

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Федеральный исследовательский центр  
Институт общей физики им. А.М. Прохорова  
Российской академии наук

На правах рукописи



**Овчаренко Борис Дмитриевич**

**УПРАВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ГИБРИДНОМ ЛАЗЕРНОМ  
ИСТОЧНИКЕ**

1.3.19. Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой  
степени кандидата физико-  
математических наук

Научный руководитель  
Старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.  
Камынин Владимир Александрович

Москва – 2026

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|   |     |
|---|-----|
| Введение.....   | 3   |
| ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ .....   | 12  |
| Введение к главе 1.....   | 13  |
| 1.1 Лазерные системы с возможностью управления излучением.....  | 14  |
| 1.2 Квантрон с импульсной поперечной диодной накачкой .....   | 23  |
| Заключение к главе 1 .....  | 26  |
| ГЛАВА 2. УСИЛЕННОЕ СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В КВАНТРОНАХ С<br>ИМПУЛЬСНОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ.....                       | 27  |
| Введение к главе 2.....   | 28  |
| 2.1 Основные элементы квантрона с импульсной поперечной диодной<br>накачкой .....   | 29  |
| 2.2 Расчет оптической схемы накачки .....   | 42  |
| 2.3 Экспериментальное исследование влияния усиленного спонтанного<br>излучения на коэффициент усиления слабого сигнала..... | 49  |
| Заключение к главе 2 .....  | 69  |
| ГЛАВА 3. УПРАВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ГИБРИДНОМ ЛАЗЕРНОМ<br>ИСТОЧНИКЕ С ВЫХОДНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 1 ДЖ .....                             | 70  |
| Введение к главе 3.....   | 71  |
| 3.1 Предварительная оценка формы лазерного излучения.....   | 73  |
| 3.2 Экспериментальная установка гибридного лазерного источника .....  | 77  |
| 3.3 Алгоритм управления формой импульса лазерного излучения.....  | 84  |
| 3.4 Экспериментальное исследование гибридного лазерного источника.....  | 89  |
| Заключение к главе 3 .....  | 96  |
| Заключение .....  | 97  |
| Список сокращений .....   | 99  |
| Список литературы .....   | 100 |
| Список публикаций по теме диссертации, включенных в перечень рецензируемых<br>научных изданий ВАК, SCOPUS или WOS .....     | 109 |
| Список патентов по теме диссертации .....   | 109 |
| Список дополнительных публикаций по теме диссертации .....  | 110 |

## **ВВЕДЕНИЕ**

### **Актуальность темы исследования**

Развитие технологий твердотельных лазеров с высокой пиковой мощностью обеспечивает возможность решения широкого круга задач в интересах различных отраслей науки и техники (лазерный термоядерный синтез, обработка материалов, малоинвазивная хирургия и др.) [1-5]. Лазерные системы, используемые для решения перечисленных задач, строятся по схеме «задающий генератор-усилитель» и обладают высокой пиковой мощностью, которая непосредственно связана с высокой выходной энергией и короткой (единицы наносекунд) длительностью импульсов [6-9]. Основными факторами, влияющими на эффективность применения указанных систем, являются снижение мощности и искажение временной формы выходного импульса за счет уменьшения коэффициента усиления лазера под влиянием усиленного спонтанного излучения (УСИ), возникающего при высоких мощностях накачки, и насыщения активных сред лазерных усилителей. Применение гибридных лазерных источников (ГЛИ), задающий генератор и усилитель которых строятся на различных типах активных сред [10], потенциально обеспечивает более высокую эффективность и гибкость лазерных систем, что позволяет расширить возможности по увеличению пиковой мощности лазерного излучения [11- 15]. Управление излучением в таких системах является сложной и актуальной задачей лазерной физики и имеет важное значение для создания мощных лазерных комплексов и систем, используемых в различных областях науки и техники.

### **Степень разработанности темы**

Повышение интереса к лазерным излучателям с высокой пиковой мощностью для использования в различных приложениях диктует необходимость снижения отмеченных негативных факторов и совершенствования методов управления лазерным излучением. В диссертации рассмотрены и проанализированы известные методы управления излучением в лазерах с высокой

пиковой мощностью для систем различного назначения. Результаты исследований позволили сделать вывод о том, что используемые в настоящее время методы управления излучением в таких лазерах (адаптивные оптические системы, ячейки Поккельса, объемные брэгговские решетки и др.) обладают рядом недостатков и зачастую оказываются малоэффективными из-за различных физических ограничений (быстродействие, лучевая стойкость, габаритные размеры и др.) [16-19].

Диссертационная работа посвящена разработке метода управления лазерным излучением ГЛИ с выходной энергией 1 Дж, длительностью 20 нс (50 МВт пиковой мощности) и длиной волны излучения 1064 нм, разработанного для перспективной экспериментальной установки лазерного термоядерного синтеза [20]. В качестве задающего генератора в ГЛИ применялся волоконный лазер с управлением параметрами импульса излучения (длительность импульса, фронты нарастания и спада, нестабильность амплитуды и формы, джиттер и т.д.) [21, 22], а в качестве усилителя – твердотельный усилитель на базе квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой и активными элементами из  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  [23-25]. Для созданного ГЛИ разработан алгоритм управления формой импульса, работоспособность и эффективность которого подтверждена результатами физического моделирования.

Определение путей снижения влияния УСИ на величину коэффициента усиления проводилось путем расчетно-экспериментальных исследований квантрона-усилителя с импульсной поперечной диодной накачкой. На основе полученных результатов был разработан метод повышения коэффициента усиления за счет оптимизации геометрических параметров оптической диодной накачки, позволивший улучшить энергетические параметры лазерной системы.

В ходе диссертационных исследований теоретически обоснована и экспериментально подтверждена возможность создания ГЛИ с высокой пиковой мощностью и управлением лазерным излучением.

## **Цели и задачи диссертационной работы**

Целью работы является разработка метода управления излучением в ГЛИ с высокой пиковой мощностью.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Экспериментальное исследование влияния УСИ на коэффициент усиления слабого сигнала в квантронах с импульсной поперечной диодной накачкой.

2. Разработка метода повышения коэффициента усиления слабого сигнала за счет уменьшения влияния УСИ в квантронах с импульсной поперечной диодной накачкой.

3. Экспериментальное исследование влияния эффекта насыщения в твердотельных усилителях ГЛИ на форму лазерного импульса, исследование процесса образования формы импульса и разработка алгоритма управления лазерным излучением.

4. Экспериментальное исследование алгоритма управления формой импульса лазерного излучения с получением прямоугольного или ступенчатого профилей при выходной энергии до 1 Дж, длительности импульсов 20 нс и длине волны излучения 1064 нм в ГЛИ.

## **Научная новизна**

1. Впервые разработан и применен на практике метод повышения коэффициента усиления лазерной системы за счет подавления УСИ в квантронах с импульсной поперечной диодной накачкой и активным элементом из  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  до  $\text{Ø}10$  мм путем оптимизации геометрических параметров диодной накачки в виде разнесения друг от друга лазерных диодных решеток (ЛДР) и создания прерывистой зоны накачки вдоль активного элемента. Метод обеспечивает увеличение коэффициента усиления слабого сигнала в ГЛИ.

2. Впервые продемонстрировано управление формой лазерных импульсов в ГЛИ, состоящим из волоконного задающего генератора и твердотельного двухкаскадного усилителя на основе двух квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой. На выходе ГЛИ реализованы импульсы с длиной волны

излучения 1064 нм, длительностью 20 нс и энергией до 1 Дж с управляемым прямоугольным или ступенчатым профилями лазерного излучения.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

1. УСИ, образованное в усилителе ГЛИ, оказывает существенное влияние на коэффициент усиления, что приводит к ухудшению энергетических параметров лазерного излучения.

2. Найдены условия, которые минимизируют влияние УСИ на коэффициент усиления, повышают коэффициент усиления и улучшают энергетические параметры выходного лазерного излучения ГЛИ.

3. Заданная форма импульса задающего генератора позволяет существенно компенсировать насыщение усиления в ГЛИ, которое оказывает негативное влияние на форму выходного лазерного импульса и приводит к снижению эффективности лазерной системы.

4. Применение разработанного алгоритма управления позволяет формировать на основе предварительно заданной формы импульса и эффекта насыщения усиления широкий набор форм лазерных импульсов с выходной энергией лазерного излучения до 1 Дж, что обеспечивает повышение эффективности воздействия лазерного излучения.

Практическая значимость и новизна результатов работы подтверждается 5 патентами Российской Федерации на полезные модели.

### **Методология и методы исследований**

В ходе выполнения диссертационного исследования использовалось современное оборудование и методы обработки результатов. Методология исследований основывалась на системном подходе решения проблем для повышения эффективности разрабатываемых методов, объединяющих в себе расчетные оценки с их экспериментальной верификацией. Выполнение поставленных задач проводилось на основе анализа влияния негативных факторов на параметры лазерных импульсов с высокой пиковой мощностью, расчетно-теоретических и экспериментальных исследований ГЛИ, его составных частей

и оценки полученных результатов. В задачах моделирования применялись апробированные методы лазерной физики и оптики. Измерение энергетических параметров проводилось с помощью современных пироэлектрических и тепловых детекторов высокой точности. Временные характеристики контролировались при помощи осциллографов с полосой пропускания 1 ГГц. Спектральные характеристики излучения детектировались при помощи спектрометра с разрешением 0,05 нм. Пространственное распределение фиксировалось высококачественной монохромной КМОП-камерой с размером сенсора 12x12 мм<sup>2</sup> и разрешением 20 МП. Измерения исследуемых параметров осуществлялись в соответствии или по аналогии со стандартными методиками.

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

1. Разработанный метод повышения коэффициента усиления за счет подавления УСИ, включающий в себя оптимизацию геометрических параметров диодной накачки в виде разнесения друг от друга ЛДР и создания прерывистой зоны накачки вдоль активного элемента, позволяет кратно увеличить коэффициент усиления слабого сигнала в квантронах с импульсной поперечной диодной накачкой.

2. Управление излучением ГЛИ с высокой выходной энергией импульса и наносекундной длительности осуществляется путем анализа искажений формы усиленных импульсов, вносимых насыщенным усилителем, и последующей коррекцией функции пропускания.

3. Разработанный алгоритм управления формой лазерного излучения в ГЛИ позволяет формировать прямоугольный и ступенчатый профили с амплитудными отклонениями до 15% от целевой формы огибающей высокой выходной энергии импульса и наносекундной длительности.

**Личный вклад соискателя** в диссертационную работу заключается в непосредственном участии в постановке задач, определении способов их решения, проведения экспериментальной работы, анализе и интерпретации полученных данных, написании статей, получения патентов, апробации

результатов, а также разработки принципиальных оптических схем и принятии конструкторских решений. Все результаты, представленные в работе, получены соискателем лично или при его определяющем участии.

### **Степень достоверности**

Достоверность результатов проведенных исследований подтверждается:

- учетом основных фундаментальных положений лазерной физики и оптики;
- значительным объемом экспериментальных исследований, проведенных с использованием корректных апробированных и аттестованных методик, сертифицированного измерительного оборудования, а также современных средств обработки и верификации полученных результатов;
- хорошей сходимостью расчетно-теоретических и экспериментальных результатов;
- сравнением полученных результатов с имеющимися литературными данными; публикациями материалов исследования в высокорейтинговых научных журналах и докладами на всероссийских и международных конференциях.

### **Апробация результатов**

Результаты работы были представлены на Десятой всероссийской школе студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (г. Саров, май 2016), Одиннадцатой всероссийской школе студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (г. Саров, апрель 2017), Школе–конференции молодых ученых ИОФ РАН «Прохоровские недели» (г. Москва, октябрь 2018), Двенадцатой всероссийской школе студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (г. Саров, июнь 2019), 9-ый Международный семинар по волоконным лазерам (г. Новосибирск, сентябрь 2020), International Conference on Laser Optics «ICLO» (г. Санкт-Петербург, июнь 2022), Десятая международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛаПлаз (г. Москва, март 2024).

### **Публикации по теме диссертации**

Результаты по теме диссертации изложены в 3 научных работах (3 статьи в научных рецензируемых журналах из перечня ВАК) и 5 патентах Российской Федерации.

### **Объем и структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и списка используемой литературы. Общий объем диссертации составляет 112 страниц, включая 48 рисунков и 6 таблиц.

## Краткое содержание

**Во введении** обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулированы цели и задачи, представлена научная новизна и практическая ценность полученных результатов, кратко изложены основные результаты, выносимые на защиту, приведены сведения об апробации работы и о личном вкладе автора.

**Первая глава** диссертационной работы носит обзорный характер, где обсуждается современное состояние проблем по созданию лазерных установок (и их компонентов) с высокой пиковой мощностью и управлением формой лазерного импульса, рассматриваются результаты теоретических и экспериментальных исследований; дается оценка полученных выходных характеристик, делается вывод о необходимости дальнейших исследований.

**Во второй главе** представлено экспериментальное исследование по влиянию усиленного спонтанного излучения (УСИ) на коэффициент усиления слабого сигнала внутри АЭ кванторна из алюмоиттриевого граната, легированного неодимом ( $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ ). Приводится описание разработанного метода для подавления или минимизации УСИ, включающий в себя оптимизацию геометрических параметров диодной накачки в виде разнесения друг от друга ЛДР и создания прерывистой зоны накачки вдоль АЭ. На основе разработанного метода был создан квантрон с размером АЭ  $\text{Ø}10 \times 160 \text{ мм}^2$ , максимальным коэффициентом усиления слабого сигнала  $G=100$  и эффективностью преобразования оптической энергии в запасенную 26%. Приведен сравнительный анализ разработанных ИОФ РАН квантронов с аналогами, и описан экспериментальный стенд для проведения исследований квантрона с импульсной диодной накачкой. Описаны основные элементы, на базе которых в ИОФ РАН разрабатываются различные модификации конструкций квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой. Представлена расчетная схема типовых квантронов для предварительной оценки

распределения люминесценции по сечению АЭ и эффективности оптической накачки.

**Третья глава** диссертационной работы посвящена исследованию и разработке метода управления лазерным излучением в созданной лазерной установке в виде ГЛИ с профилированной формой импульса, состоящего из волоконного ЗГ и твердотельного двухкаскадного усилителя на основе двух квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой. Описан разработанный алгоритм управления профилированными импульсами. Приводится экспериментальное исследование ГЛИ с демонстрацией возможности управления формой лазерного импульса с получением прямоугольного и ступенчатого профилей на уровне выходной энергией до 1 Дж и длительностью 20 нс. Исследован процесс образования формы импульса с получением прямоугольного и ступенчатого профилей в зависимости от эффекта насыщения усиления и электрической энергии накачки квантронов.

**В заключении** диссертации представлены итоги выполненного исследования, рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы.

## **ГЛАВА1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ**

В главе 1 представлены результаты исследовательского анализа проблем современного уровня мощных лазерных систем. Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований из научной литературы. Даны оценки исследований и уровня технологий в области создания мощных лазерных систем (и их компонентов) с управлением характеристиками излучения.

## Введение к главе 1

Для развития технологического потенциала лазерных систем с целью расширения диапазона возможностей в решении широкого спектра задач науки и техники необходимо разрабатывать новые методы повышения эффективности процесса взаимодействия лазерного излучения с веществом. В условиях динамического развития науки и техники возникают задачи, решение которых приводит к тому, что необходимы лазерные системы с улучшенными или уникальными выходными характеристиками (пространственные, временные и энергетические). Поэтому современные тенденции создают определенные критерии, предъявляемые к лазерным системам. Эти критерии напрямую связаны с эффективностью взаимодействия лазерного излучения с веществом. Вследствие чего, в данный момент времени идет активная гонка, связанная с разработкой новых лазерных систем, обладающих высокой эффективностью и гибкостью параметров, которые должны достигаться при высокой пиковой мощности лазерного излучения с возможностью управления излучением.

Как правило, для достижения высокой пиковой мощности лазерные системы строятся на основе ЗГ и усилителя. При достижении высокой пиковой мощности возникают негативные факторы, влияющие на эффективность лазерных систем. Эти факторы значительно ограничивают возможности по эффективности и управлению лазерным излучением, т.к. происходит ограничение коэффициента усиления и искажение временного профиля формы импульса. Ограничение коэффициента усиления происходит преимущественно под влиянием УСИ в АЭ усилителей, что приводит к падению мощности всей лазерной системы. А возникающее при больших мощностях накачки насыщение усиления в значительной степени искажает начальную форму импульса. Поэтому повышение эффективности работы лазерных систем и их компонентов, а также реализация возможности управления излучением в таких системах имеет важное значение в лазерной физике.

## 1.1 Лазерные системы с возможностью управления излучением

На сегодняшний день лазерные системы, состоящие из генераторов или из связки ЗГ и усилителей [26], применяются во многих областях жизнедеятельности человечества. В медицине они играют роль диагностических и хирургических систем, с помощью которых проводят предварительные обследования и операции. Излучением таких лазерных систем производят как разрезание локализованных мягких тканей, так и их заживление (коагуляция) [27], а также сварку биологических тканей [28], разрушение каменных образований [29] и облучение раковых клеток в различных областях организма [30]. В промышленности они используются для различных видов обработки материалов. Лазерные системы интегрированы в станки с числовым программным управлением (ЧПУ) и с помощью них режут листовые материалы любой геометрии, производят сварку, термообработку и выращивание заготовок и деталей, а также наносят покрытия, гравировку, маркировку и улучшают физико-технические параметры поверхностных слоев материалов [31-33]. В научных целях лазерные системы применяют для исследования воздействия излучения на материалы, традиционной и терагерцовой лазерной спектроскопии [34, 35], получения частиц материалов наноразмерного масштаба с помощью абляции в жидкостях [36], исследования эффектов лазерного намагничивания [37], лазерного охлаждения, лазерной фотохимии [38], систем связи и передачи данных [39], лазерного термоядерного синтеза [40] и т.д. Лазеры также имеют применение и в военных целях. Они применяются для систем обнаружения и дальнометрии [41], наведения, обеспечения безопасности, подсветки мобильных целей, создания помех [42], вывода из строя электроники противника или уничтожения различных целей направленной энергией [43] и многих других задач.

Массовость возможных применений на протяжении уже не одного десятка лет лазерных систем объясняется возможностью достижения высокой выходной энергии или мощности лазерного импульса, т.к. в их основе лежат объемные

твердотельные усилители, в которых одновременно возможно добиваться больших значений коэффициентов усиления среды и с высокой эффективностью отводить тепловыделения во время генерации импульсов. Широкий спектр задач, которые необходимо выполнять, требует выработки различных критериев к лазерным системам. Поэтому существует разновидность параметров лазерного излучения в зависимости от задачи, в результате которой высокомо мощные лазерные системы между собой могут кардинально отличаться не только по физическим, но и по массогабаритным характеристикам. Соответственно, возникают и трудности при их разработке, т.к. например, в некоторых оптических схемах возможна реализация длительности импульсов в несколько наносекунд или пикосекунд, но с маленькой выходной энергией на уровне милиджоулей, поэтому для дальнейшего увеличения выходной энергии требуются мощные твердотельные усилители, которые основаны на квантронах с импульсной поперечной диодной накачкой, работающих при каскадном усилении. В условиях каскадного усиления образовывается паразитное излучение в виде обратного блика усиленного импульса, которое из-за деполяризации может проходить сквозь оптические изоляторы и попадать в основной лазерный тракт, и тем самым, оказывать негативное влияние на выходную энергию всей лазерной установки. Вследствие больших значений мощности оптической накачки происходит значительный нагрев АЭ и появляются термические дефекты в виде образования термолинзы с различным значением показателя преломления от края АЭ к его центру. При повышении мощности термические дефекты только усиливаются, что негативно сказывается на пространственных и энергетических характеристиках [44, 45]. Поэтому применяют различные методы для компенсации тепловых дефектов [46].

Все вышеперечисленные негативные факторы, в целом, могут действовать одновременно и сильно ограничивать возможности получения высоких пиковых мощностей и пространственно-временных выходных характеристик лазерных систем.

Развитие лазерных систем в последнее время привело к созданию ГЛИ одновременно состоящих из различных типов активных сред, например - волоконный ЗГ и твердотельный усилитель [47, 48]. Данный подход к созданию подобных лазерных систем позволяет использовать все преимущества волоконных и твердотельных лазерных систем одновременно и добиваться уникальных значений пространственных, энергетических и временных характеристик. В волоконных лазерных системах реализован уровень энергии импульсов лазерного излучения чуть более 1 мкДж при длительности импульсов в несколько наносекунд [49], их компоненты широко доступны, а итоговая сборка сочетает в себе компактность, надежностью и устойчивостью к внешним воздействиям. Для получения импульсов произвольной формы в наносекундном временном масштабе существуют коммерчески доступные электрооптические модуляторы с временным разрешением до 300 пс. Твердотельные системы усиления, где в качестве усилителей используются квантроны с диодной накачкой, позволяют реализовать коэффициенты усиления на уровне 50-60 дБ, сохраняя высокое качество выходного излучения [50].

Современный уровень научно-технического развития промышленности, связанный с разработкой новых материалов и повышением производительности их обработки с помощью лазеров, требует разработки новых оптических схем лазерных систем и оптимизации их параметров, т.к. например, длина волны излучения, длительность импульсов, временная форма и оптическая энергия в значительной степени влияют на качество поверхности обработанного материала и производительность процесса обработки. Оптимизация параметров лазерного излучения для процессов обработки материалов является важной задачей, но не единственной. Есть ещё вопрос в их гибкости, т.к. для разных материалов и видов обработки они могут существенно отличаться друг от друга. Поэтому задача универсальности лазерного оборудования является ключевой, т.к. при помощи одних и тех же лазерных систем возможно будет решать широкий спектр задач промышленности.

Значительное влияние на взаимодействие лазерного излучения с веществом оказывает длительность и форма импульсов [51]. За последние годы разработали несколько подходов к процессу формирования импульсов, где возможно было генерировать импульсы различных форм с разным временным разрешением. Например, на волоконных лазерных системах реализована длительность импульсов менее миллисекунд с попытками возможности управления временными формами [52]. Формирование импульсов длительностью в несколько сотен пикосекунд путем вырезания нужной части импульса из непрерывного лазерного источника в волоконном лазере с помощью акустооптических и электрооптических модуляторов и с возможностью управления длительностью импульсов до нескольких сотен наносекунд обсуждаются в работах [53 - 55]. Более простой способ предложен в работе [56] с возможностью управления длительностью импульсов от наносекунды до микросекунды. Также реализовано получение одиночных пикосекундных длительностей импульсов и их цуг [57, 58]. Характерная длительность импульсов в несколько десятков пикосекунд и генерация их в определенном цуге объясняется повышенной скоростью лазерной абляции, т.е. испарения вещества при воздействии на образец лазерного излучения [59]. Параметр скорости удаления вещества прямым образом влияет на производительность процесса обработки. Также пикосекундная длительность одиночных импульсов может являться золотой серединой в соотношении цена-качество, т.к. качество обработки получается высоким при сравнительно простых оптических схемах лазерных установок. Перечисленные выше работы, связанные с созданием волоконных лазеров, имеют небольшую пиковую мощность и применимы, в основном, для лазерной резки различных материалов, т.к. имеют высокую среднюю мощность. К примеру, для процесса термического упрочнения поверхностного слоя материала нужна высокая пиковая мощность (на уровне сотен МВт или ГВт). И в последнее время популярным становятся ГЛИ, которые основаны как на волоконных компонентах, так и на объемных твердотельных [60]. На волоконном ЗГ реализуется импульс с определенной длительностью (от сотен

пикосекунд до сотен наносекунд), но с малой выходной энергией (на уровне нано или микроджоулей), а в твердотельном усилителе происходит усиление импульса ЗГ за один или несколько проходов до уровня выходной энергии импульса нескольких десятков или сотен милиджоулей. К примеру, в работе [61] достигнута длительность импульсов  $\sim 230$  пс при 15 мДж выходной энергии с частотой повторения до 500 Гц, пиковая мощность достигала 65 МВт, лазер также имел компактное исполнение. В ГЛИ работы [62] получена длительность импульсов  $\sim 300$  пс при 4 мДж выходной энергии импульсов с частотой повторения до 500 Гц и пиковой мощностью до 13 МВт. В [63] предложена оптическая схема с перестроением по частоте гибридной лазерной установки с выходной энергией 3,5 мДж, длительностью импульсов 15 нс и пиковой мощностью 0,2 МВт. С высоким качеством излучения по  $M^2=1,26$  в работе [64] был продемонстрирован ГЛИ на базе волоконного ЗГ, волоконного и твердотельного объемного усилителей с получением до 155 мкДж энергии в импульсе при длительности  $\sim 10$  пс и частоте повторения 20 кГц, пиковая мощность составила 15 МВт. Также существуют гибридные системы и с меньшей длительностью импульсов, в работе [65] представлена лазерная установка с длительностью импульсов  $\sim 0,45$  пс и выходной энергией до 200 мкДж и максимальной пиковой мощностью 0,45 ГВт с возможностью её масштабирования.

Отдельным научным применением ГЛИ можно выделить задачу по лазерному управляемому термоядерному синтезу (УТС) на примере уже действующей с 2009 года американской многоканальной лазерной установки мегаджоульного уровня «National Ignition Facility» (NIF) на основе твердотельных усилителей с диодной накачкой, т.к. только её габаритные размеры в несколько футбольных полей трудно себе представить, не говоря уже о глобальности решаемых там задач. Это яркий пример того, как научное начало может перерасти в масштабные прорывные технологии в области физики и инженерии. Архитектура, а также конструктив систем и подсистем лазерной установки NIF подробно обсуждается в работе [66].

По последним данным уровень энергии лазерного излучения, который удалось создать всеми 192 лазерными каналами установки NIF, составил  $\sim 2$  МДж при максимальной высвобожденной энергии после синтеза  $\sim 3,5$  МДж [67]. Но выделенная энергия по-прежнему всё еще мала по сравнению с затрачиваемой на питание всей лазерной установки и отличается на 2 порядка. Ведь помимо осуществления синтеза под воздействием лазера одной из главных задач лазерного УТС является высвобождение уровня энергии, превышающего всей затраченной энергии на питание лазерной установки. Успешная реализация стабильного лазерного УТС и исследование его физико-химических процессов неминуемо приведет к созданию альтернативных источников энергии на Земле. Области применения лазерного УТС в данный период времени кажутся многогранными [68].

В настоящее время в РФЯЦ-ВНИИЭФ (г. Саров) на базе корпорации «РОСАТОМ» разрабатывается лазерная установка для реализации лазерного УТС по типу похожей на NIF, но с предполагаемым количеством энергии взаимодействия с мишенью  $\sim 2,8$  МДж, что практически в 1,5 раза больше, чем уже получено на установке NIF. Задача носит не только государственное, но и мировое значение, т.к. одновременно находится в критическом секторе развития нашей страны, что обеспечивает независимость нашего государства, так и является принципиально новым способом получения энергии, который до настоящего времени никем не был реализован на практике в таких масштабах. Для создания подобной установки выделены огромные мощности и привлечено большое количество предприятий, специализирующихся на различных направлениях.

В упрощенной форме конструктивно данную установку можно разделить на 3 основные и 2 дополнительные части. К основным частям относятся системы формирования излучения, системы силового усиления излучения и камера взаимодействия, где происходит термоядерный синтез. К дополнительным относят оборудования для обеспечения питания, охлаждения и синхронизации, а также диагностические системы. Для достижения мегаджоульного уровня энергии

взаимодействия требуется многоканальная архитектура установки, которая накладывает на себя жесткие требования по согласованию энергетических, спектральных и временных параметров каждого канала в отдельности для обеспечения пространственно-временной симметричности при облучении мишени в камере взаимодействия. Реализация огромной пиковой мощности лазерного излучения также накладывает на себя требования по отведению тепловыделений, поэтому самым рациональным решением является использования лазерных систем на основе твердотельных АЭ, т.к. в них возможно достигать большое усиление, и они имеют хорошую теплопроводность. Любой твердотельный элемент имеет свой порог оптического пробоя, поэтому возникает ещё одно требование – обеспечение определенной плотности мощности излучения. Исходя из этих критериев увеличивается количество каналов установки, участвующих в генерации или усилении лазерного излучения, а также растут габаритные размеры как самих оптических элементов в отдельности, так и всей лазерной установки в целом.

Как говорилось выше, одной из основной частью установки является система формирования излучения, которая сама состоит из множества ЗГ и усилителей, но в более мелком размерном масштабе по сравнению с большими силовыми усилителями. Излучение здесь формируется с использованием многоканальности. И в дальнейшем, складываясь в меньшее количество каналов попадает в объемную силовую систему усиления. Помимо многоканальности оптические схемы всех систем усилений в лазерной установке, включая силовые усилители, создают на основе каскадного усиления, т.е. увеличивают количество проходов усиления за один импульс оптической накачки и развязывают по поляризации, используя поляризационные оптические элементы.

Для взаимодействия лазерного излучения с веществом в виде сферической мишени с дейтериево-третиевым топливом необходимо соблюдать не только высокую плотность энергии в импульсе, но и симметричность воздействия на мишень. Параметр симметричности является ключевым при обжати мишени

лазерным излучением, т.к. прямым образом влияет на равномерность всех процессов при синтезе. Т.е. каждый лазерный канал должен генерировать излучение с одинаковой энергией и плотностью мощности, а также приходиться в один и тот же момент времени и действовать в течение одинакового периода времени. Исходя из этого, необходим контроль и управление временными формами лазерных импульсов. Для реализации возможности управления временными формами в системе формирования излучения целесообразнее всего применять ГЛИ на основе волоконного ЗГ и твердотельного усилителя с импульсной поперечной диодной накачкой. На волоконном ЗГ возможно формировать импульсы произвольной временной формой, но с малой энергией на уровне микроджоулей, а в твердотельных усилителя на базе квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой усиливать до уровня милиджоулей и выше, формируя конечную форму лазерного импульса [69].

В качестве следующего примера, лазерные импульсы с высокой пиковой мощностью, различными длительностью и временными формами (прямоугольной, колоколообразной и пилообразной) необходимы для исследования процессов самофокусировки и фазовой самомодуляции излучения при распространении в нелинейных оптических средах. Управление формой возможно реализовывать за счет ячеек Поккельса для наносекундной длительности импульсов или использования объемных брэгговских решеток для уменьшения длительностей лазерных импульсов. Повышение пиковой мощности лазерного излучения за счет уменьшения длительности импульсов при требуемой форме является сложной задачей и носит принципиальный характер [16].

В направлении, связанном с физикой фотоинжекторов электронов, лазерные импульсы с высокой пиковой мощностью и различными формами (трапецеидальной, эллипсоидальной и т.д.) используются для облучения поверхности фотокатодов линейных ускорителей электронов с целью генерации электронных сгустков в результате фотоэффекта. Предложенная в работе [17] схема для генерации электронных сгустков с поверхности фотокатода

с управлением временными и пространственными параметрами лазерного излучения на основе профилированной объемной чирпирующей брэгговской решетки позволяет значительно уменьшить поперечный эмиттанс электронных пучков. Возможность контролируемого изменения параметров сгустков электронных пучков за счет генерации лазерного излучения с управлением пространственно-временным распределением интенсивности, в свою очередь, позволяет кратно расширить спектр задач по применению.

Ещё одним направлением использования лазерных импульсов с высокой пиковой мощностью и управлением временной формой являются параметрические усилители на кристаллах KDP и DKDP для генерации сверхширокополосного фемтосекундного излучения. В таких лазерных системах энергия запасается в ионах неодимового стекла и преобразуется в энергию узкополосного наносекундного импульса, который после преобразования во вторую гармонику служит накачкой усилителей чирпированных импульсов. Эта накачка обеспечивает инверсию населенности в кристалле сапфира или параметрически распадается на два чирпированных импульса. В работе [18] был создан 0,56-петаваттный лазер на кристалле DKDP, в котором для управления формой импульса (сжатие и растяжение) использовался стретчер на основе голографической дифракционной решетки с нестандартной дисперсионной характеристикой, растягивая 40- фемтосекундный импульс до длительности 0,6 нс. Разработка подобных лазерных систем представляют большой интерес как для ускорителей заряженных частиц при проведении фундаментальных исследований, так и медицинских и военных приложений [19].

## 1.2 Квантрон с импульсной поперечной диодной накачкой

Мощные лазеры системы, в состав которых входят твердотельные усилители на основе квантрона с импульсной поперечной диодной накачкой имеют высокий коэффициент преобразования энергии (электрической в оптическую, оптической в запасенную, запасенной в выходную). Эффективность преобразования электрической энергии накачки в оптическую может достигать больших значений – вплоть до 60% [70, 71]. Твердотельный усилитель с импульсной поперечной диодной накачкой является одним из основных элементов лазерной установки и предназначен не только для непосредственного усиления импульса ЗГ, но и необходим для формирования конечных пространственно-временных характеристик выходного излучения. Усилитель может быть однопроходным или каскадным, т.е. усиливать импульсы за 1 или несколько проходов (каскадов). В случае однопроходного усиления твердотельным усилителем является квантрон с импульсной поперечной диодной накачкой, а в случае каскадного усиления уже добавляется ряд оптических элементов, которые дают возможность многократного прохода через квантрон и развязывают по поляризации входное неусиленное и выходное усиленное излучения.

Исходя из развития полупроводниковой накачки происходит увеличение плотности мощности излучения ЛДР, которые используются для накачки АЭ в мощных квантронах. Современные конструкции ЛДР могут обеспечивать стабильный импульсный режим работы с плотностью мощностью излучения более чем  $2 \text{ кВт/см}^2$  при частоте повторения до 100 Гц. Это позволяет добиваться больших значений погонных коэффициентов усиления в разных активных средах, что в свою очередь, дает возможность создавать лазерные установки с высокой пиковой мощностью и уникальными пространственно-временными характеристиками.

Квантрон строится на базе двух основных элементов – ЛДР, излучающие энергию накачки, и АЭ, который поглощает излучение накачки. Накачка

осуществляется с боковой поверхности АЭ по трехлучевой, пятилучевой и т.д. схемах засветки. В обзорной статье [72] представлены различные схемы оптической накачки АЭ внутри квантрона. По представленным схемам можно понять, что конструктив данных изделий бывает совершенно разным и в каждом случае имеет свои характерные особенности. Чтобы добиться больших значений коэффициентов усиления слабого сигнала и более однородного распределения люминесценции по сечению АЭ применяют различные приемы подвода излучения, включая шахматное асимметричное расположение поверхности излучения относительно центра АЭ [73]. Ключевой задачей, которая решается при разработке квантрона, является оптимизация всех его параметров (геометрических, энергетических, пространственных и временных), т.к. от этого зависит качество, эффективность и себестоимость не только самого квантрона, но и всей лазерной системы на его основе [74, 75].

Коэффициент усиления слабого сигнала квантрона является основной его характеристикой. Ещё в 70-ых годах было обнаружено, что коэффициент усиления в АЭ лампового квантрона при определенных уровнях накачки может быть ограничен и при увеличении энергозатрат перестает расти. Рассматривалось несколько механизмов, которые могли препятствовать росту коэффициента усиления слабого сигнала. Первым рассматривался механизм усиления люминесценции за счет прямого распространения в активной среде без отражения от торцов АЭ и при больших значениях коэффициента усиления, а также малом телесном угле требование равенства мощности суперлюминесценции и мощности насыщения активной среды приводило к определенному соотношению [76], которое означало, что насыщение усиления должно наступать раньше при меньших значениях коэффициентов усиления для больших значений телесного угла. Второй механизм действия был основан на уменьшении инверсии населенности за счет суперлюминесценции в модах шепчущей галереи при отражении от боковых стенок АЭ [77]. И третий вариант ограничения коэффициента усиления слабого сигнала приводил к образованию УСИ [78]. Конечно, за столько времени было

предложено несколько вариантов для борьбы с этими дефектами, но с каждым годом критерии к лазерным установкам становятся жестче, т.к. необходимо достигать большие мощности излучения с приемлемой эффективностью. Из-за этого в квантроны стараются как можно больше вложить энергии накачки, чтобы повысить коэффициент усиления, а также увеличить эффективность его работы. А при больших значениях энерговклада все вышеперечисленные дефекты только усиливаются и известные приемы для борьбы с ними не дают должного эффекта. Поэтому в данный период времени разработка мощных квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой с достижением больших значений запасенной энергии (единицы джоулей) и коэффициентов усиления слабого сигнала, а также получение однородности распределения люминесценции по сечению АЭ на уровне 90% и более при таком усилении, является основной задачей для практической реализации современных мощных высокоэффективных лазерных установок.

## Заключение к главе 1

В обзоре литературы был представлен анализ лазерных источников (в том числе ГЛИ), которые разрабатываются в настоящий момент времени и имеют широкий спектр применения. Было рассмотрено несколько областей применения. Показано, что оптимизация выходных характеристик таких лазерных систем является основной задачей для обеспечения необходимого взаимодействия лазерного излучения с веществом. Уровень пиковых мощностей лазерных источников, который сейчас реализуется, находится в пределах МВт-ГВт с различными значениями длительности импульсов, включая возможность получения цугов импульсов. Также на некоторых уровнях энергий в импульсе (десятки-сотни милиджоулей) реализовано профилирование формы лазерного излучения с получением экспоненциальных и прямоугольных профилей.

Анализ литературных источников продемонстрировал, что пиковая мощность в лазерных системах ограничивается негативными факторами в виде УСИ и насыщения усиления, которые образуются внутри АЭ усилителей. Существующие методы борьбы с УСИ неэффективны, а насыщение усиления в значительной степени искажает начальную форму импульса и требует контролируемых изменений. Результаты теоретических исследований позволяют сделать вывод о том, что известные методы управления излучением в лазерных системах (адаптивные оптические системы, ячейки Поккельса, объемные брэгговские решетки и др.) обладают недостатками и малоэффективны из-за различных ограничений (быстродействие, лучевая стойкость, габаритные размеры и др.). Поэтому современный уровень развития лазерных технологий требует выработки новых подходов к повышению эффективности управления излучением при обеспечении высокой пиковой мощности лазерного импульса.

## ГЛАВА 2. УСИЛЕННОЕ СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В КВАНТРОНАХ С ИМПУЛЬСНОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

В главе 2 приведено исследование по влиянию усиленного спонтанного излучения (УСИ) на коэффициент усиления слабого сигнала квантрона с АЭ из алюмоиттриевого граната, легированного неодимом ( $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ ). Найдены условия, при которых УСИ подавлено или оказывает минимальное влияние на коэффициент усиления слабого сигнала. Продемонстрирован метод для минимизации или подавления УСИ, включающий в себя оптимизацию геометрических параметров диодной накачки в виде разнесения соседних ЛДР друг от друга и создания прерывистой зоны накачки вдоль АЭ. С помощью разработанного метода был создан квантрон с импульсной поперечной диодной накачкой и размером АЭ  $\text{Ø}10 \times 160 \text{ мм}^2$ , максимальной мощностью оптической накачки  $\sim 37 \text{ кВт}$  при длительности импульсов накачки  $250 \text{ мкс}$ , частотой повторения до  $25 \text{ Гц}$ , запасенной энергией до  $2,4 \text{ Дж}$ , максимальным коэффициентом усиления слабого сигнала  $G=100$  и эффективностью преобразования оптической энергии в запасенную на уровне  $26\%$ . Описаны основные элементы, на базе которых в ИОФ РАН разрабатываются типовые конструкции квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой. Продемонстрирована расчетная схема типовых конструкций квантронов для предварительной оценки распределения люминесценции по сечению АЭ и эффективности накачки оптической схемы. Представлена сравнительная таблица с конкурентными зарубежными аналогами.

## Введение к главе 2

С течением времени эксплуатационные требования к энергетическим выходным параметрам лазерных систем растут, и поэтому требуются новые методы повышения эффективности работы как самих лазерных систем, так и их основных компонентов. Одним из главных компонентов твердотельных лазерных систем является квантрон с импульсной поперечной диодной накачкой и основной проблематикой его разработки является повышение эффективности работы, которая пропорционально связана с коэффициентом усиления квантрона и запасанием энергии излучения накачки ЛДР в его АЭ. С увеличением мощности накачки ЛДР в АЭ квантрона постепенно создаются условия для возникновения эффектов в виде насыщения усиления или УСИ, которые значительно ограничивают коэффициент усиления. УСИ образуется внутри АЭ и распространяется преимущественно внутри его объема в продольном и поперечном направлениях, оказывая ограничивающее действие на коэффициент усиления. И если насыщение усиления является физическим пределом из-за концентрации ионов активатора и времени жизни на верхнем энергетическом уровне активной среды, то на возникновение УСИ, как показывают исследования, возможно оказывать существенное влияние. Поэтому повышение эффективности работы квантрона связано с уменьшением влияния УСИ на коэффициент усиления. Существующие методы борьбы с УСИ не в полной мере эффективны на больших уровнях оптической накачки, поэтому необходимо создание новых подходов к решению данной научно-технической проблемы.

## 2.1 Основные элементы квантрона с импульсной поперечной диодной накачкой

### 2.1.1 Лазерная диодная решетка

Кквантрон с импульсной поперечной диодной накачкой состоит из трех основных элементов, два из которых в связке принимают участие в процессе создания генерации излучения, а третий повышает эффективность работы изделия в целом. Первый элемент представляет из себя источник излучения оптических импульсов накачки, где происходит преобразование электрической энергии в оптическую. Такой источник называется лазерной диодной решеткой (ЛДР). Общий вид лазерных диодных решёток с разным расположением диодов представлен на рисунке 1. В зависимости от расположения диодов каждая ЛДР имеет свою плоскость поляризации, а следовательно, и отличную друг от друга расходимость лазерного излучения. Если по одной из осей расходимость излучения составляет  $15^\circ$  (медленная ось), то по другой оси –  $45^\circ$  (быстрая ось). Принято считать, что ЛДР, показанной на рисунке 1(а), имеет вертикальную плоскость поляризации, а на рисунке 1(б) – горизонтальную. В твердотельном усилителе ЛДР с вертикальной поляризацией (рисунок 1(а)) располагаются своей длинной стороной «L» вдоль активной среды, поэтому их используют для накачки малообъемных цилиндрических активных сред (диаметр менее 6,3 мм) из-за малой расходимости излучения в  $15^\circ$  по медленной оси. ЛДР с горизонтальной поляризацией применяются для накачки крупногабаритных цилиндрических активных сред (диаметр 8 мм и более) из-за расположения медленной оси излучения вдоль длинной стороны «L».

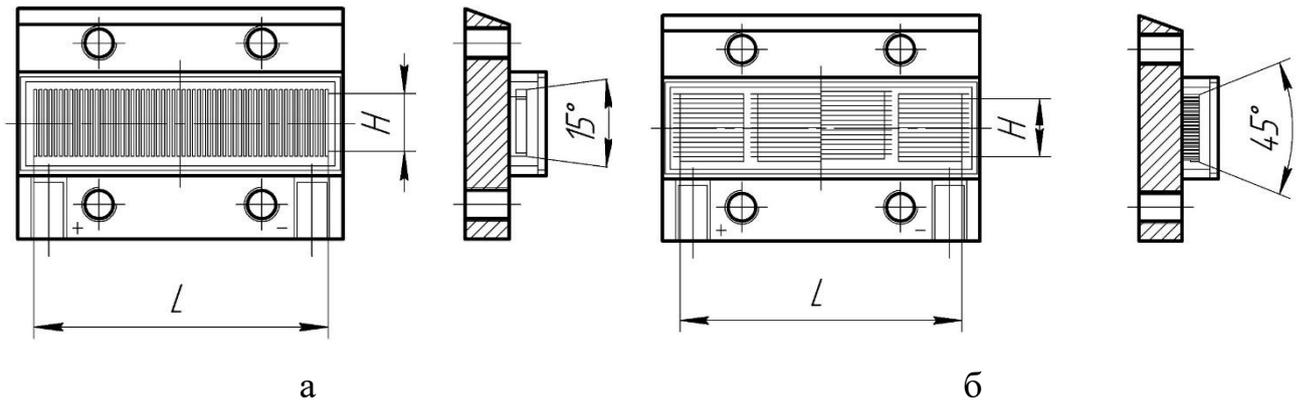


Рисунок 1 – Общий вид лазерных диодных решеток с вертикальной (а) и горизонтальной поляризацией (б)

Основным производителем на территории РФ таких ЛДР является предприятие НПП «Инжект», которое может серийно их изготавливать под определенные задачи и с разным исполнением корпусов для повышения удобства базирования, монтирования их в квантронах и для достижения выходных параметров излучения.

Каждая ЛДР имеет по 50-55 линеек, которые состоят из кубических кристаллов (полупроводников) с определенной многослойной структурой (гетероструктура). Материал полупроводника и сама гетероструктура зависят от требуемого максимума спектра лазерного излучения. Так, например, для требуемой длины волны излучения в 808 нм в качестве полупроводника используется арсенид галлия (GaAs). Максимальная амплитуда тока накачки такой ЛДР составляет 45 А при падении напряжения 110 В, а длительность импульсов накачки может быть до 300 мкс при частоте повторения до 100 Гц. Измеренные пространственные распределения излучения с профилями неоднородности в ближней зоне (отображение плоскости излучения ЛДР) на примере ЛДР двух типов (рисунок 1(а) и (б)) показаны на рисунке 2(а) и (б). Видно, что присутствует неоднородность излучения как вдоль одной линейки, так и между остальными линейками в каждой ЛДР. Такое характерное распределение присутствует практически на всех ЛДР и не влияет на параметры распределения излучения накачки в АЭ квантрона, т.к. количество ЛДР в разрабатываемых квантронах

составляет от 3 до 20 штук (150-1100 линеек) и распределение люминесценции в АЭ является суперпозицией всех излучений ЛДР.



Сечения (синим цветом):

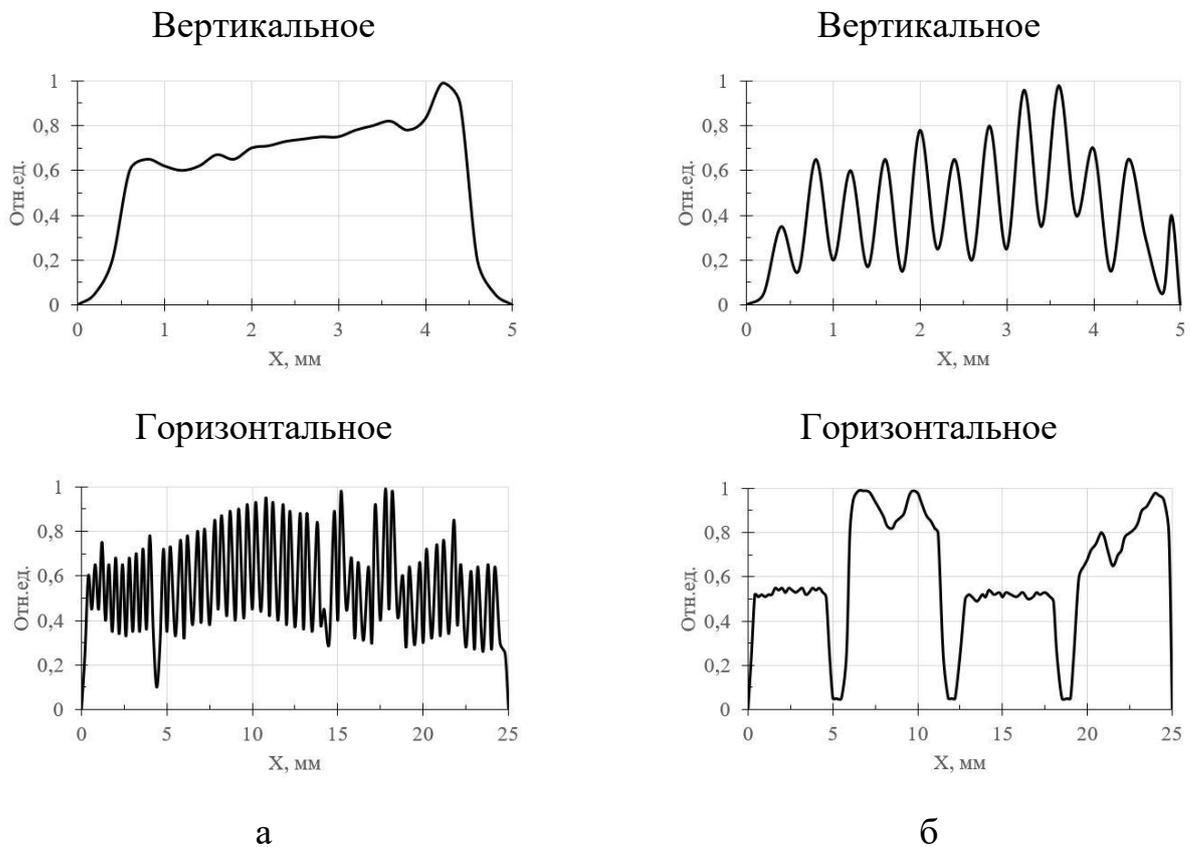


Рисунок 2 – Измеренные пространственные распределения излучения с профилями неоднородности ЛДР двух типов (по рисунку 2.1.1.1 (а) и (б)) производства НПП «Инжект» при амплитуде импульсов тока накачки 45 А, длительности импульсов тока накачки 250 мкс, частоте повторения 25 Гц и температуре термостабилизации 25 °С

Спектр излучения ЛДР имеет достаточно узкий пик в виде единичного «колокольчика» шириной в несколько нанометров на уровне полувысоты

по сравнению, например, с лампой, где ширина спектра составляет несколько сотен нанометров. Из-за этого можно хорошо согласовать спектр излучения ЛДР со спектром поглощения в активной среде, обеспечивая максимальную эффективность работы изделия. Измеренная форма огибающей максимума спектра лазерного излучения одной из ЛДР производства НПП «Инжект» представлена на рисунке 3.

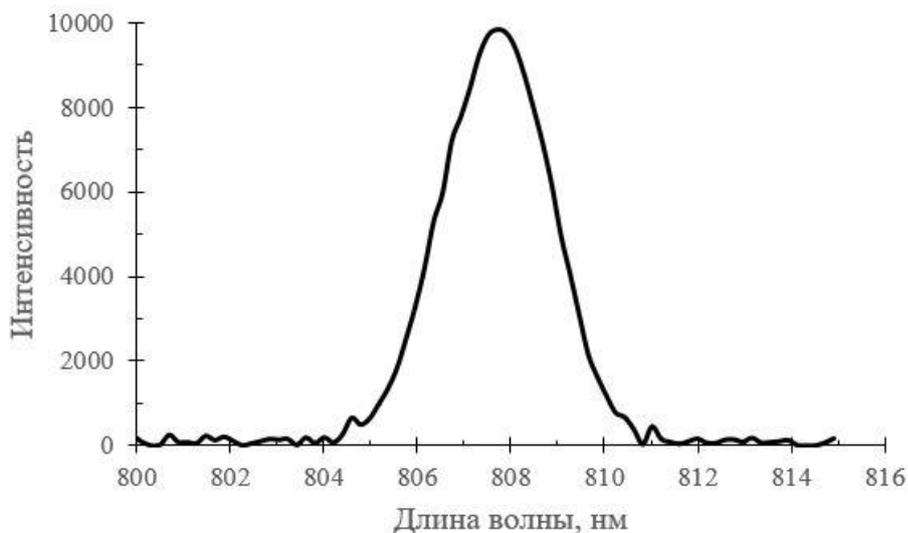
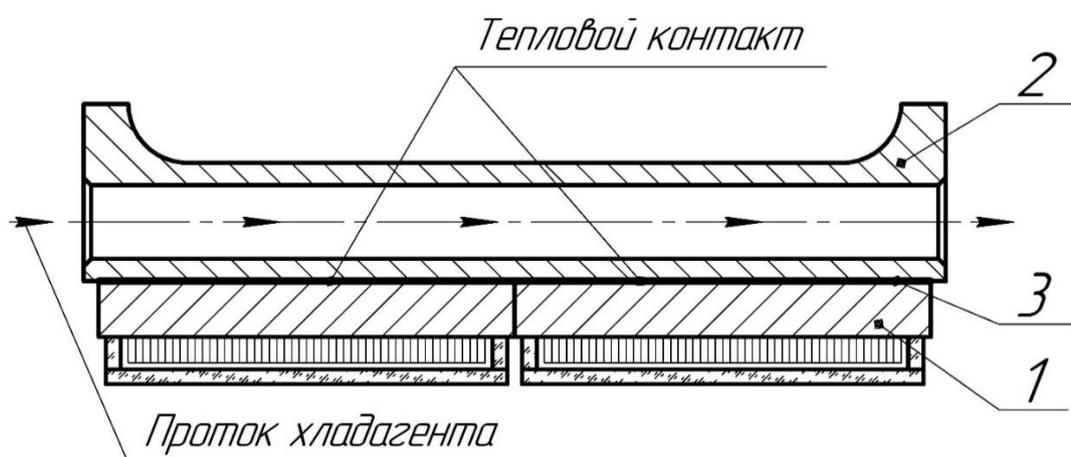


Рисунок 3 – Измеренный спектр излучения одной из ЛДР производства НПП «Инжект» при амплитуде импульсов тока накачки 45 А, длительности импульсов тока накачки 250 мкс, частоте повторения 25 Гц и температуре термостабилизации 25 °С

Одной из ключевой особенностью работы с подобными ЛДР является необходимость в температурной стабилизации, т.к. максимальная оптическая мощность достигает 2 кВт, при которых почти столько же киловатт пиковой мощности уходит в тепло. Оптическая эффективность (преобразование электрической энергии в оптическое излучение) таких ЛДР составляет не более 45%. Термостабилизация необходима для стабилизации максимума спектра лазерного излучения ЛДР и препятствию его сдвига во время продолжительной работы, потому что сдвиг длины волны излучения равен 0,28 нм/°С [79]. Полноценный отвод выделяемого в процессе работы тепла также необходим для того, чтобы защитить кристаллы ЛДР от перегрева, т.к. при чрезмерном

нагреве происходит падение оптической мощности излучения ЛДР независимо от смещения её длины волны излучения. Представленный на рисунке 1 корпус ЛДР в виде медного основания с 4 резьбовыми отверстиями предполагает использование дополнительного теплообменника, через который будет протекать хладагент, а требуемую температуру поддерживает чиллер с определенной производительностью по охлаждению или нагреву. Тепловой контакт обеспечивается хорошей плоскостностью сопрягаемых деталей и наличием индиевой пластины в стыке. В качестве хладагента используется дистиллированная вода с присадками или без них, добавлением технического спирта или концентрированного раствора этиленгликоля (до 30%). Схема охлаждения нескольких ЛДР, закрепленных на внешнем теплообменнике, через который протекает хладагент, представлена на рисунке 4.

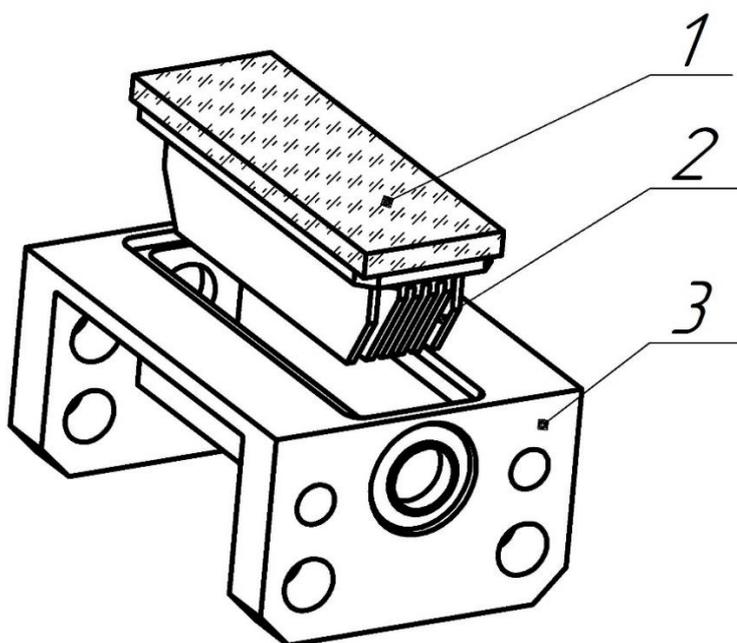


1 – ЛДР; 2 -Теплообменник; 3 – Пластина из индия (толщина 50 - 100мкм)

Рисунок 4 – Схема охлаждения ЛДР с внешним теплообменником

Приведенная на рисунке 4 схема охлаждения, а также сама конструкция ЛДР, заложенная производителем, способна эффективно отводить по ~15 Вт тепла средней мощности от каждой ЛДР. Такая средняя тепловая мощность на каждой ЛДР выделяется при максимальном токе накачке 45 А, падании напряжения 110 В, длительности импульсов накачки 250 мкс и частоте повторения 25 Гц. Дальнейшее увеличение частоты повторения импульсов накачки приводит к падению выходной оптической мощности излучения ЛДР, что связано с постепенным перегревом

самых диодов и не зависит от смещения длины волны излучения, т.к. сдвиг длины волны возможно компенсировать температурой хладагента в разумных пределах выставлением нужного значения на чиллере. Поэтому для достижения тех же 2 кВт оптической мощности на частотах свыше 25 Гц и до 100 Гц необходимо применять другую конструкцию ЛДР с меньшим количеством разъемных тепловых контактов и увеличенной площадью контакта с хладагентом. Типовая конструкция подобной ЛДР представлена на рисунке 5.



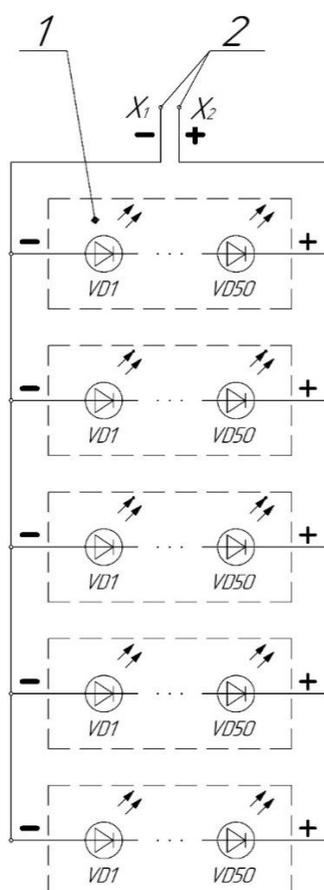
1 – Диоды с защитным стеклом; 2 – Радиатор; 3 - Корпус

Рисунок 5 – Конструкция ЛДР с микроканальным радиатором

Представленная на рисунке 5 конструкция ЛДР, предназначена для эффективного отвода тепловыделений до ~50 Вт средней мощности, что позволяет работать на частоте повторения импульсов накачки до 100 Гц без потери мощности оптического излучения и большого сдвига длины волны излучения. Расстояние между ребрами радиаторами составляет ~ 0,8мм, что соответствует гораздо меньшему гидравлическому сопротивлению, чем у полноценного микроканального радиатора. Чтобы прокачать систему из нескольких таких ЛДР, эта особенность радиатора позволяет обойтись

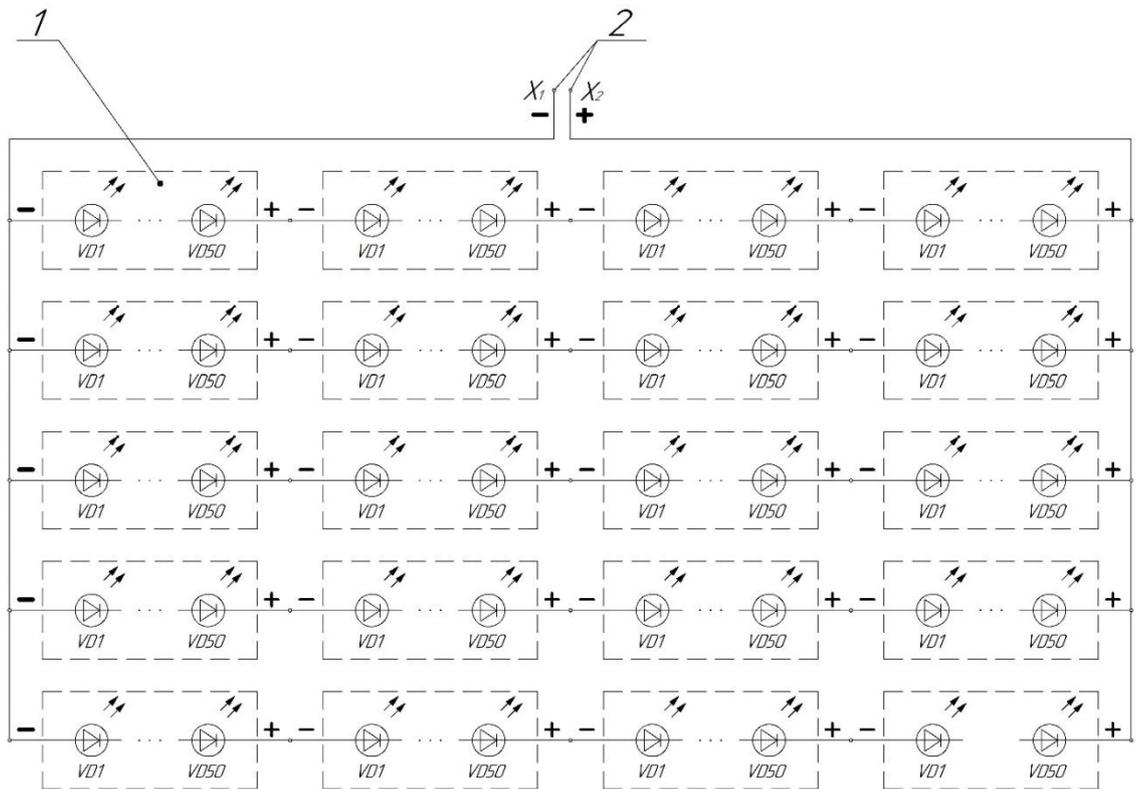
давлением в 1-2 атмосферы, что соответствует стандартным чиллерам без насосов высокого давления.

Мощные квантроны с максимальной оптической мощностью накачки от 10 кВт создаются на базе 5 - 20 ЛДР, которые электрически соединяются между собой, исходя из их вольтамперных характеристик, указанными в паспорте на изделия от производителя. Для создания квантрона, например, состоящего из 5 ЛДР, производят их параллельное электрическое соединение (рисунок 6). Суммарное падение напряжения такого электрического соединения составляет 110 В при максимальной амплитуде тока накачки 225 А (45 х 5). При использовании в квантроне, состоящего из 20 ЛДР, электрическое соединение представляет собой последовательно-параллельное подключение (рисунок 7). Суммарное падение напряжения в этом случае составляет 440 В (110 х 4) при максимальной амплитуде тока накачки 225 А (45 х 5).



1 – ЛДР; 2 – Контакты разъема питания

Рисунок 6 – Схема электрических соединений 5 ЛДР в квантроне



1 – ЛДР; 2 – Контакты разъема питания

Рисунок 7 – Схема электрических соединений 20 ЛДР в квантроне

Для питания электрической цепи квантрона, состоящей из нескольких ЛДР, используются стандартные источники питания. Такие источники питания являются универсальным оборудованием и обычно может обеспечить питание на следующих предельных рабочих параметрах квантрона:

- ток накачки – 225 А;
- падение напряжения – 480 В;
- длительность импульсов тока накачки – 300 мкс;
- частота повторения импульсов тока накачки – 100 Гц.

Универсальный источник питания представляет из себя лабораторное оборудование, и как правило, сделан в корпусе 19” формата для размещения в отдельно стоящей стойке. Временная форма импульсов накачки должна представлять из себя прямоугольный профиль без завалов на фронтах с указанными в паспорте источника питания длительностями фронтов нарастания

и спада. Амплитуда осциллограммы должна соответствовать заложенной производителем зависимости (обычно  $1В=50А$ ). Если значение амплитуды осциллограммы не совпадает с выставленным током накачки, то падение напряжения увеличивают до соответствия вышеперечисленной зависимости. Также по осциллограмме происходит и оценка длительности импульсов тока накачки на полувысоте прямоугольного профиля временной формы. При несовпадении с выставленным значением, длительность импульсов регулируют в нужную сторону, ориентируясь по осциллограмме временной формы. Один из примеров осциллограммы измеренного импульса тока накачки представлен на рисунке 8.

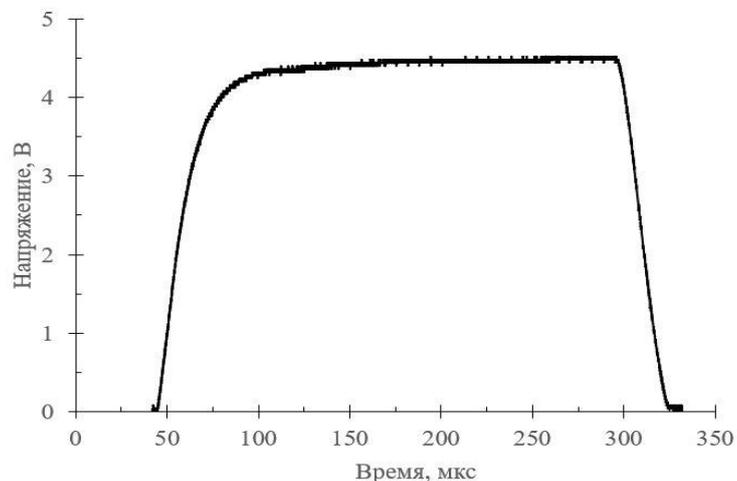


Рисунок 8 – Измеренный импульс тока накачки квантрона при выставленных параметрах накачки: ток импульсов накачки – 225 А, падение напряжения – 330 В, длительность импульсов тока накачки – 250 мкс, частота повторения тока импульсов накачки – 2 Гц

Кроме питания ЛДР необходимо осуществлять их охлаждение и термостабилизацию, т.к. каждая ЛДР способна при максимальных параметрах накачки на частоте повторения импульсов накачки 100 Гц выделять ~50 Вт средней тепловой мощности. Также существует и жесткая зависимость сдвига длины волны в зависимости от температуры – 0,28 нм/ °С [79]. Тепловая мощность, выделяемая одной ЛДР, оценивается по формуле:

$$N_{\text{ЛДР}} = I * V * \tau * \eta_{\text{ЛДР}} * \nu, [\text{Вт}] \quad 1)$$

где  $I$  – максимальная амплитуда тока накачки, А;  $V$  – падение напряжения, В;  $\tau$  – длительность импульса тока накачки, с;  $\eta_{\text{ЛДР}}$  – эффективность преобразования электрической энергии в оптическую;  $\nu$  – частота повторения импульсов тока накачки, Гц.

Тепловая мощность, выделяемая активным элементом  $\text{Nd:YAG}^{3+}$ , составляет ~30% (измеренное значение по методикам ИОФ РАН) от суммарной мощности всех ЛДР в квантроне:

$$N_{\text{АЭ}} = 30\% * N_{\Sigma\text{ЛДР}}, [\text{Вт}] \quad (2)$$

Исходя из общего количества ЛДР и суммарной выделяемой тепловой мощности в квантроне, подбирается чиллер с требуемой холодопроизводительностью. Для лазерных установок на основе квантронов с диодной накачкой, разрабатываемых в ИОФ РАН, обычно используются термоэлектрические чиллеры на элементах Пельтье. Термоэлектрические чиллеры имеют большую скорость термостабилизации на нужной температуре при включении установки, а также большую точность поддержания температуры теплоносителя  $\pm 0,1^\circ\text{C}$  по сравнению с классическими чиллерами на основе парокомпрессионных эффектов.

### 2.1.2 Твердотельный активный элемент

Вторым основным элементом, участвующим в процессе создания генерации излучения или усиления в квантроне, является твердотельный АЭ, который поглощает оптическую мощность накачки ЛДР и представляет из себя керамический кристалл в виде цилиндрического стержня. АЭ может быть изготовлен из различных материалов, но в данной диссертационной работе рассматривается алюмоиттриевый гранат, легированный ионами неодима

(Nd<sup>3+</sup>:YAG), который с максимальной эффективностью поглощает длину волны излучения оптической накачки 808 нм.

Габаритные размеры твердотельных АЭ, которые используются в квантронах с диодной накачкой, составляют от 3 мм до 20 мм в диаметре и от 40 до 180 мм в длину. Стандартная концентрация атомов неодима находится в диапазоне от 0,3% до 1,1%. Для специализированных экспериментов производственные компании могут вырастить АЭ и с большей концентрацией неодима - вплоть до 1,6%, но такой кристалл будет кардинально отличаться своими прочностными характеристиками на все виды нагрузок в отличие от АЭ со стандартными значениями концентрации. Также и резко падает возможность эффективной прокачки ЛДР такого элемента со стандартным значением плотности мощности 2 кВт/см<sup>2</sup>.

Боковая поверхность АЭ, в основном, имеет матовую поверхность с шероховатостью Ra 0,8 мкм, которая обусловлена пониженным значением коэффициента отражения для излучения ЛДР по сравнению с полированной боковой поверхностью с шероховатостью Ra 0,04 мкм. Для предотвращения образования возможной генерации между торцами АЭ в процессе накачки, на них наносят просветляющее покрытие на длину волны генерации 1064 нм. При некоторых пороговых значениях мощности накачки АЭ или увеличения количества проходов через него, просветляющее покрытие на торцах не будет справляться с подавлением образования генерации - в этом случае торцы должны быть параллельно закошены под углом ~2° к образующей (рисунок 9).

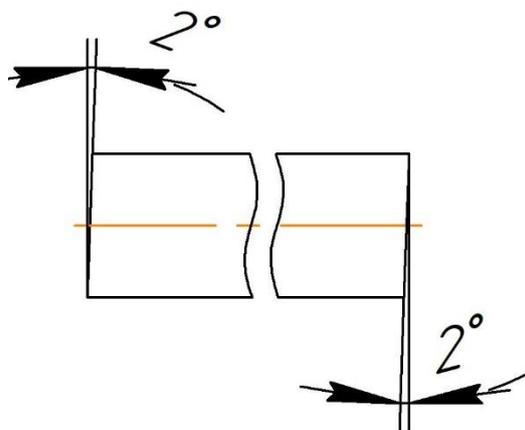


Рисунок 9 – Закошенные торцы АЭ

Для того, чтобы входящее излучение проходило через оптическую ось АЭ, квантрон при юстировке необходимо поворачивать в плоскости оптического стола на величину расчетного установочного угла « $\gamma$ » относительно оптической оси. Расчетная схема установочного угла приведена на рисунке 10.

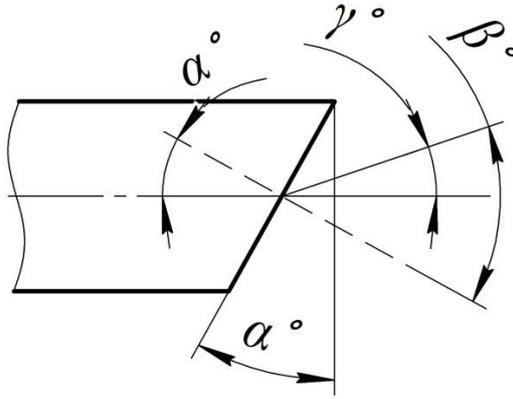


Рисунок 10 – Расчетная схема установочного угла

Расчет установочного угла приведен в формуле 4.

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} \quad (3)$$

$$\gamma = \beta - \alpha = n \cdot \alpha - \alpha \cong 1,6^\circ, \quad (4)$$

где  $\alpha$  – угол наклона торцов АЭ;  $\beta$  – угол между нормалью к торцевой поверхности и преломленным лучом;  $n=1,8$  – показатель преломления АЭ  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ ;  $\gamma$  – расчетный установочный угол.

Ещё одной особенностью в геометрии АЭ является нанесение кольцевых канавок на его боковую поверхность, которые необходимы для минимизации влияния УСИ на больших накачках. Более подробное описание влияния действия УСИ и способы борьбы с ним будут представлены в следующих разделах. АЭ с кольцевыми канавками на боковой поверхности представлен на рисунке 11.

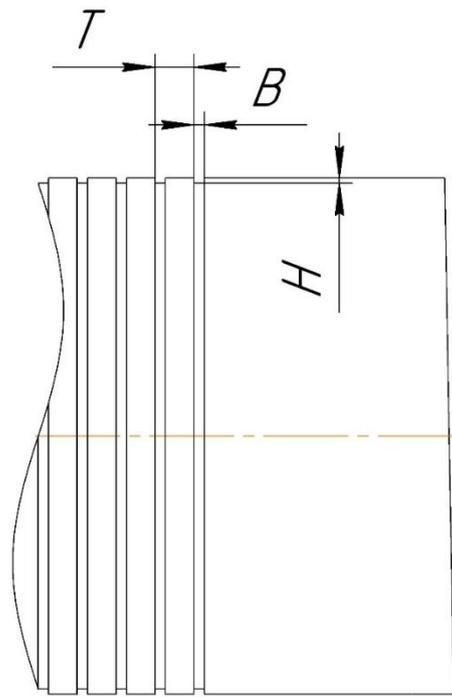


Рисунок 11 – АЭ с кольцевыми канавками на боковой поверхности

## 2.2 Расчет оптической схемы накачки

Квантрон может применяться внутри резонаторной части лазера, являясь в этом случае основным источником генерации излучения, и вне резонатора в виде усилителя, в котором происходит усиление излучения ЗГ. В обоих случаях квантрон проектируется под конкретную задачу и к нему применяются различные требования к профилю однородности распределения люминесценции по сечению АЭ. Однородность распределения люминесценции - распределение запасенной энергии по сечению АЭ. Для создания эффективных одномодовых лазеров в квантроне необходимо получить параболический профиль распределения запасенной энергии накачки, т.к. основная мода вырезается диафрагмой из центральной части апертуры квантрона и для обеспечения высокой эффективности целесообразнее именно в центральную часть АЭ вкладывать значительную часть энергии накачки. Для применения квантрона в качестве усилителя необходимо получить максимально однородное распределение запасенной энергии накачки с плоским профилем по сечению АЭ. В качестве примера на рисунке 12 представлены типовые измеренные распределения люминесценции по сечению АЭ Ø5 мм для квантрона (5-ти лучевая схема накачки), применяемого в резонаторе (а) одномодового лазера, и вне резонатора, применяемого в качестве усилителя излучения ЗГ.

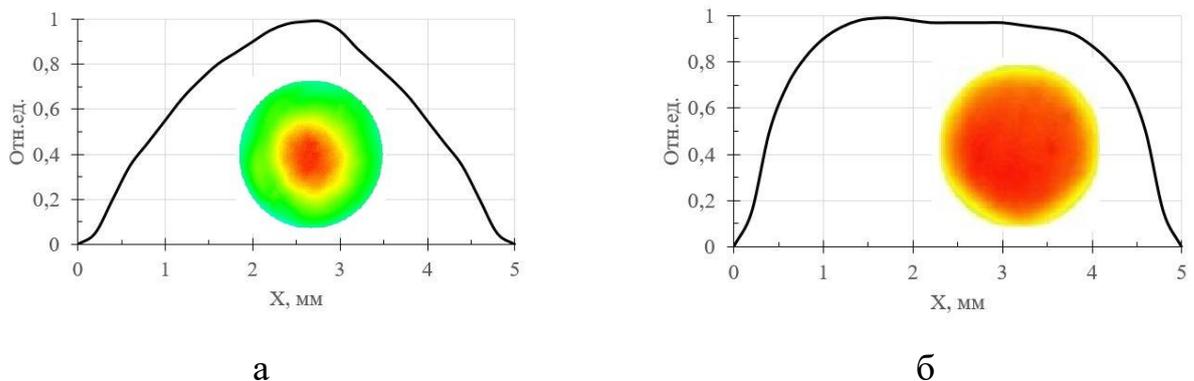


Рисунок 12 – Измеренные распределения люминесценции по сечению АЭ с параболическим (а) и плоским (б) профилями однородности

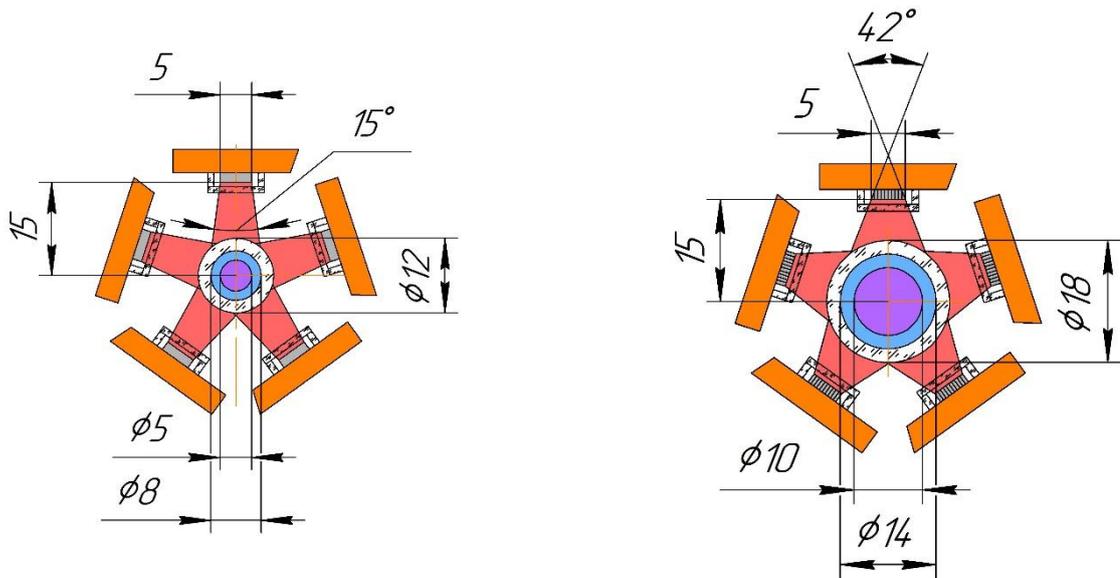
Распределение люминесценции по сечению АЭ с плоским профилем в квантроне необходимо для формирования более качественного пространственного распределения после усиления импульса ЗГ и обеспечения одинакового значения коэффициента усиления по апертуре АЭ. Принято считать, что однородность распределения люминесценции на уровне 80-90% является критерием качества квантрона, применяемого в качестве усилителя. При помощи квантрона с таким показателем однородности можно формировать и выходное лазерное излучение с плоским профилем пространственного распределения.

Однородность распределения люминесценции по сечению АЭ определяется на 80%-ой апертуре соотношением:

$$\text{Однородность} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (5)$$

где  $I_{\max}$  – максимальное значение интенсивности пикселя;  $I_{\min}$  – минимальное значение интенсивности пикселя.

Для оценки однородности распределения люминесценции по сечению АЭ в квантроне разрабатывается предварительная оптическая схема накачки, исходя из известных размеров излучающей области и углов расходимости излучения ДЛР, а также подбираются расстояние от излучающей поверхности ЛДР до центра АЭ, выбирается тип отражателя и его размеры. Для примера в качестве исходных будут рассматриваться две предварительные пятилучевые оптические схемы накачки квантронов для АЭ Ø5 и Ø10 мм с концентрацией атомов неодима 1 и 0,6%, соответственно (рисунок 13).



а – пятилучевая (угловой шаг  $72^\circ$ )

схема для АЭ  $\text{Ø}5$  мм;

б – пятилучевая (угловой шаг  $72^\circ$ )

схема для АЭ  $\text{Ø}10$  мм

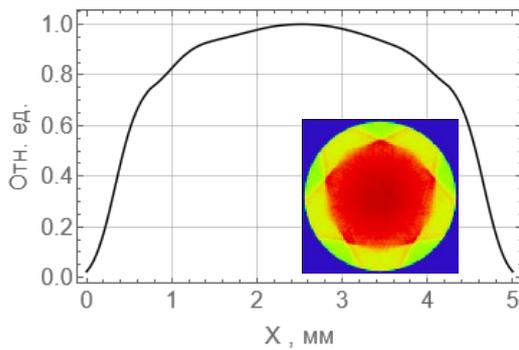
Рисунок 13 – Предварительные расчетные оптические схемы накачки в квантронах

Построение предварительной геометрии оптических схем накачек квантронов происходит в виде построения объемной 3D-модели в программных пакетах. После построения 3D-моделей производится импорт объектов в другую программную среду, где возможно проектирование распространения оптического излучения (метод непоследовательной трассировки лучей) смоделированного диодного источника (ЛДР) с заданием всех необходимых параметров расчета (коэффициенты отражения и поглощения поверхностей оптических элементов (кварцевой трубки, трубки с ламинарным потоком воды, отражателей), спектры длины волны излучения ЛДР и поглощения АЭ с учетом концентрации ионов активатора и т.д.). Мощность излучения, поглощенного в АЭ, измеряется объемным детектором (прямоугольный параллелепипед, составленный из определенного количества вокселей). Результатом оптического расчета, в этом случае, является получение пространственного распределения мощности поглощенного излучения накачки (люминесценции) по поперечному сечению АЭ

в каждой модели (рисунок 14) с оценкой эффективности поглощения энергии накачки:

$$\eta_{abs} = \frac{P_{abs}}{n * P_{pump}}, \quad (6)$$

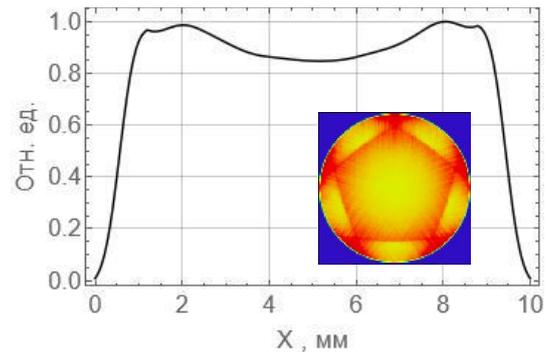
где  $P_{abs}$  – суммарная мощность поглощенного излучения накачки в сечении АЭ (значение из расчета программы),  $P_{pump}$  – средняя мощность оптического излучения одной ЛДР,  $n$  – количество ЛДР в модели квантрона.



$$\eta_{abs} = 54\%$$

а – пятилучевая (угловой шаг  $72^\circ$ )

схема для АЭ  $\varnothing 5$  мм



$$\eta_{abs} = 71\%$$

б – пятилучевая (угловой шаг  $72^\circ$ )

схема для АЭ  $\varnothing 10$  мм

Рисунок 14 – Расчетные пространственные распределения люминесценции (запасенной энергии) по сечению АЭ в предварительных оптических схемах

В дальнейшем происходит многократная корректировка геометрии оптической схемы накачки путем подбора расстояния от излучающей плоскости ЛДР до центра АЭ, выбора типа отражателя и определения его размеров с целью достижения требуемой однородности распределения. Оптимизированная геометрия оптических схем накачек представлена на рисунке 15.

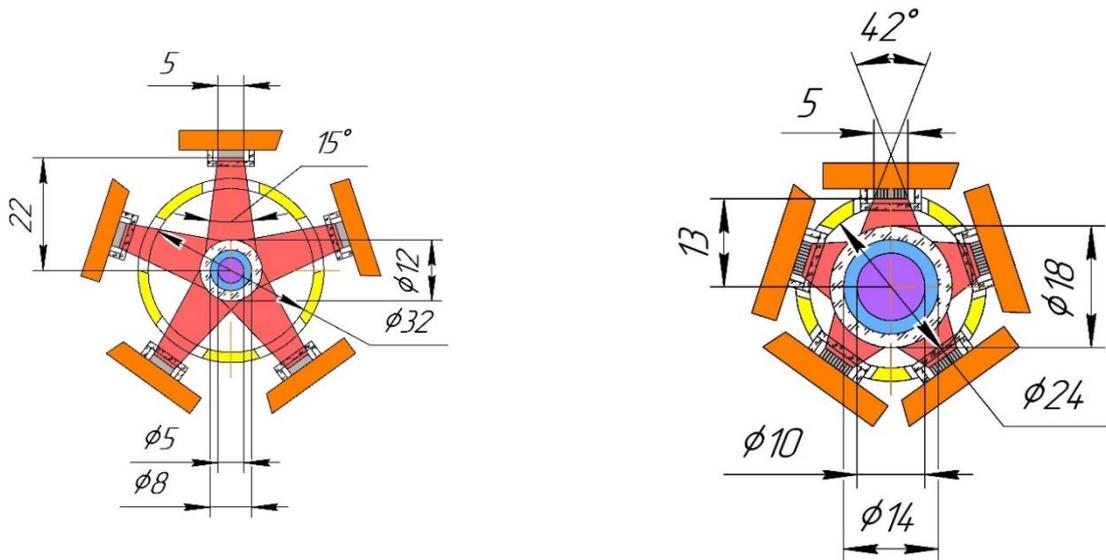
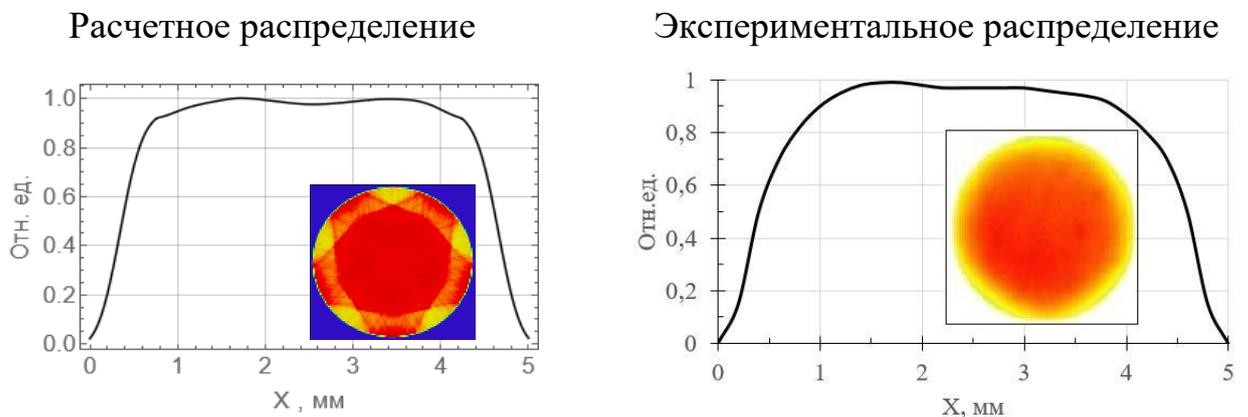
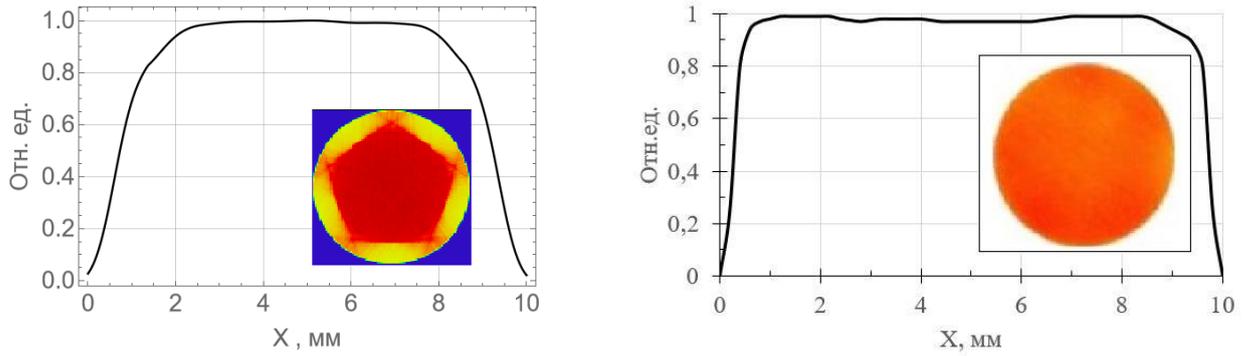
а – пятилучевая (угловой шаг  $72^\circ$ )б – пятилучевая (угловой шаг  $72^\circ$ )схема для АЭ  $\varnothing 5$  ммсхема для АЭ  $\varnothing 10$  мм

Рисунок 15 – Оптимизированные расчетные оптические схемы накачки в квантрах

В результате оптимизации геометрии оптической схемы накачки, возможно получить распределения однородности, которые хорошо соотносятся с экспериментально измеренными распределениями люминесценции по сечению АЭ в созданных по расчетным геометрическим параметрам квантрах. На рисунке 16 представлено сравнение расчетных и экспериментально измеренных распределений люминесценций при одинаковых геометрических параметрах на разных квантрах.

а – пятилучевая (угловой шаг  $72^\circ$ ) схема для АЭ  $\varnothing 5$  мм



б – пятилучевая (угловой шаг  $72^\circ$ ) схема для АЭ  $\varnothing 10$  мм

Рисунок 16 – Сравнение расчетного и экспериментального распределений люминесценции по сечению АЭ при одинаковых геометрических параметрах

Отличительной особенностью пространственных распределений, представленных на рисунке 16, является ярко выраженная структура геометрии накачки в расчетных схемах, т.е. четко прослеживается количество ЛДР, расположенных вокруг боковой поверхности АЭ. Это связано с тем, что в отличие от расчетных, в экспериментальных схемах используется смещение каждой ЛДР от своей оси симметрии до 2 мм [73]. Причем если смещение первого витка ЛДР делается в одну сторону, то последующий виток смещается в другую, достигая шахматного порядка в расположении ЛДР вдоль оси АЭ. Поэтому с большим количеством витков в квантроне проще избавиться от ярко выраженной структуры геометрии накачки и добиться лучшей равномерности распределения люминесценции по сечению АЭ. Данная подстройка смещения каждой ЛДР в квантроне может производиться как непосредственно в режиме реального времени по наблюдаемому на камере пространственному распределению по сечению АЭ, так и на уже заранее определенных местах базирования ЛДР на теплообменнике, которые учитывают необходимое смещение.

Еще одним основным параметром квантрона является запасенная энергия в АЭ ( $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ ) которая описывается зависимостью:

$$W_{\text{зап.}} = S \cdot \Phi_{\text{нас.}} \cdot g, \quad (7)$$

где  $S$  – площадь АЭ [ $\text{см}^2$ ],  $\Phi_{\text{нас.}}=0,667$  [ $\text{Дж}/\text{см}^2$ ] - плотность энергии насыщения,  $g$  – логарифмический коэффициент усиления.

Как будет показано ниже, этот параметр определен в ходе экспериментальной работы и составляет 8-10% от всей электрической энергии накачки квантрона при соблюдении условия равномерного распределения люминесценции по сечению АЭ (90% и более):

$$W_{\text{зап.}} = 0,1 \cdot W_{\text{эл.}} \quad (8)$$

Стоит заметить, что это соотношение не зависит от типа квантрона или каких-либо других факторов и присуще всем квантронам, разрабатываемым в ИОФ РАН и применяемых в качестве усилителей. Исходя из технологических и конструктивных особенностей, соотношение (8) позволяет значительно упрощать предварительные оценки и расчеты подобных изделий.

### 2.3 Экспериментальное исследование влияния усиленного спонтанного излучения на коэффициент усиления слабого сигнала

При больших мощностях оптической накачки (десятки кВт) в АЭ квантрона может происходить ограничение коэффициента усиления, которое связано с эффектом насыщения усиления в активной среде, а также с возникновением УСИ. Причем эффект насыщения усиления в малогабаритных АЭ может наступать раньше образования УСИ. Паразитное излучение образуется в АЭ одновременно с инверсией населенности, и распространяясь в телесном угле преимущественно от одного торца АЭ до другого, т.е. по всей его длине, поглощает значительную часть энергии инверсии населенности. Такой эффект наблюдался ранее и подробно изучался в случаях импульсной накачки. Поэтому выполнение кольцевых канавок на боковой поверхности АЭ (рисунок 17), а также нанесение просветляющего покрытия на торцы на длину волны генерации и их наклон помогают в некоторой степени бороться с этим эффектом.



Рисунок 17 – АЭ с кольцевыми канавками на боковой поверхности

Достоверно рассчитать возникновение УСИ в активной среде при той или иной мощности оптической накачки, а также определить степень его влияния на коэффициент усиления достаточно проблематично. Поэтому уменьшение влияния вышеперечисленных эффектов на коэффициент усиления в АЭ квантрона

является основной задачей при создании мощных лазерных установок с высокой эффективностью.

В результате проведения экспериментальных исследований, которые будут подробно описаны в следующих разделах, было выработано два метода повышения коэффициента усиления:

- метод оптимизации геометрических параметров АЭ;
- метод оптимизации геометрических параметров диодной накачки.

Первый метод, связанный с оптимизацией АЭ, заключается в изменении его геометрических и физических параметров. Для уменьшения отражения падающего излучения накачки от боковой поверхности, а также для увеличения однородности распределения энергии накачки по сечению АЭ вся боковая поверхность должна быть матирована до шероховатости Ra 0,8 – 1,0 мкм. Так как увеличение габарита длины АЭ ограничивается технологическими особенностями его выращивания, то для уменьшения влияния УСИ торцы АЭ закашиваются под определенными углами, а также производят нанесение кольцевых канавок (для диаметров больше 5 мм) на боковую поверхность АЭ в зоне его накачки. Достаточный угол наклона для активных сред, которые не обладают двойным лучепреломлением, составляет 2 – 3°.

Второй метод связан с удельным коэффициентом усиления и направлен на оптимизацию вкладываемой энергии в единицу объема активной среды. Таким образом, производя диодную накачку в разных областях АЭ, УСИ не успевает поглощать накопленную инверсию населенности. В совокупности оба этих метода, помогают добиться больших удельных коэффициентов усиления при высокой энергетической эффективности.

Для обоснования обоих методов было проведено множество экспериментальной работы, которая показала и доказала эффективность применения обоих методов одновременно. В качестве примера можно привести сравнительный результат, который был получен в процессе проведения экспериментальной работы на квантроне с размером АЭ Ø10x160 мм

и концентрацией атомов неодима 0,6%, состоящего из 20 ЛДР. Первоначально проводилось исследование о влиянии оптимизации геометрических параметров АЭ на коэффициент усиления слабого сигнала в таком квантроне. Экспериментальные зависимости представлены на рисунке 18.

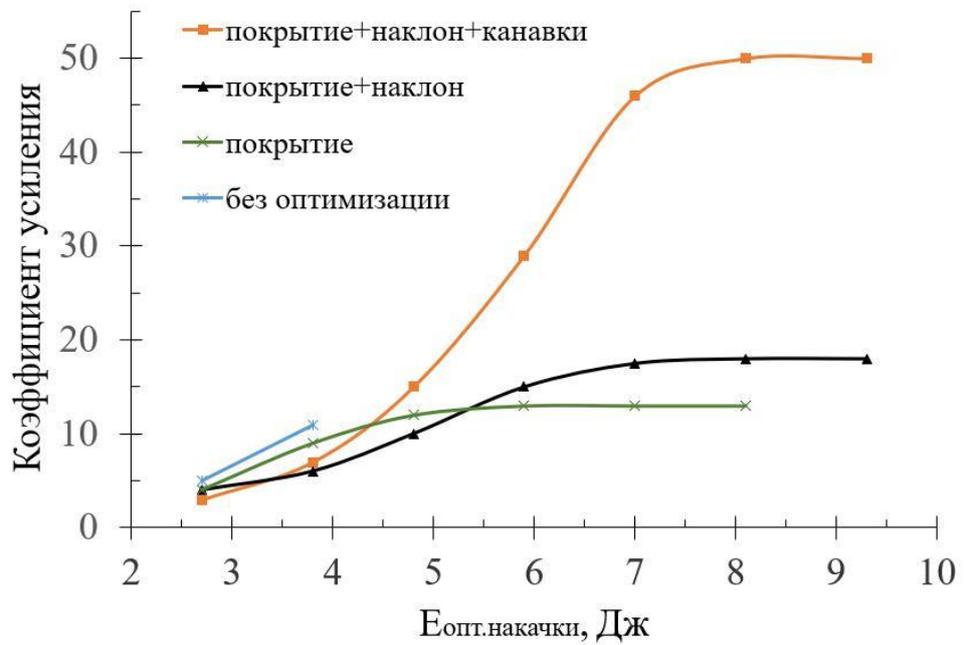


Рисунок 18 – Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от оптической энергии накачки в квантроне при разных способах оптимизации геометрических параметров АЭ

При использовании АЭ с гладкой матированной боковой поверхностью и без нанесения на торцы просветляющего покрытия на длину волны излучения (рисунок 18, голубой цвет) коэффициент усиления ограничен определенным уровнем оптической накачки, т.к. при дальнейшем повышении энергии накачки возникает генерация лазерного излучения в квантроне. В этом случае торцы АЭ между собой образуют взаимосвязь из-за низкого коэффициента пропускания и становятся зеркалами резонатора. При нанесении просветляющих покрытий на оба торца АЭ оптическую накачку можно увеличить в 2 раза и повысить коэффициент усиления до  $G=13$  (рисунок 18, зеленый цвет), но у зависимости появляется характерное ограничение в виде прямого участка из-за возникновения

УСИ, при котором коэффициент усиления не меняется, а при дальнейшем увеличении оптической энергии накачки опять возникает лазерная генерация, образованная между двумя торцами АЭ. Одновременный наклон торцов и нанесение на них просветляющего покрытия позволяет полностью избавиться от возникновения лазерной генерации в квантроне и повысить коэффициент усиления слабого сигнала до  $G=18$  (рисунок 18, черный цвет). Зависимость также приобретает характерный линейный участок, на котором коэффициент усиления ограничен на оптической накачке 7 Дж и более. Дальнейшая модификация АЭ в виде нанесения кольцевых канавок на боковую поверхность АЭ в зоне накачки в дополнении к наклону торцов и нанесению на них просветляющего покрытия позволяет повысить максимальный коэффициент усиления слабого сигнала в  $\sim 2,5$  раза (рисунок 18, оранжевый цвет), уменьшая влияние УСИ, но не избавляя от нее. Таким образом, показано, что с помощью только лишь модификации АЭ можно повысить коэффициент усиления в  $\sim 5$  раза.

Дальнейшее повышение коэффициента усиления возможно при применении второго метода (вдобавок к первому), связанного с оптимизацией диодной накачки в квантроне. Подробное описание этого метода будет описано в следующих разделах ниже, для наглядности действия данного метода на рисунке 19 представлена зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от оптической энергии накачки, полученная в результате применения обоих методов по борьбе с УСИ.

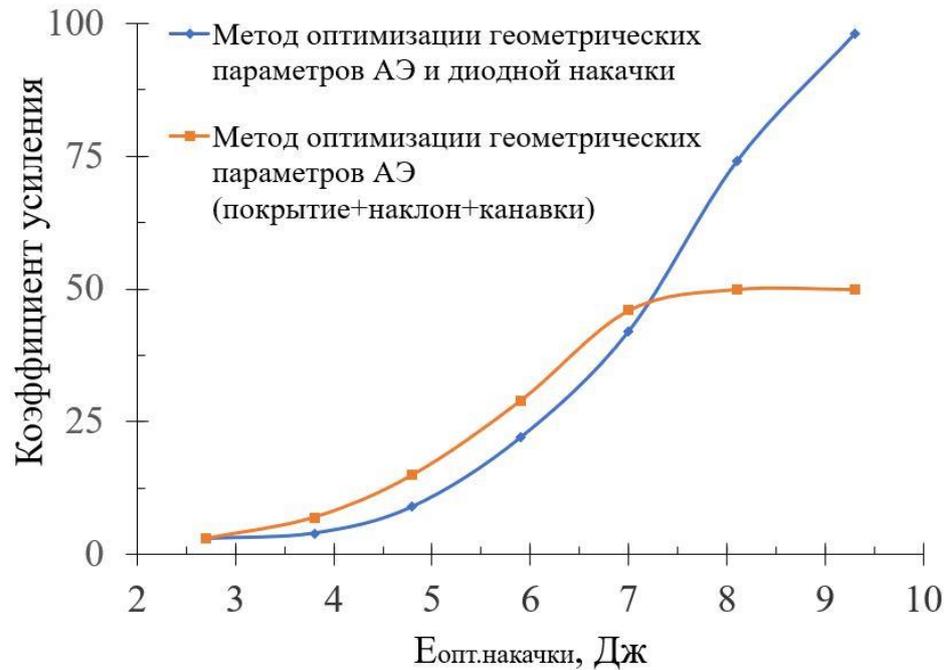
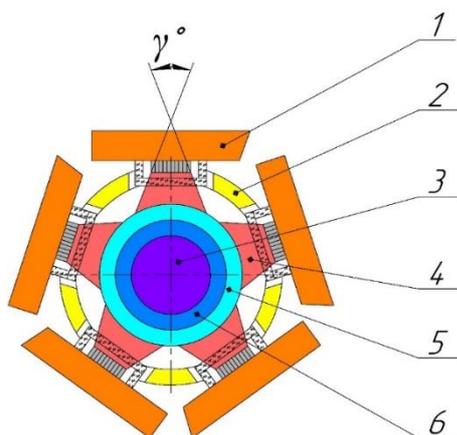


Рисунок 19 – Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от оптической энергии накачки в квантроне при разных методах

Из рисунка 19 видно, что влияние УСИ можно минимизировать, сняв ограничение коэффициента усиления и повысив его в 2 раза при одинаковой оптической энергии накачки.

### 2.3.1 Схемы оптической накачки объекта исследования

В качестве объекта исследования рассматривается квантрон с поперечной импульсной диодной накачкой и АЭ из алюмоиттриевого граната, легированного неодимом ( $\text{Nd}^{+3}:\text{YAG}$ ), описанный в работе [80]. Импульсная оптическая накачка АЭ осуществляется ЛДР производства компании НПП «Инжект» в количестве 20 штук, объединенных в 5 параллельных каналов. Один канал состоит из четырех электрически последовательно соединенных ЛДР. Таким образом реализуется пятисторонняя поперечная импульсная диодная накачка АЭ (рисунок 20).



1 – ЛДР; 2 – отражатель; 3 – АЭ; 4 – излучение импульсной оптической накачки ЛДР; 5 – кварцевая трубка; 6 – хладагент;  
 $\gamma$  – угол расходимости излучения ЛДР  $45^\circ$

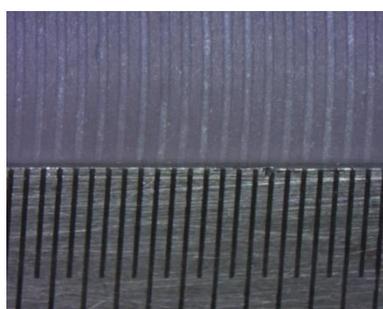
Рисунок 20 – Оптическая схема накачки АЭ в квантроне

Размер излучающей площадки одной ЛДР составляет  $\sim 25 \times 5$  мм<sup>2</sup>, а максимальная амплитуда тока импульсов накачки составляет 45 А при падении напряжения 110 В (согласно паспортным значениям изделия). Поэтому максимальная плотность мощности накачки каждой ЛДР составляет  $\sim 2$  кВт/см<sup>2</sup> при длительности импульсов тока накачки 250 мкс. Все 5 каналов ЛДР электрически подключаются параллельно между собой, т.е. подключение происходит на один общий «плюс» и один общий «минус», которые выводятся на двухпиновый разъем типа D-Sub. Таким образом, максимальная амплитуда импульсов тока накачки квантрона составляет 225 А ( $45 \times 5$ ) при падении напряжения 440 В ( $110 \times 4$ ). Параллельное подключение всех 5 каналов накладывает обязательство в подборе ЛДР по потребляемому напряжению (по паспорту) для исключения перекося по току и излучающей оптической мощности. Поэтому суммарное напряжение (по паспорту) в каждом канале должно быть одинаковым с максимальным отклонением не более 0,5 В друг от друга.

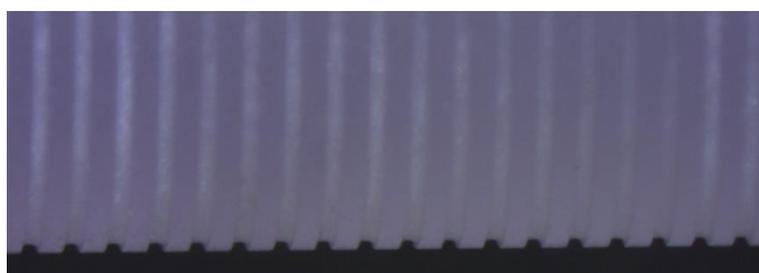
Эффективность преобразования электрической энергии в оптическую каждой ЛДР, как отмечалось выше, составляет 45% при максимальной амплитуде импульсов тока накачки. Для обеспечения максимальной эффективности работы

ЛДР требовалась прямоугольная временная форма импульсов тока накачки, которая задавалась источником питания модели SF315 фирмы FEDAL (г. Санкт-Петербург). Для обеспечения большей эффективности в квантроне между кварцевой трубкой и ЛДР размещался щелевой металлический отражатель с золотым покрытием с внутренней стороны, который позволял возвращать обратно в АЭ излучение накачки, не поглотившееся в нем за первый проход, а также многократно отражать рассеянное излучение накачки. АЭ из  $\text{Nd:YAG}^{3+}$  размещался внутри трубки из плавленого кварца, в которой протекал хладагент в виде дистиллированной воды. Каждый канал, состоящий из четырех электрически последовательно соединенных между собой ЛДР, закреплялся на свой теплообменник, который имел внутренние пазы круглого сечения для протока хладагента. Тем самым, выполнялось охлаждение источников выделения тепла, а поддержка стационарной температуры хладагента  $25^{\circ}\text{C}$  обеспечивалось термоэлектрическим чиллером RC22A750 производства компании ThermoTek.

Для исследования в квантроне использовались два АЭ из  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  одного и того же диаметра – 10 мм, но разной длины - 130 и 160 мм. Концентрация атомов неодима в обоих АЭ составляет 0,6%. Их торцы плоскопараллельны и наклонены под углом  $2^{\circ}$  для препятствия распространению УСИ, а также имеют просветляющее покрытие на длину волны генерации 1064 нм. Боковая поверхность АЭ имеет кольцевые канавки шириной и глубиной 0,2 мм (рисунок 21).



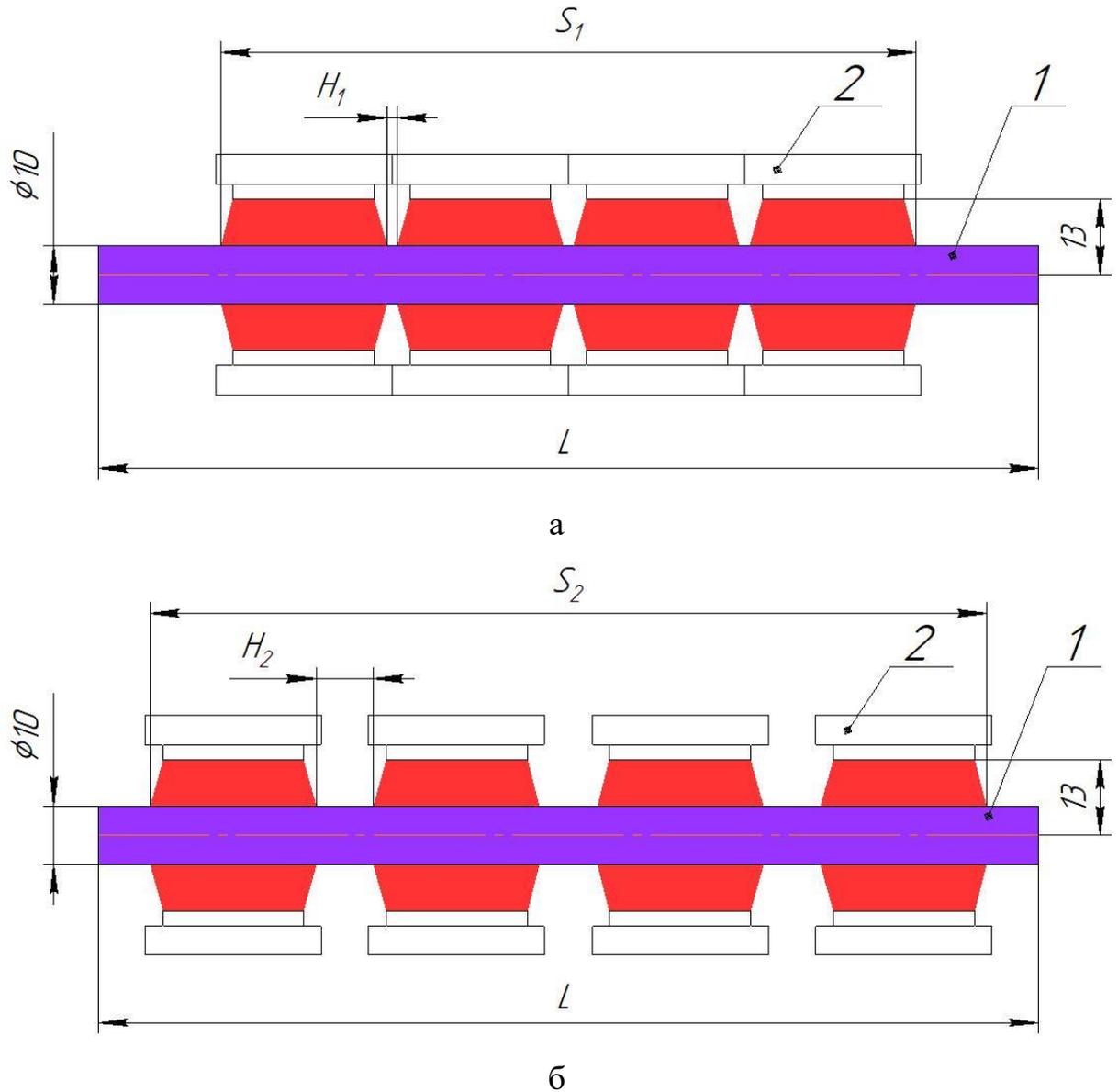
а



б

Рисунок 21 – Кольцевые канавки на боковой поверхности АЭ с миллиметровой шкалой (а) и без неё (б)

В эксперименте используются два положения ЛДР. В первом положении ЛДР имеют минимальное расстояние друг от друга (рисунок 22(а)), где расстояние  $S_1=100$  мм. Во втором положении (рисунок 22(б)) расстояние между ЛДР максимально и равно  $S_2=130$  мм. Оптический размер  $F$  - расстояние от поверхности излучения ЛДР до центра АЭ, которое во всех экспериментах оставалось постоянным и составляло значение  $F=13$  мм.



1 – АЭ; 2 - ЛДР

Рисунок 22 – Положения ЛДР в квантроне при  $S_1=100$  мм (а) и  $S_2=130$  мм (б)

### 2.3.2 Схема экспериментальной установки

Исследования квантронов проводились на экспериментальной установке, на которую получен патент РФ. Схема экспериментальной установки подробно описана в работе [81] и представлена на рисунке 23. Основными элементами данной установки являются непрерывный DPSS-лазер Comrast мощностью 100 мВт с длиной волны излучения 1064 нм (1), используемого в качестве ЗГ, и кремниевого фотодиода (7). Мощность непрерывного лазерного излучения с диаметром пучка 0,8 мм (по уровню  $1/e^2$ ), проходящего через центр АЭ квантрона (5), измеряется с помощью фотодиода (7), подключенного к осциллографу. Усиление слабого сигнала активной среды — это усиление, полученное для входного сигнала, настолько слабого, что он не вызывает насыщения усиления, т.е. в непрерывном режиме работы начальная мощность должна быть значительно ниже мощности насыщения. Под коэффициентом усиления слабого сигнала понималось отношение выходного сигнала к входному без эффекта насыщения усиления.

$$P_{\text{нас.}} = \frac{\pi r^2 E_{ph}}{\sigma_{tr} \tau} = 14.5 \text{ W}, \quad (9)$$

где  $r=0,4$  мм – радиус пучка ЗГ,  $E_{\text{ф.}} = 1.87 \times 10^{-19}$  Дж – энергия фотона с длиной волны  $\lambda=1064$  нм,  $\sigma_{tr} = 28 \times 10^{-20}$  см<sup>2</sup> – сечение перехода и  $\tau=230$  мкс – время жизни атомов на верхнем уровне для активной среды Nd:YAG<sup>3+</sup>. Чтобы мощность излучения ЗГ после усиления с коэффициентом усиления  $\sim 100$  была значительно ниже мощности насыщения, в оптическую схему экспериментальной установки был введен светофильтр нейтральной плотности OD=1,3 (3), обеспечивающий ослабление мощности излучения ЗГ до  $\sim 10$  мВт.

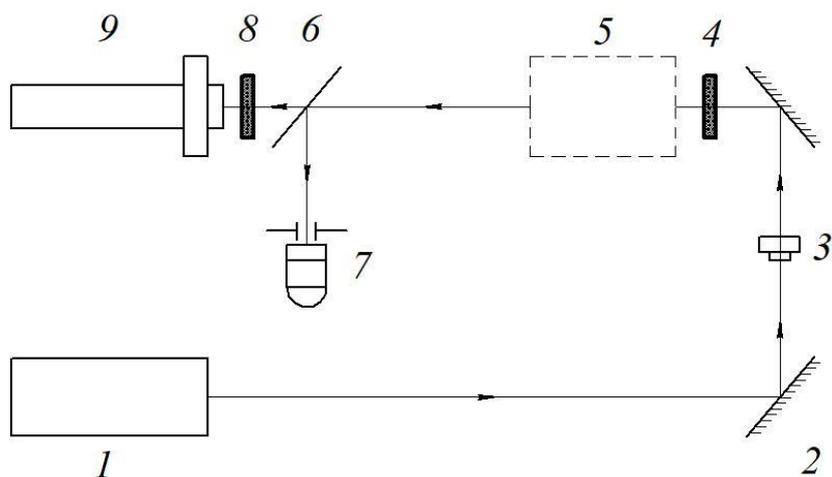


Рисунок 23 – Схема экспериментальной установки

Коэффициент усиления слабого сигнала определяется как отношение усиленного сигнала к основному излучению непрерывного ЗГ, равном единице до включения накачки. Фотодиод DET08С (7) устанавливается после диафрагмы  $\varnothing 1$  мм на расстоянии 2 м от квантрона для отсекаания люминесценции АЭ. Перед фотодиодом также использовался цветной фильтр, который отсекал длины волны излучения накачки 808 нм.

Примеры временной формы излучения непрерывного ЗГ, а также усиленного импульса на фоне непрерывного сигнала показаны на рисунке 24 (а, б).

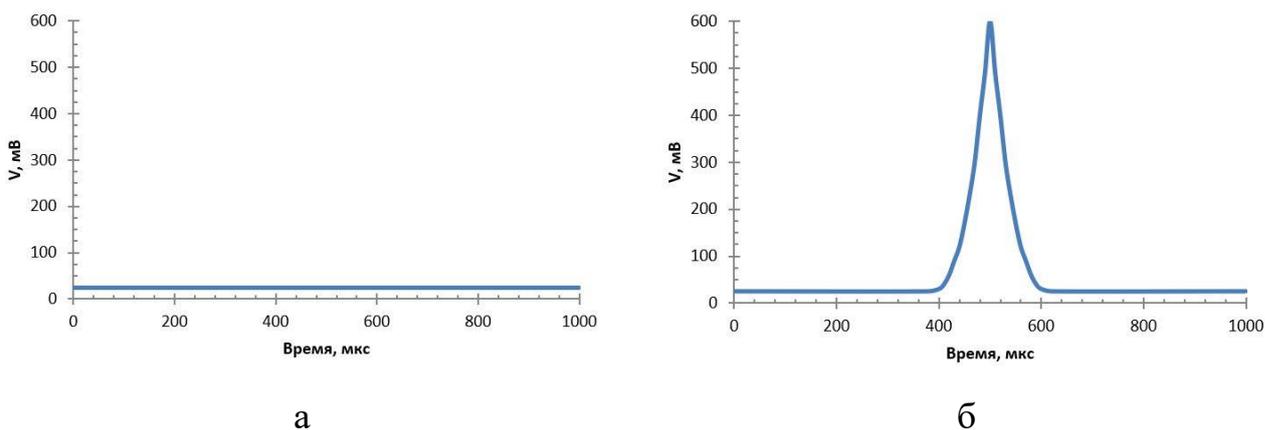


Рисунок 24 – Примеры форм излучения непрерывного ЗГ (а) и усиленного импульса на фоне непрерывного излучения (б)

Математически коэффициент усиления определялся отношением формы усиленного импульса к форме излучения непрерывного ЗГ (рисунок 25):

$$G = \frac{Y}{X} \quad (10)$$

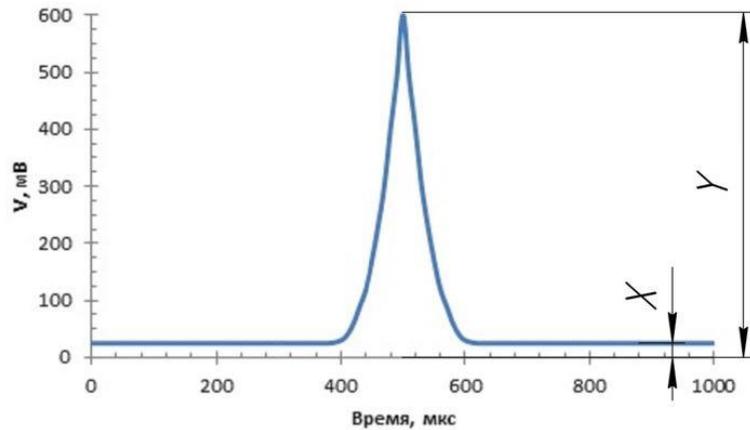


Рисунок 25 – Пример схемы обработки сигнала

Таким образом, вертикальная шкала формы получалась в единицах измерения коэффициента усиления, по которой возможно численно определить пиковое значение коэффициента усиления в квантроне. При такой схеме обработки сигнал всегда будет начинаться от «единицы», т.к. это значение до усиления получается путем деления сигнала непрерывного ЗГ на самого себя (рисунок 26).

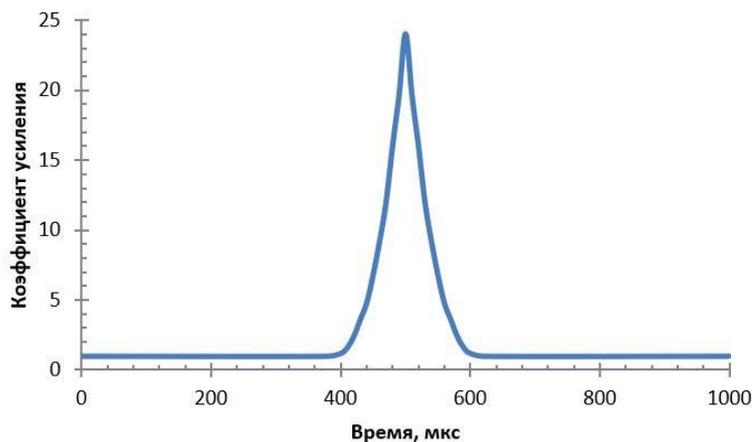


Рисунок 26 – Пример формы коэффициента усиления после обработки

Также на экспериментальной установке (рисунок 23) измеряется распределение люминесценции по сечению АЭ с профилями для оценки

однородности. Для регистрации изображения люминесценции АЭ квантрона без эффекта перспективы использовалась КМОП камера с телецентрическим объективом (9). Заглушки (4) и (8) необходимы для выбора режима измерения. Если заглушка (8) закрыта, то происходит измерение коэффициента усиления, а если заглушка (4) закрыта - измерение люминесценции.

Для автоматизации и повышения производительности обработки на экспериментальной установке данных, полученных в результате эксперимента, была разработана управляющая и обрабатывающая программа. В ней возможно управлять параметрами накачки блока питания квантрона, выбирать параметры измерения - распределение люминесценции или временная форма коэффициента усиления, а также производить их измерения и обработку в автоматическом режиме реального времени. Пример окна программы с обработанными параметрами квантрона представлен на рисунке 27.

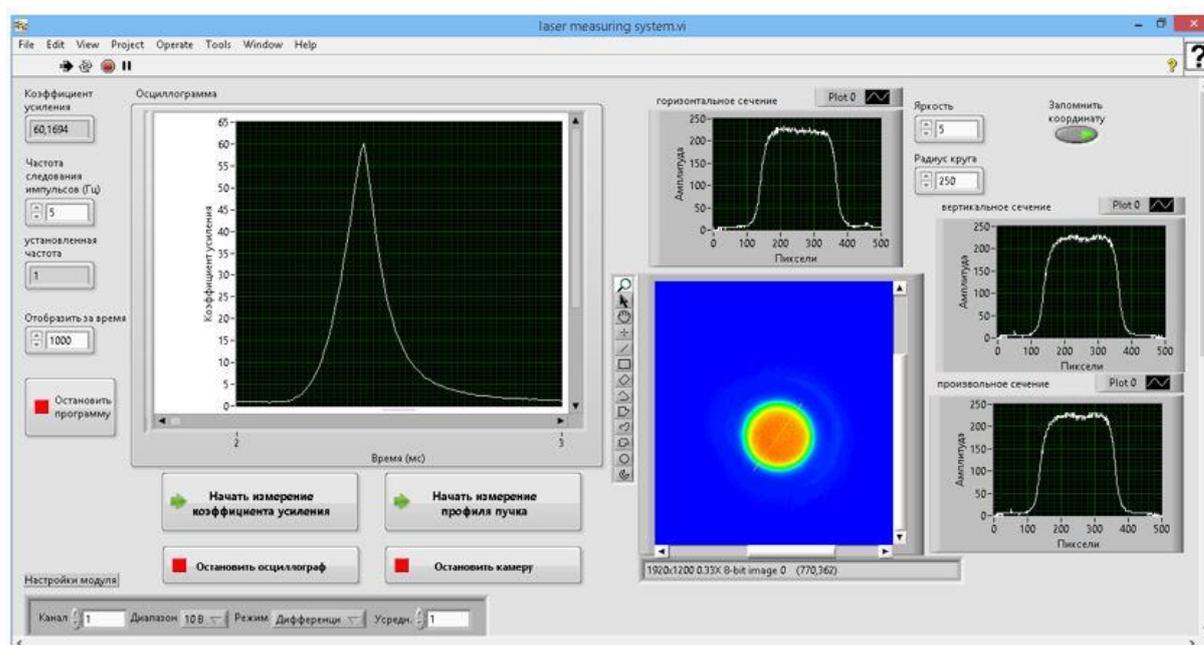


Рисунок 27 – Окно программы для обработки результатов

При измерении формы коэффициента усиления программа автоматически обрабатывает его по схеме, представленной на рисунке 27, и выводит временную зависимость со шкалой коэффициента усиления. Поэтому пиковое значение

коэффициента усиления и его форму можно отслеживать в режиме реального времени, меняя параметры накачки квантрона.

В режиме измерения распределения люминесценции квантрона на КМОП камере программа автоматически выдает картину пространственного распределения в псевдоцветах, чтобы наглядно оценить равномерность распределения запасенной энергии по сечению АЭ, а также профили сечений (горизонтальное, вертикальное, произвольное), с помощью которых можно точно оценить однородность по сечению, исходя из формулы (5).

### 2.3.3 Результаты исследования

На рисунке 28 показана временная зависимость коэффициента усиления слабого сигнала, полученного при энергии оптической накачки 9,3 Дж в АЭ  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  размером  $\text{Ø}10 \times 160 \text{ мм}^2$  при разных положениях ЛДР. В случае близкого расположения ЛДР (рисунок 28(a)) наблюдается ограничение коэффициента усиления.

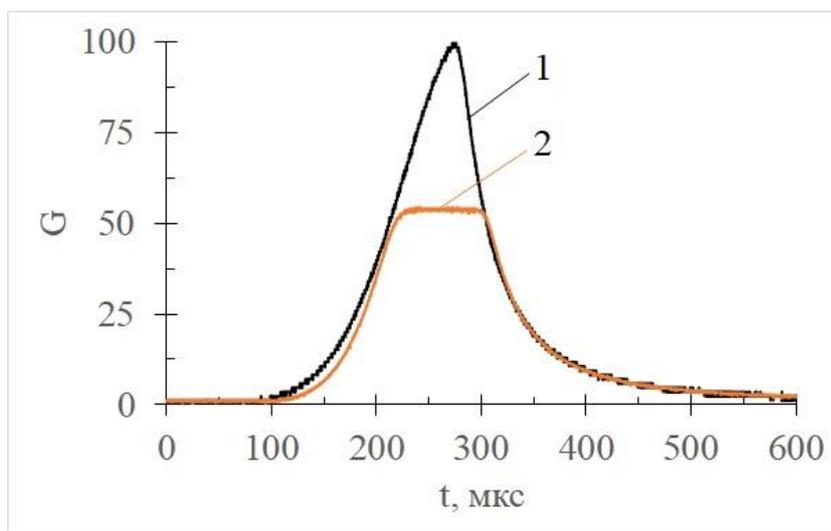


Рисунок 28 – Временные зависимости коэффициента усиления слабого сигнала при длинах накачки  $S_1$  (2) и  $S_2$  (1)

Результаты измерений коэффициента усиления слабого сигнала в зависимости от энергии оптической накачки представлена на рисунке 29 при

длительности импульсов накачки 250 мкс и частоте повторения 25 Гц. Видно, что для АЭ как длиной 130 мм, так и для 160 мм с длиной накачки  $S_1$  коэффициент усиления выходит на уровень ограничения при энергии оптической накачки 7 Дж. При увеличении расстояния между ЛДР (положение  $S_2$ ) максимальный достигнутый коэффициент усиления слабого сигнала оказался в два раза выше, чем при  $S_1$ . Пиковые значения коэффициентов усиления слабого сигнала сведены в таблицу 1.

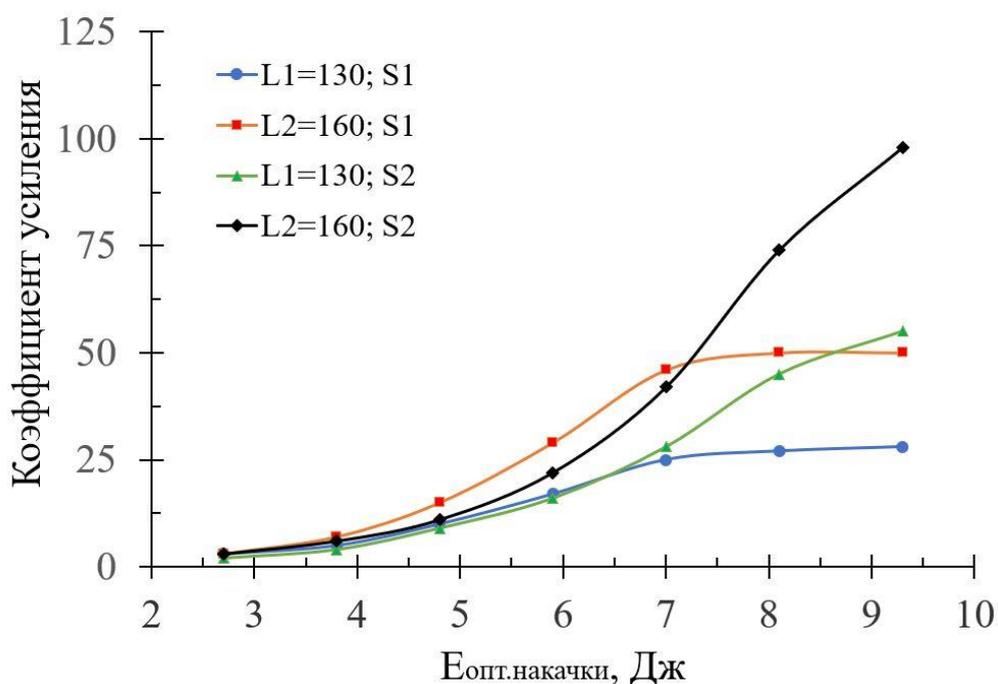


Рисунок 29 – Пиковый коэффициент усиления слабого сигнала при разных длинах АЭ, положениях ЛДР и оптической энергии накачки

Таблица 1 – Пиковые значения коэффициентов усиления слабого сигнала

| L, мм | $G_{\max}$ |       |
|-------|------------|-------|
|       | $S_1$      | $S_2$ |
| 130   | 28         | 52    |
| 160   | 46         | 100   |

Равномерность распределения люминесценции по сечению АЭ в квантроне с максимальным коэффициентом усиления  $G=100$  представлена на рисунке 30. По наименее однородному участку распределения по сечению АЭ приводится

зависимость относительной интенсивности, по которой определяется однородность. Максимальное отклонение профиля интенсивности составляет менее 10% на 90% диаметре АЭ.

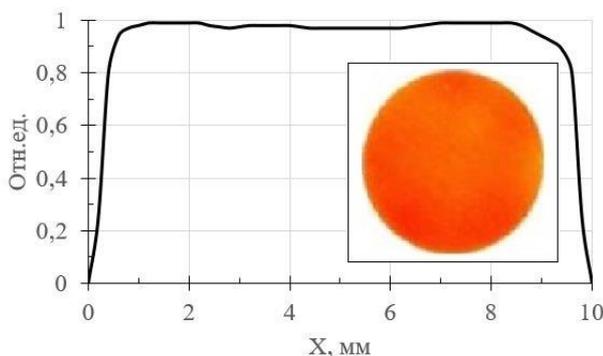


Рисунок 30 – Измеренная равномерность распределения люминесценции по сечению АЭ квантрона с профилем однородности более 90% и максимальным коэффициентом усиления  $G=100$

Запасенная энергия в АЭ оценивается с помощью соотношения (при условии равномерного распределения запасенной энергии) [82]:

$$W_{\text{зап.}} = S \cdot \Phi_{\text{нас.}} \cdot \ln G, \quad (11)$$

где  $S$  — площадь поперечного сечения апертуры АЭ,  $\Phi_{\text{нас.}}=0,667 \text{ Дж/см}^2$  — плотность энергии насыщения для АЭ  $\text{Nd}^{+3}:\text{YAG}$  на длине волны излучения 1064 нм,  $G$  — коэффициент усиления слабого сигнала.

Эффективность оптического преобразования квантрона оценивается соотношением:

$$\eta_{\text{опт.}} = \frac{W_{\text{зап.}}}{W_{\text{опт.нак.}}}, \quad (12)$$

где  $W_{\text{зап.}}$  — запасенная энергия,  $W_{\text{опт.нак.}}$  — энергия оптической накачки.

Полученные максимальные значения запасенной энергии и оптической эффективности приведены в таблице 2. Видно, что разнесение друг от друга ЛДР для обоих АЭ приводит к увеличению пикового коэффициента усиления слабого

сигнала, а также увеличению запасенной энергии и эффективности оптического преобразования.

Таблица 2 – Максимальные значения запасенной энергии и оптической эффективности

| L, мм   | W <sub>зап</sub> , Дж | η <sub>опт.</sub> , % |
|---------|-----------------------|-----------------------|
| 130, S1 | 1,7                   | 18                    |
| 130, S2 | 2,1                   | 23                    |
| 160, S1 | 2,0                   | 22                    |
| 160, S2 | 2,4                   | 26                    |

Такое поведение коэффициента усиления связано с паразитным сбросом инверсии населенности за счет УСИ. Традиционно рассматриваются три механизма сброса инверсии населенности за счет суперлюминесценции (усиленного спонтанного излучения) при большом усилении. Первый механизм рассматривает усиление люминесценции за счет прямого распространения в активной среде без отражения от торцов АЭ [76]. В этом случае при большом значении коэффициента усиления слабого сигнала и малом телесном угле Ω, под которым выходной торец АЭ виден из центра входного торца, требование примерного равенства мощности суперлюминесценции и мощности насыщения активной среды приводит к соотношению [76] для однопроходного усилителя:

$$\frac{4(G_0 \ln G_0)^{0.5}}{[(G_0 - 1)^{1.5}]} > \Omega \quad (13)$$

Или для больших коэффициентов усиления слабого сигнала  $G_0$  и малых телесных углах Ω:

$$\frac{4(\ln G_0)^{0.5}}{G_0} > \Omega \quad (14)$$

Отсюда следует, что насыщение усиления должно наступать раньше при меньших значениях коэффициента усиления слабого сигнала для больших

значений телесного угла. Однако увеличение телесного угла  $\Omega$  при уменьшении длины области накачки от величины  $S_2$  (130 мм) до  $S_1$  (100 мм) составляет приблизительно 20%, что не может объяснить практически двукратного увеличения коэффициента усиления слабого сигнала без насыщения (от  $G \approx 28$  до  $G \approx 52$ ).

Другим возможным механизмом ограничения усиления является уменьшение инверсии населенности за счет суперлюминесценции в модах шепчущей галереи, реализующихся при отражении от боковых стенок цилиндрического АЭ [77]. Однако в нашем случае влияние этого эффекта маловероятно, поскольку, во-первых, мы использовали АЭ не с полированной, а с матированной образующей, а, во-вторых, в эксперименте наблюдалось увеличение коэффициента усиления (без насыщения) при нанесении кольцевых насечек на боковую сторону АЭ. Очевидно, что нанесение кольцевых насечек не влияет на интенсивность мод шепчущей галереи, поэтому данный механизм можно исключить из влияния на коэффициент усиления слабого сигнала в нашем случае.

Третьим возможным механизмом уменьшения инверсии населенности является УСИ при отражении от боковых стенок цилиндрического АЭ. Впервые такой механизм был подробно рассмотрен в работе [83] для всех случаев обработки боковой поверхности АЭ (зеркальное отражение, полностью диффузное отражение и комбинированное диффузно-зеркальное отражение). Конструктивное решение для эффективной борьбы с уменьшением коэффициента усиления слабого сигнала в этом случае было впервые предложено в работе [78] и заключалось в нанесении кольцевых канавок на боковую поверхность цилиндрического АЭ.

В нашем случае также, нанесение кольцевых насечек позволило несколько увеличить максимально достигнутый коэффициент усиления слабого сигнала по сравнению с АЭ, который имел только матированную поверхность образующей. Однако в других наших экспериментах, при использовании аналогичного по конструкции квантрона с АЭ без кольцевых насечек на образующей диаметром

5 мм и длиной зоны накачки 75 мм был достигнут коэффициент усиления слабого сигнала  $G > 300$  без эффекта насыщения. Если рассматривать зеркальное отражение от стенок АЭ, то длина пробега фотонов люминесценции не зависит от диаметра самого АЭ, а зависит только от угла падения на боковую поверхность. Рассмотрение диффузно-зеркального отражения и использование кольцевых канавок на боковой поверхности принципиально не изменяет ситуацию, а только резко снижает число фотонов, распространяющихся от одного торца АЭ к другому, и увеличивает потери для УСИ за счет снижения эффективного коэффициента отражения от боковой поверхности АЭ. Механизм развития УСИ и метод его подавление продемонстрированы на рисунке 31.

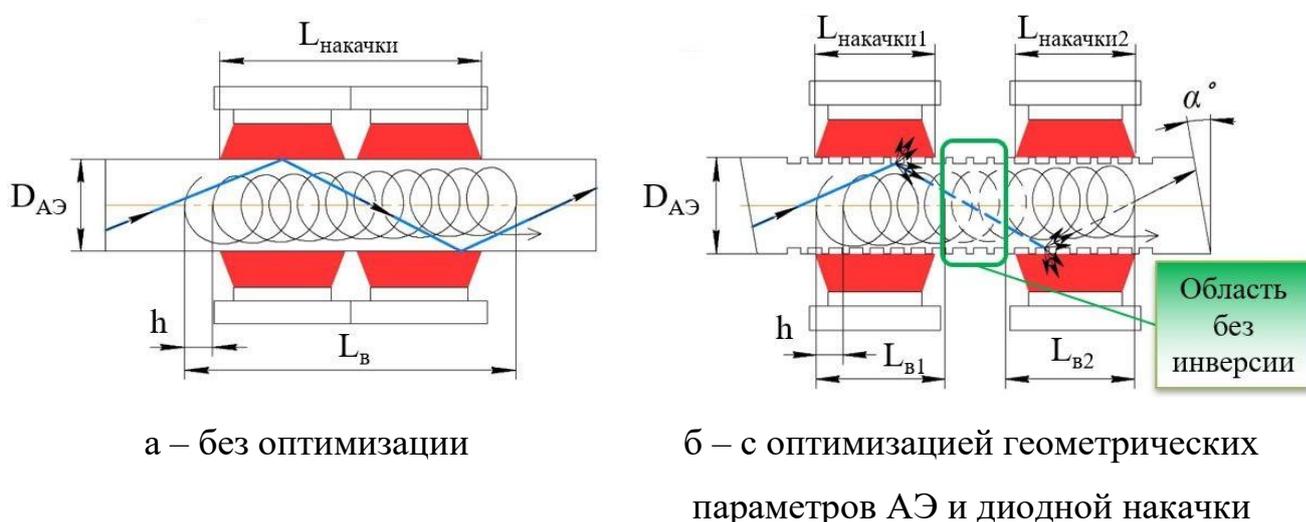


Рисунок 31 – Механизм развития УСИ и метод его подавления в квантлоне при различных схемах

Разница между АЭ с диаметрами 5 и 10 мм проявляется только, если рассматривать винтовое распространение УСИ. Длина одного витка винтовой линии равна:

$$l_{\text{в}} = \sqrt{h^2 + (\pi D)^2}, \quad (15)$$

где  $h$  – шаг винтовой линии, а  $D$  – диаметра АЭ.

В этом случае длина винтовой линии определяется выражением:

$$L_B = l_B \frac{L_{\text{накачки}}}{h}, \quad (16)$$

где  $L_{\text{pump}}$  – длина области накачки АЭ.

При небольшом шаге винтовой линии ее длина для АЭ диаметром 10 мм и областью накачки 100 мм примерно в 3 раза больше, чем для АЭ диаметром 5 мм и длиной области накачки 75 мм. Такие различия могут определять насыщение усиления в АЭ Ø10 мм при значительно меньших накачках, чем в случае АЭ с Ø5 мм. В этом случае разнос ЛДР по длине активной среды приводит к появлению областей без инверсии, в которых УСИ испытывает значительные потери по сравнению с распространением вдоль оптической оси. Потери в усилении УСИ приводят к возможности реализации большого коэффициента усиления. В случае использования АЭ большей длины уменьшается также влияние отражения на торцах АЭ (дальнейшее уменьшение телесного угла  $\Omega$ ), поскольку даже закошенные торцы не помогают полностью избавиться от появления паразитной обратной связи.

Ниже представлена сравнительная таблица квантронов с диодной накачкой, разработанных в ИОФ РАН и наиболее близких аналогов компании NG CEO.

Таблица 3 – Сравнительная таблица квантронов компаний NG CEO и ИОФ РАН

| Квантрон    | Производитель | Размер АЭ и концентрация<br>неодима, мм_% | G   | W <sub>зап.</sub> , Дж. |
|-------------|---------------|---|-----|-------------------------|
| D10x130_M15 | ИОФ РАН       | Ø10x130_0,6                               | 30  | 1,78                    |
| D10x160_M20 | ИОФ РАН       | Ø10x160_0,6                               | 100 | 2,41                    |
| D10x180_M25 | ИОФ РАН       | Ø10x180_0,6                               | 175 | 2,72                    |
| D10x180_M30 | ИОФ РАН       | Ø10x180_0,6                               | 230 | 2,83                    |

|                 |                              |             |     |      |
|-----------------|------------------------------|-------------|-----|------|
| REA100008-3P200 | Northrop<br>Grumman<br>(CEO) | Ø10x146_0,6 | 28  | 1,74 |
| REA100010-3P200 | Northrop<br>Grumman<br>(CEO) | Ø10x167_0,6 | 63  | 2,17 |
| REA100012-3P200 | Northrop<br>Grumman<br>(CEO) | Ø10x188_0,6 | 147 | 2,6  |
| D5x120_M9       | ИОФ РАН                      | Ø5x120_1    | 260 | 0,73 |
| D5x120_M15      | ИОФ РАН                      | Ø5x120_1    | 360 | 0,77 |
| D5x120_M10      | ИОФ РАН                      | Ø5x120_1    | 400 | 0,78 |
| REA5006-2P1     | Northrop<br>Grumman<br>(CEO) | Ø5x126_0,6  | 24  | 0,42 |

## Заключение к главе 2

В процессе исследования квантронов с максимальной оптической мощностью поперечной импульсной диодной накачки ~37 кВт был выявлен эффект ограничения коэффициента усиления при близком расположении ЛДР друг к другу, при котором создаются локальные области перекрытия оптической накачки в АЭ. В данных областях происходит сброс значительной части инверсии населенности за счет образования УСИ, которое препятствует увеличению коэффициента усиления слабого сигнала при дальнейшем повышении оптической энергии. Для борьбы с данным эффектом с целью минимизации или подавления был разработан метод, который позволил повысить максимально коэффициент усиления слабого сигнала до  $G=100$ , увеличив эффективность оптического преобразования. Метод заключался в оптимизации геометрии схемы оптической накачки в виде разнесения соседних ЛДР друг от друга и создании прерывистой зоны накачки вдоль АЭ. Разработанный метод позволилкратно увеличить коэффициент усиления слабого сигнала и повысить эффективность работы квантрона.

В результате проведения исследования и реализации метода был создан квантрон с поперечной импульсной диодной накачкой и АЭ из алюмоиттриевого граната ( $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ ), легированного неодимом с концентрацией атомов 0,6%, размером  $\text{Ø}10 \times 160 \text{ мм}^2$ , который при максимальной оптической энергии накачки 9,3 Дж, длительности импульсов накачки 250 мкс и частоте повторения импульсов 25 Гц продемонстрировал максимальное пиковое значение коэффициента усиления слабого сигнала  $G=100$  с однородностью распределения люминесценции по сечению АЭ более 90%, эффективностью преобразования оптической энергии в запасенную ~26% и электрической энергии в запасенную ~10%.

### **ГЛАВА 3. УПРАВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ГИБРИДНОМ ЛАЗЕРНОМ ИСТОЧНИКЕ С ВЫХОДНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 1 ДЖ**

В главе 3 представлен разработанный метод управления лазерным излучением и приведено исследование выходных характеристик экспериментального образца ГЛИ с профилированной временной формой лазерного импульса, состоящего из волоконного лазера и твердотельного двухкаскадного усилителя на основе двух квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой; продемонстрирована возможность управления временной формой лазерного импульса гибридного лазерного источника, получены прямоугольная и ступенчатая профили временных форм импульсов с длиной волны излучения 1064,15 нм, длительностью 20 нс, частотой повторения 2 Гц и выходной энергией до 1 Дж. Полученные профили достигались за счет контролируемого искажения формы импульса волоконного ЗГ, а также эффекта насыщения усиления в квантронах в зависимости от энергии выходного излучения ГЛИ. Описан алгоритм управления формой импульса. Продемонстрировано образование формы импульса в зависимости от электрической энергии накачки квантронов.

### Введение к главе 3

В лазерных системах, предназначенных для решения некоторых прикладных задач, например лазерного УТС или обработки материалов, требуется достигать значительных уровней энергии и необходимых форм лазерных импульсов. Данные параметры лазерного излучения оказывают решающее значение на процесс взаимодействия с веществом и от них зависят качество и производительность процесса. Основной сложностью при разработке таких лазерных систем является одновременное достижение высокой энергии и необходимого временного профиля формы. Оптические схемы подобных лазерных систем возможно разрабатывать на основе ЗГ и усилителя с последующим многокаскадным усилением для повышения уровня выходной энергии. При увеличении проходов усиления происходит процесс насыщения активных сред в усилителе, и когда с усилителя снимается энергия, сопоставимая с энергией насыщения, формы лазерных импульсов на входе и выходе из усилителя значительно отличаются друг от друга. Получается, что коэффициент усиления падает по мере снятия накопленной инверсии населенности. Изменение формы импульса на выходе системы в таком случае оценивается с помощью модифицированного уравнения Франца-Нодвика [84], учитывающего многопроходное усиление:

$$E_{\text{вых.}} = N * E_{\text{зап.}} \ln \left( 1 + e^{g_0} \left( e^{\frac{E_{\text{вх.}} * N}{E_{\text{зап.}}}} - 1 \right) \right), \quad (17)$$

где  $E_{\text{вых.}}$ ,  $E_{\text{вх.}}$  – энергия на выходе и входе усилителя соответственно,  $g_0$  – логарифмический коэффициент усиления,  $E_{\text{зап.}}$  – энергия, запасенная в усилителе,  $N$  – количество проходов усиления в каскаде.

Для примера на рисунке 32 представлено расчетное преобразование прямоугольного наносекундного импульса (рисунок 32(а)) в твердотельном усилителе. Видно, что форма исходного импульса от ЗГ вырождается в усиленный импульс со спадающим экспоненциальным профилем (рисунок 32(б)). Такой процесс связан с эффектом насыщения усиления в активной среде твердотельного

усилителя, т.к. коэффициент усиления падает по мере действия накачки в течение времени. В результате образования узкого пика на переднем фронте, где усиление является максимальным, без коррекции пространственного пучка излучения для уменьшения плотности мощности возможно превышение порога пробоя оптических элементов в оптической схеме лазерной системы усилителя. Подобное изменение исходной формы ограничивает возможные применения и эффективность лазерных систем.

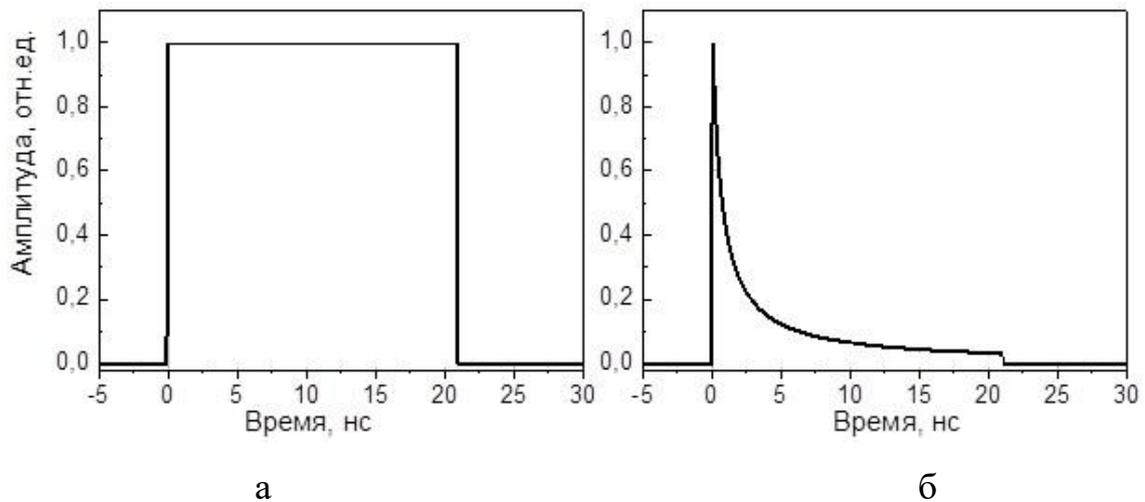


Рисунок 32 – Преобразование прямоугольного импульса ЗГ на входе (а) в усилитель в импульс экспоненциальной формы после усиления (б)

Возможность эффективного формирования импульсов заданной формы при требуемом уровне энергии излучения расширяет спектр воздействия лазерного излучения на различные вещества, увеличивает технологичность процесса взаимодействия с веществом и повышает универсальность самой лазерной системы.

### 3.1 Предварительная оценка формы лазерного излучения

Для достижения выходной энергии на выходе из лазерной установки  $\sim 1$  Дж с возможностью управления пространственно-временными характеристиками предполагалось использовать оптическую схему на основе ЗГ и усилителя. В качестве ЗГ использовался волоконный лазер, позволяющий осуществлять управление его формой импульса. Уровень выходной энергии ЗГ оценивался в  $\sim 1$  мкДж. Поэтому предполагаемый суммарный коэффициент усиления, который должен был обеспечить твердотельный усилитель, составил  $\sim 10^6$ . В качестве усилителя предполагалось использоваться твердотельный двухкаскадный усилитель на основе двух квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой. Связка волоконного ЗГ и твердотельного усилителя в этом случае представляла из себя ГЛИ.

Пример расчетных форм импульсов ГЛИ, которые планировалось получить на выходе из системы с уровнем энергии импульсов 1 Дж, представлены на рисунке 33.

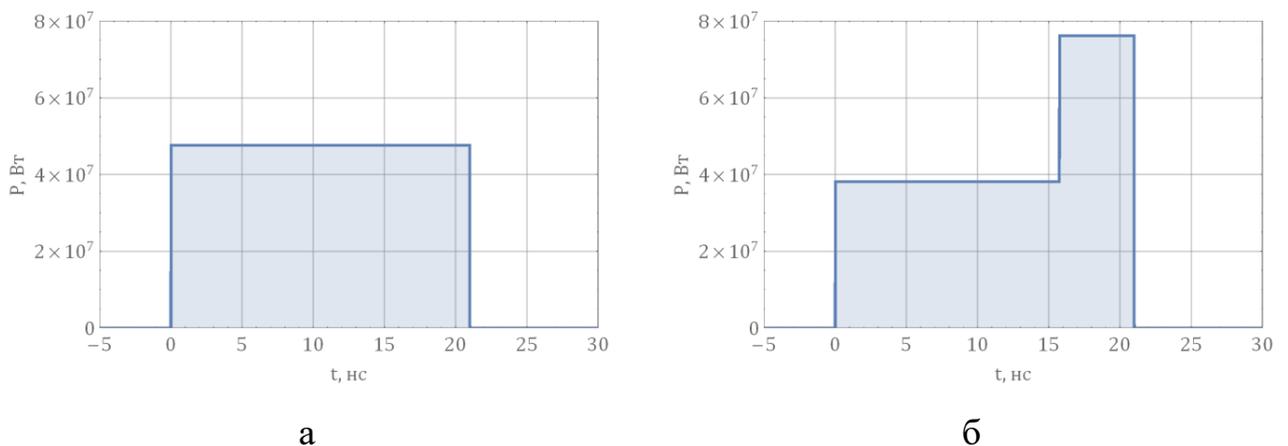


Рисунок 33 – Профилированные временные зависимости лазерных импульсов: прямоугольная (а) и ступенчатая (б)

Как говорилось выше, при получении лазерных импульсов с уровнем энергии, сравнимым с энергией, которая запасена в квантроне твердотельного усилителя (единицы джоулей), происходит насыщения усиления активной среды,

из-за которого формы импульсов на входе и на выходе значительно отличаются друг от друга, т.к. коэффициент усиления меняется по мере того, как снимается запасенная энергия.

Исходя из формулы (17), возможно предсказать изменение формы импульса после усиления и рассчитать требуемые формы, которые необходимо подавать в твердотельный усилитель. И предположительно зная какой твердотельный усилитель будет использоваться в последнем каскаде усиления, можно найти его зависимость насыщения с обратной функцией, и тем самым выяснить, какие формы импульсов необходимо посылать в усилитель, чтобы получить профилированные временные формы лазерных импульсов, представленных на рисунке 33.

Зная запасенную энергию в АЭ последнего твердотельного усилителя, и соответственно, его коэффициент усиления, с помощью уравнения (17) можно найти зависимость насыщения и её обратную функцию (рисунок 34 (а,б)). Квантрон с диодной накачкой, который планировали использовать в конечном каскаде усиления, имел уровень запасенной энергии  $\sim 2,4$  Дж при коэффициенте усиления слабого сигнала 100.

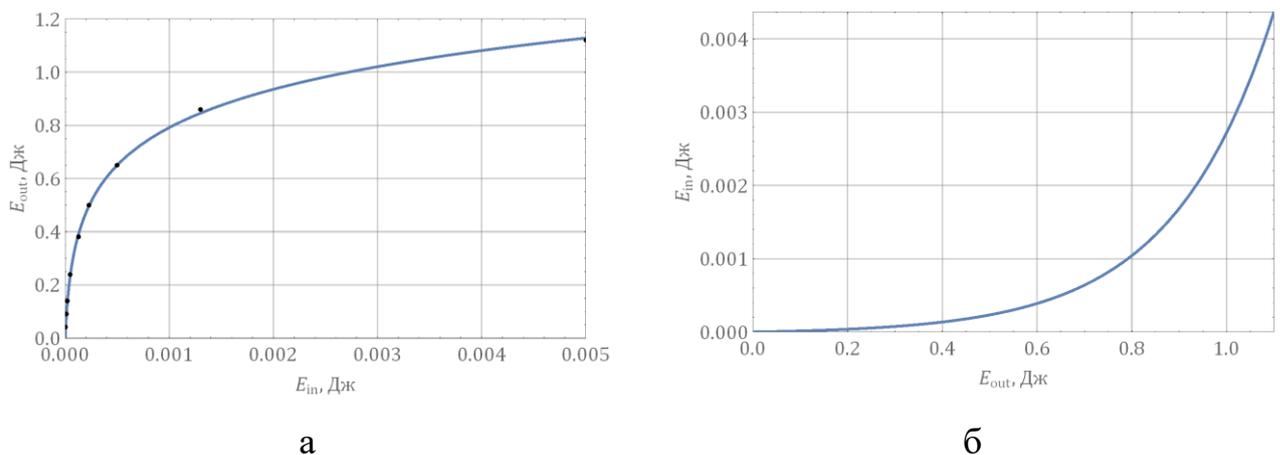
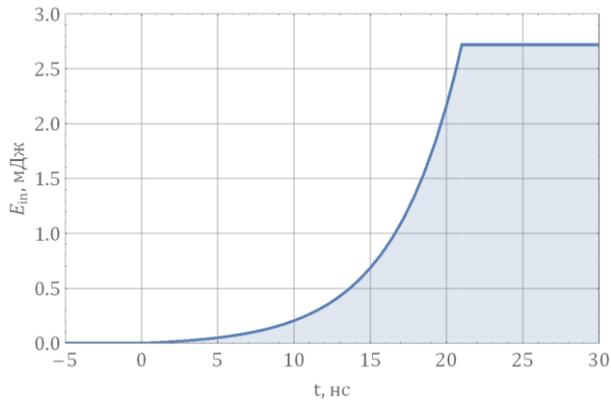
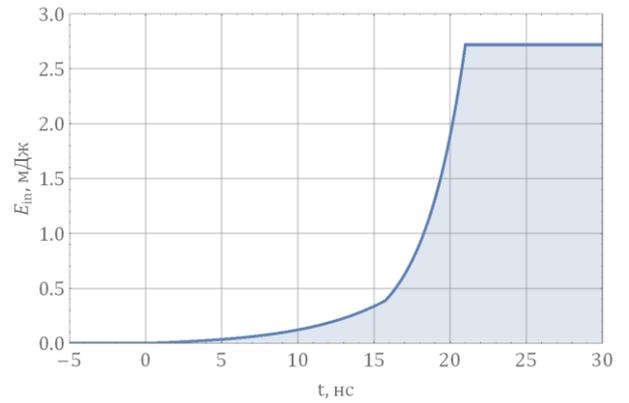


Рисунок 34 – Зависимость насыщения усиления (а) и её обратная функция (б)

Подставляя в обратную функцию зависимости насыщения усиления требуемые профилированные формы лазерных импульсов (рисунок 33), можно получить временную зависимость энергии на входе (рисунок 35).



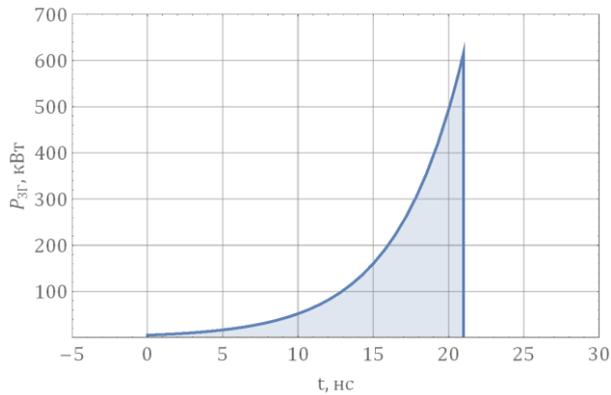
а



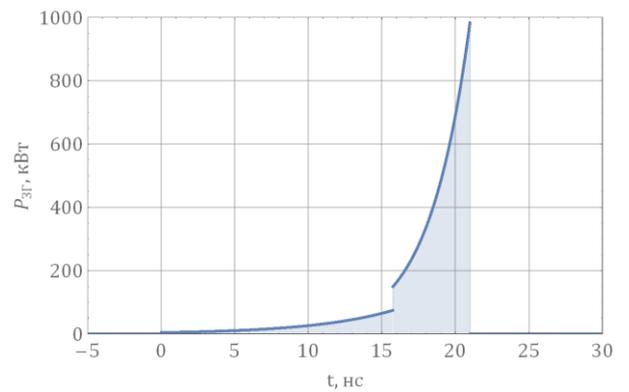
б

Рисунок 35 – Временные зависимости энергии на входе в твердотельный усилитель для получения после усиления прямоугольного (а) и ступенчатого (б) импульсов

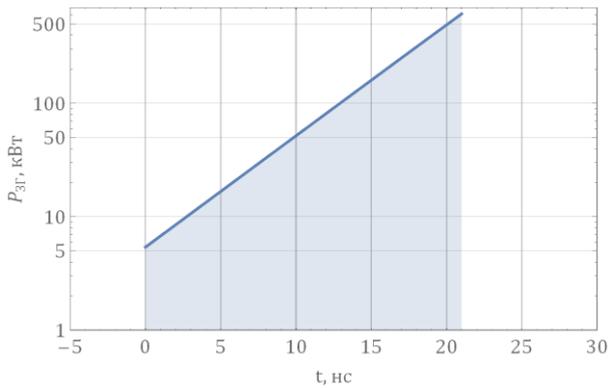
Дифференцируя полученные значения по времени, возможно получить профилированные формы лазерного излучения, которые необходимо подавать на вход в твердотельный усилитель (рисунок 36).



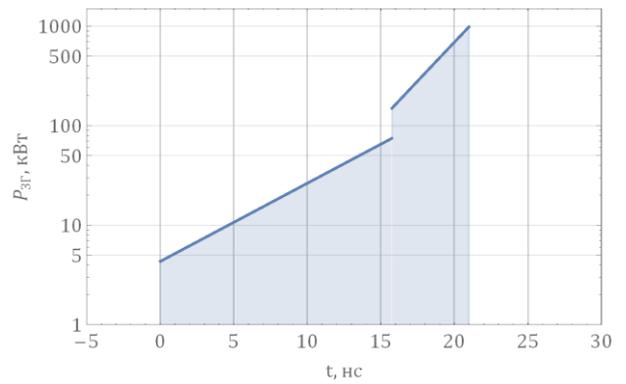
а (линейный масштаб)



б (линейный масштаб)



в (логарифмический масштаб)



г (логарифмический масштаб)

Рисунок 36 – Расчетные профилированные формы лазерного импульса, которые необходимо подавать на вход в усилитель для прямоугольного (а, в) и ступенчатого (б, г) импульсов

Как видно из рисунка 36, предварительные расчетные формы импульсов похожи на экспоненциальные зависимости, причем их скорость нарастания определяет энергию, которую будет иметь импульс после усиления и приобретения прямоугольной формы. Так, для профилированного импульса скорость нарастания составляет  $\sim 10$  раз за 10 нс в начале импульса и  $\sim 20$  раз за 10 нс для ступенчатого участка. Для получения прямоугольного импульса требуется непрерывная зависимость, близкая к экспоненциальной, со скоростью нарастания  $\sim 10$  раз за 10 нс. В реальности же, как будет описано ниже, такие формы волоконного ЗГ являлись лишь предварительными, отличались от расчетных и требовали корректировки.

## 3.2 Экспериментальная установка гибридного лазерного источника

### 3.2.1 Волоконный задающий генератор

ГЛИ представлял из себя связку ЗГ в виде волоконного лазера и твердотельного двухкаскадного усилителя на основе двух квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой. Волоконный ЗГ был создан в лаборатории Активных сред отдела Лазерных кристаллов и твердотельных лазеров НЦЛМТ ИОФ РАН под руководством В.А. Камынина и использовался в данной работе, как готовое изделие с требуемыми выходными характеристиками. Внешний вид волоконного лазера представлен на рисунке 37.



а



б

Рисунок 37 – Внешний вид волоконного ЗГ спереди (а) и сзади (б)

Выходная энергия импульса волоконного лазера составила 3 мкДж при длительности импульса 20 нс, а измеренное пространственное распределение излучения непосредственно на выходе из волоконного ЗГ имело форму гаусса (рисунок 38). Волоконный ЗГ имел одночастотный режим работы, т.е. частота повторения импульсов составляла значения в несколько единиц герц, что позволяло эффективно синхронизоваться с источниками питания квантронов твердотельного усилителя.

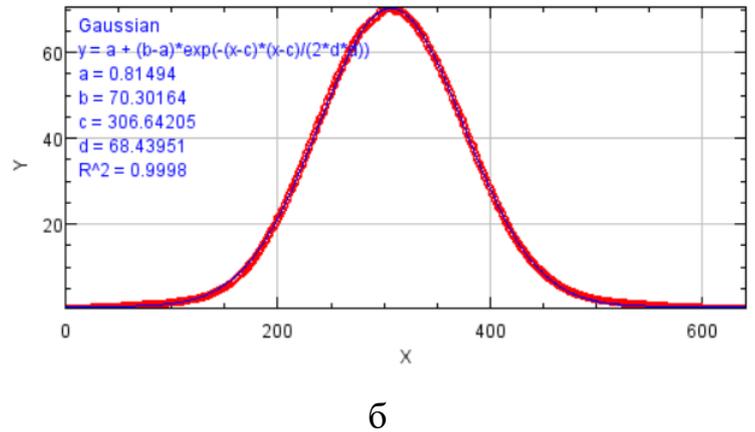


Рисунок 38 – Пространственное распределение излучения волоконного ЗГ (а) с профилем по сечению и гауссовой аппроксимацией (б, красный цвет)

Излучение волоконного лазера было расходящееся, поэтому в дальнейшем требовалось применять телескопическую систему для его коллимации с требуемым диаметром апертуры для системы усиления. Волоконный ЗГ имел возможность тонкой подстройки длины волны излучения под максимум усиления в твердотельном усилителе на основе АЭ из  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ . Поляризация излучения волоконного лазера была линейной, но неориентированной в пространстве, поэтому для эффективного усиления требовался поворот поляризации до вертикальной плоскости ориентации при помощи полуволновой пластины. Также волоконный ЗГ имел возможность управления его временной зависимостью. На волокне выходного конца волоконного ЗГ находился оптический изолятор Фарадея для защиты системы от обратного усиленного излучения, вызванного каскадным усилением твердотельных усилителей (рисунок 39).

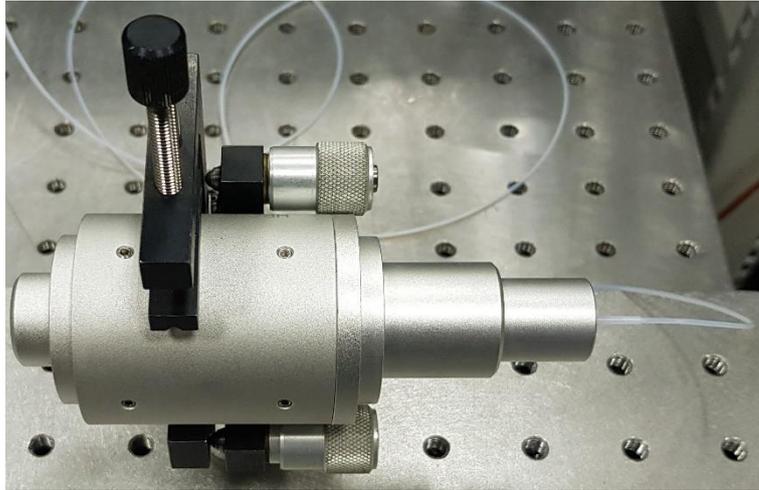
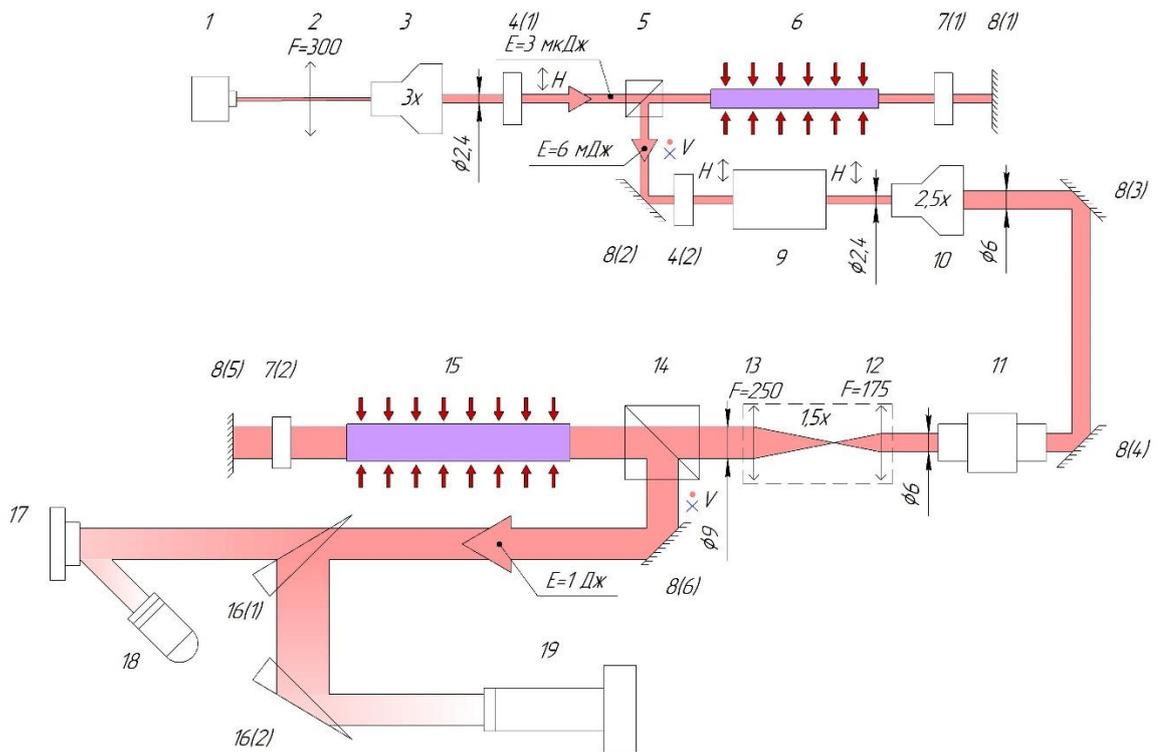


Рисунок 39 – Выход волоконного ЗГ с изолятором Фарадея

### 3.2.2 Твердотельный двухкаскадный усилитель с импульсной диодной накачкой

Как уже говорилось выше, при получении лазерных импульсов с уровнем энергии сравнимым с энергией, которая запасается в твердотельном усилителе (единицы джоулей), происходит эффект насыщения усиления, а временные формы на входе и выходе усилителя значительно отличаются друг от друга, т.к. коэффициент усиления меняется по мере того, как уменьшается запасенная энергия. Достижение высокого уровня усиления возможно в каскадных (двухпроходных) схемах усиления, т.к. за один импульс накачки длительностью 250 мкс входной импульс дважды проходит через активную среду  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ , каждый раз усиливаясь в ней. Поэтому для достижения необходимого усиления была предложена двухкаскадная схема на основе двух квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой и отличным друг от друга размерами апертур АЭ (Ø5 и Ø10 мм). Схема экспериментальной установки ГЛИ представлена на рисунке 40.



### Основные оптические элементы ГЛИ

- 1 – выход волоконного ЗГ с оптическим изолятором Фарадея ( $E=3$  мкДж); 2 – линза собирающая  $F=300$  мм; 3 – коллиматор с  $3x$  увеличением; 4 – полуволновая пластина  $\lambda/2$ ; 5 – куб поляризационный  $15 \times 15 \times 15$  мм; 6 – квантрон с АЭ  $\varnothing 5 \times 120$  мм<sup>2</sup>; 7 – четвертьволновая пластина  $\lambda/4$ ; 8 – зеркало с отражающим покрытием ( $R=99,9\%$ ,  $\lambda=1064$  нм); 9 – оптический изолятор Фарадея PAVOS; 10 – телескоп с  $2,5x$  увеличением; 11 – формирователь пучка Pi-shaper 6\_6\_1064 AdlOptica; 12 – линза собирающая  $F=175$  мм с просветлением на  $\lambda=1064$  нм; 13 – линза собирающая  $F=250$  мм с просветлением на  $\lambda=1064$  нм; 14 – куб поляризационный  $25 \times 25 \times 25$  мм; 15 – квантрон с АЭ  $\varnothing 10 \times 160$  мм<sup>2</sup>
- Дополнительные оптические элементы ГЛИ (система регистрации выходных характеристик):
- 16 – клиновидное зеркало; 17 – пироэлектрическая головка с диффузором и поглотителем типа BF Ophir PE25BF-DIF-C; 18 – фотодиод кремниевый DET08C Thorlabs; 19 – КМОП камера Basler acA2040-90umNIR с телескопической системой

Рисунок 40 – Схема экспериментальной установки ГЛИ

Оптимальное заполнение АЭ в первом квантроне 1-го каскада усиления достигалось с помощью линзы (2) и коллиматора с 3-кратным увеличением (3) до диаметра 2,4 мм (по уровню  $1/e^2$ ). Затем с помощью поворота полуволновой пластины  $\lambda/2$  (4<sub>1</sub>) излучение становилось поляризованным в горизонтальной плоскости, чтобы оно могло пройти сквозь поляризационный куб (5) с минимальными потерями и попасть в 1-ый каскад усиления, который состоял из квантрона (6) с цилиндрическим АЭ из Nd<sup>3+</sup>:YAG с концентрацией неодима 1% и размером  $\varnothing 5 \times 120$  мм<sup>2</sup>. Такой квантрон состоял из 10 лазерных диодных решеток (ЛДР) производства НПП «Инжект», которые были соединены в 5 каналов по 2 ЛДР в каждом. Максимальный ток каждой ЛДР составил 45 А при падении напряжения 110 В, а максимальный суммарный ток накачки квантрона - 225 А (45x5) при 220 В (110x2). Похожая конструкция использовалась в работе [80]. Прямоугольная форма импульсов тока накачки обеспечивалась источником питания SF315 компании FEDAL. Боковая поверхность АЭ имела матовую структуру, а торцы имели просветляющее покрытие на длину волны генерации 1064.15 нм и были закошены под углом 2° к образующей для предотвращения возникновения УСИ. Максимальный коэффициент усиления слабого сигнала такого квантрона составлял 400 (за проход) при длительности импульсов накачки 250 мкс. Двухпроходная схема усиления организовывалась связкой из поляризационного куба (5), четвертьволновой пластины  $\lambda/4$  (7<sub>1</sub>) и зеркалом R=100% (8<sub>1</sub>), что обеспечивало развязку по поляризации входного и выходного излучений. Горизонтально поляризованное излучение проходило через куб поляризационный (5), АЭ квантрона (6) и четвертьволновую пластину (7), изменяя поляризацию с горизонтальной на круговую, потом отражалось от зеркала (8) и попадало снова на четвертьволновую пластину (7), изменяя поляризацию с круговой на вертикальную, проходило вновь через квантрон (6) и перенаправлялось кубом поляризационным (5) в сторону. Далее излучение проходило через полуволновую пластину  $\lambda/2$  (4<sub>2</sub>), становясь поляризованным в горизонтальной плоскости, затем попадало в оптический изолятор Фарадея (9),

не изменяя плоскость поляризации, и расширилось телескопом (10) до 6 мм (по уровню  $1/e^2$ ). Такой диаметр пучка требовался для эффективного преобразования в оптическом формирователе пучка Pi-shaper 6\_6\_1064 AdlOptica (11).

Оптический изолятор Фарадея (9) помещался между каскадами усиления, чтобы блокировать обратные отражения и предотвращать паразитные генерации. При помощи формирователя пучка Pi-shaper 6\_6\_1064 AdlOptica (11) излучение с пространственным распределением в форме гаусса становилось супергауссовым с плоской вершиной, не изменяя диаметра пучка относительно исходного. Такое пространственное распределение необходимо для достижения большего усиления во втором каскаде усиления за счет заполнения большей апертуры в АЭ без пространственных искажений.

Далее перед вторым каскадом усиления излучение расширялось и коллимировалось с помощью системы линз (12) и (13) до диаметра 9 мм (по основанию). Пространственное излучение уже представляло из себя супергауссовое распределение с плоской вершиной. Система линз (12) и (13) представляла из себя телескопическую систему с переносом плоскости отображения пространственного излучения сразу после формирователя пучка (11) на второй проход усиления. В дальнейшем, излучение усиливалось за 2 прохода в квантроне (15) и выходило из системы после отражения поляризационным кубом (14) с требуемой выходной энергией. Развязка по поляризации обеспечивалась аналогично первому каскаду усиления, описанному выше.

Для необходимого усиления во втором каскаде применялся квантрон (15), который состоял из 20 ЛДР и АЭ из  $Nd^{3+}:YAG$  размером  $\varnothing 10 \times 160$  мм<sup>2</sup>, легированного неодимом с концентрацией 0,6%. Боковая поверхность АЭ имела кольцевые канавки, а торцы имели просветляющее покрытие на длину волны генерации 1064 нм и были закошены под углом  $2^\circ$ . Также в квантроне реализована оптимальная схема распределения энергии импульсов накачки в АЭ, которая позволяет получить коэффициент усиления слабого сигнала 100 (за проход)

с подавлением УСИ. Стабилизация длины волны излучения каждой ЛДР  $\lambda=808\pm 1$  нм в обоих квантронах происходила при  $25^\circ\text{C}$  с помощью единой системы термостабилизации с водяным охлаждением (дистиллированная вода без присадок). Измеренные пространственные распределения люминесценции по сечению в обоих АЭ с профилем однородности представлены рисунке 16. в п.2.2.

Оптические элементы, представленные в экспериментальной установке на рисунке 3.2.2.1, с (16) по (19) позиции образовывали систему диагностики выходных характеристик гибридного лазерного источника. Первое клиновидное зеркало (16<sub>1</sub>) пропускало выходное излучение сквозь себя с ослаблением в 1,25 раза. За этим клиновидным зеркалом, примерно на расстоянии в 1,5 м от него, была расположена измерительная пироэлектрическая головка с диффузором и поглотителем типа BF Ophir PE25BF-DIF-C, которая регистрировала выходную энергию гибридного лазерного источника. Расстояние 1,5 м от клиновидного зеркала до измерительной головки предотвращало возможное образование паразитной генерации на рассеянном излучении. Напротив измерительной головки размещался фотодиод кремниевый Thorlabs DET08C, который фиксировал рассеянный от измерительной головки свет и на экране осциллографа отображал временные формы усиленных импульсов. Один из бликов от первого клиновидного зеркала с ослаблением в 25 раз направлялся на второе клиновидное зеркало (16<sub>2</sub>), затем один из бликов от него с тем же ослаблением перенаправлялся на КМОП камеру Basler acA2040-90umNIR с телескопической системой (19), которая имела в себе линзу с просветлением на длину волны излучения 1064 нм и фокусным расстоянием  $F=250$  мм. Камера (19) располагалась таким образом, чтобы её линза отображала пространственное распределение вблизи куба поляризационного (14) на плоскости матрицы с уменьшением. Также была возможность подстройки плоскости отображения вплоть до зеркала с отражающим покрытием (8<sub>5</sub>) путем изменения расстояния от фокусной линзы  $F=250$  мм до плоскости матрицы КМОП камеры.

### 3.3 Алгоритм управления формой импульса лазерного излучения

Для управления формой импульса лазерного излучения в экспериментальном образце ГЛИ был разработан алгоритм, включающий 4 этапа формирования импульсов (рисунок 41).



Рисунок 41 – Этапы формирования формы импульса лазерного излучения

На первом этапе задавалась произвольная форма предварительного импульса, которая попадала на вход в твердотельный усилитель. Затем происходило усиление предварительного импульса. По полученным сигналам с фотодиода на входе и выходе из усилителя формировалась временная зависимость массива амплитуд сигналов с выходов волоконного ЗГ ( $P_{вх.0}$ ) и твердотельного усилителя ( $P_{вых.0}$ ). Следующим шагом производился расчет интегрального значения мощности (нормирование на полную энергию импульса) с выходов волоконного ЗГ ( $E_{вх.0}$ ) и твердотельного усилителя ( $E_{вых.0}$ ):

$$E_i = \sum_{j=1}^i P_j \quad (18)$$

На завершающем шаге первого этапа строилась функция пропускания  $E_{вых.0}(E_{вх.0})$  с аппроксимацией на основе уравнения Франца-Нодвика:

$$E_{вых.} = a + b \cdot \ln(E_{вх.} + c) \quad (19)$$

Второй этап начинался с расчета обратной функции уравнения (19):

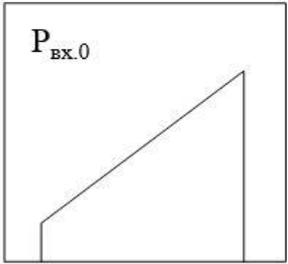
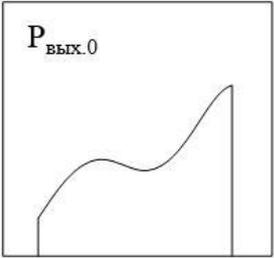
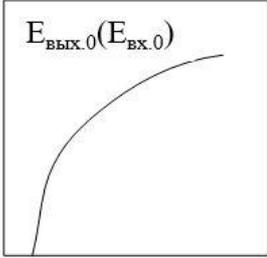
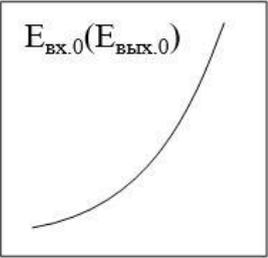
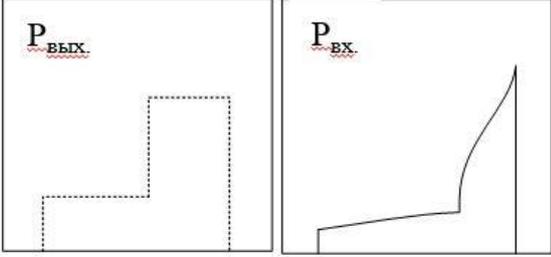
$$E_{вх.} = \exp\left(\frac{E_{вых.} - a}{b}\right) - c \quad (20)$$

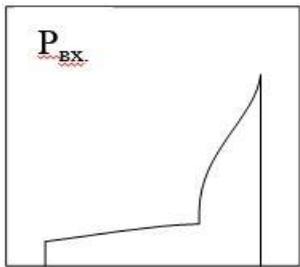
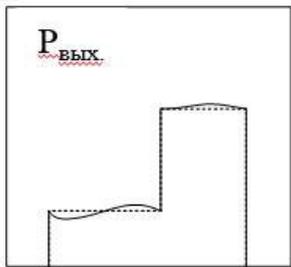
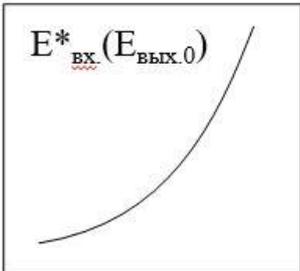
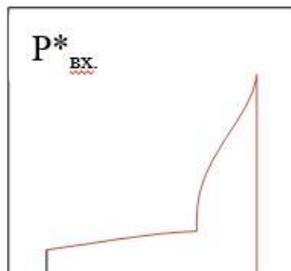
Далее создавался амплитудный массив для выходного импульса ( $P_{вых.}$ ), вычислялось интегральное значение выходной энергии ( $E_{вых.}$ ) и рассчитывалась

входная энергия ( $E_{\text{вх.}}$ ) по уравнению (20). Затем производился расчет входной мощности ( $P_{\text{вх.}}$ ) по производной от входной энергии ( $E_{\text{вх.}}$ ).

На третьем этапе рассчитанная форма входной мощности волоконного ЗГ ( $P_{\text{вх.}}$ ) подавалась на вход в твердотельный усилитель. Затем происходило усиление и регистрация формы усиленного импульса на требуемом уровне энергии до 1 Дж. Если при сравнении полученной формы с требуемой максимальное отклонение амплитуды профиля усиленного импульса от амплитудной части эталона составляло менее 15%, то желаемая форма импульса считалась достигнутой. В таблице 4 представлена иллюстрация этапов формирования на примере ступенчатого профиля формы импульса в общем виде.

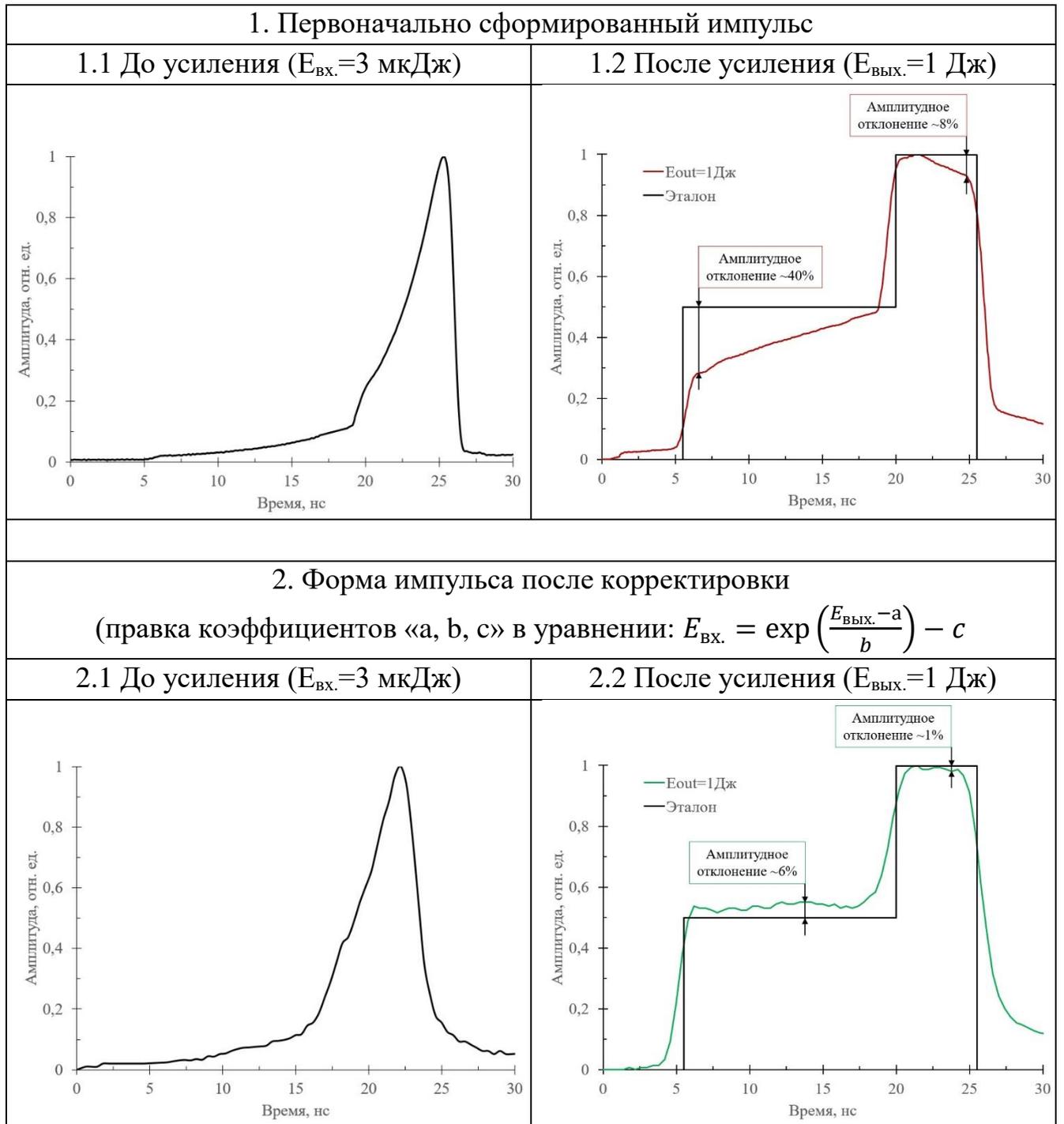
Таблица 4 – Этапы формирования импульса со ступенчатым профилем

| 1. Формирование пробного импульса с расчетом функции пропускания  |   |   |
|---|---|---|
| <p>1.1 Запуск трапецевидного импульса на ЗГ</p>    | <p>1.2 Получение выходного усиленного сигнала</p>                                    | <p>1.3 Расчет функции пропускания на основании уравнения Франца-Нодвика: <math>E_{\text{вых.}} = a + b \cdot \ln(E_{\text{вх.}} + c)</math></p>  |
| 2. Формирование предварительного импульса по заданной форме (эталон)  |   |   |
| <p>2.1 Расчет обратной функции:</p> $E_{\text{вх.}} = \exp\left(\frac{E_{\text{вых.}} - a}{b}\right) - c$  | <p>2.2 Расчет выходного импульса по заданной форме (эталон) и обратной функции</p>  |   |

| 3. Тестирование предварительной формы импульса при усилении  |  |
|--|--|
| 3.1 Запуск рассчитанного импульса<br>       | 3.2 Получение импульса на выходе и сравнение с эталоном<br>   |
| 4. Коррекция функции пропускания с формированием нового импульса   |  |
| 4.1 Создание нового выходного импульса<br> | 4.2 Обновление обратной функции по результатам сравнения<br> |

Если при сравнении полученной формы усиленного импульса с эталоном максимальное амплитудное отклонение составляло более 15%, то использовался четвертый этап – коррекция. Данный этап заключался в исправлении коэффициентов «а, b, с» функции пропускания соотношения (20) с целью выравнивания амплитудной части усиленного импульса и уменьшения отклонения от эталона. Коэффициенты «а, b, с» отвечали за амплитудное и временное смещение, а также за наклон и крутизну кривой. Корректировка происходила до тех пор, пока максимальное амплитудное отклонение усиленного импульса от эталона не попадало в зону допустимых значений (не более 15%). Пример коррекции формы импульса со ступенчатым профилем представлен в таблице 5.

Таблица 5 – Этап коррекции формы импульса со ступенчатым профилем



Таким образом, для получения требуемой (желаемой) формы импульса на выходе из ГЛИ при уровне энергии до 1 Дж разработанный алгоритм управления позволял задавать и корректировать необходимую предварительную форму импульса ЗГ с учетом эффекта насыщения усиления в твердотельном усилителе. Такой подход позволял формировать требуемые профили формы усиленных

импульсов на выходе из ГЛИ с минимальными амплитудными отклонениями на горизонтальных линейных участках без учета фронтов нарастания и спада. При осуществлении точной корректировки коэффициентов функции пропускания и минимизации шумов в системе возможно добиться максимального амплитудного отклонения не более 1% от эталона. Оценка вертикальных участков временной формы (фронты нарастания и спада) не производилась, т.к. их длительность и наклон зависели от скорости срабатывания генератора управления волоконного лазера, которая была ограничена характерными временными откликами системы и другими техническими возможностями используемого прибора.

### 3.4 Экспериментальное исследование гибридного лазерного источника

Для проверки режима формирования выходного оптического импульса в квантронах твердотельного усилителя, в волоконной системе формировался предварительный импульс прямоугольной формы (рисунок 42(а)). Энергия выходного импульса волоконного лазера составляла 3 мкДж. Далее выходной импульс волоконного лазера усиливался в твердотельном усилителе, при плавно повышающейся электрической энергии накачки квантрона второго каскада усиления и фиксированной накачке первого. Частота повторения импульсов ГЛИ была ограничена 2 Гц, т.к. её повышение требовало механической перестройки оптических элементов для компенсации пространственных искажений усиливаемого лазерного импульса в результате действия термолинз в квантронах. Формы усиленных импульсов ГЛИ в зависимости от изменения электрической энергии накачки в квантроне второго каскада твердотельного усилителя представлены на рисунке 42(б).

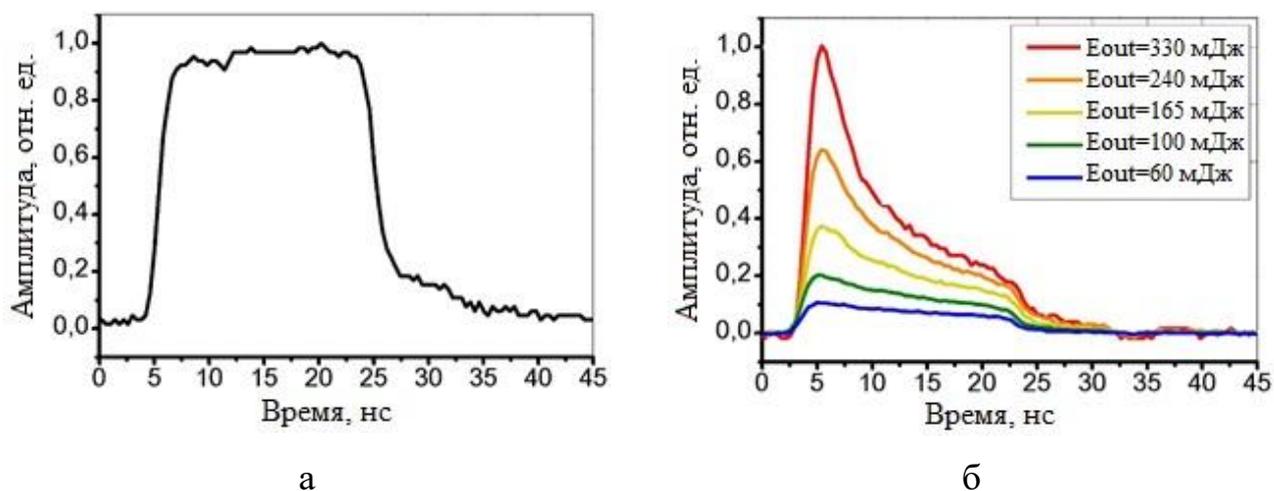


Рисунок 42 – Предварительные формы лазерного импульса: на выходе из волоконного ЗГ (а) и на выходе из ГЛИ(б)

Энергия усиленного импульса после первого каскада усиления составила 6,4 мДж (коэффициент усиления за два прохода составил 33 дБ) при энергии импульсной электрической накачки в квантроне 7,2 Дж (ток накачки 130 А)

и длительности импульсов накачки 250 мкс. С учетом потерь в оптическом изоляторе и поляризационном кубе, на вход в квантрон во второй каскад усиления попадал импульс с расчетной по модифицированному уравнению Франца-Нодвика [84] энергией  $\sim 5$  мДж. Во втором каскаде усиления плавно повышалась электрическая энергия накачки с шагом 1,1 Дж (ток накачки 10 А) и фиксировались 5 временных форм с различной выходной энергией. Максимальная энергия в импульсе на выходе составила 330 мДж при электрической энергии накачки на квантроне второго каскада усиления 14,3 Дж (ток накачки 130 А) и длительности импульсов накачки 250 мкс. Коэффициент усиления за два прохода составил 66 раз, а суммарный коэффициент усиления твердотельного усилителя  $\sim 10^5$ . Как видно из рисунка 3.3.1(б), рост переднего фронта выходного импульса в зависимости от увеличения энергии накачки квантрона во втором каскаде усиления нелинеен, а задний фронт выходного импульса практически не растет с повышением накачки, т.к. к концу времени накачки происходит насыщение усиления. Дальнейшее увеличение энергии накачки в квантроне второго каскада усиления не предполагалось из-за возможности пробоя оптических элементов схемы твердотельного усилителя, поскольку большая часть энергии концентрировалась в узком пике (менее 5 нс) на переднем фронте импульса.

Для достижения прямоугольного профиля формы оптического импульса ГЛИ подбиралась соответствующая форма импульса на выходе волоконной системы, подаваемая на вход в твердотельный усилитель, с учетом эффекта насыщения усиления. Форма импульса, сформированного в волоконной системе представлена на рисунке 43(а). Формы усиленных импульсов ГЛИ в зависимости от электрической энергии накачки в квантроне второго каскада твердотельного усилителя представлены на рисунке 43(б) (накачка первого квантрона была аналогична предыдущему случаю). Видно, что импульс приобретает прямоугольную форму и значение энергии 1 Дж при энергии электрической накачки квантрона второго каскада усиления 18,7 Дж (ток накачки 170 А). Ожидаемая форма импульса показана на рисунке 43(б) черной линией

(длительность импульса 20 нс). Стандартное отклонение (rms) от плоскости по амплитуде составило менее 3% (без учета фронтов).

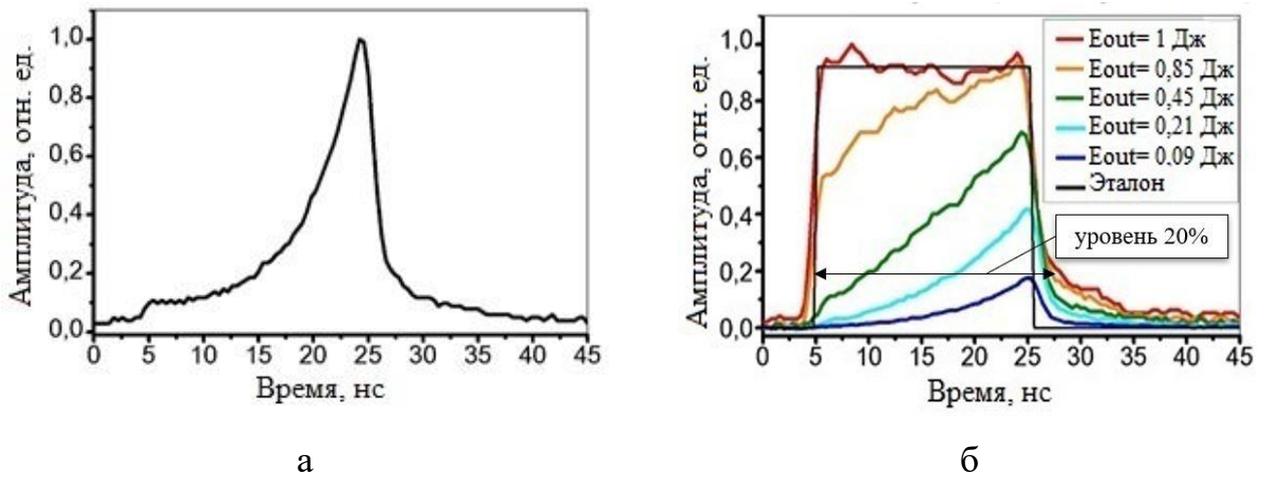


Рисунок 43 – Формы лазерного импульса на выходе из волоконного лазера (а) и на выходе из ГЛИ (б)

По такому же принципу подбиралась форма электрического сигнала волоконного ЗГ, чтобы достичь ступенчатого профиля формы выходного импульса с подъемом на заднем фронте. На рисунке 44(а) и (б) представлены формы подобранного электрического импульса волоконного ЗГ и полученные формы усиленных импульсов в зависимости от электрической энергии накачки в квантроне второго каскада усиления. Ожидаемая форма импульса показана на рисунке 44(б) черной линией (длительность 15 нс в длинной части и 5 нс в пике, отношение амплитуд 1:2). Энергия выходного импульса при электрической энергии накачки в квантроне второго каскада усиления 18,7 Дж (ток накачки 170 А) составила 1 Дж. Стандартное отклонение по форме импульса составило около 4% (без учета фронтов).

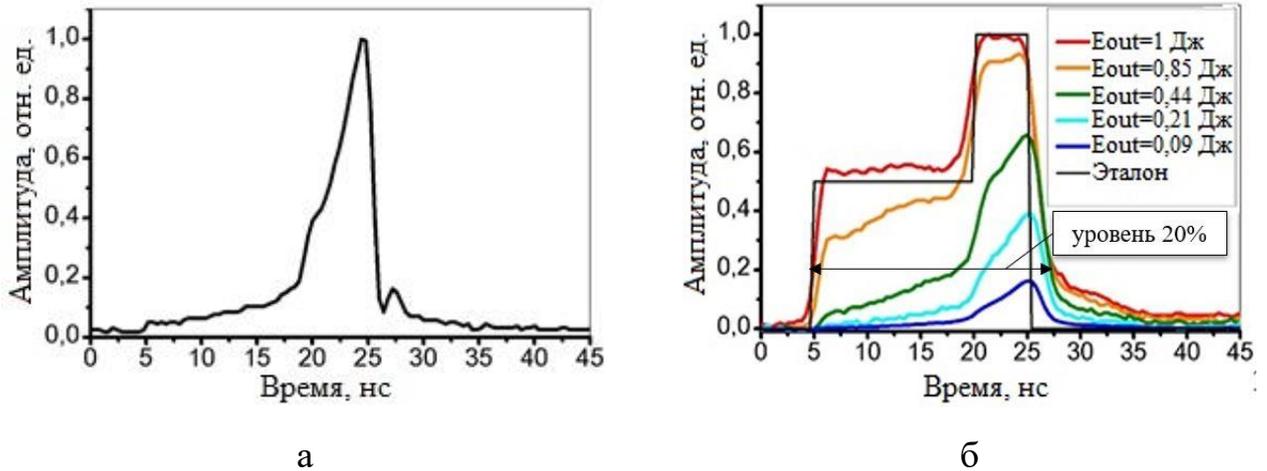


Рисунок 44 – Формы лазерного импульса: на выходе из волоконного лазера (а) и на выходе из ГЛИ (б)

Пространственное распределение излучения в ближней зоне ГЛИ регистрировалось КМОП камерой Basler acA2040-90umNIR (рисунок 45(а)). Из-за использования в оптической схеме формирователя пучка, выходной импульс сохранил форму близкую к супергауссовой, а модуляция пространственного распределения составила менее 20% (рисунок 45(б, в)). При различных формах выходного импульса пространственное распределение оставалось неизменным.

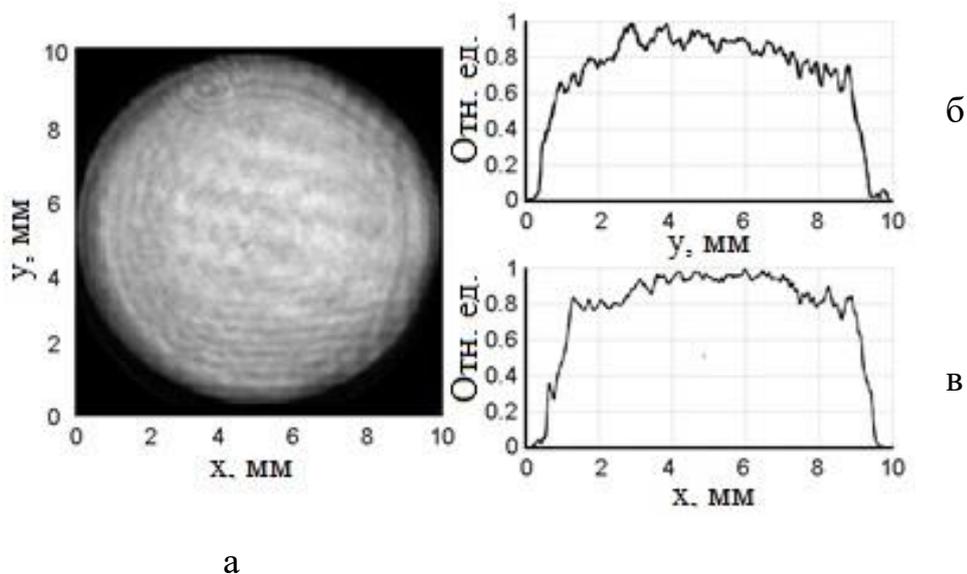


Рисунок 45 – Пространственное распределение ГЛИ в ближней зоне: изображение на камере (а); сечения распределений по Y (б) и X (в) координатам

Для измерения расходимости излучения происходила фиксация пространственного распределения излучения в дальней зоне с использованием КМОП камеры Basler acA2040-90umNIR, которая находилась в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием 750 мм. Линза располагалась на расстоянии ~ 4м от выходной плоскости поляризационного куба (14) второго каскада усиления (рисунок 40). Пространственное распределение в дальней зоне представлено на рисунке 46.

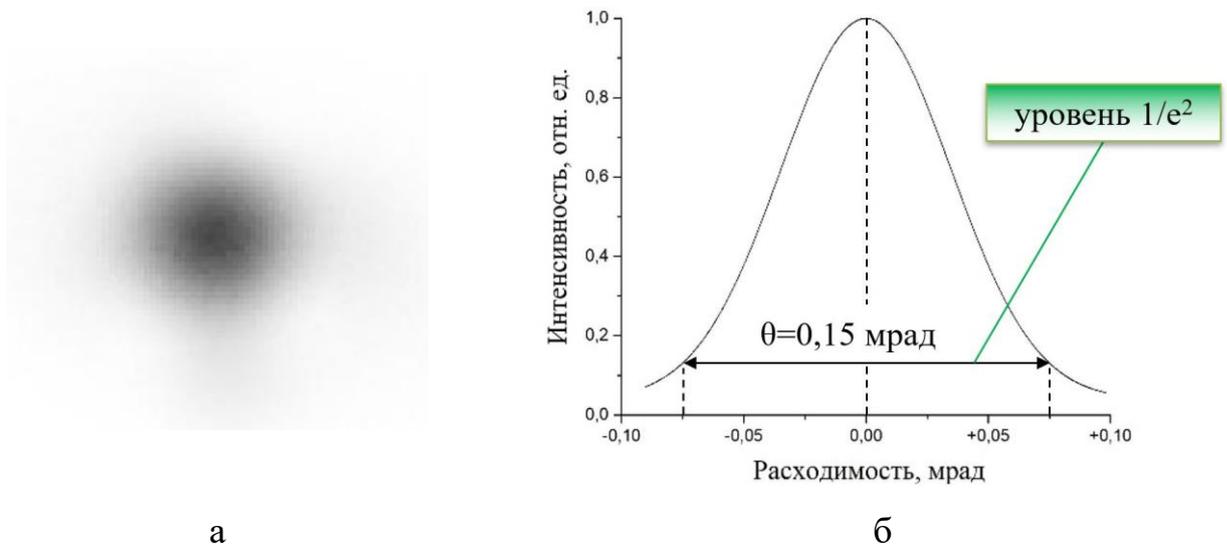


Рисунок 46 – Пространственное распределение в фокальной плоскости линзы  $F=750\text{мм}$  в дальней зоне (а) и его профиль с гауссовой аппроксимацией красным цветом (б)

При выходной энергии импульса ГЛИ 1 Дж угол расходимости излучения составил 0,15 мрад и не зависел от временной формы импульсов:

$$\theta = \arctg \frac{d \cdot 4 \cdot P / 2}{F} = \arctg \frac{0,22 / 2}{750} = 0,008422^\circ = 30'' = 0,15 \text{ мрад} \quad (21)$$

Где  $d=9,43$  мкм – размер пучка после гауссовой аппроксимации по уровню  $1/e^2$ ,  $P=5,6$  мкм – размер одного пикселя КМОП камеры Basler acA2040-90umNIR.

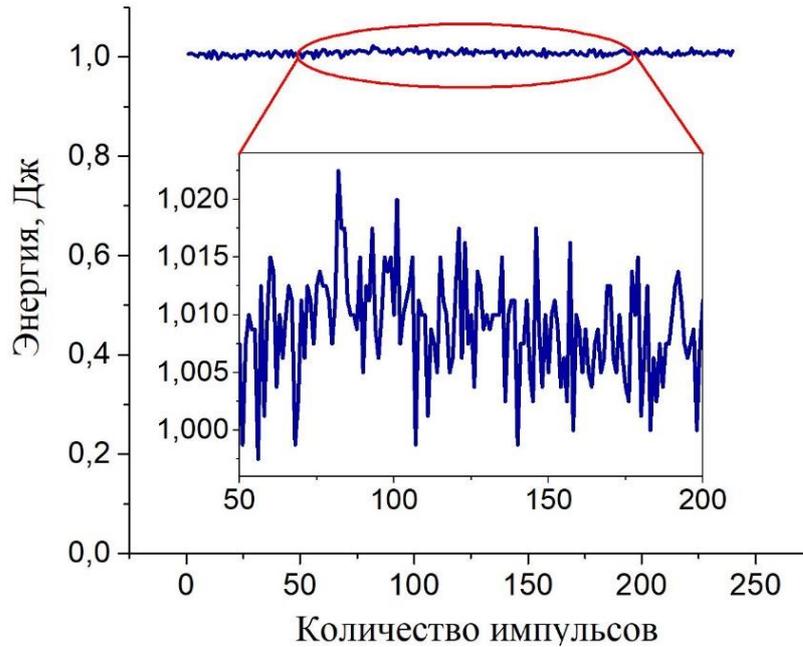


Рисунок 47 – Стабильность выходной энергии ГЛИ

Высокая стабильность выходной энергии на выходе ГЛИ обеспечивалась, в основном, насыщенным режимом работы квантрона во втором каскаде усиления. Выходная энергия регистрировалась с помощью пирозлектрической головки с диффузором и поглотителем типа VF Ophir PE 25 VF-DIF-C в течение 2 минут (рисунок 47). Нестабильность выходной энергии обеих временных форм не превышала 0,5% (стандартное отклонение). В таблице 3.4.3 представлены основные выходные характеристики ГЛИ.

Таблица 6 – Основные характеристики ГЛИ

| Параметр                        | Значение  |
|---------------------------------|---|
| Выходная энергия в импульсе, Дж | до 1  |
| Пиковая мощность, МВт           | до 50   |
| Форма лазерного импульса        | профилированная (прямоугольная или ступенчатая) |
| Длительность импульсов, нс      | 20-200  |
| Фронты нарастания и спада, нс   | до 2  |

|   |                          |
|---|--------------------------|
| Частота повторения импульсов, Гц                        | до 2                     |
| Нестабильность выходной энергии, %                      | не более 0,5             |
| Пространственное распределение выходного излучения      | близко к супергауссовому |
| Модуляция пространственного распределения по сечению, % | менее 20                 |
| Угол расходимости излучения, мрад                       | 0,15                     |

Все оптические элементы экспериментального образца ГЛИ располагались на оптической плите в защитном металлическом кожухе. Габаритные размеры оптической части ГЛИ составили 1500x300x180 мм<sup>3</sup> (ДxШxВ). Дополнительное оборудование в виде электрических блоков питания, системы термостабилизации и системы управления лазерной установкой располагались в отдельно стоящей 19” стойке. Внешний вид лазерной установки из САD программы по 3D- моделированию представлен на рисунке ниже.

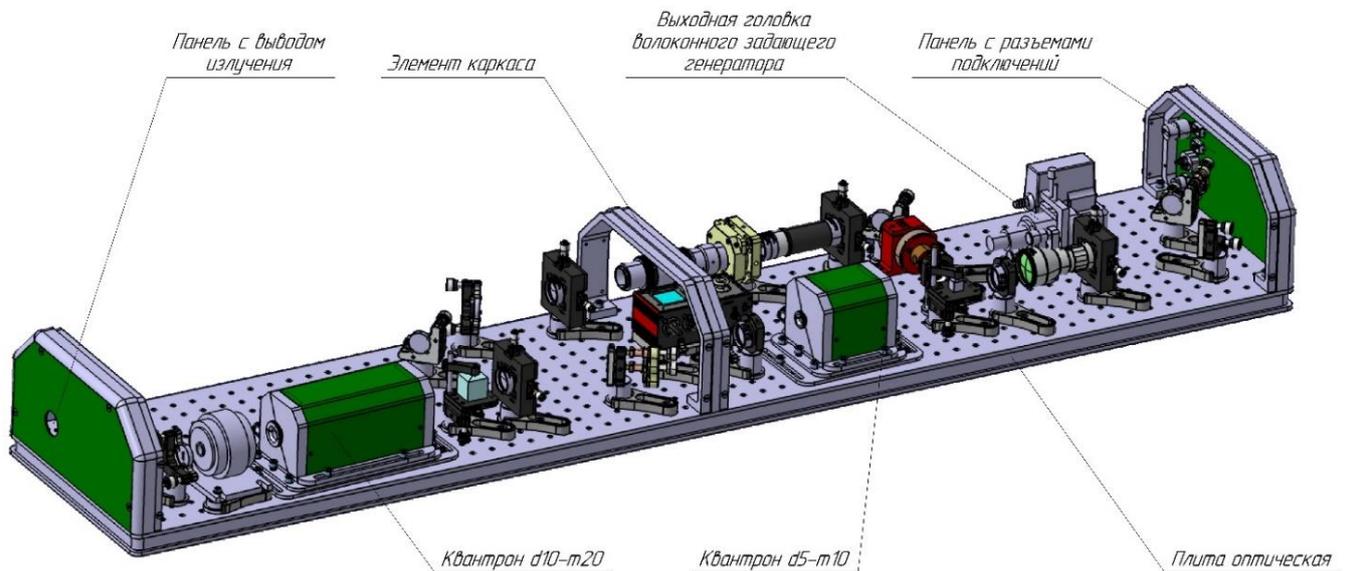


Рисунок 48 – Внешний вид лазерной установки из САD программы по 3D- моделированию (без защитного кожуха)

### **Заключение к главе 3**

В ходе выполнения работы был разработан метод управления лазерным излучением в созданном экспериментальном образце ГЛИ, состоящего из волоконного ЗГ и твердотельного двухкаскадного усилителя на основе двух квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой. Одной из ключевых особенностей данной лазерной системы является контролируемое управление формы лазерного излучения при достижении высокой энергии наносекундного импульса. Была продемонстрирована возможность получения формы лазерного импульса с прямоугольным и ступенчатым профилями при выходной энергии до 1 Дж, длительности 20 нс и частоте повторения до 2 Гц. Был разработан алгоритм управления формой импульса ГЛИ. Требуемый профиль достигался за счет задания предварительной формы волоконного ЗГ и эффекта насыщения усиления в АЭ квантронов. Зависимость образования полученных профилей формы импульса показывает, что в разработанной экспериментальной установке их возможно реализовывать в широком диапазоне энергий, а также создавать и другие профили с выходной энергией до 1 Дж и амплитудными отклонениями до 15% от целевой формы огибающей.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертационная работа содержит решение актуальной научной задачи - разработка метода управления излучением в ГЛИ с высокой пиковой мощностью, имеющей важное значение для создания лазерных комплексов и систем нового поколения, используемых в различных областях науки и техники.

Основные результаты диссертационной работы:

1. Исследовано влияние УСИ в активном элементе квантронов лазерных усилителей на величину коэффициента усиления слабого сигнала. Найдены условия, при которых УСИ подавлено или оказывает минимальное влияние на коэффициент усиления слабого сигнала. Разработан метод повышения коэффициента усиления слабого сигнала за счет подавления УСИ в активном элементе квантронов с импульсной поперечной диодной накачкой. Разработанный метод заключался в разнесении соседних ЛДР друг от друга и создании прерывистой зоны накачки вдоль активного элемента. Метод позволилкратно повысить коэффициент усиления слабого сигнала.

2. Разработана схема оптической накачки квантрона с подавлением УСИ, коэффициентом усиления слабого сигнала  $G=100$  и максимальной эффективностью преобразования оптической энергии в запасенную 26%.

3. Разработан метод управления излучением в гибридном лазерном источнике на основе алгоритма профилирования импульсов, который позволяет формировать практически любые профили форм с высокой выходной энергией лазерного излучения (до 1 Дж) и амплитудными отклонениями от целевой формы огибающей до 15%.

4. Экспериментально продемонстрирована возможность управления формой лазерного излучения с прямоугольным и ступенчатым профилями в созданном гибридном лазерном источнике с высоким уровнем выходной энергии 1 Дж при длительности импульсов 20 нс.

Перспективность разработанных научно-технических решений обуславливается высокой степенью масштабируемости и гибкости энергетических, пространственных и временных параметров лазерного излучения ГЛИ для расширения потенциала применения в промышленности, научных исследованиях, медицины и сферах двойного назначения. Внедрение в ГЛИ системы обратной связи для контроля и повышения эффективности управления параметрами лазерного излучения на основе искусственного интеллекта позволит создавать и использовать высокотехнологичные автономные роботизированные комплексы в тех сферах деятельности, где влияние человеческого фактора должно быть минимальным.

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

- ТТЛ – твердотельный лазер;
- ГЛИ – гибридный лазерный источник;
- ЧПУ – числовое программное управление;
- УТС – управляемый термоядерный синтез;
- NIF (National Ignition Facility) – Национальный комплекс лазерных термоядерных реакций;
- АЭ – активный элемент;
- ЛДР – лазерная диодная решетка;
- GaAs – арсенид галлия;
- ЗГ – задающий генератор;
- КПД – коэффициент полезного действия;
- УСИ – усиленное спонтанное излучение;
- $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  – алюмоиттриевый гранат легированный неодимом;

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Moses E. Ignition on the National Ignition Facility: A path towards inertial fusion energy / E. Moses // Nuclear Fusion. – 2009. – V.49, No.10. – pp. 1004022.
2. Surface hardening of CP Ti by laser hardening and development of Ti/TiC surface composite by laser sintering technique for wear resistant surface / R. Chaudhari, A. Shete, G. Mane [et al.] // Solid State Phenomena. – 2023. – V.350, No.6. – pp. 51-61.
3. Lach L. Recent advances in laser surface hardening: techniques, modeling approaches and industrial applications / L. Lach // Crystals. – 2024. – V.14, No.8. – P. 726.
4. Diode laser lithotripsy of urinary calculi using controlled fragmentation technique / O.S. Streltsova, E.V. Grebenkin, V.I. Bredikhin [et al.] // Modern Technologies in Medicine. – 2019. – V. 11, No 2. – pp. 103-109.
5. Двухимпульсная лазерная фрагментация/лазерно-индуцированная флуоресценция следов органофосфатов / С.М. Бобровников, Е.В. Горлов, В.И. Жарокв [и др.] // Оптический журнал– 2025. – Т. 92, №2. – С. 106-115.
6. Experimental observation of the effect of pulse duration on optical properties in ultrafast laser micro-processing of polymers / A. Rahaman, X. Du, A. Kar [et al.] // Journal of Laser Applications. – 2021. – V.33, No.3. – pp. 042003.
7. Influence of pulse duration on X-ray emission during industrial ultrafast laser processing / J. Holland, R. Weber, M. Sailer [et al.] // Materials. – 2022. – V.15, No.6. – pp. 2257.
8. Effects of pulse duration and heat on laser-induced periodic surface structures / S. Kodama, K. Shimada, M. Mizutani [et al.] // Int. J. Automation Technol. – 2020. – V.14, No.4. – pp. 552-559.
9. Evaluation of laser-induced plasma ablation focusing on the difference in pulse duration / K. Akimoto, S. Tsuichihara, T. Takamatsu [et al.] // 2019 41<sup>st</sup> Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. Berlin. Germany. – 2019. – pp. 6987-6990.

10. Kozlyakov M. Widely tunable pulse duration 100 mJ single-mode MOPA system based on Yb-doped tapered double-clad fiber and Nd:YAG solid-state amplifiers / M. Kozlyakov, A. Petrov, G. Mikhailovskiy // *Photonics*. – 2024. – V.11, No.1. – P.84.
11. Горбунов И.А. Пикосекундный гибридный лазер на основе полупроводникового лазера, волоконного и Nd:YVO<sub>4</sub> – усилителей – исследование эффектов, ограничивающих пиковую мощность // И.А. Горбунов, О.В. Кулагин // *Квантовая электроника*. – 2022. – Т. 51, №10. – С. 886-893.
12. The shaped pulses control and operation on the SG-III prototype facility / L. Ping, W. Wei, J. Sai [et al.] // *Laser Phys*. – 2018. – V.28. – pp. 045004.
13. Laser pulse shape designer for direct-drive inertial confinement fusion implosions / T. Tao, G. Zheng, Q. Jia [et al.] // *High Power Laser Science and Engineering*. – 2023. V.11. – pp 1-25.
14. Microstructural formations resulting from nanosecond and picosecond laser irradiation of a Ti-based alloy under controlled atmospheric conditions and optimization of the irradiation process / D. Milovanovic, B. Rajcic, D. Rankovic [et al.] // *Micromachines*. – 2023. – V.15, No.1. – P.5.
15. Hendow S.T. Structuring materials with nanosecond laser pulses / S.T. Hendow, S. A. Shakir // *Optics Express*. – 2010. – V.18, No.10. – pp. 10188-10199.
16. Временное профилирование сверхкоротких лазерных импульсов с использованием объемных брэгговских решеток / Н.С. Воробьев, А.А. Маненков, А.А. Муравьев [и др.] // *Квантовая электроника*. – 2011. – Т. 41, №6. – С. 501-503.
17. Пространственно-временное профилирование лазерных импульсов для фотокатодов линейных ускорителей электронов / С.Ю. Миронов, А.В. Андрианов, Е.И. Гачева [и др.] // *УФН*. – 2017. – Т. 187, №10.
18. Compact 0,56 Petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD\*P crystal / V.V. Lozhkarev, G.I. Freidman, V.N. Ginzburg [et al.] // *Laser Phys. Lett*. – 2007. – V.4, No.6. – P.421.

19. Хазанов Е.А. Петаваттные лазеры на основе оптических параметрических усилителей: состояние и перспективы / Е.А. Хазанов, А.М. Сергеев // УФН. – 2008. – Т. 178. – С.1006-1011.
20. Гаранин С.Г. Мощные лазеры для физики высоких плотностей энергии // С.Г. Гаранин, С.В. Гарнов, А.М. Сергеев [и др.] // Вестник РАН. – 2021. – Т. 91, №5. – С. 435-445.
21. Controllable multi-stable-state operation in an AOM actively Q-switched all-fiber laser system / X. Chen, N. Wang, C. He [et al.] // Opt. Express. – 2023. – V.31, No.10. – pp. 16845.
22. Actively Q-switching an all polarization-maintaining erbium-doped fiber laser using an intracavity electro-optic modulator / M.M. Fadhel, R. Muda, A.E. Hamzah [et al.] // Microwave and Optical Technology letters. – 2023.
23. Analysis and modeling of a high-power side diode pumped solid state laser system / T. Kashef, S. Ghoniemy, A. Mokhtar [et al.] // Proceedings of SPIE – The International Society for Optics Engineering. – 2015. – V.9466. – P. 9466.
24. Гречин С.Г. Квантроны твердотельных лазеров с поперечной полупроводниковой накачкой / С.Г. Гречин, П.П. Николаев // Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39, №1. – С. 1-17.
25. Исследование однородности распределения накачки в активном элементе в виде стержня мощных квантронов с диодной накачкой / С.Д. Таривердиев, А.Е. Дракин, О.В. Пагаев [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2023. – Т. 49, №13. – С. 43-46.
26. Feature issue introduction: advanced solid-state lasers / M.S. Bowers, C. Canalias, S. Mirov [et al.] // Opt. Exp. – 2022. – Vol.30, No 12. – pp. 20762-20766.
27. Минаев В.П. Эндовезная лазерная коагуляция варикозно расширенных вен: эволюция продолжается / В.П. Минаев, В.Ю. Богачев, К.А. Капериз // Амбулаторная хирургия. – 2023. – Т.20, №1. – С. 174-184.
28. Laser tissue soldering of the gastrointestinal tract: A systematic review LTS of the gastrointestinal tract / I. Ashbell, N. Agam, S. Basov [et al.] // Heliyon. – 2023. – Vol. 9, No 5. – pp. e16018.

29. Diode laser lithotripsy of urinary calculi using controlled fragmentation technique / O.S Streltsova, E.V. Grebenkin, V.I. Bredikhin [et al.] // *Sovremennye tehnologii v medicine*. – 2019. – Vol. 11, No 2. – pp. 103-109.

30. Филоленко Е.В. Возможности применения низкоинтенсивной лазерной и магнитно-лазерной терапии в онкологии / Е.В. Филоленко, А.Н. Урлова, В.И. Иванова-Радкевич // *Онкология. Журнал им. П.А. Герцена*. – 2014. – Т.3, №3. – С. 79-82.

31. Simultaneous material processing by picosecond-pulse bursts and nanosecond pulses arbitrarily generated by a directly modulated laser diode system / T. Kurita, K. Kawai, T. Morita [et al.] // *OSA Continuum*. – 2020. – Vol. 3, No 6. – pp. 1711-1720.

32. Processing of ultra-hard materials with picosecond pulses: From research work to industrial applications / V. Stankevič, A. Čermák, S. Mikalauskas [et al.] // *Journal of Laser Applications*. – 2018. – Vol. 30, No 3. – pp. 032202.

33. Studies on laser material processing with nanosecond and sub-nanosecond and picosecond and sub-picosecond pulses / J. Zhang, S. Tao, B. Wang [et al.] // *Proc. SPIE 9735, Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XXI*. – 14 March 2016 – pp. 973514.

34. Highly sensitive hydrogen sensing based on tunable diode laser absorption spectroscopy with a 2.1 mm diode laser / T. Liang, S. Qiao, X. Liu [et al.] // *Chemosensors*. – 2022. – Vol. 10. – P. 321.

35. Intra-oscillator broadband THz generation in a compact ultrafast diode-pumped solid-state laser / M. Hamrouni, J. Drs, N. Modsching [et al.] // *Opt. Exp.* – 2021. – Vol. 29, No 15. – pp. 23729-23735.

36. Double-pulse laser ablation in liquids: nanoparticle bimodality reduction by sub-nanosecond interpulse delay optimization / C. Donate-Buendia, M. Spellauge, R. Streubel [et al.] // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2023. – Vol. 56. – pp. 104001.

37. Attosecond magnetization dynamics in non-magnetic materials driven by intense femtosecond lasers / O. Neufeld, N. Tancogne-Dejean, U. De Giovannini [et al.] // *npj Computational Materials*. – 2023. – Vol. 9, No 39.

38. Canioni L. Nanostructuring by photochemistry: laser-induced type A modification / L. Canioni, Y. Petit, Th. Cardinal // *Ultrafast laser nanostructuring. Springer series in Optical Sciences.* – 2023. – Vol. 239.
39. Data transmission through lasers / S. Rajyalakshmi, M. Lavanya Jyothi, M. Kumari [et al.] // *South Asian Journal of Engineering* – 2022. – Vol. 12, No3. – pp. 167-170.
40. Experimental achievement and signatures of ignition at the National Ignition Facility / A.B Zylstra, A.L. Kritcher, O.A. Hurricane [et al.] // *Phys. Rev. E.* – 2022. – Vol.106, No 2. – pp. 025202.
41. The facilities and performance of TianQin laser ranging station / C. Zhang, T. Gao, Y. Cao [et al.] // *Classical and Quantum Gravity.* – 2022. – Vol.39. – pp. 125005.
42. Bathymetry of a macro-pulsed chaotic laser based on a 520 nm laser diode subject to free space optical feedback / Zh. Shen, B. Wang, W. Shang [et al.] // *Opt. Exp.* – 2023. – Vol.31, No 9. – pp. 14726-14734.
43. Kim J. Target aiming point focusing strategy for destroying a short-range target using distributed laser systems / J. Kim // in *IEEE Access.* – 2023. – Vol. 11. – pp. 32935-32941.
44. Thermal lens Q-switched 1064 nm Nd:YAG laser / P. Shang, M. Wu, Sh. Wang [et al.] // *Optics Communications.* – 2021. – Vol. 507. – pp. 12676.
45. Kinetics and wavelength dependence of thermal and gain lens induced in Nd:YAG rod amplifier / M. Maillard, G. Amiard-Hudebine, M. Tondusson [et al.] // *Opt. Exp.* – 2022. – Vol. 31, No.2.
46. 0,43 J/100 ps Nd:YAG laser with adaptive compensation of thermally induced lens / A.F. Kornev, R.V. Balmashnov, I.G. Kuchma [et al.] // *Opt. Exp.* – 2018. – Vol. 43, No 18. – pp. 4394-4397.
47. Kamynin V.A. 270  $\mu$  J subnanosecond hybrid MOPA / V.A. Kamynin, A.I. Trikshev, D.A. Nikolaev [et al.] // *Laser Phys. Lett.* – 2020. – Vol. 17. – pp. 075001.

48. Detection and analysis of the signal-to-noise ratio in the injection laser system of the Shenguang-II facility / G. Xia, W. Fan, X. Wang [et al.] // *Appl. Opt.* – 2018. – Vol. 57, No 34. – P. 9898.
49. Morasse B. Realization and optimization of a 1 ns pulsewidth multi-stage 250 kW peak power monolithic Yb doped fiber amplifier at 1064 nm / B. Morasse, E. Plourde // *Proc. SPIE, Fiber Lasers XIV Technol. and Syst.* – 2017. – Vol. 10083. – pp. 100831I.
50. High-energy Nd:YAG laser system with arbitrary sub-nanosecond pulse shaping capability / R.A. Meijer, A.S. Stodolna, K.S. Eikema [et al.] // *Opt. Lett.* 2017. – Vol. 42, No 14. – pp. 2758-2761.
51. Double pulse laser ablation and plasma: Laser induced breakdown spectroscopy signal enhancement / V.I. Babushok, Jr. F.C. Delucia, J.L. Gottfried [et al.] // *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy.* – 2006. – Vol. 61, No 9. – pp. 999-1014.
52. Mumtaz K. Selective laser melting of thin wall parts using pulse shaping / K. Mumtaz, N. Hopkinson // *Journal of Materials Processing Technology.* –2010. – Vol. 210, No 2. – pp. 279-287.
53. 100J-level nanosecond pulsed diode pumped solid state laser / S. Benerjee, P. Mason, K. Ertel [et al.] // *Opt. Exp.* – 2016. – Vol. 41, No 9. – pp. 2089-2092.
54. Rogers C.E., Gould P.L. Nanosecond pulse shaping at 780 nm with fiber-based electro-optical modulators and a double-pass tapered amplifier / C.E. Rogers C.E., P.L. Gould // *Opt. Exp.* – 2016. – Vol. 24, No 3. – pp. 2596-2606.
55. Active pulse shaping for end-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> amplifier with high gain / M. Nie, Q. Liu, E. Ji E. [et al.] // *Opt. Exp.* – 2017. – Vol. 42, No 6. – pp. 1051-1054.
56. High-energy Nd:YAG laser system with arbitrary sub-nanosecond pulse shaping capability / R.A. Meijer, A.S. Stodolna, K.S. Eikema [et al.] // *Opt. Lett.* 2017. – Vol. 42, No 14. – pp. 2758-2761.
57. Adaptive pulse shape control in a diode-seeded nanosecond fiber MOPA system / K. Vu, A. Malinowski, D. Richardson [et al.] // *Opt. Exp.* – 2006. – Vol. 14, No 23. – pp. 10996-11001.

58. Compact tunable high-power picosecond source based on Yb-doped fiber amplification of gain switch laser diode / H. Liu, J. Tao, W. Zhao [et al.] // *Opt. Exp.* – 2008. – Vol. 16, No 11. – pp. 7888-7893.

59. Burst-mode-operated, sub-nanosecond fiber MOPA system incorporating direct seed-packet shaping / T. Chen, H. Liu, W. Kong [et al.] // *Opt. Exp.* – 2016. – Vol.24, No 18. – pp. 20963-20972.

60. Hu W. Modeling of multi-burst mode picosecond laser ablation for improved material removal rate / W. Hu, Y.C. Shin, G. King // *Appl. Phys. A: Mater. Sci Process.* – 2010. – Vol.98, No 2. – pp. 407-415.

61. Compact 15 mJ fiber-solid hybrid hundred-picosecond laser source for laser ablation on copper / T. Wang, J. Wang, M. Zhao [et al.] // *Appl. Sciences.* – 2022. – Vol. 12, No 19. – pp. 9621.

62. High-energy hundred-picosecond fiber-solid hybrid laser and its application in laser-induced damage in PIN photodiode / T. Wang, P. Li, X. Yu [et al.] // *Laser Physics.* – 2020. – Vol. 30, No 3. – pp. 036004.

63. High power, tunable hybrid fiber/bulk laser at 1030 nm and parametric frequency conversion in the near and mid-infrared / T. Hamoudi, M. Guinie, X. Delen [et al.] // *Appl. Physics B.* – 2022. – Vol. 128, No 93.

64. Fiber-solid hybrid end-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> picosecond amplifier with high beam quality / Min. Lui, Men. Lui, W. Yan [et al.] // *Laser Physics.* – 2021. – Vol. 31, No 6. – pp. 065801.

65. Petkovsek R. Femtosecond CPA hybrid laser system with pulse on demand operation / R. Petkovsek, L. Cerne, J. Petelin // *Opt. Express.* – 2020. – Vol .28, No 6. – pp. 7875-7888.

66. Description of the NIF laser / M.L. Spaeth, K.R. Manes, D.H. Kalantar [et al.] // *Fusion Science and Technology.* – 2016. – Vol. 69, No 1. – pp. 25-145.

67. Alpha-heating analysis of burning plasma and ignition experiments on the National Ignition Facility / A. Christopherson, O. Hurricane, C Weber [et al.] // *Physics of Plasmas.* – 2023. – Vol. 30, No 6. – pp. 062705.

68. Безотосный В.В. Перспективы применения лазерных диодов в установках инерциального термоядерного синтеза / В.В. Безотосный // УФН. – 2018. – Т.41, № 4. – С. 86-98.

69. 4mJ rectangular-envelope Ghz-adjustable burst-mode fiber-bulk hybrid laser and second-harmonic generation / J. Hou, H. Xuan, B. Zhang [et al.] // IEEE Photonics J. – 2021. – Vol. 13, No 1.

70. Мощные твердотельные лазеры на Nd: YAG с поперечной диодной накачкой и улучшенным качеством излучения / И.В. Глухих, С.А. Димаков, Р.Ф. Курунов [и др.] // Журнал технической физики. – 2011. – Т.81, №8. – С.71.

71. High efficiency, Diode Pumped 170 W Nd:YAG ceramic slab laser / A. Larucci, M. Ciofini, M. Pucci [et al.] // Journal of the European Optical Society – Rapid publications. – 2011. – Vol. 6. – pp. 11047.

72. Гречин С.Г. Квантроны твердотельных лазеров с поперечной полупроводниковой накачкой / С.Г. Гречин, П.П. Николаев // Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39, №1. – С. 1-17.

73. Таривердиев С.Д. Исследование однородности распределения накачки в активном элементе в виде стержня мощных квантронов с диодной накачкой / С.Д. Таривердиев, А.Е. Дракин, О.В. Пагаев [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2023. – Т. 49, №13. – С. 43-46.

74. Кийко В.В. Оптимизация параметров квантрона твердотельного лазера с диодной накачкой на основе метода «светового котла» / В.В. Кийко, В.И. Кислов, Е.Н. Офицеров [и др.] // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45, №6. – С. 511-514.

75. Архипов Д.А. Оптимизация рабочих характеристик твердотельного лазера с диодной накачкой для космических применений / Д.А. Архипов, В.И. Венглюк, В.А. Деревянко [и др.] // Научно-технич. вестник инновационных технологий. – 2015. – Т. 16, №6.

76. Very Long Lasers / G. J. Linford, E. R. Peressini, W. R. Sooy [et al.] // Applied Optics. – 1974. – Vol. 13. – P. 379.

77. Linn J. Effect of Trapped Light on the Output of a Ruby Laser / J. Linn, J. Free // *Applied Optics*. – 1965. – Vol. 4. – P.1099.
78. Labudde P. Gain increase in laser amplifiers by suppression of parasitic oscillations / P. Labudde, W. Seka, H.P. Weber // *Appl. Phys. Lett.* – 1977. – Vol. 29. – pp. 732-734.
79. End-pumped 1,5  $\mu\text{m}$  monoblock laser broad temperature operation / B.W. Schiling, S. R. Chinn, A. Hays [et al.] // *Appl. Opt.* – 2006. – Vol. 45, No. 25. – pp. 6607-6615.
80. Оптическая усилительная головка с диодной накачкой / В.Х. Багдасаров, С.А. Бельков, С.Г. Гаранин [и др.] // патент РФ №184832. 2018. Бюл. №32.
81. Установка для измерения характеристик оптических диодных усилителей / В.Х. Багдасаров, С.А. Бельков, С.Г. Гаранин [и др.] // патент России № 188170. 2018. Бюл. №10.
82. Vogel M. Principles of Lasers 5<sup>th</sup> edn Springer, by O. Svelto / M. Vogel // *Contemporary Physics*. – Vol. 53, No 2. – P. 173
83. Chester A. N. Gain Thresholds for Diffuse Parasitic Laser Modes / A. N. Chester // *Applied Optics*. – 1973. – Vol. 12. – pp. 2139.
84. Park D. Optimization of the pulse width and injection time in a double-pass laser amplifier / D. Park, J. Jeong, T. Yu // *High Power Laser Sci. Eng.* – 2018. – Vol. 6. – pp. 1-7.

**Список публикаций по теме диссертации, включенных в перечень  
рецензируемых научных изданий ВАК, SCOPUS или WOS**

1.1 Joule arbitrary pulse shape hybrid laser source / **B. Ovcharenko**, V. Kamynin, V. Bagdasarov, T. Dolmatov, A. Trikshev, M. Ponarina, V. Tsvetkov, S. Garnov // *Applied Opt.* – 2025. – V. 64, No 4. – pp.757-763 (DOI: 10.1364/AO.544196).

2. Laser gain module small-signal gain increase due to suppression of parasitic generation with pump geometry optimization / **B.D. Ovcharenko**, V.K. Bagdasarov, V.V. Bukin, T.V. Dolmatov, D.D. Chesalin, V.B. Tsvetkov, S.V. Garnov // *Laser Phys.* – 2020. – V. 30, №9. – P. 095003 (DOI: 10.1088/1555-6611/aba59e).

3. Comparison of Techniques for Measuring the Gain of Weak Signals of Solid-State Diode-Pumped Laser Gain Modules in a Nd:YAG Active Medium / D.D. Chesalin, V.Kh. Bagdasarov, V.V. Bukin, T.V. Dolmatov, **B.D. Ovcharenko** // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute.* – 2020. – V. 47. – P. 171–175 (DOI: 10.3103/S1068335620060044).

**Список патентов по теме диссертации**

1. Патент №2800194С1 РФ, МПК Н01S 3/10. Способ формирования пачек импульсов в оптическом усилителе с импульсной накачкой / С.А. Филатова, В.А. Камынин, А.И. Трикшев, **Б.Д. Овчаренко**, Т.В. Долматов, В.В. Букин, В.Б. Цветков // Заявитель и патентообладатель – ИОФ РАН; завял. 14.12.2022; опубл. 19.07.2023, Бюл. №20 – 9 с.

2. Патент №214037U1 РФ, МПК А61В 17/22. Лазерная установка для литотрипсии / С.В. Гвоздовский, В.М. Елисеенков, Р.В. Скородумов, С.В. Гарнов, Д.Г. Кочиев, В.Х. Багдасаров, Ю.А. Сучков, А.Л. Бондаренко, **Б.Д. Овчаренко**, А.Н. Шариков // Заявитель и патентообладатель – АО «Наука и инновация»; завял. 12.10.2021; опубл. 11.10.2022, Бюл. №29 – 12 с.

3. Патент №188170 РФ, МПК G01R 15/24. Установка для измерения характеристик оптических диодных усилителей / В.Х. Багдасаров, С.А. Бельков, С.Г. Гаранин, С.В. Гарнов, Т.В. Долматов, Н.А. Кудашева, **Б.Д. Овчаренко**, В.Б. Цветков Заявитель и патентообладатель – ИОФ РАН; завял. 21.11.2018; опубл. 02.04.2019, Бюл. №10 – 8 с.

4. Патент №184832 РФ, МПК H01S 3/09. Оптическая усилительная головка с диодной накачкой / В.Х. Багдасаров, С.А. Бельков, С.Г. Гаранин, С.В. Гарнов, Н.А. Кудашева, **Б.Д. Овчаренко**, В.Б. Цветков // Заявитель и патентообладатель – ИОФ РАН; завял. 01.02.2018; опубл. 12.11.2018, Бюл. №32 – 8 с.

5. Патент №166589 РФ, МПК H01S 3/042. Оптическая усилительная головка с диодной накачкой / В.Х. Багдасаров, С.А. Бельков, С.Г. Гаранин, С.В. Гарнов, Н.А. Кудашева, **Б.Д. Овчаренко**, А.А. Сироткин, В.Б. Цветков // Заявитель и патентообладатель – ИОФ РАН; завял. 15.04.2016; опубл. 10.12.2016, Бюл. №34 – 8 с.

### **Список дополнительных публикаций по теме диссертации**

1. Генерация лазерных импульсов микросекундной длительности в Nd:YAG – лазере с использованием длинного резонатора / Г.С. Рыбаков, А.А. Ушаков, **Б.Д. Овчаренко** // X Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛаПлаз: Сборник научных трудов. – 2024. – С.62.

2. Externally-triggered joule-level nanosecond pulses hybrid laser source / A.I. Trikshev, V.A. Kamynin, **B.D. Ovcharenko**, V.Kh. Bagdasarov, T.V. Dolmatov, V.V. Bukin, V.B. Tsvetkov, S.V. Garnov // International Conference Laser Optics (ICLO), Saint Petersburg, Russian Federation, – 2022. – pp. 1-1 (DOI: 10.1109/ICLO54117.2022.9839977).

3. Variable envelope shape and width hybrid pulse-burst laser source / V.A. Kamynin, A.I. Trikshev, **B.D. Ovcharenko**, V.Kh. Bagdasarov, T.V. Dolmatov, V.V. Bukin, V.B. Tsvetkov, S.V. Garnov // International Conference Laser Optics

(ICLO). Saint Petersburg, Russian Federation, – 2022. – pp. 1-1 (DOI: 10.1109/ICLO54117.2022.9840300).

4. Гибридный источник наносекундных импульсов произвольной формы с энергией до 50 мДж / А.И. Трикшев, В.А. Камынин, В.Б. Цветков, В.В. Букин, Т.В. Долматов, **Б.Д. Овчаренко** // 9й Международный семинар по волоконным лазерам, Академгородок, Новосибирск. 2020, – С. 175-176 (DOI: 10.31868/RFL2020.175-176).

5. Оптическая усилительная головка с диодной накачкой / В.Х. Багдасаров, В.В. Букин, С.В. Гарнов, Т.В. Долматов, Н.А. Кудашева, **Б.Д. Овчаренко**, В.Б. Цветков // Сборник тезисов Двенадцатая Всероссийской школы для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2019. – С. 20-23.

6. Измерение высоких значений коэффициентов усиления слабого сигнала лазерных модулей / Д.Д. Чесалин, В.Х. Багдасаров, В.В. Букин, С.В. Гарнов, Т.В. Долматов, **Б.Д. Овчаренко**, А.А. Ушаков // Сборник тезисов Двенадцатая Всероссийской школы для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2019. – С. 159-162.

7. Методы оценки эффективности использования лазерных головок с помощью поперечной диодной накачки / Д.Д. Чесалин, В.Х. Багдасаров, В.В. Букин, Т.В. Долматов, **Б.Д. Овчаренко**, А.А. Ушаков // Наука, технологии и бизнес: Сборник материалов конференции. Москва, – 2019. С. 93-98.

8. Методы увеличения коэффициента усиления в неодимовых квантронах с диодной накачкой / **Б.Д. Овчаренко**, В.Х. Багдасаров, Н.А. Кудашева, В.В. Букин, В.Б. Цветков, С.В. Гарнов // Сборник тезисов школа-конференция молодых ученых ИОФ РАН «Прохоровские недели». – Москва, 2018. – С. 21-22.

9. Определение параметров модуля диодной накачки / В.Х. Багдасаров, В.В. Букин, С.В. Гарнов, Т.В. Долматов, Н.А. Кудашева, **Б.Д. Овчаренко**, В.Б. Цветков // Сборник тезисов Одиннадцатая Всероссийской школы для студентов,

аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2018. – С. 161-165.

10. Особенности разработок по созданию твердотельных лазеров с диодной накачкой (квантроны) / В.Х. Багдасаров, В.В. Букин, С.В. Гарнов, Н.А. Кудашева, **Б.Д. Овчаренко**, А.А. Сироткин, В.Б. Цветков // Сборник тезисов Десятая Всероссийской школы для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2017. – С. 196-202.