего 15 см. Установив генератор и два каскада усиления на расстоянии около 20 см друг от друга, а также повернув осветители усилителей на 90 градусов относительно друг друга, нам удалось увеличить выходную энергию до 85,7 мДж при сохранении довольно centrosymmetric пучка.

## 1.4 Измерение фокусного расстояния тепловой линзы и её компенсация в 3-мкм активных элементах при мощной ламповой накачке

Для многих приложений работа лазера с высокой выходной энергией в импульсно-периодическом режиме на частоте 10-100 Гц является несомненным преимуществом. Однако термонаведённые искажения в активных средах, такие как тепловая линза и двулучепреломление, ограничивают выходную энергию лазера и вызывают пробой оптических элементов. Эти термооптические искажения формируют тепловую линзу, которая уменьшает объём моды внутри кристалла и приводит повреждению оптических элементов, уменьшению коэффициента усиления и увеличению дифракционных потерь. С целью увеличения эффективности лазера и предотвращения повреждений оптических элементов такие искажения должны быть скомпенсированы. Для этого были измерены термооптические искажения в 3-мкм лазерных кристаллах при мощной импульсной ламповой накачке.

В 3-мкм лазерах с ламповой накачкой применялись различные схемы компенсации тепловой линзы. Moulton et al. [4] использовали пару выпуклых зеркал, помещённых по обе стороны от кристалла Cr:Er:YSGG. Это позволило авторам компенсировать не только тепловую линзу, но и астигматизм. Skorzhakovskiy et al. [51] наблюдали деградацию модулятора добротности на основе ниобата лития и вскоре обратились к концепции вращающегося зеркала, а эффект тепловой линзы компенсировался с помощью внутрирезонаторного выпуклого зеркала. Проблема тепловой линзы не теряет своей актуальности и в лазерах с диодной накачкой. Методы компенсации основаны на формировании отрицательной кривизны на торцах активных элементов [64–66], использовании выпуклых зеркал в резонаторе [67], а также создании композитных элементов с нелегированными участками на торцах активного элемента для уменьшения температурного градиента [68].

Существует несколько методов измерения оптической силы тепловой линзы. Один из них основан на измерении профиля пробного пучка, проходящего через активный элемент при его накачке [69]. Другой подход заключается в измерении выходной энергии лазера в зависимости от длины резонатора, что позволяет анализировать области устойчивости резонатора и определить оптическую силу тепловой линзы [70]. В данной работе использовался первый способ, так как он позволяет более наглядно наблюдать искажения пучка, в то время как второй реализует его фильтрацию в резонаторе и определяется составом поперечных мод.

В качестве исследуемых лазерных кристаллов выступали элементы Er:YAG, Er:YSGG и Cr:Er:YSGG. Кристаллы были установлены в осветитель К-301 и накачивались ксеноновой лампой ИНП 6-90. Так как матрица YSGG деградирует при воздействии УФ излучения лампы, при работе с ней использовался кварцевый отражатель с фильтрацией УФ. Для кристалла Er:YAG были проведены измерения тепловых искажений с двумя отражателями: с фильтрацией УФ и без фильтрации. Стандартная методика измерений фокусного расстояния тепловой линзы заключается в пропускании через кристалл непрерывного излучения на длине волны, для которой кристалл прозрачен. В эксперименте для этой цели использовалось излучение лазера Nd:YAG (1064 нм). Пучок имел гауссов профиль с диаметром 2 мм (по уровню интенсивности  $1/e^2$ ), что соответствует TEM<sub>00</sub> моде в резонаторе длиной 35 см. Профиль пучка, претерпевший искажения в кристалле, регистрировался ПЗС камерой на различном расстоянии от кристалла. Зависимость квадратов диаметра пучка от расстояния аппроксимировалась гиперболическим законом, из чего определялось фокусное расстояние тепловой линзы. Расстояние отсчитывалось от главной плоскости кристалла. Энергия импульса на лампе накачки варьировалась от 15 до 150 Дж, его длительность составляла 200 мкс, а частота повторений 10 Гц.

При накачке кристалла происходит сильное искажение формы лазерного пучка и его фокусировка, причём с различным фокусным расстоянием для горизонтального и вертикального направлений. Характер искажений проиллюстрирован на рисунке Рисунок 8, а графики зависимости фокусного расстояния для горизонтального и вертикального направлений на рисунке Рисунок 9. Оптическая сила линзы в вертикальном направлении больше, чем в горизонтальном, что обусловлено несимметричностью накачки лазерного кристалла одной лампой в эллиптическом отражателе. Для кристалла Er:YAG фокусировка в отражателе без фильтрации немного сильнее, чем в отражателе с фильтрации при той же накачке. Это связано с наличием в Er:YAG большого числа линий поглощения в УФ области спектра. Поглощение на этих линиях формирует выделение тепла в кристалле и более сильную тепловую линзу. В то же время накачка этих линий приводит к большей эффективности поглощения относительно энергии импульса лампы, что позволяет работать при меньших энергиях лампы накачки. Оптическая сила тепловой линзы в кристалле Er:YSGG сравнима с Er:YAG в отражателе с фильтрацией. В кристалле Cr:Er:YSGG за счёт сенсibilизации ионами хрома велико сечение поглощения в видимой области спектра от 400 до 700 нм, что вызывает большой нагрев и более острую тепловую линзу.

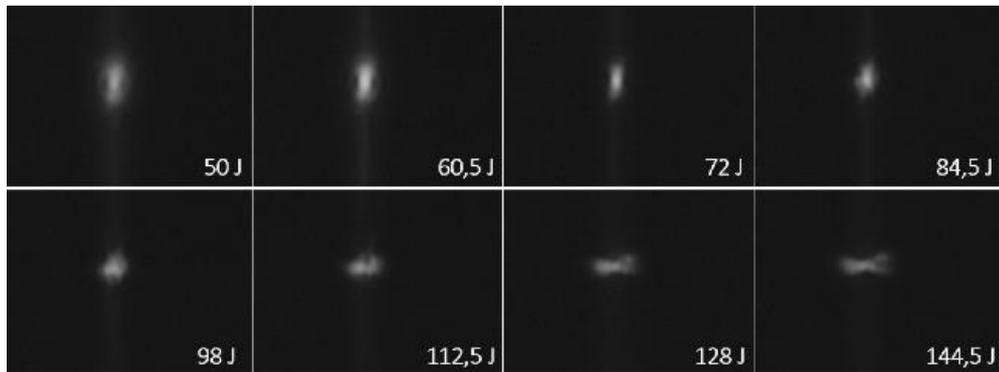


Рисунок 8. Преобразование пробного пучка, проходящего через кристалл Cr:Er:YSGG, при различной энергии лампы накачки на расстоянии 20 см от грани кристалла

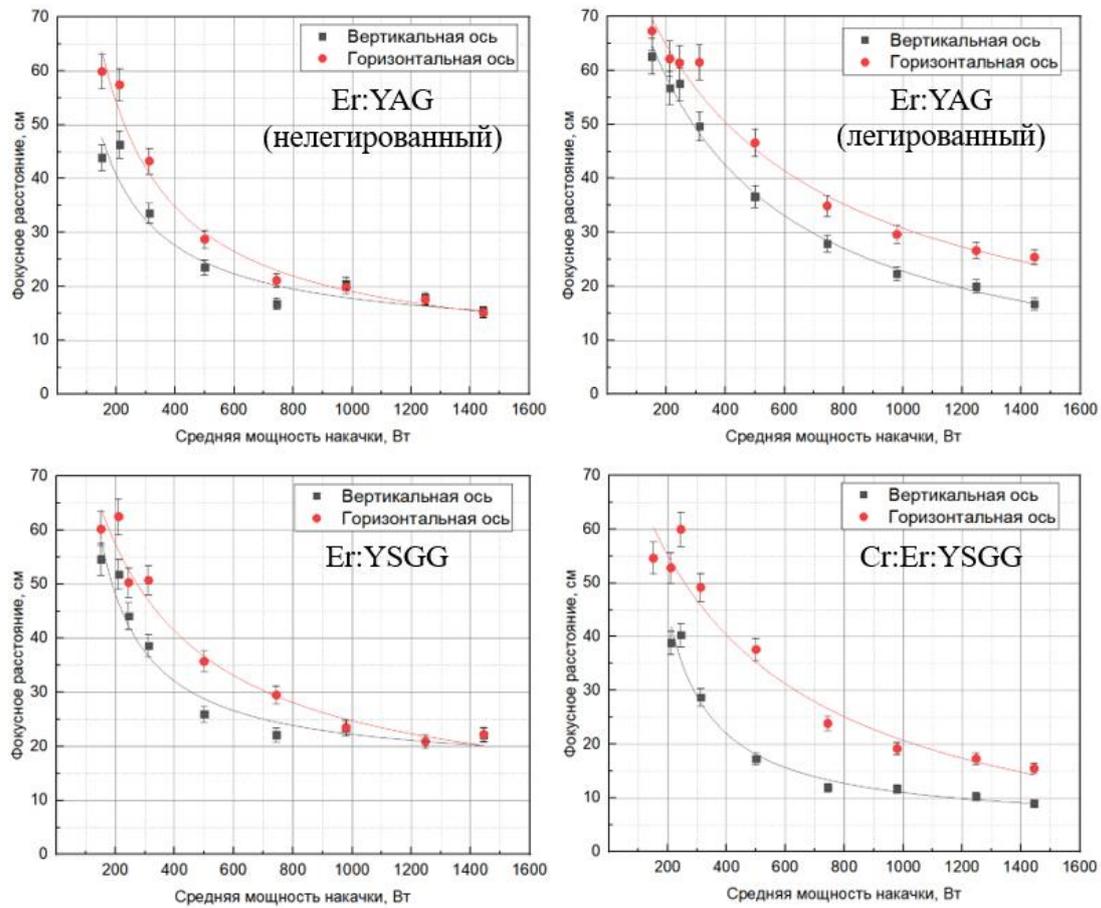


Рисунок 9. Зависимость фокусного расстояния тепловой линзы в кристаллах Er:YAG, Er:YSGG и Cr:Er:YSGG с ламповой накачкой в двух ортогональных направлениях от средней мощности накачки.

Для работы лазеров с высокой энергией желателен режим работы в  $TEM_{00}$  моде, так как в многомодовом режиме в пучке образуются горячие точки – локальные максимумы интенсивности, которые могут повредить оптические элементы. Такой режим реализуется при числе Френеля порядка  $N = a^2/L\lambda = 1,0-1,3$ , где  $a$  – радиус пучка,  $L$  – длина резонатора,  $\lambda$  – длина волны излучения. Для получения  $TEM_{00}$  необходимо либо апертурировать пучок,

либо расширять размер  $TEM_{00}$  моды. Апертурирование пучка приводит к неполному использованию запасённой энергии в лазерном элементе и высокой внутрирезонаторной интенсивности. Чтобы увеличить размер  $TEM_{00}$ , существуют несколько методик. Наиболее очевидным решением является увеличение длины резонатора, однако в присутствии сильной тепловой линзы и высоких дифракционных потерь сделать это сложно.

Другой подход – это управление каустикой с помощью конструкции резонатора, например, использование концентрического или полуконцентрического резонатора [71]. Благодаря фокусирующему действию таких резонаторов размер моды внутри него изменяется значительно, и при установке активного элемента около сферического зеркала даёт более эффективное использование объёма кристалла. Однако установка модулятора добротности в часть резонатора с малым размером пучка или на расходящемся фронте нежелательна. Размер  $TEM_{00}$  моды может быть реализован с помощью внутрирезонаторного телескопа, либо с помощью вогнуто-выпуклого резонатора. Выпуклое зеркало такого резонатора позволяет скомпенсировать тепловую линзу в активном элементе, а размер пучка на вогнутом зеркале достаточно большой, что позволяет снизить лучевую нагрузку на активный элемент. Такой резонатор будет динамически стабильным, но в довольно небольшом диапазоне мощности накачки. Лазер будет иметь очень высокий порог генерации и крутую дифференциальную эффективность. И в плече с выпуклым зеркалом размер пучка будет относительно маленьким, что в присутствии сильной тепловой линзы может привести к оптическому пробое модулятора добротности.

Более простое решение представляет использование выпуклого глухого зеркала внутри резонатора. Таким образом авторам работы [9] удалось реализовать модуляцию добротности на вращающемся зеркале в лазере  $Er:YAG$  с энергией 30 мДж на частоте 25 Гц. Действие резонатора с телескопом похоже на действие вогнуто-выпуклого резонатора, однако, позволяют компенсировать тепловую линзу в более широком диапазоне энергии накачки путём изменения своей оптической силы, а также обеспечивают больший минимальный размер пучка, что важно для режима модуляции добротности. Однако в присутствии довольно сильной тепловой линзы, во-первых, телескопирование нужно с обеих сторон активного элемента, а во-вторых, в качестве собирающей линзы телескопа может служить сама тепловая линза кристалла. Это позволит сделать более плавную каустику внутри резонатора. Так как помимо фокусирующего действия происходит искажение пучка, связанное с несимметричностью прокачки кристалла лампой и термически наведённым двулучепреломлением, уместно скомпенсировать этот астигматизм заменой рассеивающих линз на выпуклые зеркала. Такая схема была использована в работе [4] посвящённой ПГС с накачкой лазером  $Cr:Er:YSGG$ . Резонатор

был образован четырьмя зеркалами: глухим сферическим вогнутым зеркалом, двумя сферическими выпуклыми зеркалами с радиусом закругления -750 мм, и плоским выходным зеркалом. Такая схема позволила получить режим модуляции добротности на ЭО модуляторе с ниобатом лития с выходной энергией 26 мДж на частоте 10 Гц. Дальнейшее увеличение энергии приводило к повреждению модулятора и зеркал резонатора.

При выборе метода компенсации тепловой линзы предпочтительно, чтобы он позволял лазеру работать в широком диапазоне мощности накачки. Поэтому выбранный метод основан на установке в резонатор лазера рассеивающих линз. Для построения каустики пучка внутри резонатора и определения оптимальной оптической силы компенсирующих линз использовался формализм ABCD матриц. Поскольку в кристалле происходит сильная фокусировка, необходимо корректировать каустику пучка в обоих плечах резонатора, чтобы исключить пробой оптических элементов и сформировать выходной пучок с минимальной расходимостью. Таким образом, две рассеивающие линзы и тепловая линза в кристалле действуют как два связанных телескопа. Поскольку оптическая сила тепловой линзы велика, для получения пучка, максимального размера необходимо установить линзы близко к граням кристалла. Оптическая сила рассеивающих линз определяется оптической силой тепловой линзы и желаемым положением рабочей точки на диаграмме устойчивости резонатора.

Также на практике важную роль играют пространственные параметры установки, в частности, размер осветителя. Хотя длина кристалла составляет около 100 мм, физическая длина осветителя определяется длиной лампы (240 мм) и не позволяет устанавливать оптические элементы (модулятор добротности и выходное зеркало) близко к кристаллу. Модулятор добротности на основе кристалла KGW имеет длину 50 мм и показатель преломления  $\sim 2$ , что увеличивает длину глухого плеча резонатора. Матрица тепловой линзы имеет вид [72]:

$$M_{TL} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{2\gamma}l) & \frac{1}{\sqrt{2\gamma}n_0} \sin(\sqrt{2\gamma}l) \\ -\sqrt{2\gamma}n_0 \sin(\sqrt{2\gamma}l) & \cos(\sqrt{2\gamma}l) \end{pmatrix} \quad (1)$$

$l$  - длина кристалла,  $n_0$  - показатель преломления,  $\gamma = 1/(2 n_0 l f_{th})$  - параметр, характеризующий оптическую силу тепловой линзы. Для определения оптимальной оптической силы рассеивающих линз была построена матрица резонатора с его реальными размерами. Для получения квазиколлимированного пучка в резонаторе рабочую точку необходимо расположить вблизи границы первой области на диаграмме устойчивости. Однако, поскольку оптическая сила тепловой линзы может незначительно изменяться при

низкой частоте следования импульсов накачки, для большей стабильности рабочая точка должна быть немного глубже в области стабильности. Если плечи резонатора разные по длине, траектория рабочей точки наклоняется и область устойчивости делится на две области.

Диаграмма устойчивости показана на рисунке 10(а). Без компенсации тепловой линзы рабочая точка покидает первую область при фокусном расстоянии тепловой линзы около 14 см. В расчётах фокусное расстояние тепловой линзы принималось за 12-15 см. Тогда рабочая точка находится вблизи границы области устойчивости с фокусным расстоянием рассеивающих линз между -300 мм и -240 мм. В отсутствие тепловой линзы рабочая точка располагается за пределами области стабильности и входит в неё при увеличении мощности накачки.

На рисунке 10(б) показан радиус пучка на зеркалах резонатора и на торцах кристалла в зависимости от фокусного расстояния тепловой линзы. С увеличением оптической силы тепловой линзы размер пучка на выходном зеркале уменьшается. Чтобы избежать пробоя оптических элементов нужно поддерживать максимальный размер пучка на зеркалах и кристалле. Режимом работы можно управлять несколькими способами. С увеличением длины резонатора размер пучка на элементах увеличивается, пока рабочая точка не выйдет за границу области устойчивости (рисунок 11(а)). Разница в размере лазерного пучка при разной длине резонатора заметна, если рабочая точка находится в средней части зоны устойчивости. В то же время всё же больший пучок реализуется при приближении к границе. Однако, если тепловая линза нестабильна, существует риск выхода из области стабильности. Другая степень свободы — это оптическая сила рассеивающих линз (рис. 11(б)). Он позволяет подстроить область стабильности под мощность тепловой линзы, но не даёт большой гибкости в управлении размером пучка внутри резонатора.

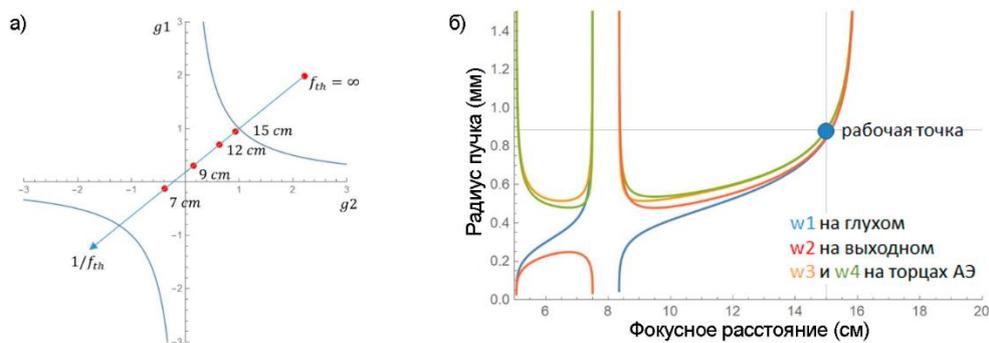


Рисунок 10. (а) Диаграмма устойчивости резонатора и (б) радиус пучка на глухом (синий) и выходном (красный) зеркалах и торцах кристалла (оранжевый и зелёный) в зависимости от фокусного расстояния тепловой линзы с использованием рассеивающих линз с  $f_{div} = -300$  мм. В этой конфигурации с фокусным расстоянием тепловой линзы  $f_{th} = 15$  см рабочая точка находится вблизи границы первой области устойчивости.

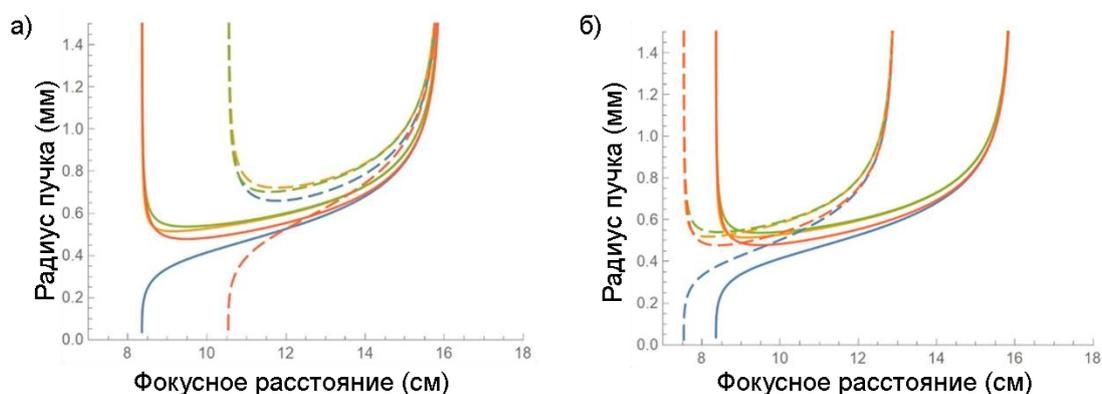


Рисунок 11. Радиус пучка на глухом (синий), и выходном (красный) зеркалах и торцах кристалла (жёлтый и зелёный) в зависимости от оптической силы тепловой линзы (а) для изменяющейся длины резонатора  $L$

Описанный метод компенсации тепловой линзы был реализован в лазере Cr:Er:YSGG, схема которого показана на рисунке 12 (а). Резонатор образован двумя плоскими глухим (HR) и выходным (OC) зеркалами и двояковогнутыми линзами из CaF<sub>2</sub> без просветляющих покрытий (L). Использовались несколько выходных зеркал с коэффициентом отражения 80-50%. В резонаторе также были установлены акустооптический модулятор добротности (AOM), четвертьволновая пластинка и кристалл Cr:Er:YSGG (4x100 мм). Четвертьволновая пластинка предназначена для компенсации теплового двулучепреломления. Для подавления поперечных мод высших порядков на одном из торцов кристалла устанавливалась диафрагма диаметром 2.5 мм.

Для определения влияния длины резонатора и коэффициента отражения выходного зеркала на выходную энергию была проведена серия предварительных экспериментов по свободной генерации. Были использованы две конфигурации: короткая (34 см), и длинная

(44 см). Разница в длине между ними соответствует оптическому пути в кристалле акустооптического модулятора на кристалле KGW.

Результаты представлены на рисунке 12 (б). При использовании выходного зеркала с коэффициентом отражения  $R = 50\%$  длинная и короткая конфигурации обладают примерно одинаковым порогом генерации, однако для короткой конфигурации дифференциальная эффективность намного выше (0.2%), чем в длинной (0.1%). Увеличение отражения выходного зеркала до 70% позволило почти вдвое снизить порог генерации, а дифференциальный к.п.д. увеличить до 0,24%.

В экспериментах по модуляции добротности изучались различные выходные зеркала и рассеивающие линзы. Сначала использовались линзы с фокусным расстоянием - 300 мм и выходное зеркало с коэффициентами отражения 70% и 60%. Однако высокая внутрирезонаторная интенсивность наносекундных импульсов приводила к пробое зеркал даже при компенсации тепловой линзы. Увеличение энергии стало возможным благодаря большей разгрузке резонатора с помощью выходного зеркала с  $R=50\%$  и рассеивающих линз с радиусом -240 мм. Зависимость выходной энергии от энергии накачки показывает довольно высокий дифференциальный к.п.д. и высокий порог накачки. При малой мощности накачки оптическая сила тепловой линзы мала, и резонатор нестабилен. При увеличении энергии накачки рабочая точка пересекает границу устойчивости и устанавливается в оптимальное положение. Полученная максимальная энергия составила 23 мДж в основной поперечной моде на частоте 10 Гц.

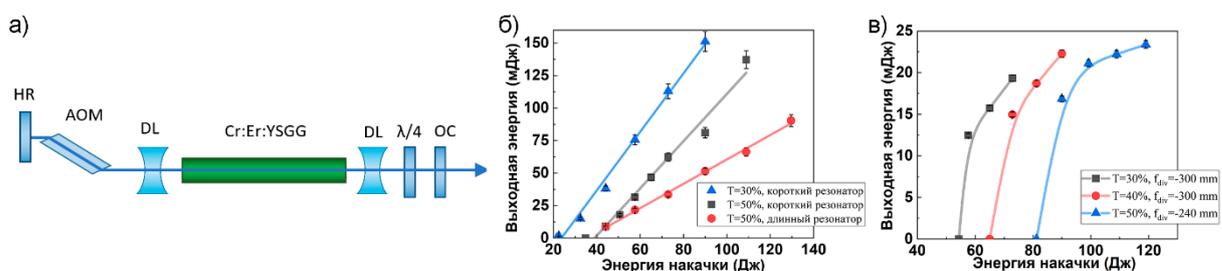


Рисунок 12. Лазер Cr:Er:YSGG с модуляцией добротности и компенсацией тепловой линзы. (а) – схема лазера, HR, OC – глухое и выходное зеркало резонатора,  $\lambda/4$  – четвертьволновая пластинка, AOM – акустооптический модулятор, DL – рассеивающие линзы; зависимость выходной энергии (б) свободной генерации для двух длин резонатора и различной прозрачности выходного зеркала без схемы компенсации, и (в) в режиме модуляции добротности при использовании различных рассеивающих линз и выходных зеркал от энергии накачки.

Для дальнейшего увеличения энергии был создан усилитель на основе кристалла Cr:Er:YSGG, однако работа такого усилителя на частоте следования 10 Гц вносила серьёзные искажения пучка и даже разрушение кристалла. Проведённые исследования

поставили вопрос об оптимальном выборе активного элемента для частотного режима работы с учётом его тепловых характеристик. Дальнейшие исследования по ламповой накачке были посвящены исследованию кристалла Er:YAG. Эта активная среда обладает лучшими тепловыми свойствами матрицы, что позволяет увеличивать среднюю тепловую нагрузку на кристалл без риска его повреждения.

Так как среда Er:YAG демонстрирует меньший коэффициент усиления при равной накачке, в нём для уменьшения внутрирезонаторных потерь в качестве компенсации использовались не линзы, а выпуклые сферические зеркала. Также к достоинствам зеркал по сравнению с линзами можно отнести возможность исправления термонаведённого астигматизма, а также невозможность повреждения оптических элементов, как это может произойти в результате отражения от вогнутых граней линзы.

Алгоритм разработки схемы аналогичен работе с рассеивающими линзами. С учётом оптической силы тепловой линзы при мощной ламповой накачке был изготовлен набор выпуклых сферических зеркал различных радиусов в согласии с результатами моделирования на основе ABCD формализма. Управление каустикой внутри резонатора позволило использование электрооптического затвора на ниобате лития. Считается, что лучевая стойкость этого кристалла недостаточна для модуляции добротности 3-мкм лазеров. Однако, в такой схеме на протяжении длительного времени не наблюдалось повреждений ни на поверхности, ни в объёме кристалла.

Схема разработанного лазера представлена на рисунке 13 (а). В качестве активного элемента использовался кристалл Er:YAG размером 4x100 мм с просветляющими покрытиями. Для компенсации тепловой линзы использовались сферические зеркала с радиусом закругления -100 см. Диафрагма диаметром 2,5 мм обеспечивала генерацию с малым числом поперечных мод. На частоте 10 Гц были получены импульсы с энергией 20 мДж в TEM<sub>00</sub> моде (рисунок.13 (б))

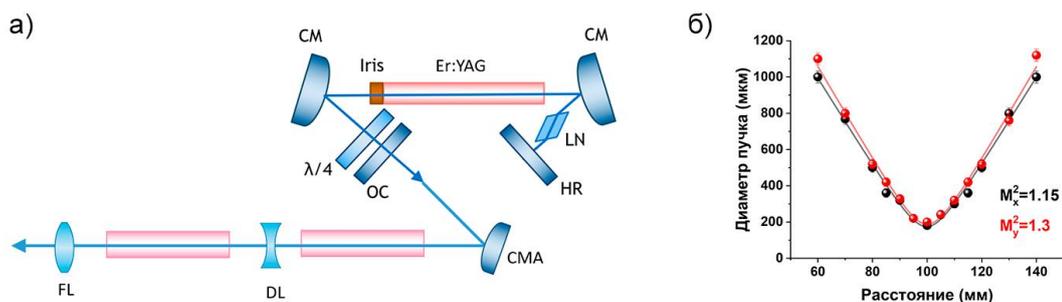


Рисунок 13. (а) Экспериментальная схема лазера Er:YAG с электрооптической модуляцией на основе кристалла ниобата лития (LN) и с компенсацией тепловой линзы с помощью выпуклых зеркал (CM). HR, OC – глухое и выходное зеркало резонатора,  $\lambda/4$  – четвертьволновая пластинка, CMA – выпуклое зеркало для компенсации тепловой линзы перед усилителями, DL, FL – рассеивающая и собирающая линзы соответственно. (б) Измерения качества пучка после генератора Er:YAG.

Затем энергия импульсов была увеличена в двух однопроходных усилителях на кристаллах Er:YAG (4x100 с просветляющими покрытиями) до энергии 63 мДж. Для увеличения коэффициента усиления длительность импульса лампы накачки была сокращена до 120 мкс. Это позволило увеличить уровень инверсии внутри активного элемента на момент прихода импульса инжекции. Создание двухпроходного усилителя также потребовало управления каустикой пучка при их прохождении из-за сильной тепловой линзы. В первый усилитель пучок заводился через выпуклое сферическое зеркало с радиусом -1000 мм. Между первым и вторым усилителями была установлена рассеивающая линза с фокусным расстоянием -240 мм. На выходе из усилителя излучение коллимировалось линзой  $f=600$  мм после прохождения через перетяжку в воздухе. Эта схема оказалась более гибкой для управления размером пучка в дальней зоне, чем повторное использование рассеивающей линзы на выходе из усилителя.

Разработка лазера на основе кристалла Er:YAG с электрооптической модуляцией добротности обладает следующими достоинствами по сравнению с Cr:Er:YSGG с акустооптической модуляцией добротности для накачки усилителя Fe:ZnSe. Во-первых, как уже говорилось, оно позволяет удерживать приемлемое качество пучка при усилении со средней мощностью накачки около 1 кВт, что связано с хорошими механическими свойствами матрицы YAG. Во-вторых, длина волны кристалла Er:YAG (2,94 мкм) находится ближе к максимуму поглощения кристалла Fe:ZnSe, что обеспечивает более эффективную накачку, чем эрбиевые источники с генерацией на длине волны 2,79 мкм (Er:YSGG и Cr:Er:YSGG). Сечение поглощения кристалла Fe:ZnSe при комнатной температуре на длине волны 2,94 мкм составляет около  $0,95 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup> и растёт при

охлаждении кристалла, в то время как на длине волны 2,79 мкм оно составляет  $0,84 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup> и падает при уменьшении температуры. Также по сравнению с акустооптическим затвором на кристалле KGW, электрооптическая модуляция обладает большей скоростью переключения и меньшим джиттером. Это особенно важно для синхронизации лазерных импульсов накачки и инъекции в процессе усиления.

В итоге в лазерах Cr:Er:YSGG и Er:YAG были реализованы схемы компенсации тепловой линзы с помощью внутрирезонаторной оптики – рассеивающих линз и выпуклых зеркал соответственно. Это позволило увеличить частоту следования импульсов до 10 Гц с сохранением энергии на уровне 20 мДж и режима генерации в TEM<sub>00</sub> моде. В лазере Cr:Er:YSGG с помощью двухкаскадной схемы усиления энергия была увеличена до 85 мДж на частоте 2 Гц, но не удалось реализовать стабильный режим усиления из-за высокой тепловой нагрузки на кристаллы усилителей на 10 Гц. В свою очередь механические и усилительные свойства кристаллов Er:YAG позволили получить энергию 63 мДж на 10 Гц.

### **1.5 Наносекундный лазер Er:YLF с боковой диодной накачкой**

Перспективным решением для генерации наносекундных импульсов с большой энергией на относительно большой частоте повторения в десятки-сотни Гц может стать лазерный источник на основе кристалла Er:YLF с диодной накачкой. Ключевыми его особенностями являются свойства матрицы YLiF<sub>4</sub> – отрицательная тепловая линза и анизотропия, что исключает проблемы, связанные с деполяризацией излучения и риском пробоя оптических элементов. Также эта матрица обладает меньшей энергией фоонов, что уменьшает вероятность безызлучательных переходов по сравнению с матрицами YAG и YSGG и демонстрирует большое время жизни – 4,8 мс, что очень выгодно для режима модуляции добротности.

На сегодняшний день достигнуты очень впечатляющие результаты по генерации в Er:YLF. В непрерывном режиме были созданы источники с выходной мощностью до 4 Вт [73]. В импульсном режиме получена свободная генерация с энергией 100 мДж на частоте 100 Гц, а также диапазон частоты продлён до 500 Гц с энергией около 30 мДж [74]. Однако, в режиме модуляции добротности результаты скромные – всего 3,5 мДж с помощью акустооптического модулятора на кремнии [46].

Энергетическая схема иона эрбия в матрице YLF представлена на рисунке 14. Спектр поглощения находится в окрестности длины волны 975 нм, а генерация идёт на переходе  $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  вблизи длины волны 2,8 мкм. Эти уровни расщеплены штарковским эффектом на 6 и 7 компонент соответственно. Наибольшие сечения имеют переходы на

длинах волн 2.69 мкм, 2.73 мкм, 2.81 мкм и 2.85 мкм. Причём свободная генерация идёт ступенчато с переходом от наименьшей длины волны к наибольшей, что обусловлено сложной динамикой населённостей подуровней.

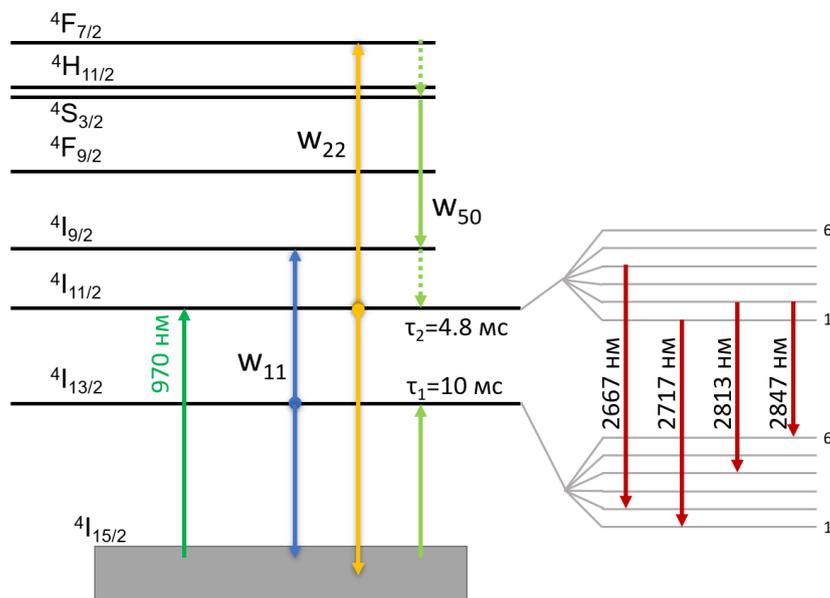


Рисунок 14. Энергетическая схема иона  $Er$  в матрице  $YLF$  и возможные переходы между штарковски расщеплёнными верхним и нижним лазерными уровнями  $^4I_{11/2}$  и  $^4I_{13/2}$ .

Кристалл  $Er:YLF$  был выращен методом Бриджмана с уровнем легирования ионами эрбия 15%, что считается оптимальным для генерации в среднем ИК диапазоне [75]. Активный элемент имел форму стержня длиной 70 мм и диаметром 3 мм, вырезанного вдоль оси «а». Для накачки использовался диодный квантрон диодными решётками, излучающими на центральной длине волны 975 нм. Длина волны могла контролироваться при помощи элементов Пельтье для более однородной прокачки. Максимальная энергия в импульсе накачки составляла 3 Дж с длительностью 250 мкс.

Для исследования спектроскопических свойств активного элемента была проведена серия экспериментов в режиме свободной генерации. Резонатор был образован глухим сферическим зеркалом с радиусом закругления 2 м и плоским выходным зеркалом. Радиус закругления глухого зеркала был оптимизирован для режима генерации на частоте 10 Гц. На рисунке 15 (а) представлена зависимость выходной энергии от коэффициента отражения выходного зеркала. Максимальная эффективность реализовывалась при выходном зеркале  $R=50\%$ . Как видно из этой зависимости, при довольно сильном изменении коэффициента пропускания выходного зеркала уровень выходной энергии меняется не значительно, что свойственно для сред с высоким коэффициентом усиления. Однако спектр при этом меняется радикально. На рисунке 15 (б) показаны измеренные спектры свободной

генерации для различных выходных зеркал. При коэффициенте отражения выходного зеркала  $R=95\%$  присутствуют четыре длины волны: 2667 нм, 2717 нм, 2813 нм и 2851 нм. При разгрузке резонатора длинноволновые компоненты пропадают, и уже при  $R=50\%$  всё излучение генерируется на длине волны 2667 нм.

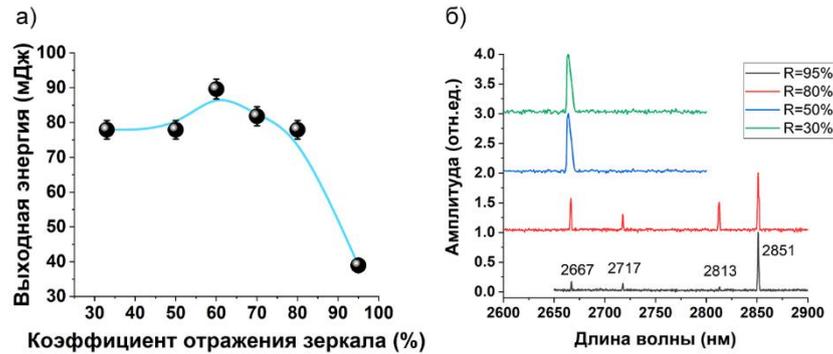


Рисунок 15. Зависимость выходной энергии свободной генерации лазера  $Er:YLF$  от коэффициента отражения выходного зеркала  $R$  (а) и спектр в зависимости от  $R$  (б)

Большой интерес представляет динамика свободной генерации, сигнал которой был измерен для выходного зеркала  $R=95\%$ . На рисунке 16(б) представлены сигналы свободной генерации лазера  $Er:YLF$  с неселективным резонатором. Сигнал представляет собой наложение сигналов, зарегистрированных детектором при пропускании через монохроматор на отдельных длинах волн. Видно, что сначала происходит генерация на длинах волн 2667 нм, затем на 2717 нм, а после этого почти одновременно на 2813 нм и 2851 нм. Длины волн 2667 нм и 2813 нм соответствуют  $\sigma$ -поляризации лазерного элемента, а 2713 и 2851 –  $\pi$ . Эта динамика определяется перераспределением инверсии внутри штарковских подуровней и процессами апконверсии и кросс-релаксации. Численное моделирование на основе скоростных уравнений позволяет качественно проследить динамику населённостей уровней кристалла  $Er:YLF$ . Был использован классический подход на основе скоростных уравнений [71] для четырёхуровневой системы с накачкой на верхний лазерный уровень с учётом расщепления на штарковские подуровни. Коэффициенты для апконверсионных переходов были взяты из [76]. Ниже представлены скоростные уравнения, учитывающие апконверсионные процессы со скоростями  $w_{11}=2.5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  и  $w_{22}=1 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  и рассматривающие четыре лазерных перехода, соответствующие наблюдаемым в эксперименте длинам волн, обозначаемые индексом  $i$ .  $N_2$ ,  $N_1$  и  $N_0$  – инверсия населённостей на верхнем, нижнем и основном лазерных уровнях соответственно,  $w_p$  – скорость накачки,  $\tau_2$  и  $\tau_1$  – времена жизни верхнего и нижнего лазерных уровней,  $B_i = \sigma_i c/V$  – коэффициент Эйнштейна,  $\sigma_i$  – сечение вынужденных переходов  $i$ -го перехода,  $c$  – скорость света,  $V$  – объём моды резонатора,  $V_a$  – объём моды в активном элементе,  $\beta$  –

квантовый выход,  $T_{decay}$  – время жизни фотона в резонаторе,  $\eta$  – коэффициент вероятности спонтанных переходов. Рисунок 16 демонстрирует генерацию на соответствующих длинах волн. Как и в эксперименте, видна тенденция по ступенчатом переходе от меньшей длины волны к большей.

$$\left\{ \begin{array}{l} N_2' = w_p(N_0 - N_2) - \frac{N_2}{\tau_2} - 2w_{22}N_2^2 + w_{11}N_1^2 - \sum_i B_i\phi_i(\alpha_iN_2 - \beta_iN_1) \\ N_1' = -\beta\frac{N_2}{\tau_2} - \frac{N_1}{\tau_1} - 2w_{11}N_1^2 + \sum_i B_i\phi_i(\alpha_iN_2 - \beta_iN_1) \\ N_0' = -w_p(N_0 - N_2) + \frac{N_1}{\tau_1} + w_{11}N_1^2 + w_{22}N_2^2 \\ \phi_i' = V_a B_i\phi_i + (\alpha_iN_2 - \beta_iN_1) - \frac{\phi_i}{T_{decay}} + \eta\alpha_iN_2 \end{array} \right. \quad (3)$$

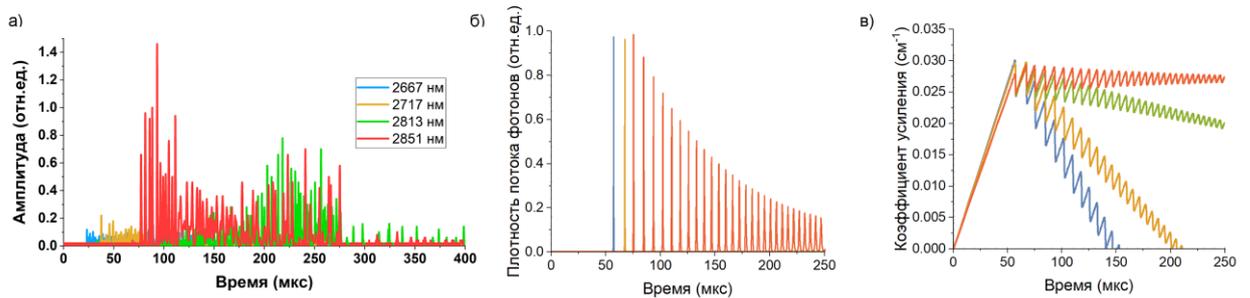


Рисунок 16. Спектральный состав импульса лазера *Er:YLF* в режиме свободной генерации с выходным зеркалом  $R=95\%$  во времени (а), и сигнал генерации (б) и коэффициент усиления (в), полученные на основе скоростных уравнений

Интересно развитие генерации в резонаторе с селекцией по поляризации (рисунок 17). В резонатор лазера была установлена пластинка  $\text{CaF}_2$  под углом Брюстера, которая позволяла вносить потери для двух поляризаций и таким образом пронаблюдать взаимное влияние генерации на разных длинах волн. Как и в случае с неселективным резонатором, генерация начинается с более коротковолновых переходов, и затем сменяется длинноволновыми.

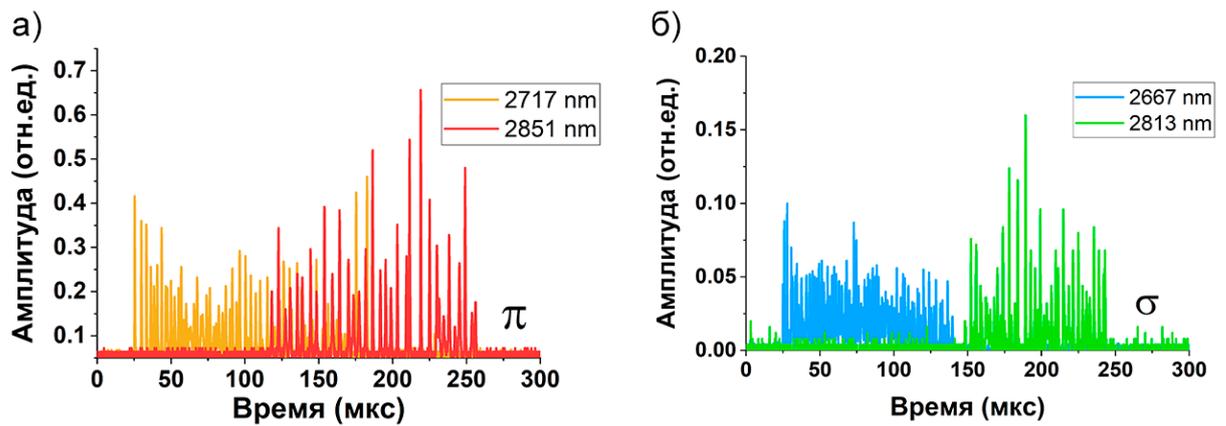


Рисунок 17. Динамика генерации на разных длинах волн в резонаторе с установленным поляризатором, сорентированным для сохранения горизонтальной (а) и вертикальной (б) поляризации излучения.

Модуляция добротности была реализована с помощью электрооптического модулятора на основе кристалла КТР. В качестве выходного зеркала использовалась плоскопараллельная пластинка YAG ( $R=8\%$  от каждой грани на длине волны 2,67 мкм) для уменьшения внутрирезонаторной мощности. Схема лазера представлена на рисунке 18. На рис. 32 показана выходная энергия импульсов свободной генерации и импульсов в режиме модуляции добротности в зависимости от частоты повторения. Более короткофокусное выпуклое зеркало может увеличить энергию с высокой частотой повторения при точном выборе метода компенсации тепловой линзы и сохранении резонатора в зоне стабильности. На частоте 10 Гц была получена генерация гигантского импульса с энергией 81 мДж. Длительность импульса, измеренная КРТ детектором, составила 13 нс, что позволило достичь пиковой мощности в 6,3 МВт. Замена выходного зеркала плоскопараллельной пластинкой  $\text{CaF}_2$  (3% от грани) дала 46 мДж в режиме свободной генерации и 50,6 мДж в режиме модуляции добротности. При высоких частотах повторения с пластинкой YAG энергия наносекундного импульса также превышала энергию свободной генерации. При всех частотах повторения генерация происходила на длине волны 2,67 мкм.

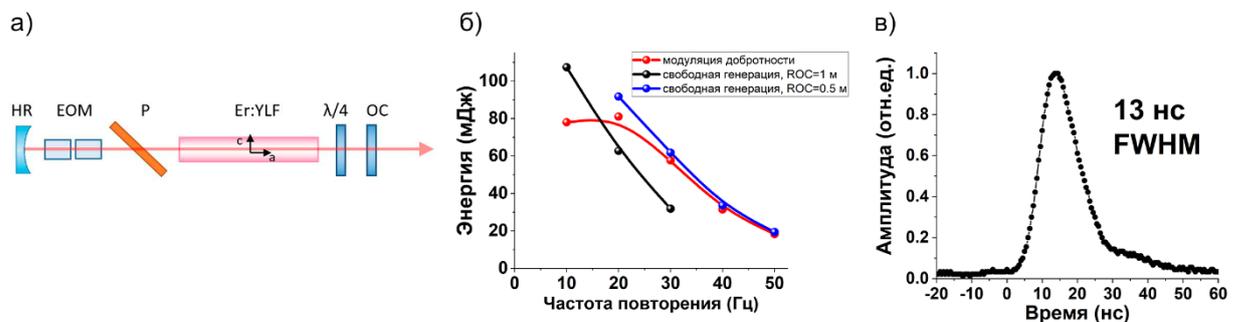


Рисунок 18. (а) - экспериментальная схема лазера Er:YLF с электрооптической модуляцией добротности на кристалле КТР. HR, OC – глухое и выходное зеркало

резонатора,  $\lambda/4$  – четвертьволновая пластинка,  $P$  – поляризатор (пластинка  $ZnSe$ ),  $EOM$  – электрооптический модулятор (КТР). (б) – зависимость выходной энергии в режимах свободной генерации и модуляции добротности от частоты повторения для нескольких радиусов закругления глухого зеркала. (в) – длительность импульса, измеренная детектором  $HgCdTe$  на частоте 10 Гц.

Для доступа к большим длинам волн была исследована перестройка в лазере  $Er:YLF$ . Она была осуществлена двумя способами: с использованием дифракционной решётки, и призмы (рисунок Рисунок 19 (а)). Подход с дифракционной решёткой более удобен для выделения отдельной длины волны, чем призма, поскольку она имеет большую угловую дисперсию. В экспериментах была использована дифракционная решётка с периодом 100 штр./мм, изготовленную из алюминия с дифракционной эффективностью 50%, а отражение в нулевом порядке составляло 30%. Однако при использовании обычной Литтроу конфигурации нет возможности управлять коэффициентом полезных потерь, поскольку он определяется дифракционной эффективностью самой решётки. Его порог пробоя также является ограничивающим фактором для режимов с высокой выходной энергией. Значения выходной энергии, полученной с решёткой, представлены на рисунке Рисунок 19 (б). При использовании призмы можно использовать любое выходное зеркало, но угловая дисперсия ИК-материалов довольно мала. При использовании призмы из  $CaF_2$  с углом 60 градусов при вершине с помощью относительно прозрачного выходного зеркала (50%) была получена суперпозиция из нескольких длин волн, и точная юстировка позволила одной из них значительно преобладать, но не полностью подавить другие. Для генерации на длине волны 2,67 мкм с максимальной выходной мощностью дисперсионный элемент вообще не требуется. При отражении выходного зеркала  $R=50\%$  была получена энергия до 80 мДж на 2,67 мкм. Когда резонатор был настроен на длины волн 2,71 мкм и 2,81 мкм, энергия импульса составляла 66 мДж, но в спектре присутствовали и другие длины волн. Для более строгой дискриминации длин волн выходное зеркало было заменено на  $R=80\%$ . Из-за неоптимального выходного зеркала выходная энергия на длинах волн 2,67 мкм – 2,81 мкм уменьшилась, зато отсутствовали побочные длины волн. На длинах волн 2,71 мкм и 2,81 мкм энергия совпадала с энергией, полученной на дифракционной решётке, а на длине волны 2,85 мкм были получены импульсы с выходной энергией 18 мДж. Соответствующая длительность импульсов также указана на рисунке Рисунок 19 (б).

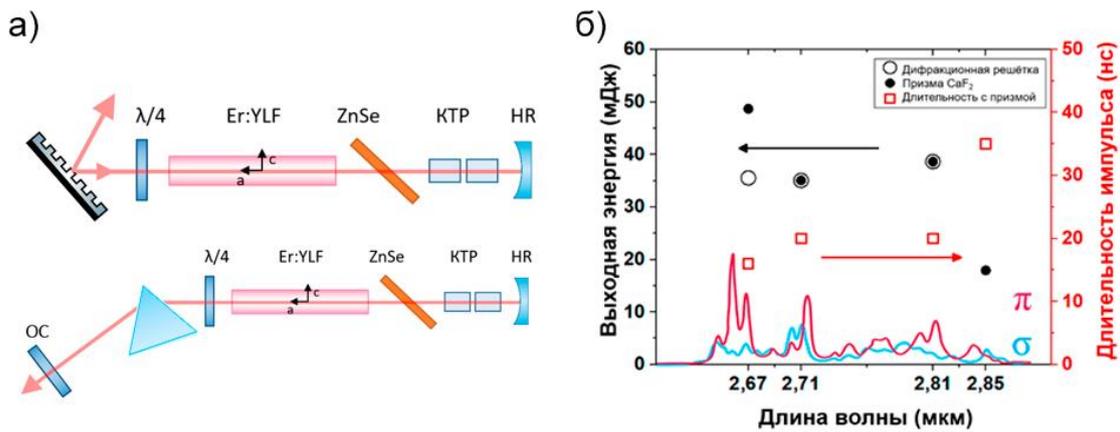
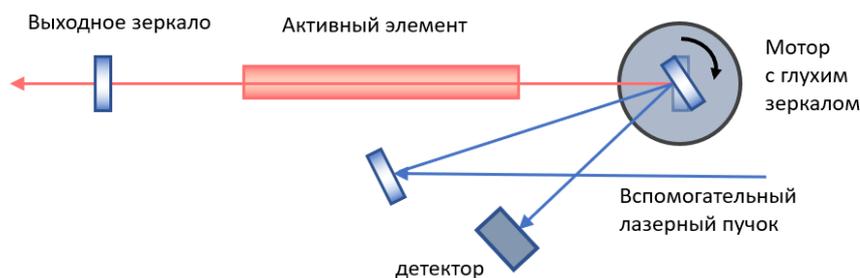


Рисунок 19. Схемы перестраиваемого наносекундного лазера Er:YLF с дифракционной решёткой и призмой CaF<sub>2</sub> в качестве дисперсионного элемента (а) и полученные перестроечные кривые (б). Также на графике представлены спектры сечения усиления в кристалле Er:YLF, заимствованные из [40]

### 1.6 Оптико-механическая модуляция добротности

Проблемы, связанные с потерями из-за деполяризации излучения в резонаторе лазера с модуляцией добротности, могут быть решены в схеме с оптико-механической модуляцией добротности, например, на основе вращающегося зеркала. Исходя из результатов проведённых измерений усиления в 3-мкм кристаллах следует, что наибольшая выходная энергия импульса может быть получена в кристалле Cr:Er:YSGG. Для реализации оптико-механической модуляции добротности был спроектирован резонатор длиной 36 см, глухое зеркало которого было установлено на моторе с максимальной частотой вращения 600 Гц, а выходное зеркало R=50% стояло стационарно. Синхронизация поджига лампы и момента замыкания резонатора была реализована с помощью сигнала вспомогательного пучка непрерывного лазера и детектора. Для компенсации тепловой линзы на частоте 5-10 Гц в качестве глухого также использовалось выпуклое зеркало с радиусом закругления 350 мм. Схема лазера представлена на рисунке 20.



*Рисунок 20. Схема лазера с модуляцией добротности на вращающемся зеркале. Вспомогательный пучок и детектор используются для синхронизации поджига лампы накачки и момента замыкания резонатора.*

В итоге была получена энергия до 135 мДж, однако не в единичном наносекундном импульсе (рисунок 21 (а)), причём по мере увеличения выходной энергии число импульсов увеличивалось. Длительность измерялась КРТ-детектором (Vigo PEM-10.6) с постоянной времени 1,2 нс. Причиной этому является высокое усиление в активном элементе. Параметры оптико-механической модуляции добротности тесно связаны с динамикой соотношения потерь в резонаторе и усиления в активном элементе [77]. При заданной скорости вращения зеркала (600 Гц) импульс, благодаря высокому усилению, время развития генерации мало, и он успевает сгенерироваться до момента минимальных потерь резонатора. В результате, импульс не снимает всю доступную инверсию в активном элементе, и за время замыкания резонатора успевают сгенерироваться ещё несколько импульсов. Для увеличения потерь и скорости переключения добротности также использовалась плоскопараллельная пластинка YAG в качестве выходного зеркала с увеличенной длиной резонатора до 50 см. Однако и в этих условиях реализовывался многоимпульсный режим. С подобной проблемой столкнулись авторы работы [77], где при сравнении двух неодимовых активных элементов в среде с большим сечением люминесценции была получена значительно меньшая выходная энергия. В итоге, большое усиление может быть препятствием для генерации одиночного гигантского импульса при частотах вращения зеркала порядка 500-700 Гц. Компенсировать быстрое формирование импульса в таких средах может более быстрое переключение добротности, то есть большая скорость вращения мотора.

Далее режим оптико-механической модуляции добротности исследовался в кристалле Er:YAG в идентичном резонаторе. Для увеличения запасённой энергии использовался двухламповый диффузный квантрон для накачки кристалла 4x100 мм. При вращении мотора на частоте около 400 Гц реализовывался режим модуляции добротности. Рисунок 21 (б) демонстрирует измерение энергии и временной огибающей в зависимости

от энергии накачки. Видно, что при увеличении накачки появляются несколько импульсов. В пучке при этом присутствуют также несколько пятен, число которых коррелирует с числом импульсов. Для больших накачек реализуется большее усиление, и скорость переключения добротности резонатора оказывается недостаточной.

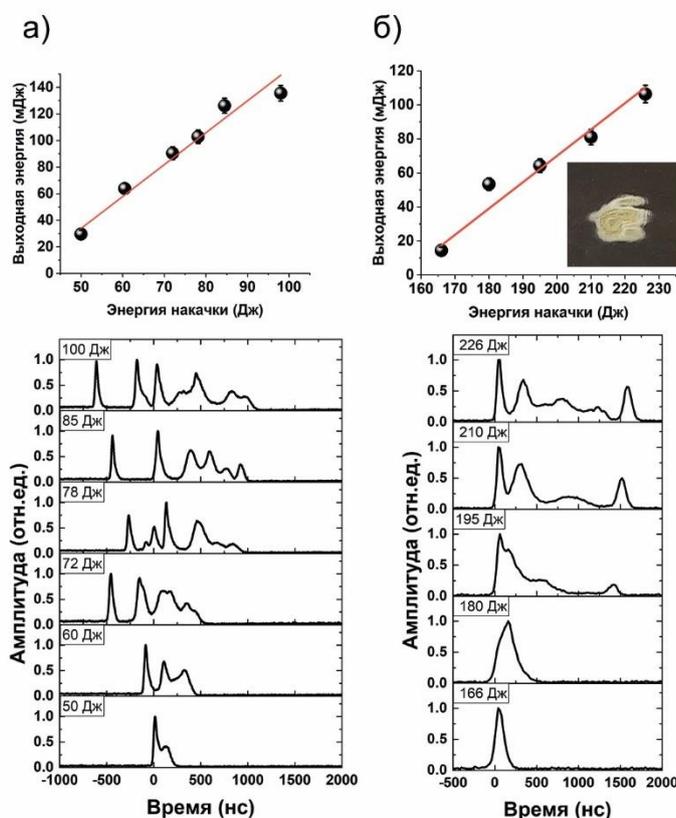


Рисунок 21. Энергия и форма импульса в лазерах Cr:Er:YSGG (а) и Er:YAG (б) с вращающимся зеркалом при различной энергии накачки. На вставке изображён прожиг фотобумаги от пучка в многоимпульсном режиме.

Была измерена зависимость выходной энергии и огибающей для двух режимов накачки с энергией 170 Дж и 200 Дж (Рисунок 22). Для меньшего уровня накачки благоприятные условия для генерации наступают уже при частоте вращения 450 Гц, и явно виден оптимум по частоте на 550 Гц с максимальной энергией и минимальной длительностью. В случае высоких накачек частота 550 Гц является нижней границей по частоте, а выходная энергия слабо зависит от самой частоты.

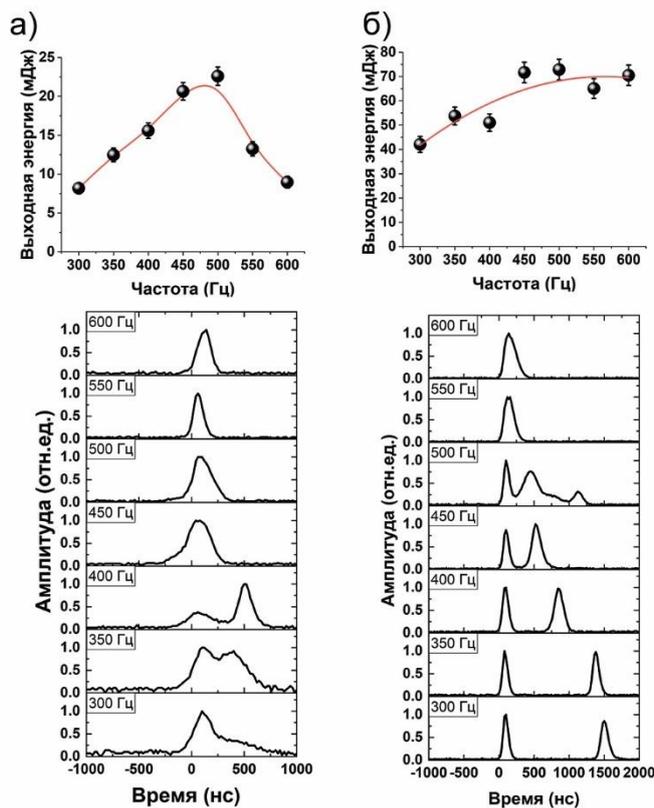


Рисунок 22. Энергия и огибающая импульсов при варьировании скорости вращения зеркала для двух значений энергии накачки 170 Дж (а) и 200 Дж. (б)

Для увеличения частоты следования импульсов до 10 Гц была предпринята работа по компенсации тепловой линзы. Для этого в качестве глухого зеркала было установлено выпуклое зеркало с радиусом закругления  $ROC = -350$  мм и увеличена длина резонатора, чтобы уменьшить число поперечных мод. В этом случае удалось получить импульсы с энергией 75 мДж и длительностью 123 нс (рисунок 23) при накачке 278 Дж.

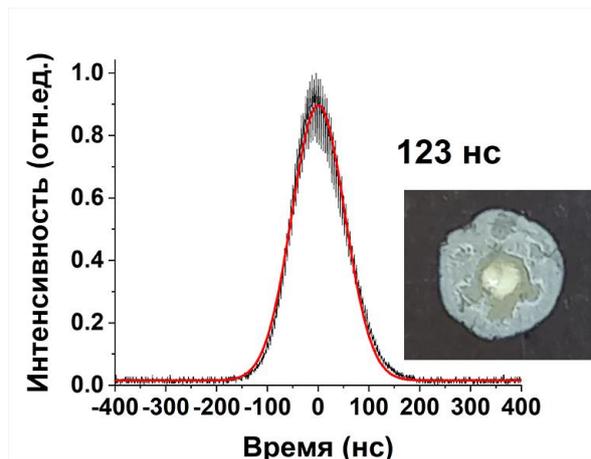


Рисунок 23. Длительность импульса из генератора Er:YAG на вращающемся зеркале с энергией 75 мДж на частоте 10 Гц. На вставке изображён прожиг фотобумаги от пучка.

Формирование многоимпульсного режима в зависимости от энергии накачки или частоты вращения зеркала может быть визуализировано с помощью решения скоростных уравнений [71]. В них режим модуляции добротности задаётся через изменяющиеся во времени потери, которые зависят от скорости вращения мотора. Определяющую роль в формировании импульса будут играть скорость переключения добротности, уровень инверсии населённостей (непосредственно связанный с усилением в активном элементе), и время развития генерации. Сама система уравнений с учётом апконверсионных переходов в Er:YAG может быть найдена в работе [55], а учёт профиля добротности резонатора при модуляции добротности на вращающемся зеркале рассмотрен в [77]. Для скоростей апконверсии взяты значения  $w_{11}=1.3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$  и  $w_{22}=3.7 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$ , а коэффициент усиления в активном элементе размером 4x100 мм  $G=1.7$ , измеренный в эксперименте. На рисунке 24 представлена зависимость временной огибающей импульса для режима работы, близкого к изображённому на рисунке 22 (б) при накачке 200 Дж. Наибольшая энергия достигается в условиях, когда момент формирования импульса приходится на момент минимальных потерь резонатора. Импульс начинает формироваться в момент, когда усиление в активном элементе превышает потери резонатора. В случае, если скорость изменения потерь недостаточная (малая частота вращения), максимум огибающей импульса приходится на момент раньше минимума потерь, снимается лишь часть запасённой энергии, и оставшейся инверсии достаточно для формирования ещё одного или нескольких импульсов. Таким образом, для доступа к максимальной энергии требуется высокая скорость переключения добротности.

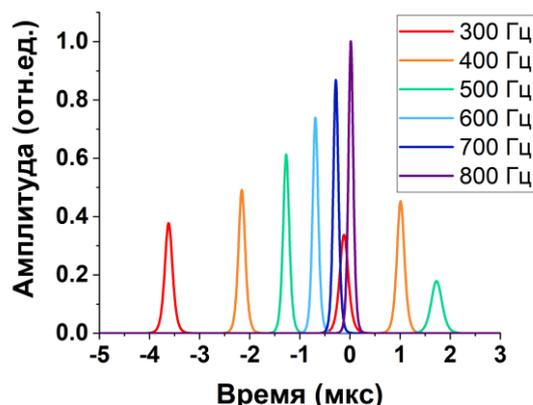


Рисунок 24. Огибающая лазерных импульсов при варьировании скорости вращения зеркала, полученные при решении системы скоростных уравнений

## 1.7 Применение 3-мкм наносекундных лазеров для лазерной биопечати и жидкостного микроструктурирования

Излучение на длинах волн вблизи 3 мкм обладает уникальной особенностью, заключающейся в экстремально высоком коэффициенте поглощения воды ( $\mu \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ ), что связано с резонансом ОН связей в молекулах воды [41]. Это даёт возможность использовать наносекундные эрбиевые лазеры для обеспечения экстремального энерговклада в водосодержащие объекты, так как вся энергия импульса поглощается на глубине порядка  $\sim 1$  мкм. Экстремальный энерговклад приводит к большому числу физических и химических явлений. В частности, при поглощении мощного ИК излучения в воде наблюдается фотовольтаический эффект [42], заключающийся в возникновении разности потенциалов на электродах, помещённых в эту воду. Также в таких условиях наблюдается эффект нелинейного просветления воды [43], который объясняется совокупностью двух механизмов: температурного просветления, связанного со сдвигом спектра поглощения в связи с увеличением температуры, и спектроскопического, связанного с насыщением квантовой двухуровневой системы колебаний ОН связи. Также, экстремальный энерговклад в жидкость часто сопровождается генерацией ударных волн и кавитационных пузырей [45]. С экстремальным энерговкладом в воду связан её переход в окологкритическое состояние, характеризующееся температурой  $T_{cr}=647 \text{ К}$  и давлением  $P_{cr}=22,1 \text{ МПа}$ . В таком состоянии вода может растворять нерастворимые при нормальных условиях вещества [46]. Механические постэффекты, возникающие вблизи жёсткой границы воды в случае экстремального энерговклада в неё, могут использоваться для реализации ударного воздействия на вещество, например, для задач микроструктурирования прозрачных материалов или лазерно-индуцированного переноса вещества.

### 1.7.1 Измерение энерговклада в воду при воздействии наносекундных 3-мкм импульсов

При поглощении мощных лазерных импульсов в жидкости с высоким коэффициентом поглощения на длине волны излучения происходят интенсивные механические постэффекты. Так как время термодиффузии в воде при комнатной температуре составляет несколько микросекунд, поглощённая энергия не успевает преобразоваться в тепло и распределяется по различным каналам. Происходит нелинейная генерация звука, то есть нелинейная зависимость амплитуды давления звуковых импульсов от интенсивности лазерного излучения. Это явление связано с зависимостью коэффициента теплового расширения воды от температуры и было продемонстрировано в экспериментах с лазером ТЕА СО<sub>2</sub>, поглощение которого в воде также достаточно велико ( $\lambda = 10,6$  мкм,  $\mu_a = 800 \text{ см}^{-1}$ ) [78]. В то же время повышение температуры вызывает нелинейное просветление воды для излучения при  $\lambda \sim 3$  мкм. При  $\lambda = 2,94$  мкм и плотности энергии  $1 \text{ Дж/см}^2$  коэффициент поглощения уменьшается приблизительно в три раза [79]. Это явление связано с ослаблением водородных связей и приводит к уменьшению коэффициента поглощения и сдвигу полосы поглощения в сторону более коротких длин волн [5]. Шафеев и др. [80] наблюдали образование полого канала в воде до 10 мм в длину при облучении импульсами лазера Er:YAG. Предполагалось, что его возникновение обусловлено действием импульса отдачи. Преобразование лазерной энергии в энергию механических постэффектов (кавитационных пузырей и ударных волн) изучалось главным образом при оптическом пробое объёма воды в условиях нелинейном поглощения излучения на длине волны 1.06 мкм [81–83]. Vogel [84] пришёл к выводу, что при использовании наносекундных лазерных импульсов механические процессы более интенсивные по сравнению с импульсами пикосекундной и фемтосекундной длительности. Оптико-акустическая эффективность преобразования энергии при линейном поглощении лазерного излучения СО<sub>2</sub> ТЕА лазера была исследована в [85]. Воздействие трёхмикронных наносекундных импульсов также рассматривалось в нескольких работах. Vogel [86] исследовал образование струй и капель, когда свободная поверхность воды облучалась лазерными импульсами на длине волны 2,94 мкм. Водопьянов [3] изучал генерацию акустических волн при поглощении лазерных импульсов лазера Er:YAG на жёсткой границе тонкого слоя воды. Кавитация на торце оптического волокна в воде была предметом исследования в [87]. Предметом данной части исследования является изучение конверсии энергии наносекундного лазерного импульса в энергию механических постэффектов при воздействии на жёсткую границу воды и, в частности, определение

давления, действующего на твёрдый материал, так как приложения лазерного жидкостного микроstructuring и лазерной биопечати полагаются на такой режим воздействия.

В качестве лазерного источника использовался лазер Cr:Yb:Ho:YSGG [24], работающий в режиме модуляции добротности на длине волны 2,85 мкм с энергией импульсов до 30 мДж и длительностью 45 нс. Коэффициент поглощения водой излучения на этой длине волны без учёта насыщения оценён в  $8000 \text{ см}^{-1}$ . Насколько нам известно, просветление воды при различной плотности энергии на этой длине волны не изучалось. Поэтому, основываясь на данных из работ [88,89], при плотности энергии  $2,0 \text{ Дж/см}^2$  коэффициент поглощения был оценён в  $\mu_a = 4000 \text{ см}^{-1}$ , а объёмная плотность энергии в  $8 \text{ кДж/см}^3$ . Жёсткая граница воды была образована тонкой пластинкой кристаллического кремния толщиной 350 мкм. Было экспериментально определено, что поверхность кремния повреждается при плотности энергии около  $5 \text{ Дж/см}^2$ , поэтому плотность энергии излучения в экспериментах была ограничена  $4 \text{ Дж/см}^2$  (при энергии импульсов 12 мДж). Энергия импульса, достигающего непосредственно поверхности воды, из-за высокого отражения от кремниевой пластинки, составила 6 мДж. Для мягкой фокусировки излучения на поверхность воды использовалась линза с фокусным расстоянием  $f=125 \text{ мм}$ , установленная на расстоянии 70-100 мм от образца. Плотность энергии на поверхности воды в экспериментах составила  $0,75\text{-}2,0 \text{ Дж/см}^2$ .

В работе использовались оптические и оптоакустические (ОА) методы измерений. Техника теневой фотографии [82,90] позволила исследовать динамику акустических волн и кавитационных пузырей. Специально спроектированная кювета, установленная на ОА датчик с пьезоэлектрическим приёмником из ниобата лития, имела два прозрачных окна для подсветки (рисунок 25). Для исследования динамики кавитации в качестве подсветки использовалось излучение второй гармоники (532 нм) Nd:YAG лазера с длительностью импульсов 50 нс. Для изучения акустических волн такая длительность слишком велика, и использовалась вторая гармоника (620 нм) излучения лазера Cr:Forsterite с длительностью импульсов 200 фс. Для визуализации использовалась ПЗС камера с объективом, обеспечивающим разрешение  $4,7 \text{ мкм/пиксель}$ . Одновременно акустический сигнал регистрировался упомянутым предварительно откалиброванным оптоакустическим приёмником.

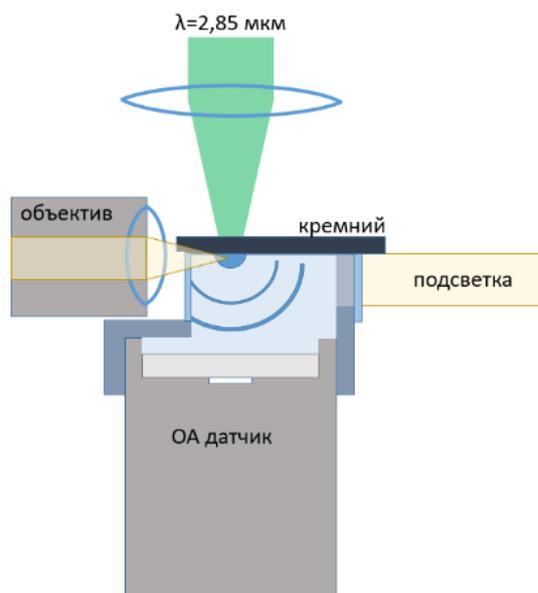


Рисунок 25. Кювета с водой, установленная непосредственно на оптоакустический (ОА) датчик. Кювета снабжена прозрачными окнами для использования методики теневой фотографии.

Быстрый нагрев среды импульсным лазерным излучением ведёт к возникновению термоупругих напряжений, чьи амплитуда и временной профиль определяются скоростью звука в среде,  $c_a$ , длительностью лазерного импульса,  $t_p$ , и коэффициентом поглощения,  $\mu_a$ . Термоупругие напряжения особенно проявляют себя, когда лазерный импульс имеет длительность меньше, чем характерное время распространения волны напряжения в нагретом объёме:  $t_m = 1/\mu_a c_a \approx 1$  нс для воды на 2,85 мкм. При длительности импульса ( $t_p=45$  нс) используемого лазера в области воздействия сначала происходит эффективная генерация ударных волн, а затем кавитационных пузырей. Малая длительность импульса позволяет пренебречь термодиффузией, характерное время которой составляет  $t_d = 1/k\mu_a^2 = 6,9$  мкс, где  $k$  – теплопроводность воды.

Поглощённая жидкостью энергия распределяется по нескольким каналам: переходит в энергию ударных волн, кавитационных пузырей, и распространяющуюся в дальнее поле акустическую волну. Долю энергии, перешедшую в энергию ударных волн, можно определить с помощью построения профиля изменения скорости волны при распространении через толщу воды с помощью теневой фотографии. Энергия, затраченная на кавитацию, может быть определена из размера пузыря также с помощью теневой фотографии, или оптоакустическими методами. Энергия волны в дальней зоне может быть измерена калиброванным оптоакустическим датчиком непосредственно.

На серии снимков на рисунке 26 представлены ударные волны, возникающие при поглощении лазерных импульсов с энергией 6 мДж плотностью энергии  $F=2,0$  Дж/см<sup>2</sup>.

Тёмная горизонтальная полоса в верхней части изображения соответствует кремниевой пластинке, сверху от которой воздух, а снизу вода. Профиль ударной волны виден благодаря тому, что он изменяет показатель преломления воды и преломляет излучение подсветки. В мягком режиме фокусировки фронт ударной волны сначала распространяется как плоская волна на протяжении приблизительно 150 нс, а затем преобразуется в сферическую волны из-за дифракции. Череда горизонтальных полос представляют собой вторичные ударные волны, вызванные внутренними переотражениями акустической волны в кремниевой пластинке.

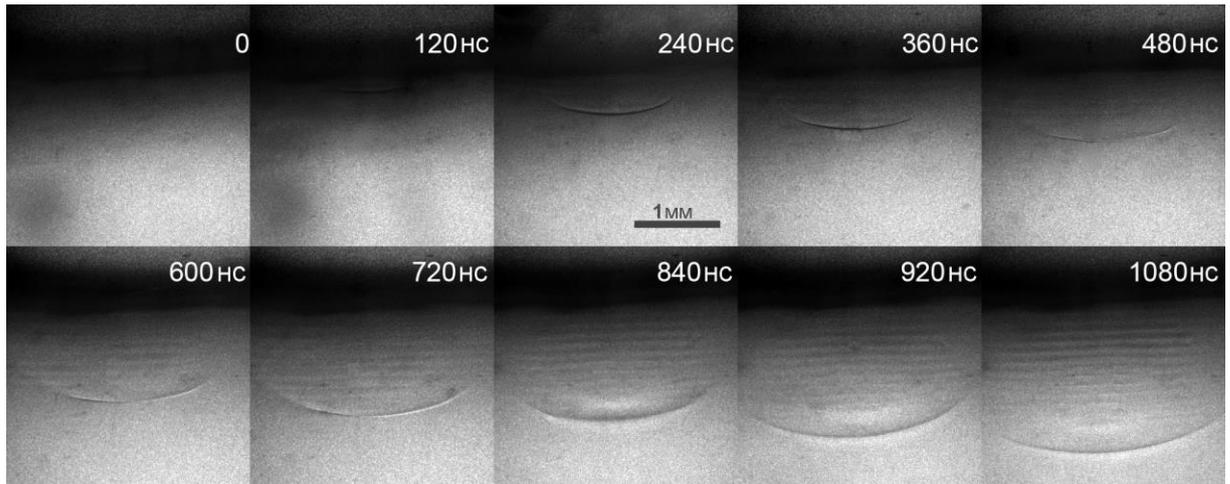


Рисунок 26. Серия фотографий ударной волны, генерируемой при воздействии 3-мкм наносекундных лазерных импульсов на жёсткую границу воды при плотности энергии 2.0 Дж/см<sup>2</sup>. Череда плоских волн соответствует переотражению акустических волн от границ кремниевой пластинки.

При распространении ударной волны большую часть энергии теряется в течение нескольких сотен наносекунд, и её скорость падает до скорости звука в воде (1480 м/с при 19°C). Поэтому, энергия лазерного излучения, преобразованная в механическую энергию, может быть представлена в виде суммы рассеянной энергии  $E_{dis}$  и энергии в дальней зоне  $E_{far}$ .

Рассеянная энергия  $E_{dis}$  рассчитывается из зависимости координаты фронта акустической волны от времени [84]. Уравнение ударной адиабаты (Ранкина-Гюгонио) связывает увеличение внутренней энергии единичной массы при изменении давления и плотность на фронте волны [91].

$$\Delta\varepsilon(r) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_s(r)} \right) (p_s + p_0) \approx \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_s(r)} \right) p_s(r) \quad (4)$$

где  $p_0$  и  $\rho_s$  – это гидростатические давление и плотность воды, а  $p_s$  и  $\rho_s$  – давление и плотность в области сжатия, которые могут быть определены путём измерения скорости  $u_s$  фронта ударной волны.

Давление связано с  $u_s$  следующим соотношением [92]:

$$p_s = \rho_0 u_s v + p_0 \quad (5)$$

$$\rho_s = \rho_0 u_s / (u_s - v) \quad (6)$$

$$v = c_1 \left( 10^{\frac{u_s - c_0}{c_2}} - 1 \right), \quad (7)$$

где  $v$  – скорость частиц в среде,  $c_0$  – скорость звука в воде,  $c_1=5190$  м/с,  $c_2=25306$  м/с. Полное изменение внутренней энергии в процессе прохождения ударной волны выражается интегрированием уравнения (4) по объёму, где происходит диссипация. Так как лазерный пучок имеет осесимметричное распределение интенсивности, распределение энергии также осесимметрично, и можно перейти к цилиндрическим координатам.

$$E_{diss} = \int_{r_0}^{r_1} S(r) \rho_s(r) \Delta \varepsilon(r) dr = \int_0^H \int_0^R \rho_s(r_\perp, z) \Delta \varepsilon(r_\perp, z) 2\pi r_\perp dr_\perp dz, \quad (8)$$

где интегрирование идёт по цилиндру с радиусом  $R$  и высотой  $H$ .

Для оценки рассеянной энергии  $E_{diss}$  ударной волны, индуцированной импульсом с энергией 6 мДж и плотностью энергии 2,0 Дж/см<sup>2</sup>, с помощью метода теневой фотографии была измерена зависимость координаты фронта ударной волны от времени в течение 1 мкс (Рисунок 27(а)) и рассчитана зависимость скорости от координаты (Рисунок 27 (б)). Для уточнения скорости на начальном этапе развития волны в течение первых 160 нс измерения были сделаны с более мелким шагом равным 10 нс. Начальная скорость ударной волны достигает более 2200 м/с, а затем спадает до скорости звука в воде при прохождении первых примерно  $H=250$  мкм (в течение 120 нс). В течение этого времени ударный фронт сохраняет плоскую форму и поперечный размер с радиусом около  $R=500$  мкм. Эти параметры  $R$  и  $H$  используются в уравнении (5). В результате, максимальное давление оценено в 0,9 ГПа, а рассеянная энергия  $E_{dis}=3,7$  мДж, что составляет 62% от поглощённой энергии (6 мДж).

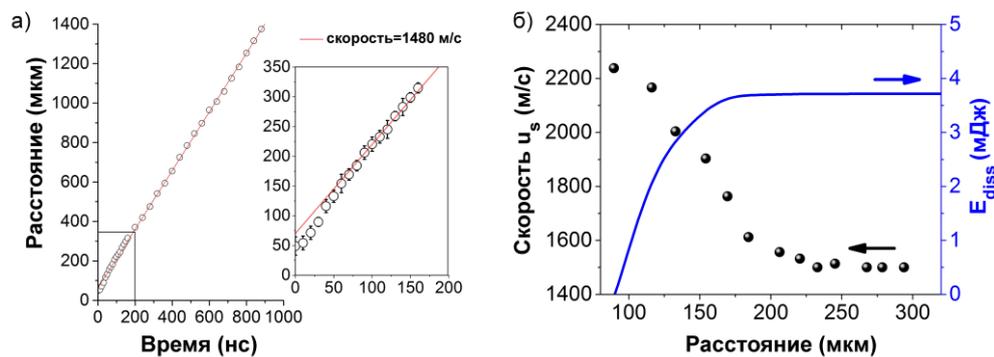


Рисунок 27. (а) Распространение ударной волны, индуцированной лазерным импульсом с энергией 6 мДж и плотностью энергии 2 Дж/см<sup>2</sup> и (б) соответствующая зависимость скорости распространения и рассеянной энергии от координаты

Акустическая энергия в дальней зоне  $E_{far}$  была измерена с помощью широкополосного пьезоэлектрического детектора на основе ниобата лития на расстоянии 18,5 мм от источника. Для плоской волны с аксиально симметричным фронтом, распространяющемся вдоль оси  $z$ , полная энергия может быть получена из следующего выражения

$$E_{far} = \int_0^{+\infty} 2\pi r_{\perp} dr_{\perp} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho c v^2(r_{\perp}, t) dt \quad (9)$$

Сигнал регистрировался в дальней зоне, где форма ударного фронта не плоская, и сигнал трансформировался из-за дифракции низкочастотных компонент спектра. В этом случае выражение (6) не может быть использовано. Поэтому необходимо компенсировать дифракцию частично пропущенного и преломлённого сигнала на границе вода-ниобат лития. С помощью зарегистрированного сигнала  $v(t)$  может быть восстановлен исходный сигнал  $\tilde{v}_g(t)$  в области источника, где он может рассматриваться плоским, и который может использоваться в уравнении (6). Считая профиль акустического сигнала гауссовым, можно использовать преобразование Фурье

$$\tilde{v}_g(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} v(t) e^{i\omega t} dt \quad (10)$$

$$\tilde{v}_g(\omega) = \frac{1}{T} \tilde{v}(\omega) F(\omega) \left( 1 + \left( L_a + \frac{c_{LN}}{c_a} L_{LN} \right) \frac{2ic_a}{\omega R^2} \right) \quad (11)$$

где  $T = \frac{2}{1 + \frac{\rho_{LN} c_{LN}}{\rho_a c_a}}$  – коэффициент пропускания интерфейса вода – ниобат лития,  $L_a$  и

$L_{LN}$  – толщины слоя воды и ниобата лития, соответственно,  $\rho_a$  и  $\rho_{LN}$ ,  $c_{LN}$  и  $c_a$  – их плотность и скорость продольных волн. Из-за полосы пропускания воды высокочастотные компоненты акустического сигнала теряются, что может быть смоделировано действием фильтра  $F(\omega) = \exp[-\omega_c^2/\omega^2]$  с частотой отсечки  $\omega_c = 2\pi \cdot 3$  МГц. Поперечный профиль волны в зоне генерации повторяет поперечный профиль лазерного импульса:

$$\tilde{v}_g(\omega, \vec{r}_{\perp}) = \tilde{v}_g(\omega) \exp[-r_{\perp}^2/R^2], \quad (12)$$

где  $R$  – радиус лазерного пучка. Поэтому, согласно теореме Парсеваля, энергия в дальней зоне может быть выражена

$$E_{far} = \frac{\rho_a c_a R^2}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{v}_g(\omega)|^2 d\omega \quad (13)$$

Плотность энергии лазерных импульсов варьировалась в диапазоне 0,75-2,0 Дж/см<sup>2</sup> при изменении размера пучка от 1010 мкм до 620 мкм путём изменения расстояния между образцом и линзой. На рисунке 28 представлены полученные ОА сигналы, а в таблице 3 результаты вычислений. Биполярная форма сигнала является результатом дифракции в воде и ниобате лития, а колебания сигнала, следующие за импульсом, являются следствием

переотражений акустических волн внутри пластинки кремния. Период этих колебаний соответствует двойному обходу акустической волны между гранями пластинки. Эффективность преобразования лазерной энергии в акустическую энергию в дальней зоне достигает 5% для наибольшей плотности энергии и убывает для меньших плотностей энергии.

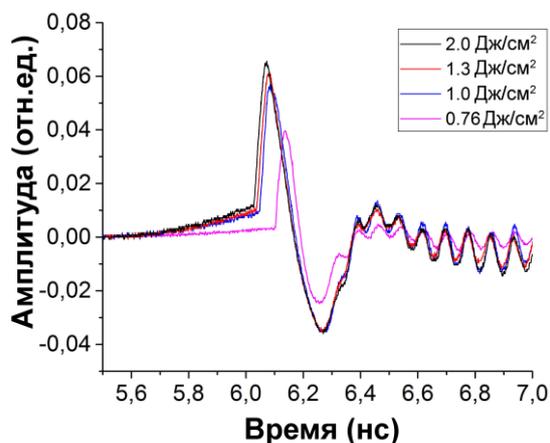


Рисунок 28. Акустические сигналы в дальней зоне для плотностей энергии лазерного импульса 0,75-2,0 Дж/см<sup>2</sup>.

| Таблица 3. Расчёт энергии акустической волны в дальней зоне от плотности энергии лазерного импульса |      |     |     |     |
|---|------|-----|-----|-----|
| Плотность энергии, Дж/см <sup>2</sup>   | 0,75 | 1   | 1,3 | 2   |
| Энергия акустической волны в дальней зоне, мкДж   | 27   | 131 | 182 | 299 |
| Доля от энергии лазерного импульса (6 мДж), %   | 0,45 | 2,2 | 3,0 | 5,0 |

Благодаря высокому коэффициенту поглощения излучение поглощается в тонком слое воды толщиной несколько микрометров, контактирующем с жёсткой границей, и пузыри имеют не сферическую, а полусферическую или полуэллипсоидную форму. Для более точного рассмотрения форму пузырей считалась усечённым эллипсоидом. Далее характеризуя форму пузыря, будем называть вертикальным радиусом его размер в направлении перпендикулярном пластинке кремния, и горизонтальным радиусом – в плоскости параллельной пластинке. Усечение зависит от параметра  $\gamma = l/R$ , где  $l$  – расстояние от жёсткой границы до центра пузыря, а  $R$  – вертикальный радиус пузыря.

В экспериментах по исследованию эволюции кавитационных пузырей велась работа в двух режимах лазерного воздействия. В первом, лазерные импульсы имели одинаковую энергию 6 мДж, а плотность энергии варьировалась в диапазоне 0,75-2,0 Дж/см<sup>2</sup>, как это

делалось в экспериментах с ударными волнами. Во втором режиме размер пучка (620 мкм), оставался постоянным, а энергию излучения ослаблялась калиброванными стеклянными пластинками, реализовав плотность энергии в диапазоне 0,45-2,0 Дж/см<sup>2</sup>.

На рисунке 29 (а) изображена эволюция кавитационных пузырей при плотности энергии лазерных импульсов  $F=2$  Дж/см<sup>2</sup>. Максимальный объем достигается через 100 мкс после падения лазерного импульса. В этот момент вертикальный радиус пузыря 1200 мкм, горизонтальный 1050 мкм. При этом размер лазерного пучка по уровню 1/е равен 620 мкм. В центре пузыря наблюдалось светлое пятно, что, вероятно, является результатом опалесценции при фазовом переходе воды [93]. На рисунке 29 (б) представлены пузыри для постоянной плотности энергии  $F=0,75$  Дж/см<sup>2</sup> и варьируемой энергией (6 мДж, 1010 мкм в верхнем ряду, и 2,25 мДж, 620 мкм в нижнем ряду). Пузырь во втором режиме имеет меньшие размеры, чем первый: вертикальный размер отличается на 12%, а горизонтальный – на 30%, и меньшее время жизни.

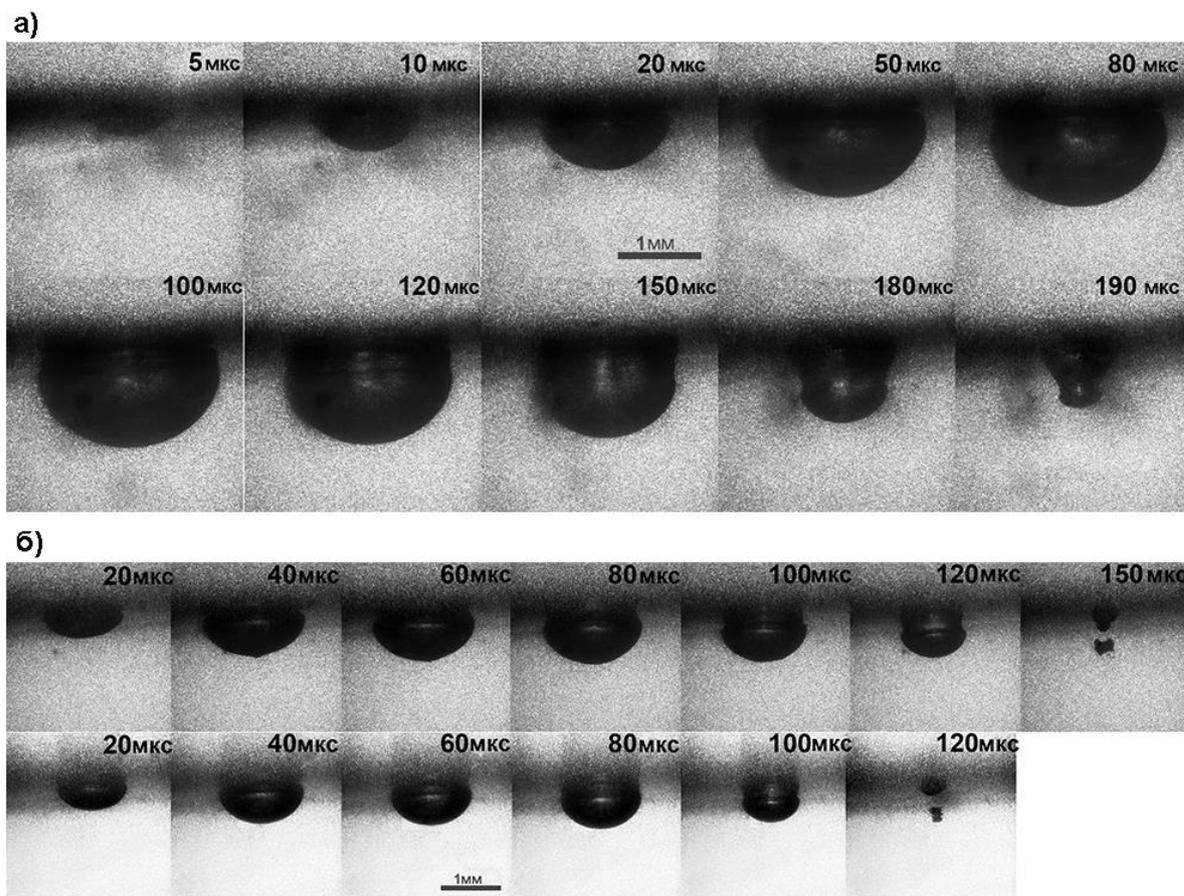


Рисунок 29. Эволюция кавитационного пузыря, индуцированного лазерным импульсом с плотностью энергии 0,75 Дж/см<sup>2</sup> с различной энергией: 6 мДж (а) и 2,25 мДж (б)

На рисунке 30 представлен график зависимости вертикального радиуса пузыря от времени для разных плотностей энергии. Графики с заполненными кружками

иллюстрируют импульсы с одинаковой энергией, но разным диаметром пучка, а графики с пустыми кружками соответствуют импульсам с различной энергией и одинаковым размером пятна. В нижней части рисунка – акустический сигнал в дальней зоне, на котором видны ударные волны при рождении пузыря и затем при его схлопывании. Из графиков видно, что для постоянного значения энергии размер пузыря зависит от плотности энергии. В то же время приблизительно одинаковый радиус достигается для двух режимов (6 мДж, 0,76 Дж/см<sup>2</sup>) и (3,7 мДж, 1,22 Дж/см<sup>2</sup>), что говорит о том, что значение имеет и полная энергия, и её плотность.

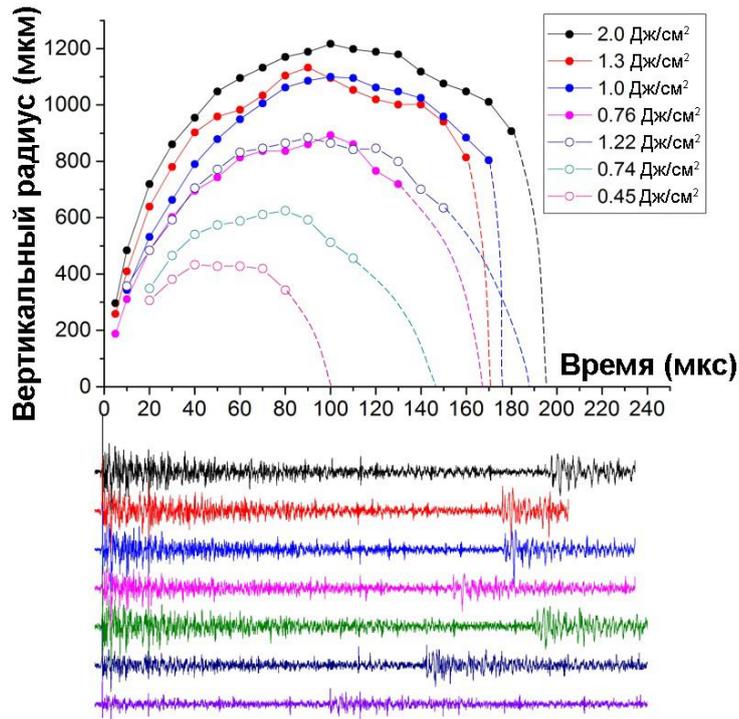


Рисунок 30. График зависимости вертикального радиуса пузыря от времени для разных плотностей энергии и соответствующие акустические сигналы.

Энергия, содержащаяся в кавитационном пузыре равна:

$$E_b = (p_0 - p_v)V_b, \quad (14)$$

где  $p_0$  – гидростатическое давление,  $p_v$  – давление внутри пузыря ( $p_0=2330$  Па при температуре 20°C,  $p_v=0,1$  МПа,  $V_b$ , - объём пузыря). Традиционным методом определения максимального размера сферического пузыря является пересчёт по теории Рэлея радиуса пузыря из времени его схлопывания, измеренного с помощью акустического детектора (например, гидрофона). Период схлопывания  $T$  и радиус сферического пузыря  $R_{max}$  связаны формулой

$$T = R_{max} \times 2 \times 0.915 \sqrt{\frac{\rho_0}{p_0 - p_v}}, \quad (15)$$

Эта формула может быть применима и к эллиптическим пузырям [94], если вместо  $R_{max}$  использовать эквивалентный радиус  $R_0$  – величину радиуса сферического пузыря, имеющего тот же объём  $V_0$ , что и исследуемый эллипсоидный пузырь. Связь этих величин выражается формулой

$$R_0 = \left(\frac{3}{4\pi} V_0\right)^{1/3} \quad (16)$$

Однако при генерации кавитационного пузыря вблизи жёсткой границы происходит увеличение времени его жизни [83], и поэтому для определения объёма пузыря использовались оптические методы и расчёт объёма по тeneвым фотографиям. В настоящей работе форма пузырей аппроксимировалась усечённым эллипсоидом при прямом измерении его вертикального и горизонтального радиусов и расстояния от центра пузыря до поверхности воды. Результаты измерений представлены в таблице 4. Также исходя из этих измерений были рассчитаны эквивалентные радиусы и получено теоретическое время схлопывания. При сравнении его с экспериментально измеренным временем жизни, был рассчитан коэффициент пролонгации  $k = T_{real}/T_{calc}$ , где  $T_{real}$  – время жизни пузыря, измеренное из теневой фотографии и измерений акустического сигнала в дальней зоне,  $T_{calc}$  – время жизни пузыря, полученное из выражений (11) и (12).

| Таблица 4. Характеристики кавитационных пузырей при исследовании зависимости их времени жизни |      |      |      |      |      |      |       |
|---|------|------|------|------|------|------|-------|
| Энергия, мДж  | 6    |      |      |      | 3,7  | 2,2  | 1,4   |
| Плотность энергии, Дж/см <sup>2</sup>   | 2,0  | 1,3  | 1,0  | 0,76 | 1,22 | 0,74 | 0,45  |
| Максимальный вертикальный радиус, мкм   | 1217 | 1130 | 1100 | 879  | 700  | 517  | 432   |
| Эквивалентный радиус, мкм   | 906  | 840  | 850  | 669  | 684  | 471  | 339   |
| Рассчитанное время схлопывания, мкс   | 8    | 156  | 157  | 124  | 127  | 87   | 63    |
| Экспериментальное время схлопывания, мкс  | 195  | 177  | 171  | 167  | 187  | 144  | 99    |
| $\gamma$  | 0,40 | 0,43 | 0,44 | 0,38 | 0,29 | 0,28 | 0,24  |
| Коэффициент пролонгации   | 1,16 | 1,14 | 1,09 | 1,35 | 1,48 | 1,65 | 1,58  |
| Энергия, мкДж   | 0,30 | 0,24 | 0,25 | 0,12 | 0,31 | 0,04 | 0,016 |
| Доля энергии, %   | 5,0  | 4,0  | 4,1  | 2,0  | 3,6  | 1,9  | 1,16  |

На графике 31 представлена зависимость коэффициента пролонгации  $k$  от  $\gamma$ . Из полученных данных видно, что для малых  $\gamma$  пролонгация достигает значений – 1,65 для  $\gamma = 0,28$ . Эти значения несколько больше, чем приведённые в [83], что, вероятно, является особенностью сочетания двух факторов – существенная несферичность пузырей и

генерация непосредственно на жёсткой границе. Доля энергии лазерного излучения, перешедшей в энергию кавитационных пузырей, составляет всего 1-5%.

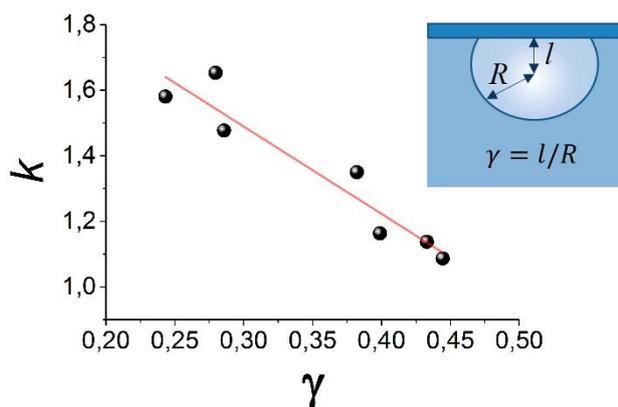
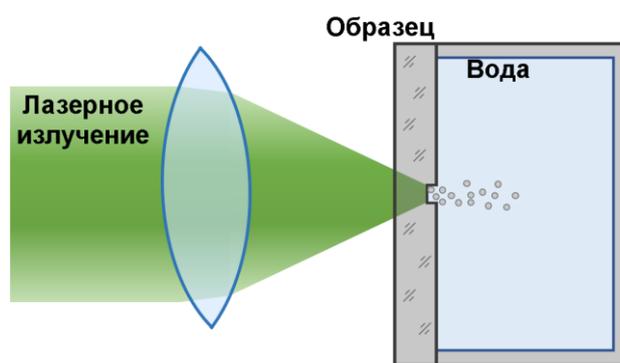


Рисунок 31. Зависимость коэффициента пролонгации от отношения полуосей кавитационного пузыря.

Если рассматривать более общий случай генерации кавитационного пузыря вблизи жёсткой границы, то её присутствие уменьшает скорость потока жидкости между границей и пузырьём. Это ведёт к разнице давлений под пузырьём (где нет границы) и над пузырьём (между пузырьём и границей), вызывая большее ускорение нижней стенки пузыря по сравнению с верхней, а также связанное с этим движение центра пузыря по направлению к границе из-за силы, действующей на пузырь, находящегося в области градиента давления в воде. В итоге, генерация пузыря вблизи жёсткой границы ведёт к увеличению времени его жизни. В случае малого  $\gamma$  пузырь почти полусферический, и центр пузыря не может двигаться из-за сил градиента давления. При схлопывании пузыря поток жидкости направлен по направлению к его центру для большей части его поверхности, как и в случае сферического пузыря. Это вызывает сильную компрессию внутри пузыря и генерацию акустического импульса высокого давления при схлопывании пузыря. И наиболее интенсивные механические эффекты достигаются при  $\gamma$  стремящемся к нулю [83]. В случае же кавитации в следствие поглощения 3мкм лазерного импульса в воде источник располагается непосредственно в тонком слое воды, граничащем с жёсткой границей, поэтому  $\gamma$  мало на всех стадиях развития пузыря, что даёт значительный коэффициент пролонгации  $k$ . В нашем эксперименте ключевым фактором является сильнейшее линейное поглощение, и источник представляет собой тонкий диск диаметром 600-1000 мкм и толщиной 1,25 мкм. Управление временем жизни пузыря и давлением в нём перспективно для задач синтеза новых материалов в кавитационном пузыре, формирования наночастиц и микроструктурирования мишеней [95].

### 1.7.2 Лазерно-индуцированное жидкостное травление (ЛИЖТ)

Весьма перспективным применением 3-мкм лазеров является лазерно-индуцированное жидкостное травление (ЛИЖТ) прозрачных материалов, впервые предложенное в [51]. Суть данного метода заключается в том, что лазерное излучение проходит через прозрачный образец и поглощается на его задней поверхности в слое жидкости, находящейся в контакте с образцом. Принципиальная схема изображена на рисунке 32. Быстрые нагрев и расширение воды приводят к формированию ударных волн и кавитационных пузырей, в результате чего происходит сильное локальное механическое воздействие на твердотельную среду и вынос её массы. Некоторые авторы также связывают растворение материала с переходом воды в околокритическое или сверхкритическое состояние, в котором вода приобретает свойства травителя [96].



*Рисунок 32. Экспериментальная установка для ЛИЖТ. Лазерный пучок заводится через прозрачную мишень, граничащую с сильно поглощающей жидкостью.*

Метод ЛИЖТ обладает рядом достоинств по сравнению с другими методами [97]. На данный момент наиболее часто используемым способом формирования микроструктур на поверхностях различных материалов является лазерная абляция. Однако применение этого метода ограничено материалами, поглощающими излучение на используемой длине волны. Кроме того, для его реализации необходимо поддерживать высокий вакуум, а при использовании лазерной абляции УФ излучением в условиях плазмообразования (LIPAA) требуется дополнительная обработка раствором кислоты, поскольку продукты абляции металлической мишени осаждаются на поверхности материала. В свою очередь метод ЛИЖТ позволяет обрабатывать прозрачные на используемой длине волны материалы, а также формировать структуры высокого пространственного качества на микро- и наномасштабе при использовании излучения, интенсивность которого намного меньше порога оптического пробоя воздуха. С помощью метода ЛИЖТ можно создавать различные микроструктуры, такие как траншеи, кратеры, микролинзы и микропризмы, различные бинарные элементы и фазовые пластинки [98]. Обычно для реализации процесса травления

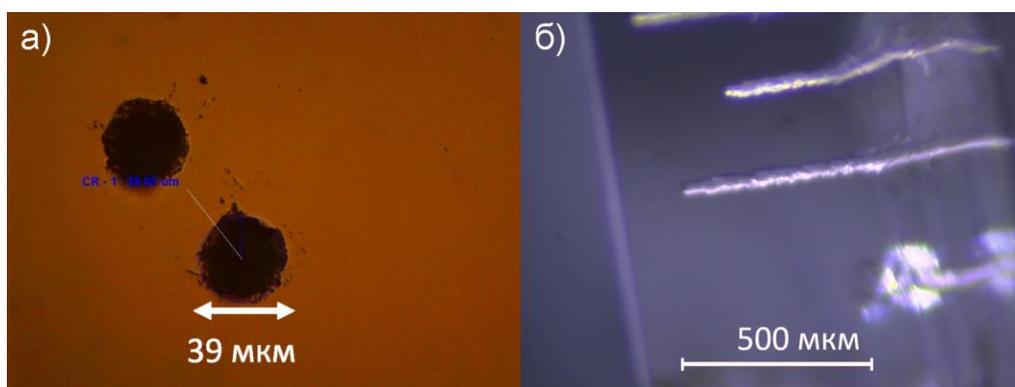
в сильнопоглощающей жидкости используют наносекундные импульсы эксимерных УФ лазеров (например, KrF) совместно с красителями [99]. Однако, обслуживание таких лазеров является дорогим и опасным из-за использования химических реагентов. Сами же они представляют собой громоздкие и сложные технологические устройства. Травление 3-мкм лазерными импульсами в дистиллированной воде значительно упрощает реализацию метода и устраняет необходимость в использовании дополнительных поглощающих веществ.

Особенный интерес представляет обработка сапфира, так как он является перспективным материалом для использования в микро- и оптоэлектронике, и медицине [97]. Для использования сапфира в задачах фотоники, микрофлюидики и микроэлектроники необходим способ создания качественных повторяемых микроструктур на его поверхности, однако его обработка затруднена из-за его высокой прочности и химической стойкости. Метод ЛИЖТ для травления сапфира с использованием различных источников является достаточно эффективным [100–102], в том числе с использованием 3-мкм лазерных импульсов [103], где в качестве поглощающей жидкости использовалась вода, а также щелочной раствор для увеличения скорости травления.

В данной части работы исследовались режимы травления сапфира при воздействии микросекундных и наносекундных лазерных импульсов на воду и щелочной раствор. Используемый лазерный источник работал как в режиме свободной генерации (последовательность импульсов длительностью от 350 нс с общей огибающей длительностью около 60 мкс и суммарной энергией до 10 мДж), так и в режиме модуляции добротности (длительность импульса 110 нс, энергия до 10 мДж). Модуляция добротности реализовывалась с помощью кристалла ниобата лития. Излучение фокусировалось линзой из  $\text{CaF}_2$  с фокусным расстоянием 25 мм в кювету с жидкостью. В качестве травящей жидкости использовалась дистиллированная вода, а также раствор щёлочи КОН (10 Моль/л). Использование воды в ЛИЖТ является наиболее простым решением, однако также было решено использовать щёлочь, так как из-за более активной химической реакции растворения сапфира увеличивается скорость травления. Исследуемая сапфировая пластинка служила в качестве входного окна кюветы. Сфокусированное в область соприкосновения входного окна с жидкостью излучение (пятно диаметром 100 мкм по уровню  $1/e^2$ ) поглощалось в тонком слое этой жидкости.

Под воздействием микросекундных импульсов свободной генерации энергией 10 мДж наблюдалось образование кратеров диаметром до 39 микрометров (рисунок 33). В случае жёсткой фокусировки механические воздействия приводили к образованию трещин на концах каналов, но в большинстве случаев контуры микроструктур были гладкими. При

использовании микросекундных импульсов в дистиллированной воде травления не происходило. В случае наносекундных импульсов, генерируемых в режиме модуляции добротности, образование трещин было более заметным. При тех же условиях фокусировки для запуска процесса травления требовалась энергия не более 1 мДж, а при больших энергиях сильные механические эффекты приводили к разрушению образца на его передней и задней поверхностях. При этом скорость травления снизилась примерно на 2 порядка (50 мкм\импульс в режиме свободной генерации и 0,4 мкм\импульс в режиме модуляции добротности). Это можно объяснить более равномерным распределением энергии во времени. Поскольку импульс свободной генерации состоит из большого количества импульсов меньшей длительности, каждый из этих импульсов отдельно взаимодействует со средой. Таким образом, использование импульсов свободной генерации позволяет управлять вложением энергии посредством её точной регулировки. Наносекундные импульсы высокой энергии вызывают трещины из-за локализации акустического воздействия, и, таким образом, для травления аккуратных кратеров без трещин энергия наносекундного импульса должна быть уменьшена. Но при этом скорость травления также уменьшится. В результате экспериментов были сформированы кратеры с аспектным соотношением ~30.



*Рисунок 33. Сформированные кратеры в сапфире при лазерно-жидкостном травлении 3-мкм лазерными импульсами*

Сам процесс ЛИЖТ является пороговым по числу импульсов, что было показано как для УФ излучения в [55], [56], так и для 3 мкм излучения [46]. Это связано с наличием инкубационного эффекта, который заключается в создании некоторого количества структурных дефектов на поверхности материала затравочными импульсами (формирование центров окраски, поглощающих излучение, осаждение вещества, появляющегося в процессе химической реакции, накопление дефектов кристаллической решётки и т.д.). Зависимость скорости травления от плотности энергии также зачастую бывает нелинейной. Это связано с тем, что при малой плотности энергии преобладает

химическое травление материала, а при больших плотностях энергии материал удаляется за счёт ударных механических эффектов.

Для оценки скорости травления была посчитана численная производная зависимости глубины кратеров от числа поглощённых импульсов (рисунок 34). Из графика видно, что в среднем скорость травления в дистиллированной воде примерно в 3 раза меньше, чем в растворе щелочи. Также скорость травления в воде падает после длительного воздействия лазерных импульсов, что говорит о сильном влиянии химических эффектов в процессе ЛИЖТ. Изображения, полученные с помощью атомно-силовой электронной микроскопии, демонстрируют кратеры с аккуратной симметричной структурой и гладкими контурами (рисунок 35).

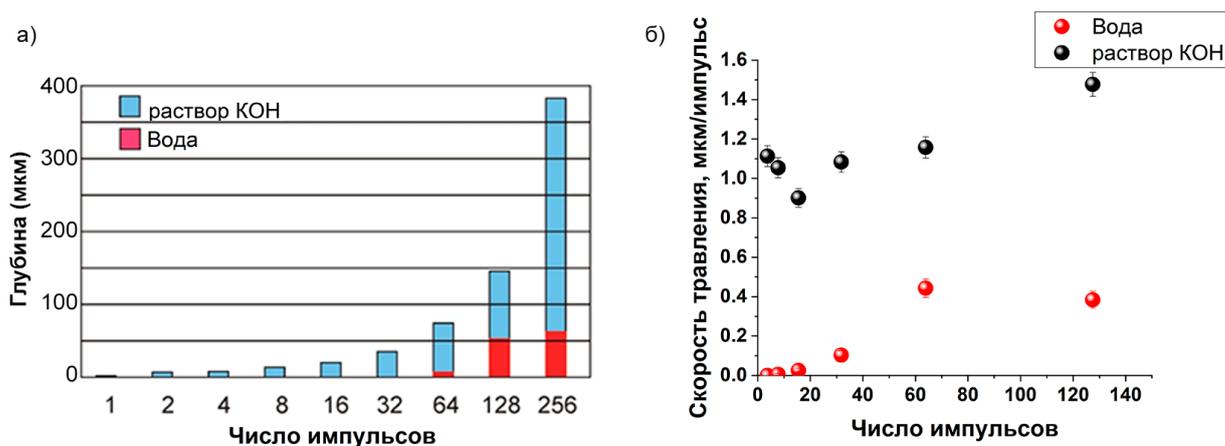
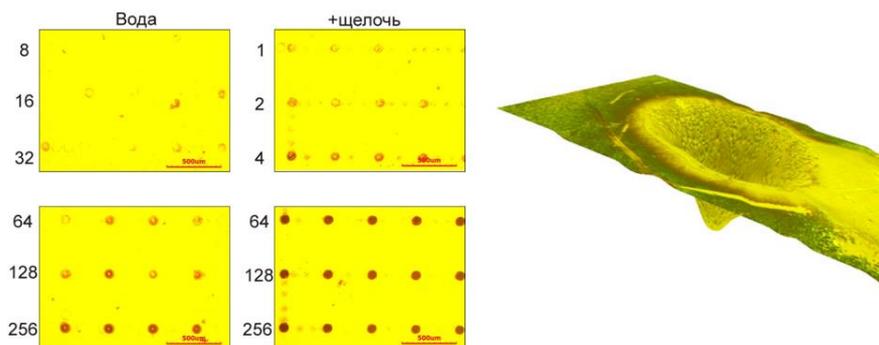


Рисунок 34. Зависимости глубины кратеров (а) и скорости травления (б) от числа лазерных импульсов.



*Рисунок 35. Кратеры на поверхности сапфира, созданные в ходе лазерно-индуцированного жидкостного травления в воде при воздействии мощными 3-мкм импульсами. Слева - фотографии массива кратеров, созданных с применением дистиллированной воды и щелочного раствора KOH, при разном количестве воздействующих импульсов; справа - морфология одного из кратеров, полученная с помощью атомно-силового микроскопа.*

### 1.7.3 Лазерно-индуцированный прямой перенос (LIFT)

3-мкм лазеры также могут быть эффективны для использования в развивающейся области регенеративной медицины - биопечати. Биопечать позволяет восстанавливать или заменять функциональные ткани и органы человека, которые выходят из строя из-за болезней, генетических ошибок, врождённых аномалий или травматических повреждений. Одна из методик – лазерно-индуцированный прямой перенос клеток (laser-induced forward transfer – LIFT)[104]. Метод позволяет формировать трёхмерные объекты, состоящие из живых клеток, в том числе биологические ткани [105]. Также эта методика может использоваться для создания скэффолд-структур для изучения взаимодействия клеток между собой и со своим окружением [106]. В обычных методах трёхмерной биопечати – в экструзионных и струйных методах – выдавливание капель гидрогеля, содержащих микроорганизмы, производится через тонкое сопло. Однако в этом процессе силы поверхностного натяжения в тонком сопле губительно действуют на микроорганизм. Лазерная биопечать основана на действии лазерно-индуцированных механических эффектов на биочернила. Схема установки состоит из импульсного источника излучения и прозрачной донорной пластинки, на которую нанесены слои поглотителя и биочернил (раствор биоматериала в гидрогеле). Под донорной пластинкой находится акцепторная пластинка, на которой будет напечатана спроектированная структура. При воздействии лазерных импульсов на поглощающий слой механическое воздействие переносит часть биочернил на акцепторную пластинку. В настоящее время данная технология в качестве источника излучения использует лазеры на Nd:YAG, а в качестве поглотителя – тонкий слой металла, золота или титана [107]. В процессе печати этот слой поглощает излучение и на его поверхности возникает сильный механический импульс, формирующий каплю

биоматериала. Однако и сами частицы золота попадают на печатаемую структуру, что отрицательно сказывается на жизнеспособности клеток. Использование 3-мкм лазерных импульсов позволяет обойтись без поглощающего слоя, так как в данном случае механический импульс возникает при поглощении излучения уже в самих биочернилах. Насколько нам известно, использование лазерных импульсов трёхмикронного диапазона в LIFT имело место лишь в одной работе [108], где он использовался для конструирования из стволовых клеток трёхмерных структур, имитирующих рогамицу. Авторы заключают, что для биопечати с использованием двух и более типов клеток лучшим решением с точки зрения выбора длины волны лазерного излучения является 3-мкм лазер с поглощением в самом гидрогеле.

В рамках диссертационной работы были проведены эксперименты по формированию микроструктур в сапфировой пластинке методом лазерно-индуцированного прямого переноса с использованием лазера Er:YAG (длина волны 2,94 мкм). Лазер работал в режиме модуляции добротности, а в качестве модулятора был использован кристалл ниобата лития. Лазер генерировал импульсы с энергией до 10 мДж и длительностью  $\tau=110$  нс. Лазерный пучок фокусировался линзой CaF<sub>2</sub> с фокусным расстоянием 25 мм на донорную пластинку из сапфира в пятно диаметром 220 мкм. На донорной пластинке находился слой биочернил – раствор микроорганизмов E.coli в гидрогеле – толщиной около 200 мкм. Стабильный перенос одиночных капель контролируемого размера был достигнут при энергии импульса в диапазоне от 380 до 500 мкДж, обеспечивая интенсивность 30-40 МВт/см<sup>2</sup> на поверхности пластинки. Входная энергия лазерного импульса изменялась путём введения в пучок тонких поглощающих фильтров (покровных стёкол). Поглощение лазерных импульсов в тонком слое геля приводит к его быстрому локальному нагреву, образованию кавитационного пузыря в слое геля и формированию тонкой струи, распространяющейся перпендикулярно нижней грани пластинки, из которой отделяется небольшая капля биочернил. Эта капля переносит микроорганизмы в чашки Петри, выступающей в роли акцепторной пластинки.

Процессы печати и переноса материала были визуализированы и исследованы с помощью высокоскоростной камеры Fastcam SA-3 (выдержка 1/6000, 6000 кадров в секунду) с длиннофокусным микроскопическим объективом, обеспечивающим поле обзора до 5×3,5 мм. На рисунке 36 показаны кадры высокоскоростного видео формирования струи и переноса микрокапли в акцепторную среду. На начальном этапе образуется быстро расширяющийся парогазовый пузырь, в верхней части которого постепенно формируется струя гидрогеля, направленная перпендикулярно донорной пластинке. Этот процесс развивается в несколько стадий [109,110], которые зависят от параметров лазерного

воздействия, используемого гидрогеля и геометрии воздействия [111]. В экспериментах при использовании лазерных импульсов с энергией 380 мкДж наблюдаемая струя имела сложную форму. Она состояла из двух частей: тонкой струи диаметром 50 мкм (первая струя), распространяющаяся с большей скоростью, и более толстой струи диаметром около 250 мкм (вторая струя). Их скорости через 0,5 мс после лазерного воздействия составляли соответственно 3,3 и 1,3 м/с. В определённый момент от струи отделяется микрокапля геля [60], которая переносит микроорганизмы в питательную среду чашки Петри.

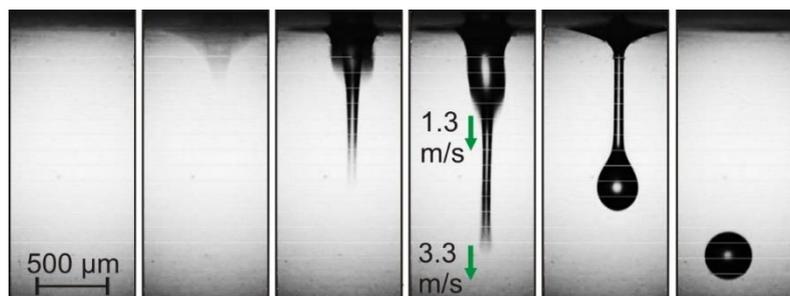


Рисунок 36. Снимки высокоскоростной камеры, иллюстрирующие процесс формирования струй в гидрогеле при воздействии наносекундного 3-мкм лазерного импульса с энергией 380 мкДж.

Таким образом были сформированы массивы капель гидрогеля в чашках Петри с раствором агар-LB. На рисунке 37 представлена фотография чашки Петри с образцами гидрогеля через 2 дня после эксперимента. Наблюдается рост колоний микроорганизмов, что говорит о высокой выживаемости биологических клеток при воздействии на гидрогель лазерных импульсов энергией до 500 мкДж.

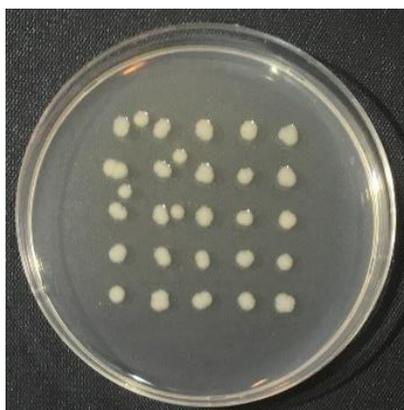


Рисунок 37. Чашка Петри с образцами гидрогеля через 2 дня после эксперимента

Таким образом, был продемонстрирован прямой перенос одиночных капель биочернил с помощью наносекундных 3-мкм лазерных импульсов с донорной на акцепторную пластинку по технологии LIFT, не требующей наличия поглощающего слоя.

## Выводы по результатам главы 1

- Впервые продемонстрировано использование акустооптических модуляторов на основе кристаллов KYW и KGW в 3-мкм твердотельных лазерах. В лазере Cr:Er:YSGG получена генерация импульсов с выходной энергией 29 мДж на частоте 5 Гц в TEM<sub>00</sub> моде и длительностью 75 нс. На основе него создана система генератор-двухкаскадный усилитель с выходной энергией 87 мДж. Таким образом исследованные АО модуляторы могут эффективно использоваться в наносекундных 3-мкм лазерах.
- На основе измерения тепловой линзы в семействе 3-мкм активных элементов проведено моделирование схем её компенсации с помощью рассеивающих линз. Показано, что фокусное расстояние тепловой линзы в кристаллах Er:YAG, Er:YSGG, Cr:Er:YSGG при мощной импульсной ламповой накачке со средней мощностью до 1,5 кВт в может достигать ~10-15 см. Схема компенсации, реализованная в лазере Cr:Er:YSGG, в позволила увеличить выходную энергию с 10 мДж до 23 мДж на частоте 10 Гц с сохранением режима гауссовоподобного распределения интенсивности в пучке.
- Показано, что в лазере Er:YLF с мощной боковой диодной накачкой в режиме свободной генерации с накачкой до 3 Дж в импульсе длительностью 250 мкс происходит последовательная смена длин волны генерации. Также установлено, что использование выходного зеркала с большим коэффициентом отражения позволяет продлить спектр генерации в длинноволновую область (до 2,85 мкм)
- Впервые реализован режим электрооптической модуляции добротности в кристалле Er:YLF с МВт уровнем пиковой мощности. Была получена генерация импульсов с энергией 82 мДж на длине волны 2,67 мкм и длительностью 13 нс с помощью модулятора добротности на кристалле КТР.
- Показано, что доступ к высокой (~100 мДж) энергии 3-мкм наносекундных лазерных импульсов может быть обеспечен с помощью метода модуляции добротности на основе вращающегося зеркала, свободного от требования на состояние поляризации излучения внутри резонатора, при достаточно быстром переключении добротности.
- Интенсивные механические постэффекты (давление ~ГПа), возникающие при воздействии наносекундных трёхмикронных лазерных импульсов на жёсткую границу воды, могут использоваться в задачах лазерного микроструктурирования прозрачных материалов методом лазерно-индуцированного жидкостного травления и лазерно-индуцированного прямого переноса в задачах биопечати.

## Положения, выносимые на защиту

1. Насыщение усиления на переходах в штарковском ансамбле подуровней верхнего и нижнего лазерных уровней ионов эрбия ( $^4I_{11/2}$  и  $^4I_{13/2}$ ) в кристалле иттрий-литиевого фторида, легированного эрбием, приводит к последовательной (во времени в течение длительности импульса накачки) смене длины волны лазерных импульсов свободной генерации (2,67 мкм→2,71 мкм→2,81 мкм→2,85 мкм), при этом конечная длина волны генерации в этой последовательности тем больше, чем выше коэффициент отражения выходного зеркала резонатора.
2. Генерация лазерного излучения с мультимегаваттной пиковой и ваттной средней мощностью в 3-мкм диапазоне длин волн возможна в иттрий-литиевом фториде, легированном эрбием, с электрооптической модуляцией добротности на основе титанилфосфата калия.
3. Формирование высокоэнергетичных (~100 мДж) одиночных лазерных импульсов наносекундной (~100 нс) длительности в среднем ИК диапазоне (~3 мкм) является результатом оптико-механической модуляции добротности резонатора в генераторе на основе эрбиевой среды с низким коэффициентом усиления.

## Глава 2. Непрерывная генерация и синхронизация мод в лазере Fe:ZnSe

До недавних пор средняя ИК-область спектра (главным образом  $\lambda > 3$  мкм) оставалась недоступной для обычных лазеров из-за фундаментальных ограничений, в первую очередь из-за отсутствия подходящих конденсированных лазерных материалов. В 1990-ых годах научному сообществу было представлено новое семейство лазерных сред с полосой генерации в средней инфракрасной области спектра – халькогениды (соединения  $A_2B_6$ ), легированные ионами переходных металлов [112]. Такие кристаллические матрицы, легированные ионами переходных металлов, сочетают в себе уникальные спектроскопические (ультраширокая полоса усиления, высокие сечения поглощения и эмиссии, высокая квантовая эффективность при комнатной температуре) и материальные (отсечка низкоэнергетичных фононов, широкая полоса прозрачности в ИК, высокая теплопроводность) свойства.

Активные элементы на ионах железа обладают полосой усиления в области 3,4-6,8 мкм [15,16] и перспективны для эффективной генерации и усиления широкополосных лазерных импульсов в более длинноволновой области спектра. В частности, лазерная среда Fe:ZnSe обладает полосой перестройки 3,7-5,1 мкм при комнатной температуре [113]. На её

основе созданы лазерные источники в непрерывном и импульсных (микросекундном и наносекундном) режимах [1]. В нашей научной группе изучались свойства широкополосного усиления в Fe:ZnSe, в результате чего была создана мощная фемтосекундная система усиления чирпированных импульсов [12]. Однако режима синхронизации мод, насколько нам известно, до сих пор продемонстрировано не было.

Развитие лазерных источников на ионах железа главным образом было ограничено отсутствием доступных мощных непрерывных и импульсных 3-мкм лазеров накачки. Лишь недавно технологии волоконных лазеров открыли доступ к мощности излучения ~10 Вт на длине волны вблизи 3 мкм [114,115]. Также важной особенностью среды Fe:ZnSe является сильная зависимость времени жизни от температуры. При комнатной температуре оно составляет всего 370 нс, и для эффективной непрерывной генерации требуется криогенное охлаждение, когда время жизни выходит на уровень ~60-100 мкс. Кроме этого, наличие сильных линий поглощения в углекислом газе на длине волны 4,3 мкм способно внести значительную дисперсию в импульс, исказить его форму и не дать возможности сформировать широкий спектр и короткую длительность в случае, если импульс распространяется по воздуху. Реализации синхронизации мод на Fe:ZnSe также препятствует отсутствие подходящих насыщающихся поглотителей в среднем ИК диапазоне. На сегодняшний день технология полупроводниковых насыщающихся зеркал SESAM в достаточной мере развита на длинах волн менее чем 3,0 мкм. Однако такого рода приборы могут быть основаны на низкоразмерных углеродных структурах, таких как графен или углеродные нанотрубки [116].

*Параграф 2.1* обобщает спектроскопические и физические свойства лазерной среды Fe:ZnSe на основе научной литературы. *Параграф 2.2* посвящён разработанному непрерывному волоконному лазеру накачки Er:ZBLAN. В *параграфе 2.3* рассматриваются свойства непрерывной генерации в кристалле Fe:ZnSe, в частности температурные зависимости выходных характеристик излучения. В *параграфе 2.4* представлены оригинальные результаты по синхронизации мод в лазере Fe:ZnSe с помощью насыщающегося поглощения в графене.

## **2.1 Лазерные свойства активной среды Fe:ZnSe**

На рисунке 38(а) изображена схема энергетических уровней ионов  $Fe^{2+}$  в кристалле ZnSe [113]. Основное состояние  $^5D$  ионов  $Fe^{2+}$  ( $3d^6$ ) в поле тетраэдрического кристалла ZnSe расщеплено на дублет  $^5E$  и триплет  $^5T_2$ . Кратность вырождения этих мультиплетов равна  $g(^5E)/g(^5T_2) = 2/3$  (общее вырождение уровня  $^5D$  равно  $g = 25$ ). Разница энергий между состояниями  $^5E$  и  $^5T_2$  для ионов  $Fe^{2+}$  в кристаллическом поле ZnSe составляет около  $3000 \text{ см}^{-1}$

<sup>1</sup> и соответствует средней ИК-области спектра. Дублет <sup>5</sup>E — это основное состояние ионов железа, а триплет <sup>5</sup>T<sub>2</sub> - первое возбуждённое состояние. Переход между этими состояниями разрешён по спину, в то время как остальные переходы запрещены. Для ионов Fe<sup>2+</sup> спин-орбитальное взаимодействие второго порядка расщепляет основное состояние <sup>5</sup>E на пять равноудалённых уровней с энергией расщепления  $K = 6\lambda^2/\Delta = 10-20 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda \approx 100 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Delta \approx 3000 \text{ см}^{-1}$ ). Спин-орбитальное взаимодействие первого порядка не расщепляет мультиплет <sup>5</sup>E. Триплет <sup>5</sup>T<sub>2</sub> расщепляется спин-орбитальным взаимодействием первого порядка в три мультиплета, разделённых энергетической зоной  $2\lambda$  и  $3\lambda$ . Спин-орбитальное взаимодействие второго порядка в дальнейшем расщепляет эти уровни, как показано на рисунке 38 (а). В соответствии с правилами отбора переходы между основным уровнем  $\Gamma_1$  и верхними уровнями  $\Gamma_5$  разрешены для электрических дипольных взаимодействий. Спектры поглощения и люминесценции кристалла Fe:ZnSe при комнатной температуре изображены на рисунке 38 (б), а спектроскопические характеристики просуммированы в таблице 5.

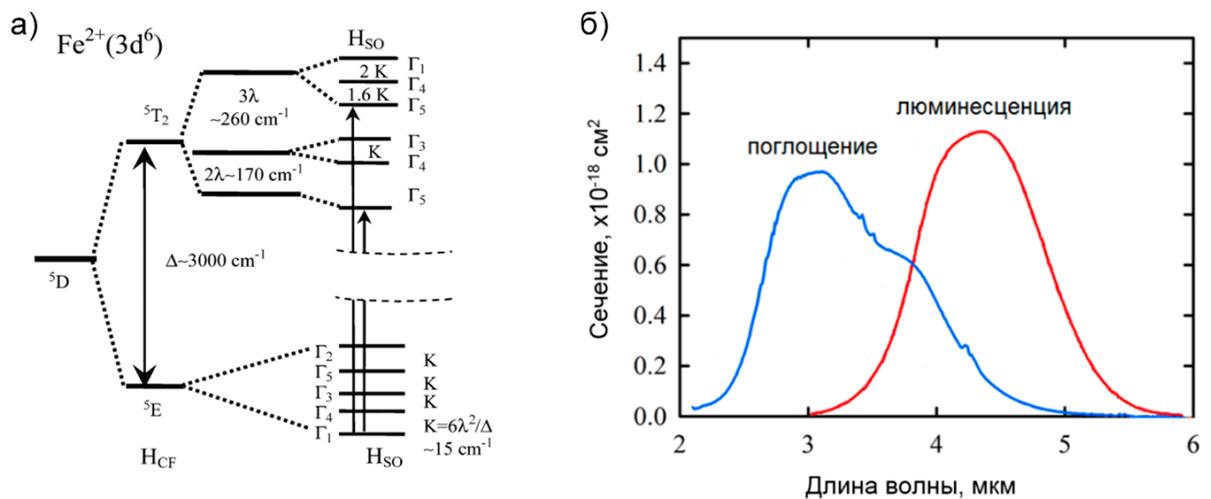


Рисунок 38. Схема энергетических уровней ионов Fe<sup>2+</sup> в поле тетраэдрического кристалла ZnSe [113] (а) и спектры поглощения и люминесценции кристалла Fe:ZnSe при комнатной температуре [117] (б).

Таблица 5. Спектроскопические свойства кристалла Fe:ZnSe [113]

| Поглощение                                   |      |
|--|------|
| $\sigma_{\text{abs}}, 10^{-18} \text{ см}^2$ | 0,97 |
| $\lambda_{\text{max}}, \text{ мкм}$          | 3,1  |
| $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}, \text{ мкм}$   | 1,35 |
| Люминесценция                                |      |
| $\sigma_{\text{em}}, 10^{-18} \text{ см}^2$  | 1,1  |
| $\lambda_{\text{max}}, \text{ мкм}$          | 4,35 |

|                              |      |
|------------------------------|------|
| $\Delta\lambda_{FWHM}$ , мкм | 1,13 |
|------------------------------|------|

Важной особенностью соединений  $A_2B_6$  является их склонность к кристаллизации в тетраэдрически координированные структуры. Во-первых, ионы в тетраэдрических позициях, лишённые инверсионной симметрии, характеризуются высокой осцилляторной силой и малым временем жизни. Во-вторых, тетраэдрическое расположение ионов, в отличие от типичного октаэдрического на месте легирующей примеси, даёт примерно вдвое меньшее расщепление кристаллическим полем, отодвигая переходы примесных ТМ-ионов дальше в ИК область. Широкие полосы поглощения и излучения Fe:ZnSe, как и других вибронных сред, обусловлены сильной связью между полем кристаллической решётки и оптическими электронами ионов переходных металлов. Значительное уширение полосы усиления делает Fe:ZnSe перспективной средой для ультраширокой перестройки по частоте в средней ИК-области, а также для генерации сверхкоротких импульсов.

Ключевой особенностью этих материалов является то, что тяжёлые анионы в кристаллах обеспечивают отсечку низкоэнергетичных оптических фононов, что делает их прозрачными в широком спектральном диапазоне и снижает эффективность безызлучательных переходов, способствующих высокой эффективности флуоресценции при комнатной температуре. Следует отметить, что длинноволновое излучение как редкоземельных ионов, так и ионов переходных металлов, как правило, подавлено фонными процессами в обычных лазерных средах, таких как оксиды и фториды, что приводит к низкой квантовой эффективности флуоресценции при комнатной температуре. Кроме того, полупроводниковые среды  $A_2B_6$ , легированные ионами переходных металлов, обладают такими замечательными спектроскопическими свойствами, как четырёхуровневая энергетическая схема уровней, низкое поглощение возбуждёнными состояниями, высокий квантовый выход люминесценции.

Среди всего семейства полупроводниковых кристаллов  $A_2B_6$ , легированных переходными металлами, наиболее хорошо разработанными являются кристаллы ZnSe, легированные ионами Cr и Fe, которые генерируют в спектральных областях 2 мкм и 4 мкм соответственно. Быстрому развитию непрерывных и квазинепрерывных источников на Cr:ZnSe способствовало наличие мощных непрерывных источников накачки, а именно эрбиевых и тулиевых волоконных лазеров. В настоящее время выходная мощность лазера Cr:ZnSe достигает 140 Вт на длине волны 2,5 мкм [18]. В то же время разработка лазеров Fe:ZnSe была ограничена отсутствием мощных и надёжных непрерывных источников накачки на длине волны 3 мкм. Несмотря на схожесть спектроскопических свойств, Cr:ZnSe и Fe:ZnSe имеют ряд важных отличий. Во-первых, энергия первого возбуждённого

состояния лежит ближе к основному состоянию, чем в Cr:ZnSe. Максимум флуоресценции Fe:ZnSe находится вблизи длины волны 3850 нм (при 80 К), в то время как для Cr:ZnSe это 2450 нм. Поэтому отношение энергии первого возбуждённого состояния к энергии фононов матрицы ZnSe значительно меньше, что приводит к большой роли безызлучательных фононных переходов.

Первая лазерная генерация в Fe:ZnSe была получена в [2] при криогенном охлаждении в режиме модуляции усиления, где было показано, что бесфононные линии находятся вблизи длин волн 3,7-3,8 мкм, а центральная длина волны генерации смещается с 3,98 мкм при 15 К к 4,54 мкм при 180 К. Внутррезонаторная перестройка при криогенном охлаждении в диапазоне 3770-4400 нм была продемонстрирована в работе [13], а при комнатной температуре – в [118]. Впервые о непрерывной генерации в среде Fe:ZnSe было сообщено в работе [19], где в качестве источника накачки использовался лазер Cr:CdSe, отстроенный на длину волны 2,97 мкм, и была достигнута выходная мощность 160 мВт на 4,04-4,08 мкм. В работе [119], выходная мощность составила 840 мВт с использованием DPSS лазеров с общей мощностью 3 Вт на длине волны 2,94 мкм. В настоящее время наибольшая мощность 9,2 Вт непрерывной генерации в Fe:ZnSe получена с использованием каскадной схемы на основе Cr:ZnSe [10] (подробно описанной в работе [18]) с КПД 41%, где в селективном резонаторе было получено до 32 Вт при выходной мощности 2,94 мкм для накачки кристалла Fe:ZnSe.

Важной особенностью халькогенидов, легированных ионами железа, является сильная зависимость времени жизни люминесценции от температуры. Для кристалла Fe:ZnSe максимум времени жизни наблюдается в области температур около 100-120 К. Рост времени жизни при увеличении температуры при  $T < 100$  К связан с тепловым увеличением заселённости верхнего лазерного уровня  $^5T_2$ , а дальнейший спад вызван термически активированными безызлучательными переходами [117]. В лазерах на ионах переходных металлов существует два механизма безызлучательной релаксации. Первый – это термически активированные безызлучательные переходы. Сильная связь оптического электрона и кристаллической решётки проявляется в несовпадающих положениях равновесия для основного и возбуждённого состояний на диаграмме Франка-Кондона. Величина этого сдвига увеличивается пропорционально корню из температуры. С одной стороны, благодаря этому сдвигу формируется широкая полоса усиления. С другой, расстояние между уровнями уменьшается, и вероятность безызлучательного перехода увеличивается. Второй механизм – это прямой многофононный переход. При увеличении температуры возбуждаются высшие колебательные моды кристаллической решётки (фононы), энергия которых может быть достаточной для того, чтобы преодолеть

запрещённую зону между возбуждённым и основным уровнями, подавив тем самым излучательные переходы. Несмотря на то, что матрица ZnSe имеет значительно меньшую частоты отсечки ( $240 \text{ см}^{-1}$ ), чем оксидные и фторидные матрицы ( $600\text{-}1200 \text{ см}^{-1}$ ), в ИК-области фотоны имеют довольно небольшую энергию, и большинство излучательных переходов оказываются подавленными.

В работах [2,112,120] измерялось время жизни для кристалла Fe:ZnSe выращенного из расплава, и максимальное значение составило около 105 мкс при  $T=120 \text{ К}$ . В работах [121,122] сообщается о 60 мкс при  $T=100 \text{ К}$  для поликристаллического образца, выращенного методом диффузии. Стоит отметить, что уровень легирования кристалла в [2] был на два порядка больше, чем в [121]. Также в [122] указано, что зависимость времени жизни от температуры в большей степени определяется концентрацией легирующих ионов. Более точное измерение времени жизни при комнатной температуре и небольшом охлаждении также было выполнено многими авторами [113,122,123]. Оно составило 345-380 нс для кристаллов с разным уровнем легирования и методом роста.

Значительные достижения в разработке непрерывных 3-мкм лазерных источников были достигнуты с разработкой активных волокон Er:ZBLAN [8]. В режиме непрерывной генерации волоконные лазеры более удобны и надёжны, чем твердотельные лазеры, из-за большого отношения площади поверхности к объёму. Несмотря на посредственные тепловые характеристики фторидного волокна, специальные методики теплоотвода позволили таким источникам выйти на мощность 20-30 Вт [124], что открывает доступ к эффективной накачке активных элементов, легированных ионами железа. Несмотря на это, режим синхронизации мод долгое время не был реализован.

## 2.2 Непрерывный волоконный лазер накачки Er:ZBLAN

Одним из ключевых элементов непрерывной и фемтосекундной генерации в кристалле Fe:ZnSe является мощный источник накачки на длине волны около 3 мкм. В настоящей работе использовался волоконный Er:ZBLAN лазер с мощностью до 10 Вт на длине волны 2,8 мкм. Были разработаны две конфигурации (рисунок 39): с заводом излучения накачки в один торец волокна, и в оба торца. В качестве активного элемента лазера использовалось фторидное оптическое волокно из ZBLAN, легированное ионами эрбия с концентрацией 6 мол.%, длиной 180 см. На обоих концах волокна были установлены специальные наконечники (end-caps), изготовленные из  $\text{CaF}_2$ , предотвращающие повреждение волокна, вызванного поглощением в воздухе мощного 3-мкм излучения. Для накачки волокна использовался диодный лазерный модуль со

стабилизированной длиной волны генерации 975 нм и максимальной выходной мощностью 60 Вт. Модуль оснащён волоконным выходом с коллиматором  $f=15$  мм.

В конфигурации с заводом накачки в один торец волокна резонатор лазера Er:ZBLAN образован глухим сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 15 мм, и торцом волокна. Пучок накачки заводился в оболочку волокна с помощью линзы из YAG с фокусным расстоянием 8 мм и с просветляющими покрытиями на длинам волн накачки и лазерной генерации (975 нм и 2,8 мкм, соответственно). Для вывода излучения использовалось дихроичное зеркало, имеющее высокий коэффициент пропускания  $T=95\%$  для длины волны 975 нм и высокий коэффициент отражения  $R=99,8\%$  на 2,8 мкм для углов падения, близких к 45 градусов. В конфигурации с заводом накачки в один торец входная мощность накачки была ограничена величиной 35 Вт, так как высокая плотность мощности на торце волокна может вызвать его повреждение. Для снижения лучевой нагрузки на торцы волокна была также реализована конфигурация с заводом в оба торца волокна, позволившая использовать всю доступную мощность диодного лазера накачки. В этой конфигурации лазера использовалось дополнительный светоделитель, расщепляющий пучок накачки на два пучка с равной мощностью. Вместо сферического зеркала резонатора использовалось плоское золотое зеркало с линзой  $f=75$  мм для увеличения стабильности резонатора. Пучок накачки во втором канале и пучок генерации разделялись дихроичным зеркалом.

Энергетическая характеристика лазера в обеих конфигурациях показана на рисунке 40. В первой конфигурации максимальная выходная мощность 7,0 Вт была получена при падающей мощности накачки 35 Вт. К.п.д. лазера по падающей мощности накачки составил 20%. Вторая конфигурация позволила использовать все 60 Вт накачки, что дало в результате 10 Вт выходной мощности с к.п.д. лазера 16%, что связано с потерями на дополнительной внутрирезонаторной оптике. Спектр выходного излучения, измеренный с помощью инфракрасного спектрометра, представлен на рисунке 40(а). Для характеристики качества пучка лазера был измерен его  $M^2$  (рисунок 40(б)) Лазерный пучок фокусировался линзой с фокусным расстоянием 750 мм, профиль пучка регистрировался камерой Ophir Spiricon Pyrocam III. Радиус пучка определялся по уровню интенсивности  $1/e^2$ . Измерения показали  $M^2=1.22$  и 1.14 в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно. Фотография пучка, снятая на камеру на расстоянии 110 см от выводного зеркала лазера, приведена на вставке к рисунку 40 (в).

Таким образом, высокая мощность непрерывного излучения на длине волны 2,8 мкм с высоким качеством пучка делают лазерные источники на основе Er:ZBLAN весьма подходящими для накачки кристалла Fe:ZnSe.

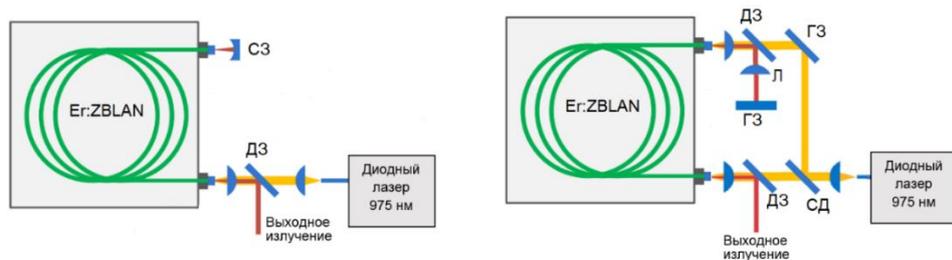


Рисунок 39. Схема непрерывного волоконного лазера Er:ZBLAN с заводом накачки в один торец (слева) и в оба торца (справа): ДЗ – дихроичное зеркало, ГЗ – глухое зеркало, Л-линза, СД – светоделитель.

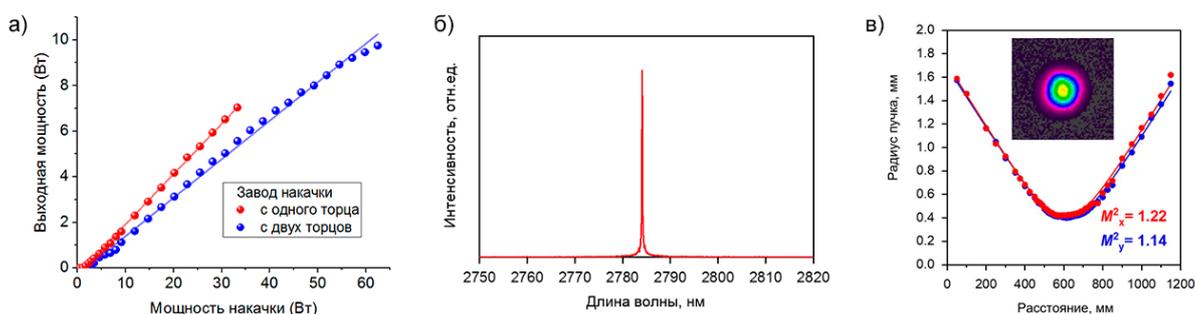


Рисунок 40. Выходные параметры генерации волоконного лазера Er:ZBLAN: а) Зависимость выходной мощности лазера Er:ZBLAN от падающей мощности диодного лазера накачки 975 нм для конфигураций резонатора с заводом накачки в один торец волокна, и в оба торца; б) спектр выходного излучения; и в) измерение  $M^2$  его излучения. На вставке фотография лазерного пучка, снятая на камеру Ophir Spiricon Pyrosam III

### 2.3 Непрерывная генерация в Fe:ZnSe

Для создания фемтосекундного генератора крайне важными являются следующие характеристики лазера: уровень выходной и внутрирезонаторной мощности, центральная длина волны генерации и ширина спектра усиления. В качестве оптимизируемых параметров могут выступать температура активного элемента и уровень легирования. В исследованиях использовались монокристаллические активные элементы Fe:ZnSe, в то время как в большинстве работ по фемтосекундным генераторам на основе халькогенидов участвуют поликристаллы. Изучаемые кристаллы были выращены из паровой фазы на монокристаллической затравке с использованием технологии одновременного легирования [15]. Кристаллы, выращенные по этой технологии, обладают высоким структурным качеством, оптической однородностью и, как следствие, низкими внутренними потерями. Был сделан выбор в пользу монокристаллов, так как, согласно [125], в монокристаллах время жизни выше, чем в поликристаллах. Также сильнолегированные кристаллы ( $N \sim 10^{18}$ - $10^{19}$  см<sup>-3</sup>) с однородным профилем легирования в меньшей степени подвержены тушению

люминесценции по сравнению с образцами, легированными диффузным методом, обладающими большей локализацией легирующих ионов [17]. В экспериментах использовались два активных элемента Fe:ZnSe с концентрациями легирующих ионов  $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $3,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Слаболегированный элемент имел длину 8,5 мм и торцы  $10,0 \times 10,0$  мм с просветляющими покрытиями. Высоколегированный кристалл длиной 8,0 мм имел рабочие грани  $8,0 \times 3,0$  мм без просветляющих покрытий. Концентрация ионов  $\text{Fe}^{2+}$  в активных элементах определялась экспериментально по измерению поглощения накачки при комнатной температуре. Сечение поглощения при  $\lambda = 2800 \text{ нм}$   $\sigma = 0,87 \times 10^{-18} \text{ см}^2$  было взято из [118].

Известно, что кристалл Fe:ZnSe демонстрирует сильную зависимость времени жизни от температуры. Время жизни верхнего лазерного уровня в кристалле Fe:ZnSe при комнатной температуре составляет всего 370 нс, что делает эффективность генерации ничтожно низкой в таком режиме. Поэтому, чтобы увеличить инверсию населённостей, кристалл был установлен в охлаждающем криостате с жидким азотом. Время жизни при 77 К составляет около 100 мкс [119]. Экспериментальная схема непрерывного лазера среднего ИК диапазона на Fe:ZnSe изображена на рисунке 41 (а). Конструкция криостата даёт возможность установить весь резонатор лазера внутри криостата, изменять его длину и юстировать выходное зеркало. Одно окно криостата представляло собой плоскопараллельную пластину пластины  $\text{CaF}_2$ , а другое – непосредственно выходное зеркало. Такая конструкция позволяет вовсе избежать внутриврезонаторных потерь из-за отражения на гранях входных окон, в отличие от обычно используемых схем [126,127]. Резонатор был образован плоским дихроичным зеркалом (установленным внутри криостата) и сферическим выходным зеркалом (радиус закругления 50 мм). Дихроичное зеркало имело высокий коэффициент пропускания на длине волны накачки ( $T=95\%$  для  $\lambda=2800 \text{ нм}$ ) и высокую отражательную способность на длине волны на выходе ( $R > 99,5\%$  для  $\lambda=3900-4900 \text{ нм}$ ). Для сравнения использовались два выходных зеркала с пропусканием около 17% и 34% на длинах волн 4–4,2 мкм. Оба они обладают коэффициентом отражения 18% на длине волны накачки. Геометрия резонатора была близка к полуконцентрической, чтобы обеспечить наименьший диаметр моды и максимальное усиление. Излучение накачки фокусировалось линзой  $\text{CaF}_2$  с фокусным расстоянием 125 мм в пятно 250 мкм ( $1/e^2$  по интенсивности). Кристалл Fe:ZnSe был ориентирован перпендикулярно оптической оси резонатора и установлен на расстоянии около 1 мм от плоского зеркала. Пучок накачки был заведён вдоль оптической оси резонатора через окно криостата и дихроичное зеркало. Из-за высокого поглощения излучения накачки на длине волны 2,8 мкм в водяном паре атмосферы только 84% выходной мощности Er:ZBLAN удавалось довести до входного окна

криостата. Суммарные потери на отражение от граней оптических элементов и кристалла Fe:ZnSe в сумме составили 28,5%. Излучение на длине волны 4 мкм было отделено от остаточного излучения накачки дихроичным зеркалом, идентичным зеркалу резонатора.

Зависимость выходной мощности от поглощённой мощности накачки для обоих кристаллов Fe:ZnSe изображена на рисунке 41 (б). Поглощённая мощность накачки рассчитывалась по измерениям пропускания и учитывала отражения от оптических элементов. При использовании выходного зеркала  $T=17\%$  была достигнута мощность 1,49 Вт и 1,84 Вт для кристаллов с низким и высоким легированием соответственно. Дифференциальный к.п.д. по поглощённой мощности накачки в обоих случаях составил почти 50%. Более высокая концентрация легирующих ионов позволяет поглотить большую часть излучения накачки и, таким образом, достигать более высокой выходной мощности. Пороговая мощность накачки составила около 40 мВт в обоих случаях. Выходное зеркало  $T=34\%$  позволило увеличить выходную мощность до 2,13 Вт и дифференциальный КПД до 59% при использовании сильнолегированного образца. При увеличении мощности накачки теплового спада не наблюдалось, что позволяет масштабировать выходную мощность при большей накачке. Профиль выходного пучка, полученный с помощью пироэлектрической камеры Spiricon Pyrogam III, показан на вставке к рисунку 41 (б).

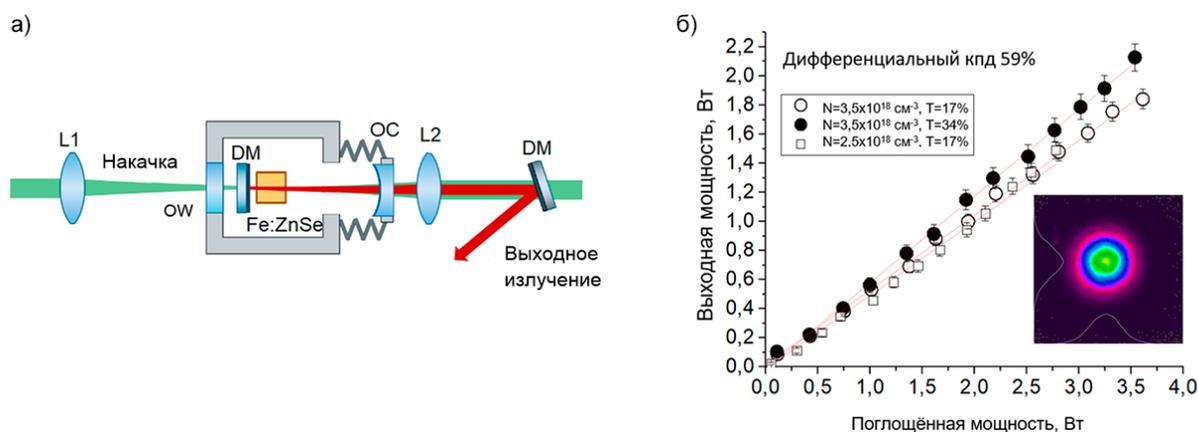


Рисунок 41. (а) Экспериментальная схема непрерывного лазера среднего ИК диапазона на Fe:ZnSe L1 и L2 – линзы с фокусными расстояниями 125 мм и 85 мм соответственно, OW – входное окно из CaF<sub>2</sub>, DM – дихроичное зеркало (высокое отражение  $\lambda \sim 4.2$  мкм и высокое пропускание для  $\lambda \sim 2.8$  мкм), OC – выходное зеркало. (б) Зависимость выходной мощности излучения непрерывного лазера Fe:ZnSe от поглощённой мощности накачки. На вставке изображён лазерный пучок.

Спектральные измерения проводились с использованием сканирующего монохроматора с дифракционной решёткой 300 штрихов/мм со спектральным разрешением выше, чем 1 нм. Для увеличения точности измерений использовались высокочувствительные импульсные детекторы на основе PbSe. При этом непрерывное

излучение стробировалось механическим чоппером. Измеренные спектры имеют пиковую структуру, что указывает на генерацию на многих продольных модах резонатора в течение времени измерения.

Для исследования зависимости положения центральной длины волны и ширины спектра измерялись спектры при разной мощности накачки. Спектры для высоколегированного кристалла Fe:ZnSe показаны на рисунке 42. Увеличение выходной мощности с 200 мВт до 1,2 Вт сопровождалось красным смещением центральной длины волны от 4149 нм до 4198 нм, что связано с локальным нагревом кристалла в области накачки. В результате происходит перераспределение населённостей между уровнями энергии, что увеличивает вероятность реабсорбции. С ростом температуры спектр поглощения расширяется в большей степени в красной области, а спектр люминесценции - в синей. Перекрытие этих спектров приводит к сильной реабсорбции на коротких длинах волн и, как следствие, исчезновению синих компонент из выходного спектра.

Чтобы оценить влияние реабсорбции зависящей от концентрации легирующих ионов кристалла Fe:ZnSe, были измерены спектры низколегированного кристалла при той же выходной мощности. Как показано на рисунке 42 (б), кристалл с меньшим уровнем легирования демонстрирует более широкий спектр, расположенный на более коротких длинах волн, по сравнению с сильнолегированным образцом. Этот факт указывает на то, что высокие уровни легирования смещают спектр выходного излучения в длинноволновую область независимо от поглощённой мощности.

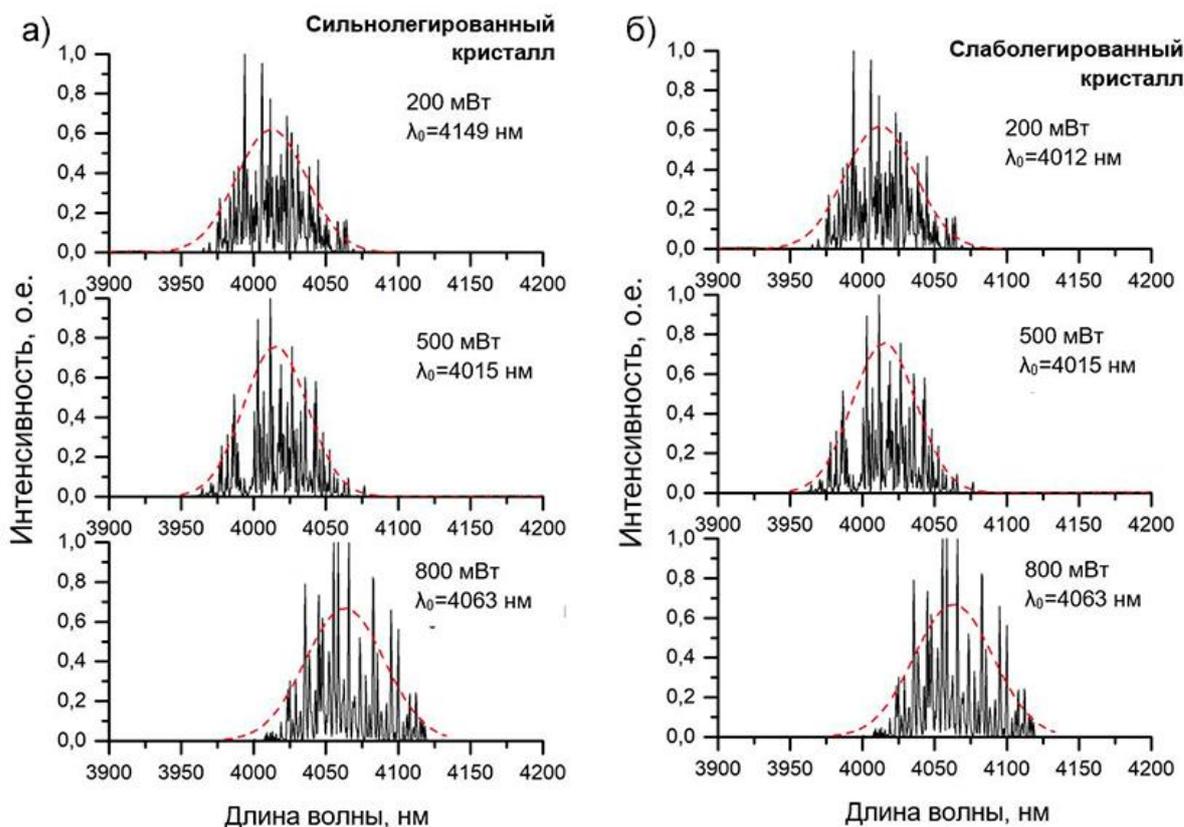


Рисунок 42. Спектры выходного излучения непрерывного лазера Fe:ZnSe а) в сильнолегированном кристалле с концентрацией ионов  $3,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и б) слаболегированном кристалле с концентрацией ионов  $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  для различных уровней выходной мощности.

Дальнейшее исследование непрерывного режима генерации было направлено на изучение энергетических и спектральных свойств генерируемого излучения среднего ИК диапазона в зависимости температуры Fe:ZnSe. В последующих экспериментах исследовался кристалл Fe:ZnSe с уровнем легирования  $3,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Температура регистрировалась с помощью термопары, установленной в непосредственной близости к кристаллу.

Зависимость поглощения излучения на длине волны 2,8 мкм кристаллом Fe:ZnSe представлено на рисунке 43 (а). При температуре -176 градусов Цельсия (97 К) пропускание кристалла достигает 35%, что связано с обужением спектра поглощения активного элемента при охлаждении. Для исследуемого кристалла это соответствует уменьшению сечения поглощения с  $0,86 \times 10^{-18} \text{ см}^2$  при комнатной температуре до  $0,29 \times 10^{-18} \text{ см}^2$  при соответствующем охлаждении. В работе [2] представлены спектры сечения поглощения кристалла Fe:ZnSe, выращенного методом Бриджмана, в широком диапазоне температур, где при температуре около 100 К на длине волны 2,8 мкм ( $3571 \text{ см}^{-1}$ ) сечение падает примерно в три раза.

С точки зрения генерационных свойств падение сечения поглощения при охлаждении кристалла Fe:ZnSe компенсируется увеличением времени жизни верхнего уровня в кристалле, позволяя достичь большего уровня инверсии и, как следствие, более высокой выходной мощности генерации. На графике Рисунок 43 (б) представлена зависимость выходной мощности лазера Fe:ZnSe от температуры. Выходная мощность росла практически монотонно при охлаждении кристалла до 100 К. Подобные измерения в кристалле Fe:ZnSe были проведены только в [119], где представлена похожая зависимость. Также стоит отметить, что, согласно [122], максимальное время жизни в кристалле Fe:ZnSe достигается при температуре около 100 К. Таким образом, охлаждение до 100 К является оптимальным для наибольшей выходной мощности лазера Fe:ZnSe.

Для исследования возможности генерации при температурах, достижимых с помощью термоэлектрического охлаждения (до ~200 К) была измерена пороговая входная мощность накачки в зависимости от температуры кристалла (рисунок 43 (в)). Из графика следует, что довольно резкий рост пороговой мощности накачки начинается при температуре ~195 К (78 К), и при оптимизации параметров резонатора эффективная генерация при термоэлектрическом охлаждении возможна.

На рисунке 43 (г) представлена зависимость центральной длины волны генерации от температуры. При увеличении температуры активируются фононные переходы, свойственные вибронным активным средам, в результате чего центр полосы усиления смещается в красную область. В результате этого свободная генерация возникает на длине волны с наибольшим сечением усиления.

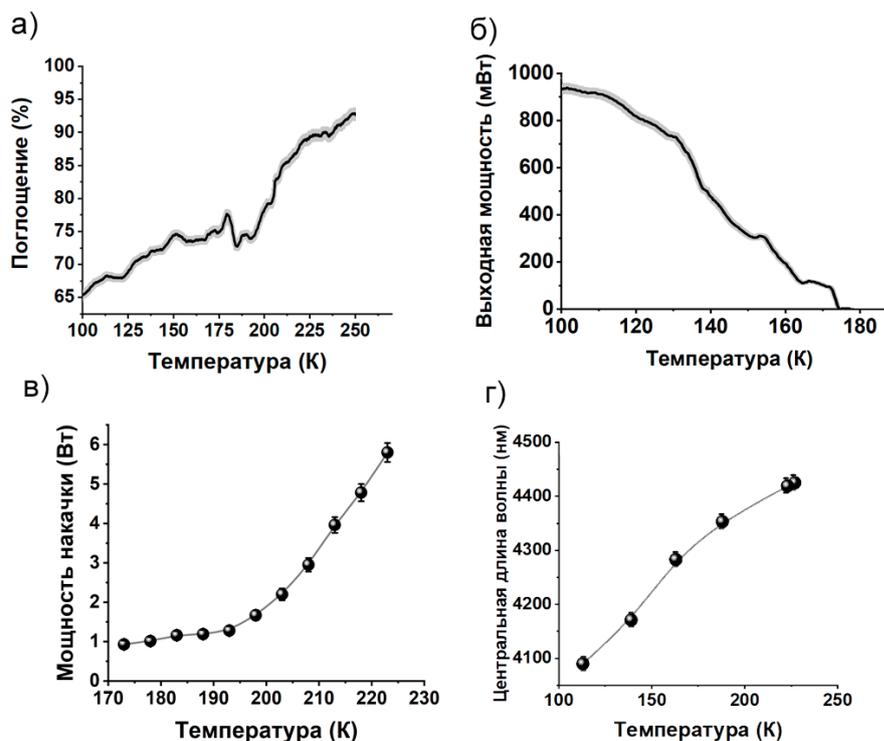


Рисунок 43. Температурные зависимости свойств непрерывной генерации лазера Fe:ZnSe: а) коэффициента поглощения активного элемента на длине волны накачки 2,8 мкм; б) выходной мощности; в) пороговой мощности накачки; г) центральной длины волны генерации в неселективном резонаторе.

Для генерации сверхкоротких лазерных импульсов в резонаторе лазера с синхронизацией мод необходима широкая полоса усиления активного элемента. Для определения генерационных свойств исследуемого кристалла Fe:ZnSe в широком спектральном диапазоне были проведены измерения перестройки лазера в широком диапазоне температур. Схема резонатора перестраиваемого лазера Fe:ZnSe представлена на рисунке 44(а). Вся схема была помещена в вакуумную камеру для устранения поглощения в углекислом газе и для возможности охлаждения кристалла до криогенных температур без выпадения на нём росы. В качестве спектрально-селективного элемента выступала дифракционная решётка с плотностью штрихов 300 штр/мм с длиной волны блеска 3,5 мкм. Четырёхзеркальный резонатор был образован плоским глухим дихроичным зеркалом, двумя сферическими золотыми зеркалами с фокусным расстоянием  $f=50$  мм и дифракционной решёткой, установленной в автоколлимационном режиме (схема Литтроу). Кристалл был установлен под углом Брюстера, чтобы уменьшить влияние усиленной спонтанной генерации. В данной схеме накачка заводилась через дихроичное зеркало и одно из сферических зеркал. Дифракционная решётка была установлена на автоматизированный поворотный транслятор вместе с плоским зеркалом, ориентированным под 90 градусов к плоскости решётки, для устранения смещения пучка

при вращении решётки. Для калибровки поворотного транслятора использовались линии поглощения  $\text{CO}_2$  и измерения, сделанные с помощью сканирующего монохроматора. Соответствующие перестроечные кривые представлены на рисунке 44 (б). Получен диапазон перестройки от 3,8 мкм до 5,1 мкм, и с ростом температуры центр спектра смещается в красную область. При температуре 92 К ширина спектра по полувысоте составляет 720 нм, а при температуре 181 К полуширина равна 813 нм. Увеличение ширины происходит за счёт активации фононных переходов в кристалле Fe:ZnSe.

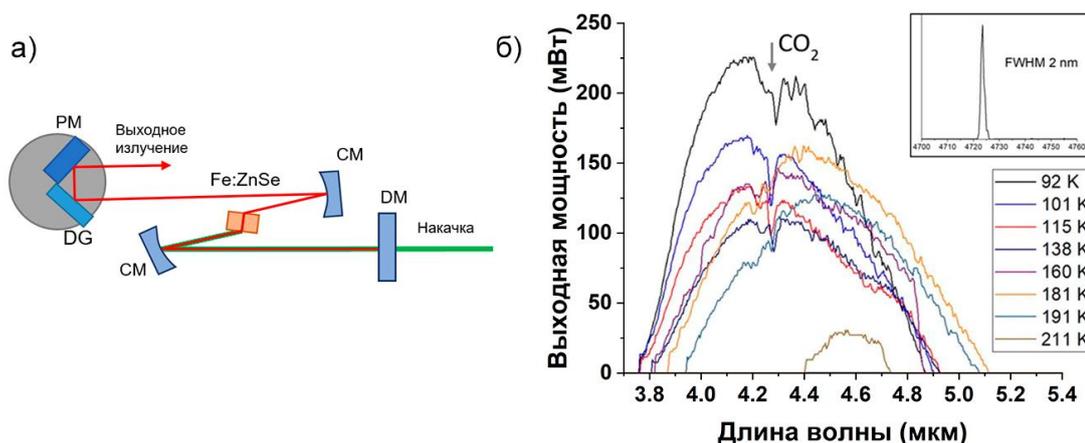


Рисунок 44. Схема четырёхзеркального резонатора перестраиваемого лазера Fe:ZnSe. CM – сферические зеркала с фокусным расстоянием 50 мм. DM – дихроичное зеркало. DG – дифракционная решётка 300 итр/мм. PM – плоское зеркало. (б) Перестроечные кривые, полученные при варьировании температуры активного элемента.

## 2.4 Пассивная синхронизация мод в лазере Fe:ZnSe

Удобным решением для пассивной синхронизации мод лазеров ИК диапазона является использование насыщающихся поглотителей, например, нанесённых на полупроводниковое зеркало (SESAM). Однако до сих пор подбор материалов для создания такого многослойного полупроводникового зеркала в среднем ИК диапазоне дальше 3 мкм является сложной задачей, хотя и появляются сообщения о новых структурах с насыщающимся поглощением в среднем ИК диапазоне [128]. Поэтому для пассивной синхронизации мод в среднем ИК-диапазоне наиболее подходящими материалами являются низкоразмерные углеродные структуры, такие как графен, уникальные свойства которого позволяют ему работать в качестве насыщающегося поглотителя в сверхшироком диапазоне длин волн. Графен использовался для модуляции добротности [129] и синхронизации мод [130] во многих твердотельных и волоконных лазерах. Он не является спектрально-селективным поглотителем, в отличие от SESAM, и, таким образом, не

ограничивает ширину полосы генерации и, соответственно, длительность импульса. Обычно выходная мощность лазера ограничена порогом повреждения графена.

Резонатор, используемый в эксперименте, основан на классической четырёхзеркальной схеме и представлен на рисунке 45 (а). Его длина соответствует частоте повторения импульсов  $\sim 100$  МГц, а соотношение плеч составляет приблизительно 2:5, чтобы создать две достаточно сильно разделённых друг от друга области стабильности. Резонатор был образован двумя дихроичными сферическими зеркалами с радиусом закругления 100 мм, и двумя плоскими зеркалами. Выходное зеркало имело коэффициент пропускания 90% для длин волн 3,6-5,0 мкм. Пучок накачки заводился через одно из дихроичных зеркал фокусировался с помощью линзы с фокусным расстоянием 75 мм в пятно диаметром около 120 мкм по уровню  $1/e^2$ . Кристалл был установлен под малым углом к оптической оси, а угол падения на сферические зеркала был минимальным, чтобы уменьшить астигматизм.

Для реализации пассивной синхронизации мод в резонатор были помещены графен и дополнительное сферическое золотое зеркало с фокусным расстоянием 50 мм. Однослойный графен, нанесённый на подложку  $\text{BaF}_2$  толщиной 3 мм с просветляющим покрытием, был установлен рядом с глухим зеркалом под небольшим углом к оптической оси на автоматизированном трансляторе для возможности управления размером пучка на нём.

Переход в режим синхронизации мод начинался при выходной мощности около 150 мВт и достиг 415 мВт при максимальной накачке (рисунок 45 (б)). При мощности накачки ниже порога синхронизации мод (около 1 Вт) генерация была квазинепрерывной с модуляцией с микросекундным периодом. Согласно расчётам на основе ABCD формализма, диаметр пучка на графене составлял около 200 мкм, а расчётный порог плотности энергии, при которой графен запускал режим синхронизации мод, составил около  $45$  мкДж/см<sup>2</sup>. Максимальная мощность генерации была ограничена только мощностью источника накачки. Во всём диапазоне мощности накачки выше порога наблюдался цуг импульсов без двухимпульсной генерации в области высоких значений мощности накачки. Осциллограмма сгенерированного цуга импульсов, измеренная детектором VIGO PEM-10.6 с временем отклика 1,5 нс, представлена на рисунке 48(а).

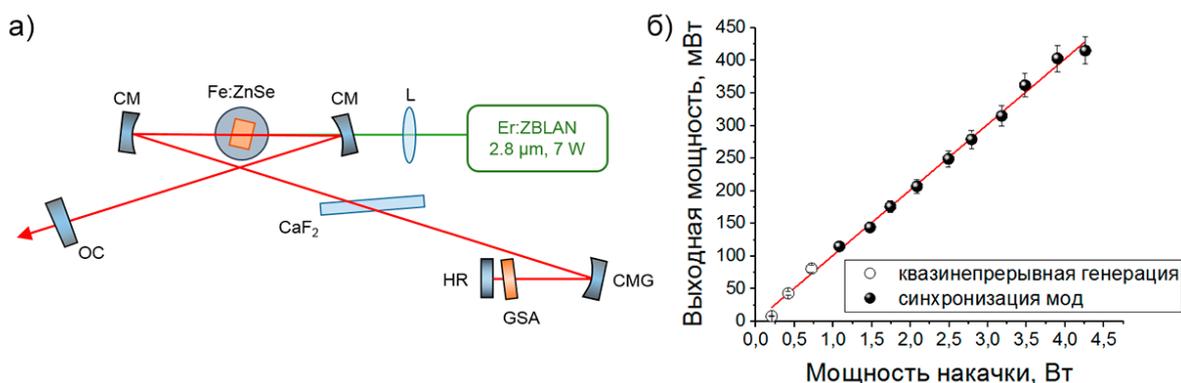


Рисунок 45. (а) Схема лазера Fe:ZnSe с синхронизацией мод. CM - сферические дихроичные зеркала с ROC = 100 мм, L - линза CaF<sub>2</sub>, f = 75 мм, CMG - сферическое зеркало, ROC = 100 мм, GSA - графен, HR – глухое зеркало, OC – выходное зеркало, R = 90%. (б) Зависимость выходной средней мощности лазера Fe:ZnSe с установленным в резонатор графеном. При мощности накачки ниже порогового значения (около 1 Вт) происходит квазинепрерывная генерация из-за недостаточной глубины модуляции графена.

Наиболее стабильный режим генерации реализовывался при температуре кристалла на уровне 175 К на центральной длине волны около 4,4 мкм. При более низких температурах спектр генерации смещается в сторону более коротких длин волн. Как известно, в диапазоне длин волн 4,2–4,3 мкм имеется большое количество очень интенсивных линий поглощения. Проведённые расчёты с использованием базы данных HITRAN утверждают, что при использованном остаточном давлении воздуха внутри камеры  $\sim 10^{-4}$  Торр поглощение незначительно. Возможно, сильная дисперсия вблизи линий поглощения затрудняет формирование сверхкороткого лазерного импульса.

На рисунке 46 представлен спектр выходного излучения, измеренный с помощью сканирующего монохроматора. Его центр находится на длине волны 4410 нм, а ширина на полувысоте равна 42 нм. Ширина такого спектра соответствует спектрально-ограниченному импульсу длительностью 670 фс.

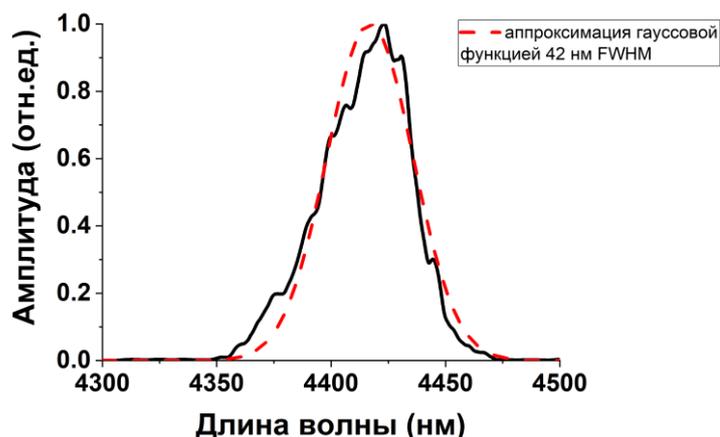


Рисунок 46. Выходной спектр излучения лазера Fe:ZnSe с синхронизацией мод.

Для характеристики длительности использовалась методика измерения FROG с генерацией второй гармоники в кристалле GaSe толщиной 4 мм. Такой кристалл эффективен для генерации второй гармоники от излучения на длинах волн 4-5 мкм благодаря высокой нелинейности ( $d_{\text{eff}}=55.8$  пм/В на 4,4 мкм). В силу сложности обработки таких кристаллов, используемый кристалл был вырезан перпендикулярно оси роста (z-срез), а нужный синхронизм реализовывался при угле внутри кристалла  $\theta=35^\circ$ . Спектр неколлинеарной второй гармоники регистрировался ИК-спектрометром. Измеренные спектрограммы представлены на рисунке 47. Длительность импульса составила 640 фс по полувысоте, а ширина спектра около 46 нм. Набег фазы не превышает 0,5 рад в пределах импульса, что говорит о длительности импульса близкой к спектрально ограниченной, распространяющегося в резонаторе.

Для управления дисперсией резонатора в него устанавливались пластинки из  $\text{CaF}_2$ , обладающего отрицательной дисперсией в среднем ИК ( $-385$  фс<sup>2</sup>/мм на длине волны 4,4 мкм), различной толщины. Для пластинок  $\text{CaF}_2$  толщиной 1 мм и 3 мм (GDD резонатора  $-726$  фс<sup>2</sup> и  $-1673$  фс<sup>2</sup> соответственно) длительность импульса составляла 1,0 и 1,3 пс. Это означает, что фазовая самомодуляция в кристалле Fe:ZnSe внутри резонатора недостаточно сильная, а чрезмерная перекомпенсация дисперсии не приводит к более коротким импульсам.

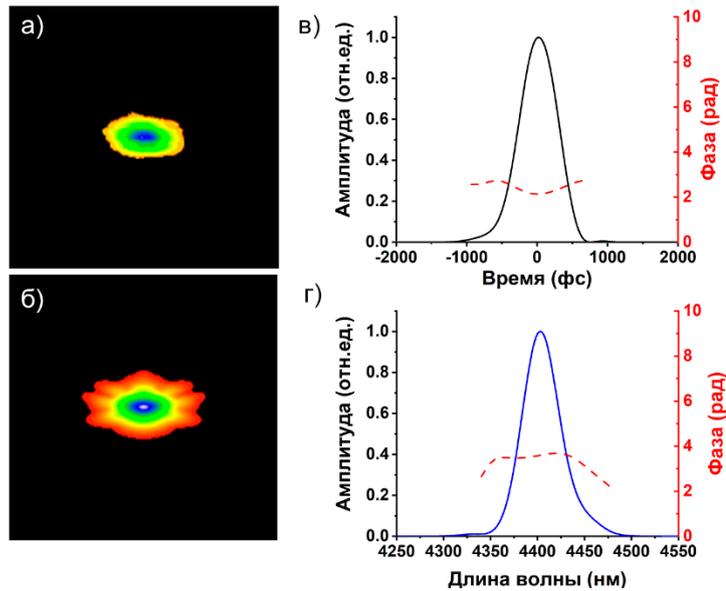


Рисунок 47. Спектрограммы лазерных импульсов лазера Fe:ZnSe с пассивной синхронизацией мод на графене, измеренная (а) и восстановленная (б) в схеме FROG. (в) и (г) - восстановленные огибающая и спектр импульса, соответственно. Длительность импульса составила 640 фс, а ширина спектра 46 нм.

Также наблюдался импульсный режим генерации в резонаторе без насыщающегося поглотителя. Он характеризовался устойчивой последовательностью импульсов длительностью около 100 нс с периодом в несколько микросекунд (рис. 48(б)). Период зависел от мощности лазера: чем больше мощность накачки, тем меньше период. Вероятно, такой режим обусловлен нестабильностью в динамике генерации лазера, которая имеет место на начальной стадии генерации перед установившимся режимом непрерывного излучения. Кроме того, в сильно легированных кристаллах Fe:ZnSe наблюдается сильная реабсорбция. При охлаждении до температуры жидкого азота эти потери значительно падают из-за сужения спектра поглощения. Однако по той же причине поглощение кристалла на длине волны 2,8 мкм уменьшается при охлаждении. В то время как при комнатной температуре сечение поглощения на этой длине волны составляет около  $0,86 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ , при температуре жидкого азота это значение уменьшается примерно в три раза. Общий вклад этих эффектов может быть причиной такого режима генерации.

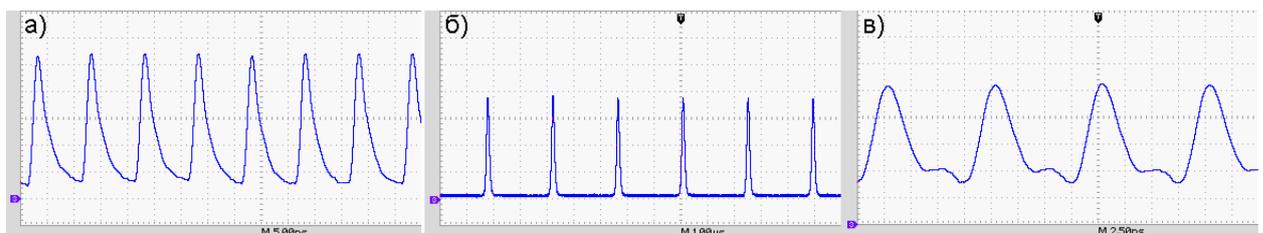


Рисунок 48. Осциллограммы импульсных режимов генерации в генераторе Fe:ZnSe: (а) режим пассивной синхронизации мод в присутствии насыщающегося поглотителя; (б) последовательность импульсов длительностью 100 нс с периодом в несколько

*микросекунд; (в) непрерывная генерация с модуляцией с периодом 10 нс, соответствующим времени обхода резонатора, связанной с формированием керровской линзы внутри активного элемента. Режимы (б) и (в) реализуются в отсутствие насыщающегося поглотителя в резонаторе*

В эксперименте также наблюдался режим, близкий к режиму синхронизации мод на керровской нелинейности. Генерация представляла собой непрерывную генерацию с модуляцией амплитуды с периодом 10 нс, соответствующим длине резонатора (рис. 48 (в)). С изменением длины резонатора частота повторения импульсов изменялась соответственно. Спектр, измеренный сканирующим монохроматором, имел ширину всего 10-15 нм, но на фотоприёмнике наблюдался слабый пьедестал в более широком спектральном диапазоне (4050-4200 нм). Вероятно, недостаточная дискриминация между режимами непрерывной генерации и синхронизации мод на керровской нелинейности не позволяет реализовать последний в чистом виде в таких экспериментальных условиях. Полученный режим был довольно нестабильным с тенденцией к удвоению частоты повторения, что может быть связано с образованием двух импульсов в резонаторе.

## **Выводы по результатам главы 2**

1. Впервые продемонстрирована непрерывная генерация в кристалле Fe:ZnSe с прямой оптической накачкой с помощью волоконного лазера Er:ZBLAN. Выходная мощность разработанного источника на основе монокристаллического активного элемента Fe:ZnSe составила 2,1 Вт с дифференциальным КПД 59% по поглощённой мощности при криогенном охлаждении до температуры жидкого азота. Исследованы зависимости основных характеристик лазера от температуры активного элемента.
2. Измерены диапазоны перестройки непрерывного лазерного излучения в монокристаллическом Fe:ZnSe в широком диапазоне температур при охлаждении жидким азотом. Получено узкополосное излучение в диапазоне длин волн от 3,8 мкм до 5,1 мкм. Установлено, что с ростом температуры центр спектра смещается в красную область. Наибольшая ширина спектра (813 нм по полувысоте) получена при температуре около 181 К. Увеличение ширины происходит за счёт активации фононных переходов в кристалле Fe:ZnSe.
3. Впервые продемонстрирована синхронизация мод в лазере Fe:ZnSe. Пассивная синхронизация мод была основана на насыщающемся поглощении в графене. В результате был получен цуг импульсов на частоте 100 МГц длительностью 640 фс со средней мощностью 415 мВт.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Насыщающееся поглощение в графене и широкий спектр усиления в кристалле селениде цинка, легированном ионами железа, обеспечивает генерацию цуга субпикосекундных лазерных импульсов в режиме пассивной синхронизации мод в среднем ИК диапазоне.

## Глава 3. Усиление широкополосных лазерных импульсов в кристалле Fe:CdSe при импульсной оптической накачке

Разработка новых лазерных сред даёт возможность покрыть большой спектральный диапазон фемтосекундных систем, работающих по схеме усиления чирпированных импульсов. Данная часть работы посвящена исследованию свойств кристалла Fe:CdSe при усилении широкополосных лазерных импульсов среднего ИК диапазона на длинах волн 4,4-6,0 мкм. Этот халькогенидный кристалл, легированный ионами железа, обладает наиболее длинноволновым спектром усиления из числа тех, для которых возможна эффективная накачка 3-мкм лазерными импульсами. Он, как и остальные кристаллы этого семейства, обладает сильной зависимостью времени жизни от температуры, а также малой энергией насыщения усиления.

Данная часть работы посвящена определению основных параметров усилительных свойств кристалла Fe:CdSe: плотности энергии насыщения усиления, коэффициенту усиления и перестройке по длине волны. *Параграф 3.1* освещает общие принципы лазерного усиления и затрагивает вопросы преобразования спектра и временной формы импульса, вызванных различными эффектами. *Параграф 3.2* освещает эксперименты по однопроходному усилению в Fe:CdSe с определением оптимальных параметров по плотности энергии накачки и положению спектра импульса инжекции. В *параграфе 3.3* демонстрируются результаты по многопроходному усилению широкополосных чирпированных импульсов в исследуемой среде с получением гигаваттной пиковой мощности импульсов после их компрессии.

### 3.1 Введение

Архитектура мощных фемтосекундных лазерных систем основывается на технике усиления чирпированных импульсов (chirped-pulse amplification - CPA). Сверхкороткие лазерные импульсы подвергаются уменьшению пиковой мощности путём увеличения длительности (чирпирования) в стретчере, затем усиливаются в одном или нескольких каскадах усилителей, а затем восстанавливаются до сравнимой с первоначальной длительности в компрессоре. Источником сверхкоротких лазерных импульсов могут служить непосредственно генераторы в режиме синхронизации мод или оптические параметрические генераторы и усилители света (ПГС и ОПУ соответственно). Лазерные усилители обычно основаны на схемах регенеративного усиления или многопроходного усиления [71]. Однако недостаточное на сегодняшний день развитие электрооптических материалов в среднем ИК диапазоне делает многопроходные схемы наиболее простым

решением для управляемого увеличения энергии широкополосных импульсов в среднем ИК диапазоне.

К особенностям халькогенидов, легированных ионами железа относятся высокий коэффициент усиления и малая плотность энергии насыщения, что говорит о важности учёта эффектов насыщения в усилителе. Кроме того, если речь идёт об усилении широкополосных лазерных chirпированных импульсов, нельзя пренебрегать эффектами влияния насыщения на спектр и временную огибающую усиливаемого импульса. Основываясь на расчётных данных, спектр усиления кристалла Fe:CdSe при комнатной температуре составляет порядка 1 мкм по полувысоте [14], а спектр инжекции на 5 мкм длительностью 100 фс имеет ширину спектра около 370 нм. Поэтому традиционно используемый подход на основе теории Франца-Нодвика должен быть адаптирован под случай широкополосного усиления.

Теория Франца-Нодвика [131] в классическом случае рассматривает усиление монохроматического лазерного импульса с плоским волновым фронтом и прямоугольным распределением интенсивности во времени в среде с созданной в нём инверсией населённостей в предположении также бесконечного времени жизни верхнего лазерного уровня. Важнейшими характеристиками усилителя являются усиление среды  $G$  и плотность энергии насыщения усиления  $\Gamma_S$ . Согласно модели, зависимость плотности энергии  $\Gamma$  от продольной координаты  $z$  активного элемента усилителя описывается уравнением:

$$\frac{d\Gamma}{dz} = g\Gamma_S[1 - \exp(-\Gamma/\Gamma_S)] - \alpha\Gamma, \quad (17)$$

где  $g_0 = \sigma N_0$  – коэффициент ненасыщенного усиления среды,  $N_0$  – населённость верхнего уровня до момента появления лазерного импульса,  $\Gamma_S = \hbar\omega/\sigma$  – плотность энергии насыщения усиления четырёхуровневой системы. При условии малых потерь в усилителе ( $\alpha=0$ ) решение уравнения при длине усилителя равной  $l$ :

$$\Gamma(l) = \Gamma_S \ln \left\{ 1 + G_0 \left[ \exp\left(\frac{\Gamma_{in}}{\Gamma_S}\right) - 1 \right] \right\}, \quad (18)$$

где  $G_0 = \exp(g_0 l)$  — ненасыщенный коэффициент усиления лазерной среды,  $\Gamma_{IN}$  — плотность энергии входного пучка. Согласно этому решению, в случае, когда входная плотность энергии меньше плотности энергии насыщения  $\Gamma_{IN} \ll \Gamma_S$  выходная плотность энергии растёт линейно с входной плотностью (режим линейного усиления) с коэффициентом пропорциональности  $G_0$ :

$$\Gamma(l) = G_0 \Gamma_{IN} \quad (19)$$

Однако при больших входных плотностях энергии величина  $\Gamma$  увеличивается с ростом  $\Gamma_{IN}$  с более низкой скоростью, то есть происходит насыщение усиления. При  $\Gamma_{IN} \gg \Gamma_S$  (режим глубокого насыщения) выходная плотность энергии линейно зависит от

входной плотности с коэффициентом 1 и растёт лишь благодаря добавке, пропорциональной длине кристалла усилителя  $l$ :

$$\Gamma(l) = \Gamma_{in} + gl\Gamma_s \quad (20)$$

Поскольку усилитель, как правило, обладает небольшими потерями, максимальное значение плотности энергии, которое можно получить из лазерного усилителя, ограничивается следующими явлениями. Во-первых, плотность энергии ограничивается лучевой стойкостью кристалла усилителя. Во-вторых, при большом усилении  $G_0$  в усилителе возникают два таких нежелательных эффекта, как паразитная генерация и усиленное спонтанное усиление (УСИ). Паразитная генерация возникает, когда усилитель начинает генерировать излучение вследствие внутренней обратной связи, которая (в некоторой степени) всегда имеет место (например, благодаря наличию отражений на торцах усилителя). ASE имеет место, когда доля возбуждённых атомов достаточно велика. Оба этих явления имеют тенденцию снимать имеющуюся инверсию населённостей и вследствие этого уменьшать усиление лазера и особенно проявляются в средах с высоким коэффициентом усиления, какими являются халькогениды, легированные ионами переходных металлов.

В то время как теория Франца-Нодвика построена для импульса с плоским волновым фронтом и прямоугольным распределением интенсивности во времени, насыщение усиления накладывает ряд эффектов на временную форму импульса и пространственный профиль пучка.

Если импульс имеет, к примеру, гауссову форму огибающей, передняя часть импульса меньше по интенсивности, чем центральная, и поэтому испытывает большее усиление, так как для неё усилитель менее насыщен [132]. Кроме того, имеет место истощение усиления – наибольшее усиление испытывает часть импульса, приходящая раньше по времени. Поэтому передний фронт импульса испытывает большее усиление, чем задний фронт, имеющий такую же интенсивность. Это приводит к изменению временной огибающей лазерного импульса, что делает передний фронт более крутым.

С пространственным распределением интенсивности в пучке происходит аналогичная ситуация, ведущая к тому, что центральная часть (с большей интенсивностью) выходит в насыщение, а периферийная часть всё ещё усиливается при каждом проходе через активную среду. Гауссов профиль стремится к форме flat-top [133].

Два конкурирующих эффекта способны увеличить или уменьшить ширину спектра усиленного импульса. С одной стороны, имеет место сужение усиления (gain narrowing), связанное с конечной шириной полосы усиления в усиливающей среде. Сечение усиления

$\sigma(\lambda)$  зависит от длины волны и стоит в показателе экспоненты в коэффициенте усиления. Так, если спектр сечения усиления активного элемента не является достаточно пологим в спектральном диапазоне усиливаемого импульса, то последовательные проходы через усилитель способствуют обужению спектра последнего. Этот эффект может особенно проявляться при усилении сверхкоротких лазерных импульсов. Так в работе [134] представлена оценка для титан-сапфирового лазера, показывающая, что после усиления импульса с плоским спектром как у белого шума в  $10^7$  раз этот спектр обужится до 47 нм. В случае, если центры спектров инжекции и усиления смещены друг относительно друга, то может происходить смещение спектра импульса в красную или синюю область, в зависимости от их взаимного расположения, и дополнительное обужение.

Противоположный эффект - уширение насыщения, проявляющийся, когда усилитель находится или почти находится в насыщении. На центральных частотах интенсивность больше, и для них коэффициент усиления меньше. Таким образом, центр перестаёт эффективно усиливаться, в то время как крылья растут, вызывая уширение спектра.

Эти эффекты накладываются друг на друга, когда речь идёт об усилении chirпированного импульса, где спектральные компоненты распределены во времени. В зависимости от знака chirпа и взаимного расположения спектров усиления активной среды и усиливаемого импульса спектр может смещаться, а временная огибающая значительно изменяться. Как следствие, насыщение в конечном итоге приводит к изменению спектра импульса, что делает его не только асимметричным. Это, с одной стороны, противодействует эффекту обужения усиления в случае соответствующего спектра инжекции. С другой стороны, ASE, которое уменьшает отношение сигнал/шум лазерных импульсов, обычно имеет гораздо более низкую плотность энергии и, следовательно, не испытывает никакого насыщения. В работе [135] исследовалось преобразование спектра при многопроходном усилении положительно и отрицательно chirпированных импульсов в кристалле титан-сапфира. Отрицательно chirпированный импульс позволил сохранить большую ширину спектра усиленного импульса благодаря тому, что коротковолновые компоненты, за счёт того, что они следовали раньше по времени, испытывали большее усиление по сравнению с длинноволновыми, где само сечение усиления активной среды больше.

Когда интенсивность усиливаемого лазерного излучения становится значительной, начинают играть роль нелинейные эффекты. Эффект Керра приводит к самофокусировке пучка, когда в высокоинтенсивном центре пучка показатель преломления становится больше, чем на периферии. В случае, если кристалл усилителя содержит неоднородности,

или в лазерном пучке имеются неоднородности интенсивности, то из-за эффекта модуляционной неустойчивости может возникать мелкомасштабная самофокусировка. Она приводит к разрушению структуры пучка и искажает каустику его распространения внутри оптической схемы. Интенсивность в поперечном сечении пучка изменяется неконтролируемо и может превысить порог пробоя кристалла и повредить его. Также нелинейность приводит к фазовой самомодуляции, искажающей спектр и временную огибающую импульса. Самомодуляция уменьшает мгновенную частоту на переднем крае импульса и увеличивает в остальной его части, что эквивалентно положительному чирпированию при нормальной дисперсии материала. Влияние нелинейных эффектов можно оценить с помощью В-интеграла (формула 21), описывающего набег нелинейной фазы в материале усилителя. Эмпирически влияние нелинейности не считается серьёзным, если значение В-интеграла не превосходит 1-2 радиан.

$$B = \int_0^l \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I(z) dz, \quad (21)$$

где  $n_2$  – нелинейный показатель преломления,  $I(z)$  – интенсивность внутри кристалла,  $l$  – длина оптического пути импульса.

Так как вся запасённая в усилителе энергия не может быть использована за один проход импульса, используются различные многопроходные схемы. Наиболее распространённые схемы многопроходного усилителя – это трёхзеркальная и четырёхзеркальная «bow-tie». Принцип их работы основан на создании зеркального резонатора с пространственным смещением пучка на каждом проходе, но с сохранением области их общего пересечения.

Трёхзеркальная схема впервые была предложена в [136] для усиления в газовой струе, а затем стала успешно использоваться в твердотельных усилителях, в частности в СРА-системах на титан-сапфире [137]. Схема усилителя содержит одно большое плоское зеркало и два сферических (рисунок 49 (а)). Сферические зеркала находятся на расстоянии двух фокусных расстояний, в их общий фокус устанавливается активный элемент усилителя. Плоское зеркало устанавливается параллельно линии, соединяющей центры сферических зеркал, с небольшим смещением относительно неё. Пучок совершает круговые проходы по образовавшемуся резонатору с небольшим смещением относительно предыдущего прохода в горизонтальной плоскости. Пересечение оптических путей проходов происходит в перетяжке сферических зеркал, то есть внутри кристалла.

Четырёхзеркальная схема [138] представляет собой два конфокальных резонатора, каждый из которых состоит из двух одинаковых сферических зеркал (M1 и M2, M3 и M4), разнесённых на двойное фокусное расстояние  $2F$  (рисунок 49 (б)). Зеркала повернуты на

малый угол в горизонтальной плоскости таким образом, чтобы пучок совершал путь, напоминающий форму цифры восемь. В обеих конфигурациях усилителей пучок инжекции может направляться на кристалл будучи как коллимированным, так и сфокусированным. В первом случае пучок должен быть заведён с плоского зеркала, а во втором – с одного из сферических зеркал усилителя.

Другая четырёхзеркальная схема, основана на использовании плоских зеркал. Она, даёт возможность уменьшить оптический путь по сравнению с предыдущей схемой при равном числе проходов, однако не позволяет поддерживать размер пучка мало изменяемым, как это делают ранее описанные схемы за счёт перефокусировок между сферическими зеркалами.

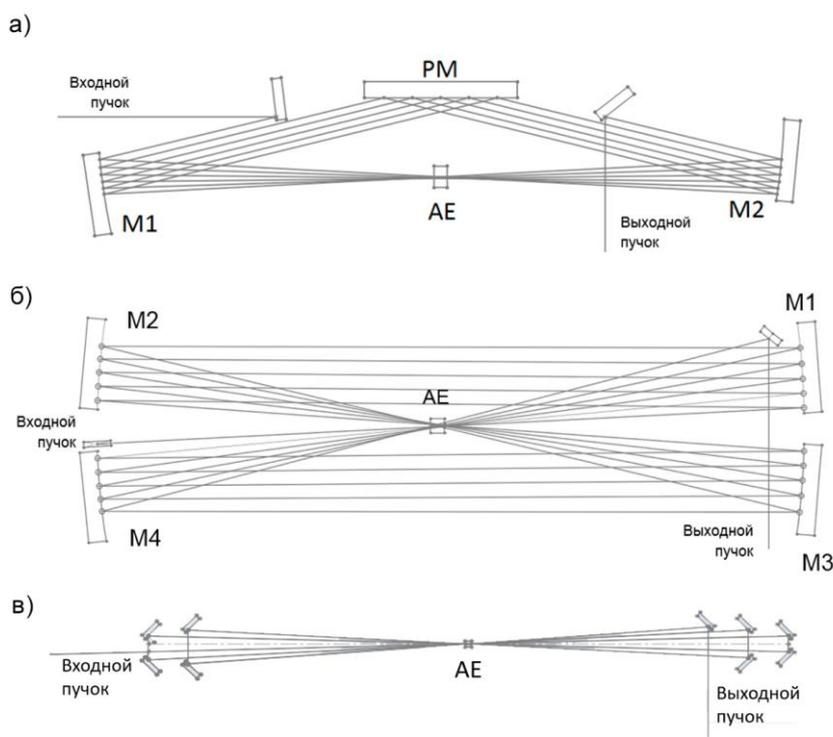


Рисунок 49. Многопроходные схемы усиления: трёхзеркальная (а) и четырёхзеркальные ((б) и (в)).

### 3.2 Усилительные свойства Fe:CdSe

Спектры поглощения и люминесценции кристалла Fe:CdSe расположены на длинах волн 3-4 мкм и 4-6 мкм соответственно [139]. Для эффективной накачки могут быть использованы наносекундные 3 мкм лазерные источники. Особенности усиливающей среды Fe:CdSe включают сильную зависимость сечений поглощения и люминесценции и времени жизни верхнего лазерного уровня от температуры. Время жизни при комнатной температуре составляет всего 20 нс [139], что затрудняет эффективное запасание энергии в

активном элементе. Его можно значительно увеличить до микросекундной длительности путём охлаждения активного элемента до криогенной температуры. При охлаждении фононные переходы деактивируются, а спектр усиления смещается на короткие длины волн и подавляется в длинноволновой части спектра. В то же время, сечение поглощения увеличивается, однако, его спектр сужается как в длинноволновой, так и в коротковолновой областях. В связи с этим при выборе источника стоит отдать предпочтение максимально длинноволновому, чтобы сечение поглощения оставалось достаточно высоким при криогенной температуре. При использовании других следует иметь в виду невысокий порог повреждения кристалла CdSe  $\sim 50$  МВт/см<sup>2</sup> [140], что ограничивает плотность накачки. В экспериментах в рамках данной работы использовался лазер Er:YAG ( $\lambda=2,94$  мкм), с активной модуляцией добротности на ниобате лития с выходной энергией 40 мДж и длительностью 100 нс. Активная модуляция добротности требуется для точной синхронизации импульсов накачки и инъекции.

В качестве источника широкополосной инъекции в среднем ИК использовался трёхкаскадный оптический параметрический усилитель (ОПУ) на основе LiGaS<sub>2</sub> с накачкой излучением хром-форстеритовой лазерной системы (1240 нм, 3,2 мДж, 100 фс), разработанный в нашей научной группе. Такой ОПУ перестраиваем в широком спектральном диапазоне. Некоторые спектры, попадающие в области усиления халькогенидов, легированных ионами железа, показаны на рисунке 50. Для экспериментов по усилению в кристалле Fe:CdSe параметрический усилитель был отстроен на центральную длину волны 5,0 мкм. Ширина выходного спектра составляла около 600 нм, что соответствует спектрально-ограниченному импульсу длительностью около 60 фс.

Кристалл Fe:CdSe толщиной 6 мм имел просветляющие покрытия в диапазоне 4,5-6 мкм ( $R=0,5\%$  на 5,0 мкм). Кристалл выращен из паровой фазы с монокристаллической затравкой по технологии одновременного легирования [15]. Ионы железа Fe<sup>2+</sup> однородно распределены в кристалле с концентрацией, оценённой в  $3,3 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Для охлаждения кристалла жидким азотом, он был помещён в криостат, оснащённый окнами BaF<sub>2</sub>, ориентированными под углом Брюстера к оптической оси усилителя, и датчиком температуры.

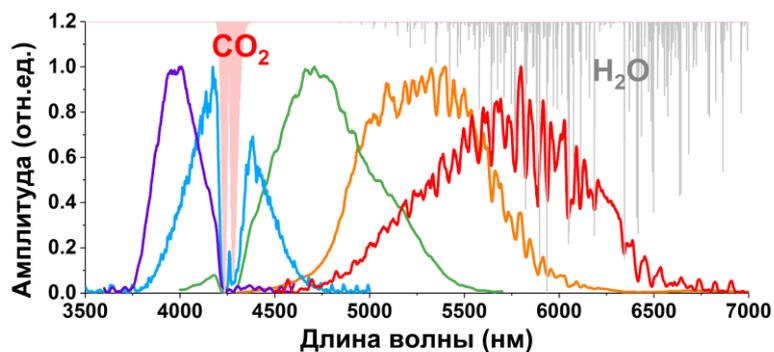


Рисунок 50. Перестроечные кривые холостой волны, полученной в трёхкаскадном оптическом параметрическом усилителе на основе кристаллов LGS с накачкой хром-форстеритовой лазерной системой на длине волны 1240 нм

В процессе охлаждения чётко наблюдалась температурная зависимость спектра поглощения. Поглощение спектра накачки на длине волны 2,94 мкм постепенно уменьшается с 93% при комнатной температуре до 75% при температуре жидкого азота. Поглощение на длине волны 5 мкм составляет около 50% в диапазоне температуры от комнатной до  $-130^{\circ}\text{C}$  и падает до 30% при температуре жидкого азота. Снижение поглощения в более короткой области длины волны связано с изменением расстояния между уровнями энергии Fe:CdSe и в более длинноволновой области - с дезактивацией термически активированных фононных переходов.

Для определения оптимальной плотности энергии накачки для ненасыщенного усиления широкополосного спектра фемтосекундной инжекции, исследовались свойства однопроходного усиления в кристалле Fe:CdSe. Энергия импульса инжекции на входе в усилитель Fe:CdSe составляла 8 мкДж. Чтобы избежать влияния нелинейных эффектов в процессе усиления в Fe:CdSe из-за сверхкороткой длительности импульса и высокой нелинейности активного элемента, импульс был chirпирован при распространении 33 см через  $\text{CaF}_2$  до длительности  $\sim 8$  пс. Для управления размером пучка внутри многопроходного перед ним был установлен неувеличивающий телескоп. Плотность энергии накачки варьировалась с помощью тонкоплёночного поляризатора при сохранении размера пучка на кристалле. Измерения проводились в диапазоне температур  $-140$ - $170^{\circ}\text{C}$ . Максимальный ненасыщенный коэффициент усиления составил  $g_0 = 3,1 \text{ см}^{-1}$  (рисунок 51). Наблюдалось насыщение усиления при плотности энергии  $0,7$ - $1,0 \text{ Дж/см}^2$ , аналогично Fe:ZnSe со сравнимым уровнем легирования [23].

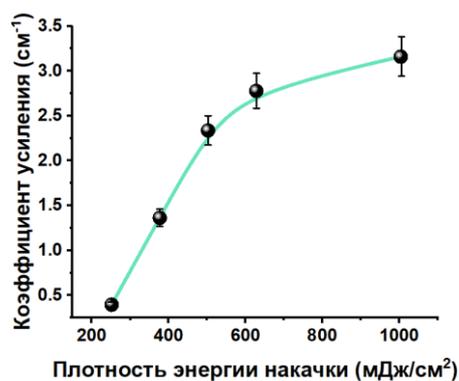


Рисунок 51. Усиление слабого сигнала импульсов инжекции на линии волны 5 мкм в усилителе Fe: CdSe, с накачкой лазером Er: YAG на 2,94 мкм в зависимости от плотности энергии импульсов накачки.

Для определения пределов широкополосного усиления в криогенно охлаждённом кристалле Fe: CdSe было измерено усиление и преобразование широкополосного импульса во всей полосе усиления Fe: CdSe. Спектр сечения усиления, рассчитанный по спектру поглощения, был представлен в [14]. Центральная длина волны перестраивалась в ОПУ от 3,8 мкм до 5,9 мкм. На рисунке 52 показано преобразование спектра при однократном усилении. Максимальное усиление наблюдалось вблизи длины волны 4,8 мкм. В коротковолновой области ( $\lambda < 4,7$  мкм) начинается пересечение с полосой поглощения, и, как следствие, усиление падает. Для импульсов со спектром, расположенном левее линий поглощения CO<sub>2</sub> (4,2-4,3 мкм) поглощение в Fe: CdSe преобладает над усилением. При инжекции на 5,0 мкм и 5,5 мкм спектр усиленных импульсов смещается на более короткие длины волн. При инжекции на 5,9 мкм усиление не наблюдалось вовсе. Измерения проводились без замещения инертным газом или вакуумизации оптического пути в схемах ОПУ и усилителя. На длине волны более 5 мкм линии поглощения водяного пара создают глубокие провалы в спектре импульса. Тем не менее, на этих длинах волн усиление значительно уменьшается по сравнению с длиной волн 4,7-5,0 мкм.

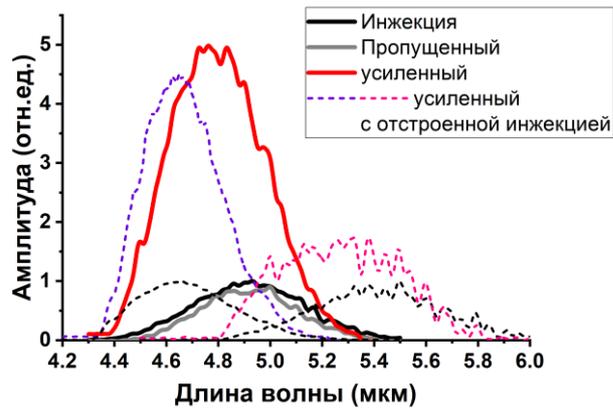


Рисунок 52. Преобразование спектра во время усиления во всей спектральной полосе усиления Fe: CdSe.

### 3.3 Многопроходное усиление в Fe: CdSe

Многопроходный усилитель (МПУ) основан на трёхзеркальной схеме двумя сферическими зеркалами и большим плоским зеркалом, образующих 5 проходов через активный элемент (рисунок 53). Качество пучка контролировалось с помощью пироэлектрической камеры Spigicon Ругосам III. Первоначально использовались зеркала с радиусом кривизны -1000 мм, а пучок инъекции фокусировался в кристалл усилителя.

На четвёртом-пятом проходах в этой схеме оказалось значительным влияние УСИ. Оно проявлялось как паразитная генерация в резонаторе усилителя. Вокруг лазерного пучка на камере появлялся большой по размеру ореол. Быстрый детектор зарегистрировал цуг импульсов в течение импульса накачки с периодом, равным периоду обхода через резонатор усилителя. Чтобы устранить этот эффект, использовалась маска - массив равноудаленных отверстий диаметром около 2,0 мм, сделанных в металлической пластинке. В этом случае фон вокруг пучка отсутствовал, а профиль пучка получил более плоскую вершину в распределении интенсивности из-за того, что маска задавала расходимость пучка на каждом проходе. В результате была получена лазерная энергия до 100 мкДж после 5 проходов.

Чтобы избежать паразитной генерации без использования маски, зеркала с радиусом -1000 мм были заменены на зеркала с радиусом -1500 мм. Также во избежание насыщения усиления, на активный элемент направлялся коллимированный пучок вместо сфокусированного. Диаметры пучков инъекции и накачки измерялись методом ножа и составляли 2,6 мм и 2,7 мм на уровне  $1/e^2$  соответственно. В такой схеме была достигнута энергия 1,1 мДж после 5 проходов через активный элемент.

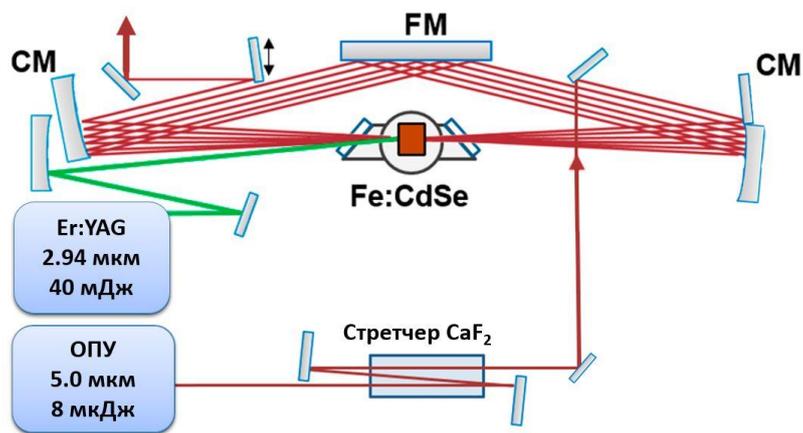


Рисунок 53. Многопроходный усилитель, основанный на трёхзеркальной схеме: двух сферических зеркалах (СМ) и одном плоском (FM). Fe: CdSe помещается в жидкий азотный криостат, оснащенный оптическими окнами.

Коэффициент усиления и выходная энергия на каждом проходе в зависимости от плотности энергии импульса инжекции представлены на рисунке 54 (а). Время жизни в Fe: CdSe при температуре жидкого азота, согласно [14], составляет 6 мкс, однако наблюдалась сильная зависимость выходной энергии от временной задержки между импульсами инжекции и накачки на масштабе нескольких десятков наносекунд. Вероятно, это связано с формированием УСИ и истощением инверсии, что более явно проявлялось в схеме с более короткофокусными зеркалами резонатора усилителя. Стоит отметить, что УСИ и генерация в поперечном направлении являются известными паразитными явлениями в активных элементах с высоким уровнем усиления, в частности, в легированных ионами переходных металлов халькогенидах [141].

Для определения плотности энергии насыщения  $F_{\text{sat}}$ , использовалось моделирование в соответствии с моделью Франца-Нодвика, учитывающая извлечение энергии на каждом проходе и наличие чирпа в импульсе. Лучшее совпадение с экспериментальными результатами достигается при  $F_{\text{sat}}=13$  мДж/см<sup>2</sup>. Этот результат вполне согласуется с теоретическим значением  $F_{\text{sat}}$ , если сечение люминесценции при комнатной температуре составляет  $3 \cdot 10^{18}$  см<sup>2</sup>.

Рисунок 54 (б) показывает спектры холостого импульса на выходе из ОПУ, после прохождения через кристалл усилителя, и после усиления, измеренные с помощью сканирующего монохроматора. Ширина усиленного импульса уменьшается из-за эффектов обужения при усилении, а коротковолновая часть спектра усиливается сильнее, чем длинноволновая, из-за большего значения сечения усиления. Из-за высокой нелинейности кристалла CdSe ( $n_2 \sim 10^{-14}$  см<sup>2</sup>/Вт [142]), возможны обогащение спектра и искажения фазы импульса из-за фазовой самомодуляции. Оценка В-интеграла, рассчитанная для всех

проходов через активный элемент усилителя, указывает на то, что его величина не превышает 2,2 рад. Это означает, что измеренный импульсный спектр определяется только процессом усиления, а влияние нелинейных эффектов на обогащение спектра незначительно.

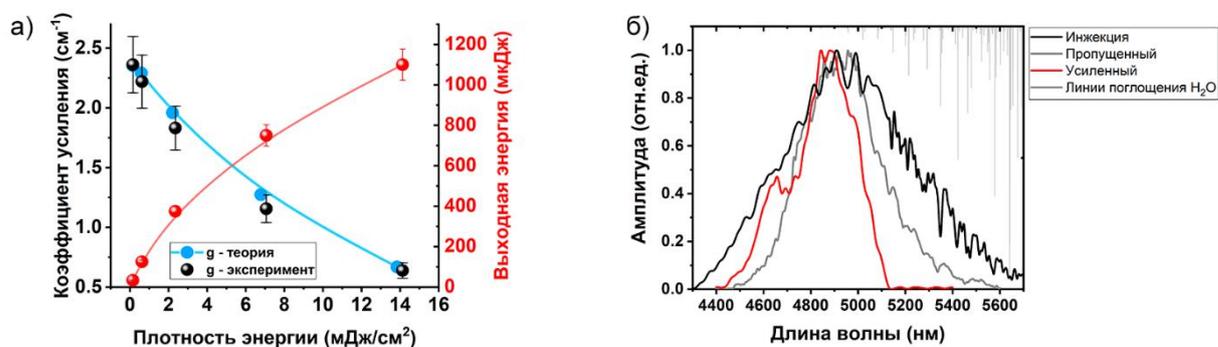


Рисунок 54. (а) Экспериментально измеренный (черные точки) и численно рассчитанный (синие точки) коэффициент усиления и энергия импульса на каждом проходе усилителя в зависимости от плотности энергии инжекции; (б) спектры импульса инжекции на выходе из ОПУ, после прохождения через кристалл Fe: CdSe, и после усиления, измеренные с помощью сканирующего монохроматора. Спектр обужается до 320 нм по попувысоте и смещается в коротковолновую область из-за рассогласования максимумов сечения усиления активного элемента и центральной длиной волны спектра импульса инжекции.

На рисунке 55 представлена эволюция спектра при многопроходном усилении импульса инжекции с центральной длиной волны 5,5 мкм. На каждом проходе происходит сдвиг в коротковолновую область, сопровождаемое сильным обужением, что определяется сильным рассогласованием положений максимума усиления активного элемента и спектра импульса инжекции. В таком режиме максимальная энергия достигла всего 56 мкДж.

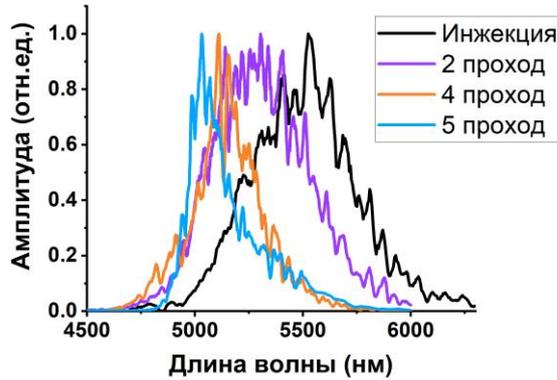


Рисунок 55. Эволюция спектра усиленного в  $Fe: CdSe$  импульса по проходам МПУ с инжекцией на центральной длине волны 5,5 мкм

Компрессия импульса после многопроходного усиления была реализована с использованием призмного компрессора. Поскольку такой компрессор создаёт отрицательную дисперсию, стретчер был заменён на кремниевый стержень длиной 120 мм (один проход) с положительной дисперсией групповой скорости. Измерение в схеме XFROG показало увеличение длительности импульса инжекции до 590 фс. Из-за высоких френелевских потерь на гранях кремния (~ 50%) выходная энергия с усилителя снизилась до 0,8 мДж. Во время усиления не наблюдалось проявления мелкомасштабной самофокусировки. Отрицательная дисперсия была введена компрессором на основе пары призм из  $CaF_2$  с расстоянием между вершинами около 16 см, а также окнами криостата из  $BaF_2$ , каждое толщиной 2 мм. В результате была получена длительность импульса 134 фс, тем самым реализуя пиковую мощность около 5 ГВт. Измерение проводилось с помощью метода XFROG, основанного на генерации суммарной частоты импульсов хром-форстеритового лазера (1240 нм) и измеряемого импульса в нелинейном кристалле  $LiIO_3$  толщиной 500 мкм. Импульс сохранил слегка некомпенсированную фазу, которая может быть устранена путём использования решетчатой пары стретчер-компрессор.

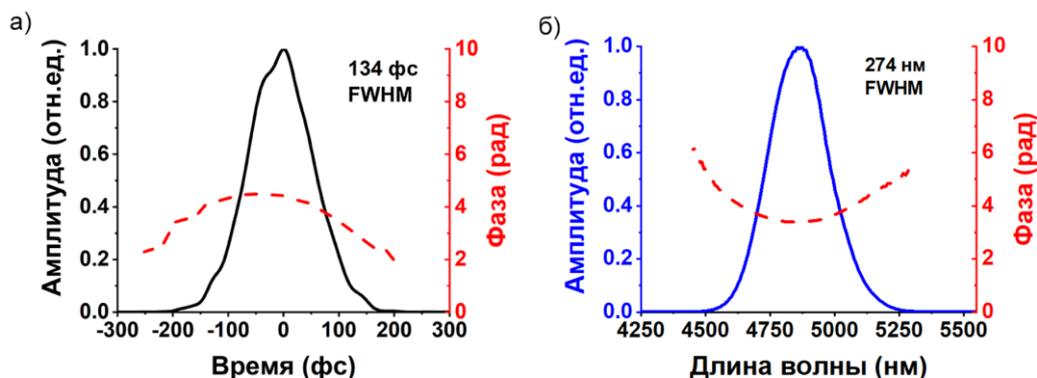


Рисунок 56. Восстановленные длительность (а) и спектр (б) импульса после многопроходного усиления и сжатия в призмном компрессоре, с помощью измерений

*XFROG-спектрограммы при генерации суммарной частоты импульсов хром-форстеритового лазера (1240 нм) и измеряемого импульса в нелинейном кристалле LiIO<sub>3</sub>*

Таким образом, исследованные свойства широкополосного усиления в кристалле Fe: CdSe с оптической накачкой 3-мкм лазером позволяют создавать на его основе системы усиления chirпированных импульсов с гигаваттным уровнем пиковой мощности на выходе для получения сверхкоротких лазерных импульсов в 5-мкм диапазоне длин волн.

### **Выводы по результатам главы 3**

1. Впервые исследованы свойства усиления широкополосных лазерных импульсов среднего ИК диапазона (4-6 мкм) в монокристалле Fe: CdSe. По измерениям однопроходного усиления ( $g_{0max}=3,1 \text{ см}^{-1}$  при  $F_{pump}=1 \text{ Дж/см}^2$ ) при криогенном охлаждении активного элемента ( $T=77 \text{ К}$ ) определены пределы эффективного усиления (с 4,3 мкм до 5,3 мкм). В многопроходной схеме усиления получена энергия стретчированного импульса инжекции 1,1 мДж с шириной спектра 320 нм. Энергия насыщения, определённая из приближения Франца-Нодвика, составила 13 мДж/см<sup>2</sup>. Усиление инжекции на центральной длине волны 5,5 мкм ведёт к сильному смещению спектра в коротковолновую область и обужению до 221 нм.

### **Положения, вносимые на защиту**

1. Многопроходное широкополосное усиление в селениде кадмия, легированного ионами железа и охлаждённого до криогенных температур, происходит в условиях поддержания высокого коэффициента усиления и открывает доступ к гигаваттному уровню пиковой мощности лазерных импульсов в области 5 мкм.

## Заключение

Основные результаты, полученные в рамках настоящей диссертационной работы, можно сформулировать следующим образом:

2. Впервые продемонстрировано использование акустооптических модуляторов на основе кристаллов KYW и KGW в 3-мкм твердотельных лазерах. В лазере Cr:Er:YSGG получена генерация импульсов с выходной энергией 29 мДж на частоте 5 Гц и длительностью 75 нс. На основе него создана система генератор-двухкаскадный усилитель с выходной энергией 87 мДж. Таким образом исследованные АО модуляторы могут эффективно использоваться в наносекундных 3-мкм лазерах.
3. Показано, что в лазере Er:YLF с мощной боковой диодной накачкой в режиме свободной генерации с накачкой до 3 Дж в импульсе длительностью 250 мкс происходит последовательная смена длин волны генерации. Также установлено, что использование выходного зеркала с большим коэффициентом отражения позволяет продлить спектр генерации в длинноволновую область (до 2,85 мкм)
4. Впервые реализован режим электрооптической модуляции добротности в кристалле Er:YLF с мегаваттным уровнем пиковой мощности. Получена генерация импульсов с энергией 82 мДж на длине волны 2,67 мкм и длительностью 13 нс с помощью модулятора добротности на кристалле КТР.
5. Показано, что доступ к высокой энергии 3-мкм наносекундных лазерных импульсов может быть обеспечен с помощью метода модуляции добротности на основе вращающегося зеркала, свободного от требования на состояние поляризации излучения внутри резонатора, при достаточно быстром переключении добротности.
6. Впервые продемонстрирована непрерывная генерация в кристалле Fe:ZnSe с прямой оптической накачкой с помощью волоконного лазера Er:ZBLAN. Выходная мощность разработанного источника на основе монокристаллического активного элемента Fe:ZnSe составила 2,1 Вт с дифференциальным КПД 59% по поглощённой мощности при криогенном охлаждении до температуры жидкого азота. Исследованы зависимости основных характеристик лазера от температуры активного элемента.
7. Впервые продемонстрирована синхронизация мод в лазере Fe:ZnSe. Пассивная синхронизация мод была основана на насыщающемся поглощении в графене. В результате был получен цуг импульсов на частоте 100 МГц длительностью 640 фс со средней мощностью 415 мВт.

8. Впервые исследованы свойства усиления широкополосных лазерных импульсов среднего ИК диапазона (4-6 мкм) в монокристалле Fe:CdSe. По измерениям однопроходного усиления ( $g_{0\max}=3,1 \text{ см}^{-1}$  при  $F_{\text{pump}}=1 \text{ Дж/см}^2$ ) при криогенном охлаждении активного элемента ( $T=77 \text{ К}$ ) определены пределы эффективного усиления (с 4,3 мкм до 5,3 мкм). В многопроходной схеме усиления получена энергия стретчированного импульса инжекции 1,1 мДж с шириной спектра 320 нм. Энергия насыщения, определённая из приближения Франца-Нодвика, составила  $13 \text{ мДж/см}^2$ . Усиление инжекции на центральной длине волны 5,5 мкм ведёт к сильному смещению спектра в коротковолновую область и обужению до 221 нм.

## Благодарности

Выражаю искреннюю благодарность своему научному руководителю Потёмкину Фёдору Викторовичу за огромный экспериментальный опыт, переданный мне за время совместной работы, многократное обсуждение вопросов, связанных как с теоретическими, так и экспериментальными аспектами проводимых исследований, и поддержку на всех этапах работы. Хочу поблагодарить Фирсова Владимира Владимировича за помощь в экспериментальной работе. Также я благодарен коллективам лаборатории нелинейной оптики и сверхсильных световых полей и лаборатории релятивистской лазерной плазмы за дружескую поддержку.

## Список использованных источников

1. Mirov S. et al. Frontiers of mid-IR lasers based on transition metal doped chalcogenides // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2018. P. 1–1.
2. Adams J.J. et al. 4.0-4.5- $\mu\text{m}$  lasing of Fe:ZnSe below 180 K, a new mid-infrared laser material. // Opt. Lett. 1999. Vol. 24, № 23. P. 1720–1722.
3. Vodopyanov K.L. et al. Laser-induced generation of subnanosecond sound pulses in liquids // Sov. Phys. JETP. 1986. Vol. 64, № July 1986. P. 67–70.
4. Rines D.M., Rines G.A., Moulton P.F. CdSe OPO Pumped by a 2.79  $\mu\text{m}$  Cr,Er:YSGG Laser // Advanced Solid State Lasers, B. Chai and S. Payne, eds., Vol. 24 of OSA Proceedings Series (Optical Society of America). 1995. P. paper PO7.
5. Багдасаров Х.С. и др. Стойкость кристаллов YAG и LiNbO<sub>3</sub> к излучению YAG:Er<sup>3+</sup>-лазера ( $\lambda=2,94 \text{ мкм}$ ) в режиме гигантских импульсов // Квантовая электроника. 1980. В. 7, № 6. С. 1351–1353.
6. Багдасаров Х.С. и др. Гигантские импульсы лазерного излучения кристаллов иттрий-эрбий-алюминиевого граната // Квант. электрон. 1980. В. 7, № 9. С. 1959–1965.
7. Жариков Е.В. и др. Индуцированное излучение ионов Er<sup>3+</sup> в кристаллах иттрий-алюминиевого граната на длине волны 2,94 мкм // Квантовая электроника. 1974. В. 1, № 8. С. 1867–1869.

8. Pollnau M., Jackson S.D. Erbium 3  $\mu\text{m}$  fiber lasers // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2001. Vol. 7, № 1. P. 30–40.
9. Skorczakowski M. et al. Mid-infrared Q-switched Er:YAG laser for medical applications // *Laser Phys. Lett.* 2010. Vol. 7, № 7. P. 498–504.
10. Martyshkin D. V. et al. High Power (9.2 W) CW 4.15  $\mu\text{m}$  Fe:ZnSe laser // *Conf. Lasers Electro-Optics.* 2017. P. STh1L.6.
11. Frolov M.P. et al. High-energy thermoelectrically cooled Fe:ZnSe laser tunable over 3.75–4.82  $\mu\text{m}$  // *Opt. Lett.* / ed. Hoffman H.J., Shori R.K., Hodgson N. 2018. Vol. 43, № 3. P. 623.
12. Migal E. et al. 3.5-mJ 150-fs Fe:ZnSe hybrid mid-IR femtosecond laser at 4.4  $\mu\text{m}$  for driving extreme nonlinear optics // *Opt. Lett.* 2019. Vol. 44, № 10. P. 2550.
13. Акимов В.А. и др. Эффективный ИК лазер на кристалле ZnSe:Fe с плавной перестройкой в спектральном диапазоне 3.77 - 4.40 мкм // *Квантовая электроника.* 2004. Т. 34, № 10. С. 912–914.
14. Frolov M.P. et al. Fe 2+-doped CdSe single crystal: growth, spectroscopic and laser properties, potential use as a 6  $\mu\text{m}$  broadband amplifier // *Laser Phys. Lett.* 2017. Vol. 14, № 2. P. 025001.
15. Korostelin Y.V., Kozlovsky V.I. Vapour growth of II–VI solid solution single crystals by contact-free technique // *J. Alloys Compd.* 2004. Vol. 371, № 1–2. P. 25–30.
16. Frolov M.P. et al. Tunable in the range of 45-68  $\mu\text{m}$  room temperature single-crystal Fe:CdTe laser pumped by Fe:ZnSe laser // *Opt. Express.* 2020. Vol. 28, № 12. P. 17449.
17. Velikanov S.D. et al. Repetitively pulsed Fe : ZnSe laser with an average output power of 20 W at room temperature of the polycrystalline active element // *Quantum Electron.* 2017. Vol. 47, № 4. P. 303–307.
18. Moskalev I. et al. 140 W Cr:ZnSe laser system // *Opt. Express.* 2016. Vol. 24, № 18. P. 21090.
19. Voronov A.A. et al. A continuous-wave Fe 2+ :ZnSe laser // *Quantum Electron.* 2008. Vol. 38, № 12. P. 1113–1116.
20. Интернет-сайт. <https://ekspla.com/products/tunable-wavelength-lasers/>.
21. Vasilyev S. et al. Progress in Cr and Fe doped ZnS/Se mid-IR CW and femtosecond lasers. 2017. Vol. 10193. P. 101930U.
22. Fjodorow P. et al. Passively Q-switched 5- $\mu\text{m}$  Ce 3+ -doped selenide glass laser using Fe:CdTe and Fe:CdSe as saturable absorbers // *Opt. Lett.* The Optical Society, 2022. Vol. 47, № 2. P. 309.
23. Vodopyanov K.L., Shori R., Stafsudd O.M. Generation of Q-switched Er:YAG laser pulses using evanescent wave absorption in ethanol // *Appl. Phys. Lett.* 1998. Vol. 72, № 18. P. 2211–2213.
24. Gordienko V.M. et al. Powerful 3  $\mu\text{m}$  YSGG:Cr : Er and YSGG: Cr :Yb : Ho Q-Switched Lasers Operating in the Repetition-Rate Mode // *J. Russ. Laser Res.* 2015. Vol. 36, № 6. P. 570–576.
25. Maak P. et al. Efficient acousto-optic Q switching of Er:YSGG lasers at 2.79-microm wavelength. // *Appl. Opt.* 2000. Vol. 39, № 18. P. 3053–3059.
26. Konz F.K. et al. Active and passive Q-switching of a ErCrYSGG laser // *Opt. Commun.* 1993. Vol. 103. P. 398–404.

27. Жариков Е.В. и др. Сечение лазерного перехода  $4I_{11/2} - 4I_{13/2}$  иона  $Er^{3+}$  в кристалле иттрий-эрбий-алюминиевого граната // Квантовая электроника. 1977. Т. 4, № 1. С. 198–201.
28. Багдасаров Х.С. и др. Импульсный лазер на кристаллах  $Y_3Al_5O_{12}:Er^{3+}$  с высокой концентрацией активатора в частотном режиме // Квант. электрон. 1978. Т. 3, № 1. С. 150–152.
29. Лобачёв В.А. Кросс-релаксационный  $YAG:Er^{3+}$  лазер // Кандидатская диссертация. Институт общей физики Академии наук СССР, 1984.
30. Альберс П. и др. Низкопороговый ИСГГ:Cr, Er-лазер трехмикронного диапазона с высокой частотой повторения импульсов // Квантовая электроника. 1988. Т. 15, № 5. С. 871–872.
31. Wang L. et al. 279  $\mu m$  high peak power LGS electro-optically Q-switched Cr,Er:YSGG laser // Opt. Lett. 2013. Vol. 38, № 12. P. 2150.
32. Park Y.H. et al. 2.70  $\mu m$  emission Er:Cr:YSGG laser with LiNbO<sub>3</sub> pockels cell // Laser Phys. Lett. 2009. Vol. 6, № 3. P. 198–202.
33. Spring R., Lüthy W. Temperature dependence of a 2.94- $\mu m$  YAG:Er laser and population of the laser levels // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69, № 2. P. 581–583.
34. Švejkar R., Šulc J., Jelínková H. Er-doped crystalline active media for  $\sim 3 \mu m$  diode-pumped lasers // Prog. Quantum Electron. 2020. Vol. 74. P. 100276.
35. Данилов А. А., Никольский М. Ю., Прохоров А. М., Цветков В. Б., Щербаков И. А. // Экспериментальные проявления эффекта сглаживания термооптических неоднородностей в активных средах твердотельных лазеров // Квантовая электроника. 1989. Т. 16, № 3. С. 517–519.
36. Dinerman B.J., Moulton P.F. 3- $\mu m$  cw laser operations in erbium-doped YSGG, GGG, and YAG // Opt. Lett. 1994. Vol. 19, № 15. P. 1143–1145.
37. Furtado M.K. et al. Multiphonon Relaxation Studies of  $4I_{11/2}$  and  $4I_{13/2}$  Energy Levels in Er:YAG and Er,Pr:YAG Laser Crystals. // Advanced Solid-State Photonics. Washington, D.C.: OSA, 2005. Vol. 0, № 1. P. MB10.
38. Nikogosyan D.N. Properties of optical and laser-related materials: A Handbook, by D. N. Nikogosyan, J. Wiley and Sons, Chichester et al., 1997, xix+594 pp, index (£125). Wiley, 1997.
39. Hu L. et al. Effect of  $Er^{3+}$  concentration on spectral characteristic and 2.79  $\mu m$  laser performance of Er:YSGG crystal // J. Lumin. 2020. Vol. 226. P. 117502.
40. Labbé C. et al. Absolute excited state absorption cross section measurements in  $Er^{3+} : LiYF_4$  for laser applications around 2.8  $\mu m$  and 551 nm // J. Phys. Condens. Matter. 2000. Vol. 12, № 30. P. 6943–6957.
41. Koechner W. Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod. // Appl. Opt. 1970. Vol. 9, № 11. P. 2548–2553.
42. Frauchiger J., Lüthy W. Power limits of a YAG:Er laser // Opt. Laser Technol. 1987. Vol. 19, № 6. P. 312–315.
43. Xiong Z. et al. 100 Hz repetition-rate 2.794  $\mu m$  Cr,Er:YSGG passively Q-switched laser with  $Fe^{2+} : ZnSe$  saturable absorber // Infrared Phys. Technol. Elsevier B.V., 2022. Vol. 122, № February. P. 104087.
44. Schnell S. et al. Acoustooptic Q-switching of erbium lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1990. Vol. 26, № 6. P. 1111–1114.

45. Eichler H.J., Liu B., Sperlich O. 3- $\mu\text{m}$  erbium laser with an SBS phase conjugating mirror // *Optoelectron. High-Power Lasers Appl. Int. Soc. Opt. Photonics*. 1998. Vol. 3265. P. 75–82.
46. Messner M. et al. Acousto-optically Q-switched diode side-pumped Er:YLF laser generating 50kW peak power in 70ns pulses // *Solid State Lasers XXVIII: Technology and Devices* / ed. Clarkson W.A., Shori R.K. SPIE, 2019. P. 6.
47. Fried N.M. et al. Transmission of Q-switched erbium:YSGG ( $\lambda=2.79\mu\text{m}$ ) and erbium:YAG ( $\lambda=2.94\mu\text{m}$ ) laser radiation through germanium oxide and sapphire optical fibres at high pulse energies // *Lasers Med. Sci.* 2004. Vol. 19, № 3. P. 155–160.
48. Karki K. et al. Recent progress in mechanically Q-switched 2.94  $\mu\text{m}$  Er:YAG – promising pump source for 4- $\mu\text{m}$  room temperature Fe:ZnSe lasers // *Solid State Lasers XXIX: Technology and Devices* / ed. Clarkson W.A., Shori R.K. SPIE, 2020. Vol. 1125913, № February. P. 78.
49. Kong Y. et al. OH – absorption spectra of pure lithium niobate crystals // *J. Phys. Condens. Matter*. 1999. Vol. 11, № 9. P. 2139–2143.
50. Водопьянов К.Л. и др. Активная синхронизация мод в лазере на кристалле иттрий-эрбий-алюминиевого граната // *Квантовая электроника*. 1982. Т. 9, № 5. С. 853–858.
51. Zajac A. et al. Electrooptically Q-switched mid-infrared Er:YAG laser for medical applications // *Opt. Express*. 2004. Vol. 12, № 21. P. 5125–5130.
52. Паргачёв И.А. и др. Электрооптические модуляторы лазерного излучения на основе высокоомных кристаллов КTiOPO 4. 2012. Т. 2, № 26. С. 90–93.
53. *Laser -induced damage in optical materials* / ed. D.Ristau. Boca Raton, London, New York: CRC Press, 2015. 537 p.
54. Mazur M.M. et al. Acousto-optic modulators based on a KYW crystal // *Quantum Electron.* 2017. Vol. 47, № 7. P. 661–664.
55. Georgescu S., Lupei V. Q-switch regime of 3- $\mu\text{m}$  Er:YAG lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1998. Vol. 34, № 6. P. 1031–1040.
56. Joshi A. et al. Small-signal gain measurements for highly doped and co-doped Er 3+:YAG at 2.936  $\mu\text{m}$  // *Opt. Laser Technol. Elsevier*, 2014. Vol. 56. P. 58–64.
57. Wannop N.M., Dickinson M.R., King T.A. An erbium: YAG oscillator-amplifier laser system // *Opt. Commun. Elsevier Science B.V.*, 1995. Vol. 113, № 4–6. P. 453–457.
58. Majaron B., Rupnik T., Lukac M. Temperature and gain dynamics in flashlamp-pumped Er:YAG // *IEEE J. Quantum Electron.* 1996. Vol. 32, № 9. P. 1636–1644.
59. Wang T.-J. et al. Efficient electrooptically Q-switched Er:Cr:YSGG laser oscillator-amplifier system with a Glan-Taylor prism polarizer // *Laser Phys.* 2006. Vol. 16, № 12. P. 1605–1609.
60. Mazur M.M. et al. Elastic and photoelastic properties of KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> single crystals // *Inorg. Mater.* 2012. Vol. 48, № 1. P. 67–73.
61. Mazur M.M. et al. Elastic and photoelastic properties of KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> single crystals // *Acoust. Phys.* 2012. Vol. 58, № 6. P. 658–665.
62. Sirotkin A.A., Mazur M.M. Ho:YAG laser with acousto-optical Q-switch based on KYW crystal // *2018 International Conference Laser Optics (ICLO)*. IEEE, 2018. P. 46–46.
63. Yushkov K.B. et al. KYW crystal as a new material for acousto-optical Q-switches // *Proc. SPIE 10899*. SPIE, 2019. P. 1089913.

64. Wang J. et al. Compensation of strong thermal lensing in an LD side-pumped high-power Er:YSGG laser // *Laser Phys. Lett.* IOP Publishing, 2015. Vol. 12, № 10. P. 105004.
65. Hu S. et al. Orthogonally polarized radiation from an electro-optically Q-switched laser diode side-pumped Er:YSGG laser with dual cavities // *Laser Phys. Lett.* IOP Publishing, 2019. Vol. 16, № 2. P. 4–7.
66. Hu S. et al. High-conversion-efficiency tunable mid-infrared BaGa<sub>4</sub>Se<sub>7</sub> optical parametric oscillator pumped by a 279- $\mu\text{m}$  laser // *Opt. Lett.* 2019. Vol. 44, № 9. P. 2201.
67. Cui Q. et al. 100–300 Hz repetition-rate acousto-optic Q-switched 2.79  $\mu\text{m}$  Er:YSGG laser side-pumped by laser-diode // *Infrared Phys. Technol.* 2019. Vol. 98. P. 256–259.
68. Fang Z. et al. Thermal analysis and laser performance of a GYSGG/Cr,Er,Pr:GYSGG composite laser crystal operated at 2.79  $\mu\text{m}$  // *Opt. Express.* 2017. Vol. 25, № 18. P. 239–242.
69. Mirzaeian H., Manjooran S., Major A. A simple technique for accurate characterization of thermal lens in solid state lasers // *Photonics North 2014.* 2014. Vol. 9288.
70. Liu J.H. et al. Thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers by a simple direct approach // *Chinese Phys. Lett.* 1999. Vol. 16, № 3. P. 181–183.
71. Walter Koechner. *Solid-State Laser Engineering.* 6th ed. / ed. Rhodes W.T. New York: Springer, 2006. Vol. 1.
72. Hodgson N., Weber H. *Laser Resonators and Beam Propagation.* New York, NY: Springer New York, 2005. Vol. 108.
73. Dergachev A., Moulton P.F. *Tunable CW Er:YLF Diode-Pumped Laser* // *Advanced Solid-State Photonics.* Washington, D.C.: OSA, 2003. P. 3.
74. Unterrainer K. et al. High-energy diode side-pumped Er:YLF laser generating 100 mJ @ 100 Hz // *Solid State Lasers XXVII: Technology and Devices* / ed. Clarkson W.A., Shori R.K. SPIE, 2018. № February. P. 17.
75. Wyss C. et al. Emission properties of an optimised 2.8  $\mu\text{m}$  Er<sup>3+</sup>:YLF laser // *Opt. Commun.* 1997. Vol. 139, № 4–6. P. 215–218.
76. Tkachuk A.M. et al. Up-conversion and population of excited erbium levels in LiY<sub>1-x</sub>Er<sub>x</sub>F<sub>4</sub> (x=0.003–1) crystals under CW InGaAs laser-diode pumping // *Opt. Spectrosc.* 2002. Vol. 92, № 1. P. 67–82.
77. Lukac M. Output energy characteristics of optimally pumped rotating mirror Q-switch lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1991. Vol. 27, № 9. P. 2094–2097.
78. Gordienko V.M., Reshilov A.B., Shmal'gauzen V.I. Role of temperature nonlinearity in thermal generation of acoustic pulses by laser radiation // *Sov. J. Quantum Electron.* 1979. Vol. 9, № 2. P. 229–230.
79. Shori R.K. et al. Quantification and modeling of the dynamic changes in the absorption coefficient of water at  $\lambda = 2.94 \mu\text{m}$  // *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics.* 2001. Vol. 7, № 6. P. 959–970.
80. Dolgaev S.I., Simakin A. V, Shafeev G. a. Transmission of laser radiation by absorbing liquids // *Quantum Electron.* 2002. Vol. 32, № 5. P. 443–446.
81. Lauterborn W., Ohl C.D. *Cavitation bubble dynamics.* // *Book.* 1997. Vol. 4, № 2. P. 65–75.
82. Lauterborn W., Vogel A. *Shock Wave Emission by Laser Generated Bubbles* // *Bubble Dynamics and Shock Waves* / ed. Delale C.F. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013. P. 67–103.

83. Vogel A., Lauterborn W., Timm R. Optical and acoustic investigations of the dynamics of laser-produced cavitation bubbles near a solid boundary // *J. Fluid Mech.* 1989. Vol. 206. P. 299–338.
84. Vogel A. et al. Energy balance of optical breakdown in water at nanosecond to femtosecond time scales // *Appl. Phys. B.* 1999. Vol. 68, № 2. P. 271–280.
85. Ostrovskaya G. V. Efficiency of optical-to-acoustic energy conversion upon the interaction of a pulsed laser radiation with a liquid: I. Calculation of the efficiency upon acoustooptic interaction // *Tech. Phys.* 2002. Vol. 47, № 10. P. 1299–1305.
86. Apitz I., Vogel A. Material ejection in nanosecond Er:YAG laser ablation of water, liver, and skin // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2005. Vol. 81, № 2. P. 329–338.
87. Matsumoto H., Yoshimine Y., Akamine A. Visualization of Irrigant Flow and Cavitation Induced by Er:YAG Laser within a Root Canal Model // *J. Endod.* 2011. Vol. 37, № 6. P. 839–843.
88. Vodopyanov K.L. Saturation studies of H<sub>2</sub>O and HDO near 3400 cm<sup>-1</sup> using intense picosecond laser pulses // *J. Chem. Phys.* 1991. Vol. 94, № 8. P. 5389–5393.
89. Vodop'yanov K.L. et al. A change in the refractive properties of water irradiated by a 2.94- $\mu$ m erbium laser // *Quantum Electron.* 2000. Vol. 30, № 11. P. 975–978.
90. Potemkin F. V, Mareev E.I. Dynamics of multiple bubbles, excited by a femtosecond filament in water // *Laser Phys. Lett.* IOP Publishing, 2015. Vol. 12, № 1. P. 015405.
91. Duvall G.E., Fowles G.R. High Pressure Physics and Chemistry / ed. Bradley R.S. New York: Academic Press, 1963. 209–291 p.
92. Vogel A., Busch S., Parlitz U. Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water // *J. Acoust. Soc. Am.* 1996. Vol. 100, № 1. P. 148–165.
93. Zubkov L.A., Romanov V.P. Critical opalescence // *Uspekhi Fiz. Nauk.* 1988. Vol. 154, № 4. P. 615.
94. Godwin R.P. et al. Aspherical bubble dynamics and oscillation times // *Proc. SPIE 3601, Laser-Tissue Interaction X: Photochemical, Photothermal, and Photomechanical*, / ed. Jacques S.L. et al. 1999. P. 225.
95. Barcikowski S. et al. Materials synthesis in a bubble // *MRS Bull.* 2019. Vol. 44, № 5. P. 382–391.
96. Weingärtner H., Franck E.U. Supercritical Water as a Solvent // *Angew. Chemie Int. Ed.* 2005. Vol. 44, № 18. P. 2672–2692.
97. Chen J. et al. Review on laser-induced etching processing technology for transparent hard and brittle materials // *Int. J. Adv. Manuf. Technol. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 2021. Vol. 117, № 9–10. P. 2545–2564.
98. Böhme R. Laser-induced backside wet etching of glasses and crystals // *Math. Fak.* 2007.
99. Kopitkovas G. et al. Fabrication of micro-optical elements in quartz by laser induced backside wet etching // *Microelectron. Eng.* 2003. Vol. 67–68. P. 438–444.
100. Xie X. et al. Laser-induced backside wet/dry etching microstructures on transparent and brittle materials // *Advanced Laser Processing and Manufacturing III* / ed. Sano Y. et al. SPIE, 2019. Vol. 11183. P. 6.
101. Pissadakis S., Böhme R., Zimmer K. Sub-micron periodic structuring of sapphire by laser induced backside wet etching technique // *Opt. Express.* 2007. Vol. 15, № 4. P. 1428.

102. Ding X. et al. Laser-Induced Backside Wet Etching of Sapphire // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 42, № Part 2, No. 2B. P. L176–L178.
103. Долгаев С.И. и др. Растворение в сверхкритической жидкости как механизм лазерной абляции сапфира // *Квант. Электрон.* 2001. Т. 31, № 7. С. 593–596.
104. Serra P., Piqué A. Laser-Induced Forward Transfer: Fundamentals and Applications // *Adv. Mater. Technol.* 2019. Vol. 4, № 1. P. 1800099.
105. Murphy S. V., Atala A. 3D bioprinting of tissues and organs // *Nat. Biotechnol.* Nature Publishing Group, 2014. Vol. 32, № 8. P. 773–785.
106. Ovsianikov A. et al. Laser printing of cells into 3D scaffolds // *Biofabrication.* 2010. Vol. 2, № 1. P. 014104.
107. Yusupov V.I. et al. Laser-induced transfer of gel microdroplets for cell printing // *Quantum Electron.* 2017. Vol. 47, № 12. P. 1158–1165.
108. Sorkio A. et al. Human stem cell based corneal tissue mimicking structures using laser-assisted 3D bioprinting and functional bioinks // *Biomaterials.* Elsevier Ltd, 2018. Vol. 171. P. 57–71.
109. Zhang Z. et al. Time-Resolved Imaging Study of Jetting Dynamics during Laser Printing of Viscoelastic Alginate Solutions // *Langmuir.* 2015. Vol. 31, № 23. P. 6447–6456.
110. Zhang Z. et al. Study of Impingement Types and Printing Quality during Laser Printing of Viscoelastic Alginate Solutions // *Langmuir.* 2016. Vol. 32, № 12. P. 3004–3014.
111. Yusupov V. et al. Laser-induced Forward Transfer Hydrogel Printing: A Defined Route for Highly Controlled Process // *Int. J. Bioprinting.* 2020. Vol. 6, № 3.
112. DeLoach L.D. et al. Transition metal-doped zinc chalcogenides: Spectroscopy and laser demonstration of a new class of gain media // *IEEE J. Quantum Electron.* 1996. Vol. 32, № 6. P. 885–895.
113. Fedorov V. V. et al. 3.77-5.05- $\mu\text{m}$  tunable solid-state lasers based on Fe<sup>2+</sup>-doped ZnSe crystals operating at low and room temperatures // *IEEE J. Quantum Electron.* 2006. Vol. 42, № 9. P. 907–917.
114. Anashkina E.A. et al. Development of Er<sup>3+</sup>-doped high-purity tellurite glass fibers for gain-switched laser operation at 27  $\mu\text{m}$  // *Opt. Mater. Express.* 2017. Vol. 7, № 12. P. 4337.
115. Tokita S. et al. 12 WQ-switched Er:ZBLAN fiber laser at 28  $\mu\text{m}$  // *Opt. Lett.* 2011. Vol. 36, № 15. P. 2812.
116. Иванов А.А., Алфимов М.В., Желтиков А.М. Фемтосекундные импульсы в нанофотонике // *Успехи физических наук.* 2004. Vol. 174, № 7. P. 743–763.
117. Mirov S.B. et al. Progress in Mid-IR Lasers Based on Cr and Fe-Doped II-VI Chalcogenides // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2015. Vol. 21, № 1.
118. Kernal J. et al. 3.9-4.8  $\mu\text{m}$  gain-switched lasing of Fe:ZnSe at room temperature // *Opt. Express.* 2005. Vol. 13, № 26. P. 10608.
119. Evans J.W., Berry P. a, Schepler K.L. 840 mW continuous-wave Fe:ZnSe laser operating at 4140 nm // *Opt. Lett.* 2012. Vol. 37, № 23. P. 5021.
120. Jelínková H. et al. Fe:ZnSe laser oscillation under cryogenic and room temperature / ed. Clarkson W.A., Shori R. 2013. Vol. 6. P. 85990E.
121. Myoung N. et al. Temperature and concentration quenching of mid-IR photoluminescence in iron doped ZnSe and ZnS laser crystals // *J. Lumin.* Elsevier, 2012. Vol. 132, № 3. P. 600–606.

122. Evans J.W. et al. Optical spectroscopy and modeling of Fe 2+ ions in zinc selenide // J. Lumin. Elsevier B.V., 2017. Vol. 188. P. 541–550.
123. Акимов В.А. и др. эффективная лазерная генерация при RT // Квантовая электроника. 2006. Т. 36, № 4. С. 299–301.
124. Tokita S. et al. Liquid-cooled 24 W mid-infrared Er:ZBLAN fiber laser // Opt. Lett. Optical Society of America, 2009. Vol. 34, № 20. P. 3062.
125. Gallian A. et al. Fe:ZnSe passive Q-switching of 2.8- $\mu\text{m}$  Er:Cr:YSGG laser cavity // Proc. SPIE 6451, Solid State Lasers XVI: Technology and Devices, 64510L (9 March 2007); / ed. Hoffman H.J., Shori R.K., Hodgson N. P. 64510L.
126. Evans J.W., Sanamyan T., Berry P.A. A continuous wave Fe:ZnSe laser pumped by efficient Er:Y 2 O 3 laser. 2015. Vol. 9342. P. 93420F.
127. Vasilyev S. et al. Recent Breakthroughs in Solid- State Mid-IR Laser Technology practical applications // Laser Tech. J. 2016. P. 2–5.
128. Qin Z. et al. Semiconductor saturable absorber mirror in the 3–5  $\mu\text{m}$  mid-infrared region // Opt. Lett. 2022. Vol. 47, № 4. P. 890.
129. Uehara H. et al. A passively Q-switched compact Er:Lu2O3 ceramics laser at 2.8  $\mu\text{m}$  with a graphene saturable absorber // Appl. Phys. Express. IOP Publishing, 2019. Vol. 12, № 2. P. 8–12.
130. Tolstik N. et al. Graphene mode-locked Cr:ZnS chirped-pulse oscillator // Opt. Express. 2014. Vol. 22, № 6. P. 7284.
131. Frantz L.M., Nodvik J.S. Theory of pulse propagation in a laser amplifier // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34, № 8. P. 2346–2349.
132. Agrawal G.P. Effect of gain dispersion on ultrashort pulse amplification in semiconductor laser amplifiers // IEEE J. Quantum Electron. 1991. Vol. 27, № 6. P. 1843–1849.
133. Planchon T.A. et al. 3D Modeling of amplification processes in CPA laser amplifiers // Appl. Phys. B. 2005. Vol. 80, № 6. P. 661–667.
134. Backus S. et al. High power ultrafast lasers // Rev. Sci. Instrum. 1998. Vol. 69, № 3. P. 1207–1223.
135. Kalashnikov M.P. et al. Broadband amplification of 800-nm pulses with a combination of negatively and positively chirped pulse amplification // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2006. Vol. 12, № 2. P. 194–200.
136. Hirlimann C. et al. Femtosecond jet laser preamplifier // Opt. Commun. 1986. Vol. 59, № 1. P. 52–54.
137. Backus S. et al. Ti:sapphire amplifier producing millijoule-level, 21-fs pulses at 1 kHz. // Opt. Lett. 1995. Vol. 20, № 19. P. 2000–2002.
138. Fork R.L. et al. Amplification of femtosecond optical pulses using a double confocal resonator. // Opt. Lett. 1989. Vol. 14, № 19. P. 1068–1070.
139. Frolov M.P. et al. 2 mJ room temperature Fe:CdTe laser tunable from 51 to 63  $\mu\text{m}$  // Opt. Lett. 2019. Vol. 44, № 22. P. 5453.
140. Ni Y. et al. Growth and characterization of mid-far infrared optical material CdSe crystal // Opt. Mater. Express. 2018. Vol. 8, № 7. P. 1796.
141. Ertel K. et al. ASE suppression in a high energy Titanium sapphire amplifier // Opt. Express. 2008. Vol. 16, № 11. P. 8039.
142. Gerdova I., Haché A. Third-order non-linear spectroscopy of CdSe and CdSe/ZnS core shell quantum dots // Opt. Commun. 2005. Vol. 246, № 1–3. P. 205–212.