

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт лазерной физики  
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Купцов Глеб Владимирович

**Масштабируемый лазерный усилитель на основе кристаллов Yb:YAG с  
системой криогенного охлаждения замкнутого цикла циркуляции гелия**

Специальность 1.3.19 — «Лазерная физика»

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
к.ф.-м.н. Петров Виктор Валерьевич

г. Новосибирск

2026 г.

**ОГЛАВЛЕНИЕ**

<b>ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ.....</b>	<b>3</b>
<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	<b>4</b>
<b>1. СИСТЕМА КРИОГЕННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ЗАМКНУТОГО ЦИКЛА ЦИРКУЛЯЦИИ ГЕЛИЯ.....</b>	<b>18</b>
1.1 Описание системы.....	18
1.2 Модель температурного поля.....	24
1.3 Охладители с гибким тепловым мостом.....	43
1.4 Основные результаты Главы 1.....	49
<b>2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ЛАЗЕРНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ.....</b>	<b>50</b>
2.1 Методы измерения температурных полей в лазерных элементах.....	50
2.2 Метод динамической лазерной термометрии.....	54
2.3 Экспериментальная проверка применимости метода.....	57
2.4 Эксперименты по определению температурных полей.....	59
2.5 Двумерная лазерная термометрия.....	66
2.6 Основные результаты Главы 2.....	74
<b>3. МАСШТАБИРУЕМЫЙ МНОГОПРОХОДНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С КРИОГЕННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ ЗАМКНУТОГО ЦИКЛА.....</b>	<b>75</b>
3.1 Экспериментальная установка.....	75
3.2 Усиление импульсов с узким спектральным контуром.....	80
3.3 Усиление импульсов с широким спектральным контуром.....	84
3.4 Масштабирование усилительного каскада.....	92
3.5 Основные результаты Главы 3.....	95
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>96</b>
<b>СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....</b>	<b>98</b>
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....</b>	<b>100</b>

**ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ**

АЭ - активный элемент

ЧПИ - частота повторения импульсов

КОЗЦ - криогенное охлаждение замкнутого цикла

КУ - коэффициент усиления

ПШПВ - полная ширина на полувывсоте

ГТМ - гибкий тепловой мост

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность темы исследования

Вскоре после создания первых лазеров начались активные исследования, направленные на повышение мощности импульсного лазерного излучения. Одним из направлений является увеличение пиковой мощности, и, следовательно, пиковой интенсивности. Увеличение пиковой интенсивности достигается как путём укорочения длительности импульсов, так и за счёт увеличения энергии импульса. Другим направлением, которое получило значительное развитие в последние два десятилетия, является увеличение частоты повторения импульсов (ЧПИ) лазерных систем, генерирующих ультракороткие импульсы с высокой пиковой мощностью.

Повышение ЧПИ в экспериментах по генерации гармоник высших порядков и аттосекундных импульсов, а также лазерному ускорению частиц, приводит к значительному ускорению сбора данных [1,2] и даёт возможность использовать обратную связь при проведении экспериментов [3]. Это позволяет контролировать и подстраивать параметры взаимодействия излучения с веществом в реальном времени [4], а также увеличивает соотношение сигнал-шум [5]. Значительный интерес представляет детектирование методом совпадений всех заряженных частиц, образующихся при фотоионизации атомных и молекулярных мишеней аттосекундными импульсами. Детектирование методом совпадений требует, чтобы во время взаимодействия лазерных импульсов с мишенью происходило только одно событие фотоионизации. Верхний предел скорости ионизации подразумевает повышенные требования к частоте повторения лазерного источника [6].

Системы с одновременно высокой средней мощностью (уровня киловатт) и пиковой (уровня сотен гигаватт) мощностью преимущественно создаются на базе активных элементов (АЭ), допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ . Это обусловлено тем, что существует доступная высокоэффективная диодная накачка для этих сред, а сами по себе ионы  $\text{Yb}^{3+}$  обладают небольшой величиной стоковского сдвига, что снижает

тепловую нагрузку на АЭ. Более того, наиболее часто используются кристаллы Yb:YAG и Yb:KYW, которые обладают хорошей теплопроводностью, особенно при криогенных температурах.

В [7] продемонстрирована генерация гармоник высших порядков импульсами из волоконной иттербиевой системы длительностью 37 фс, частотой 150 кГц, длиной волны 1030 нм и энергией 0.5 мДж в плазме, полученной на поверхностях мишеней из углерода, титана, бора, цинка и марганца. В углеродной плазме были получены изолированные гармоники с потоком фотонов  $8 \times 10^{13}$  фотонов/с. В [8] представлена лазерная система на основе кристаллов Yb:KGW и Yb:YAG, генерирующая импульсы пиковой мощностью 4.4 ТВт, длительностью менее 9 фс, частотой повторения 100 Гц и фазовой стабильностью несущей относительно огибающей 350 мрад. Излучение системы используется для генерации импульсов с энергиями микроджоульного уровня в жёстком ультрафиолетовом диапазоне. В [9] представлен оптический параметрический усилитель чирпированных импульсов, накачиваемый импульсами из лазерного источника на основе тонких дисков, допированных ионами Yb<sup>3+</sup>. Параметрический усилитель перестраивается в спектральном диапазоне 1.4–3.9 мкм, генерируя излучение с частотой повторения 100 кГц, средней мощностью до 23 Вт и длительностью импульсов <100 фс для применения в инфракрасной и рамановской спектроскопии, а также до 5 Вт средней мощности излучения с центральной длиной волны 2.8 мкм и длительностью импульсов 62 фс для генерации гармоник высоких порядков. В публикации [10] с использованием источника мягкого рентгеновского излучения с энергией >200 эВ, продемонстрировано резонансное магнитное рассеяние с пространственно-временным разрешением (spatiotemporally resolved resonant magnetic scattering) для исследования электронов внутренней оболочки композитной ферритмагнитной системы из редкоземельных элементов. Для создания рентгеновского источника использовался масштабируемый по мощности лазерный усилитель на основе кристаллов Yb:CaF<sub>2</sub> с длительностью импульсов 25 фс, энергией 8 мДж и

частотой повторения 1 кГц. Источник импульсов длительностью 1 пс, энергией 20 мДж и частотой повторения 5 кГц, описанный в [11], основан на тонких дисках из Yb:YAG и направлен на создание нового поколения высокоэнергетических систем, генерирующих импульсы с малым числом периодов поля и высокой частотой повторения для исследования новых режимов генерации гармоник высоких порядков и аттосекундных импульсов. В работе [12] излучение лазерной установки (5.1 пс, 1 Дж, 100 Гц) на основе кристаллов Yb:YAG использовалось для генерации когерентного излучения в мягком рентгеновском диапазоне со средней мощностью 0.15 мВт, центральной длиной волны 18.9 нм и частотой повторения 100 Гц. Аналогичными параметрами (5.1 пс, 1 Дж, 500 Гц) обладают импульсы лазерной системы [13], выходным каскадом которой является криогенный многопроходный лазерный усилитель на основе Yb:YAG с композитными тонкими дисками YAG/Yb:YAG. Излучение этой системы используется в компактном источнике рентгеновского излучения, основанного на обратном комптоновском рассеянии. При помощи излучения лазерного усилителя на основе Yb:YAG (1.5 пс, 54 мДж), описанного в [14], генерируются сверхширокополосные импульсы с центральной длиной волны ~2 мкм и частотой повторения 10 кГц. Лазерная система, представленная в [15], включает в себя усилители на основе кристаллов Yb:KYW и Yb:YAG. Авторы предполагают использование полученных импульсов с длительностью 6 пс, энергией 70 мДж и частотой повторения 1 кГц для высокопроизводительной лазерной микрообработки, многоцветной сверхширокополосной накачки оптических параметрических усилителей, и генерации рентгеновского излучения посредством обратного комптоновского рассеяния.

Излучение систем, основанных на средах, допированных ионами Yb<sup>3+</sup>, с высокой средней и пиковой мощностью востребовано для накачки оптических параметрических усилителей. В [16] продемонстрирована генерация импульсов с длительностью 4.5 пс, энергией 1.1 Дж при частоте повторения 1 кГц с помощью криогенно-охлаждаемого усилителя на основе Yb:YAG. В [17] представлен

лазерный усилитель  $Ti:Sa$ , накачиваемый удвоенными по частоте и ослабленными до 100 мДж импульсами из этого источника, что позволило получить импульсы с энергией 25 мДж и частотой повторения 1 кГц с центральной длиной волны 800 нм.

В публикации [18] предлагается использовать оптический параметрический усилитель на основе нелинейных кристаллов LGS, накачиваемый дисковыми лазерами на основе  $Yb:YAG$  для разработки источников с длительностью импульсов порядка десятка фемтосекунд, пиковой мощностью порядка 40 ТВт и частотой повторения в килогерцовом диапазоне. В проекте XCELS (eXawatt Center for Extreme Light Studies) [19], используются дисковые иттербиевые усилители с выходной энергией 200 мДж, длительностью импульсов 10 пс и частотой повторения 1 кГц. Излучение этих усилителей после удвоения частоты используется для накачки параметрического усилителя. В [20] авторы планируют использовать разработанный лазерный источник (2 пс, 500 мДж, 100 Гц) на основе тонких дисков из  $Yb:YAG$  в качестве накачки для оптических параметрических усилителей. В публикации [21] получены импульсы с частотой повторения 1 кГц, длительностью 1.2 пс и энергией 90 мДж с центральной длиной волны 1030 нм. С использованием этих импульсов получено излучение второй гармоники с энергией 42 мДж, которое может далее применяться для накачки оптических параметрических усилителей с частотой повторения до 1000 Гц. В работе [22] лазерная система на основе элементов из  $Yb:YAG$  используется как источник накачки (206 мДж, 1.08 пс, 5 кГц), подходящий для мощных оптических параметрических усилителей, и предполагает дальнейшее масштабирование мощности. Лазерная система [23], выходным каскадом усиления которой является усилитель, основанный на кристалле  $Yb:YAG$ , генерирует импульсы с центральной длиной волны 515 нм, энергией 120 мДж и частотой повторения 1 кГц, используемые для накачки выходных каскадов оптического параметрического усиления. В публикации [24] субпикосекундные импульсы (980 фс, 102 мДж, 1 кГц), усиленные в криогенно-охлаждаемых АЭ из кристаллов

Yb:YLF предназначены для генерации терагерцового излучения и накачки оптических параметрических усилителей с высокой средней мощностью.

С использованием пикосекундных импульсов с килогерцовой частотой повторения и энергией в сотни миллиджоулей, продемонстрирован эффект значительного снижения величины порога пробоя атмосферы при формировании филамент [25]. Этим же коллективом показано, что при увеличении ЧПИ от 100 до 1000 Гц, генерируемых при помощи Yb:YAG лазера с длительностью 7 пс и энергией до 200 мДж, потери энергии при распространении излучения уменьшаются на 20%. Это объясняется тем, что интервал между лазерными импульсами с увеличением частоты становится короче, чем время рекомбинации плазмы, поэтому количество атомов и молекул, доступных для ионизации, уменьшается [26].

Особенности филаментации лазерного излучения в атмосфере при использовании субпикосекундных импульсов с пиковой мощностью в тераваттном диапазоне при частоте повторения в несколько килогерц лежат в основе проекта Laser Lightning Rod («Лазерный громоотвод»). Проект направлен на защиту от молний, в основе проекта лежит идея создания постоянного канала с электрической проводимостью, от земли и до облаков [27,28]. В рамках проекта разработан лазерный комплекс на основе иттербиевых сред, генерирующий импульсы с длительностью 920 фс, энергией 720 мДж и частотой повторения 1 кГц [29]. В [30] сообщается о получении импульсов второй гармоники с энергией 295 мДж на длине волны 515 нм и длительностью 1 пс (пиковая мощность 0.3 ТВт, средняя мощность 295 Вт), и импульсов третьей гармоники с энергией 96 мДж и длительностью 1 пс (~100 ГВт пиковой мощности и 100 Вт средней мощности) с использованием лазерного источника, описанного в [29]. Импульсы второй и третьей гармоник предполагается использовать для исследования взаимодействия мощного лазерного излучения с атмосферой. Тем же коллективом в [31] исследованы режимы филаментации излучения в воздухе, возникающей при взаимодействии с субпикосекундными импульсами энергией

порядка десятков миллиджоулей и ЧПИ 10-100 кГц. Показано, что с увеличением средней мощности при постоянной пиковой мощности порог пробоя снижается.

Таким образом, лазерные системы с высокой средней и пиковой мощностью представляют интерес как для фундаментальных исследований, так и для прикладных применений.

### Степень разработанности темы исследования

В мощных твердотельных лазерных системах при увеличении средней мощности важным ограничивающим фактором являются тепловые эффекты. Основными негативными тепловыми эффектами являются искажения волнового фронта усиленного излучения и его деполяризация, а также уменьшение коэффициента усиления (КУ). Влияние тепловых эффектов в системах, основанных на кристаллических средах, допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ , может быть уменьшено при помощи охлаждения, особенно криогенного [32-35].

Результаты за последние 10 лет (2014-2024) по созданию систем, которые генерируют импульсы с частотой повторения от 100 Гц до 10 кГц, с энергией от 10 мДж и длительностью до 10 пс, представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Опубликованные результаты по получению излучения с одновременно высокой средней и пиковой мощностью.

Год	Энергия, мДж	Длительность, пс	Частота повторения, Гц	Средняя мощность, Вт	Пиковая мощность, ГВт	Ссылка
1	2	3	4	5	6	7
2014	1000	5	100	100	200	[12]
2015	70	6	1000	70	11.7	[15]
2016	20	1	5000	100	20	[11]
2016	500	2	100	50	250	[20]
2016	40	1.2	1000	40	33.3	[21]
2016	20	0.615	3000	60	28	[36]
2017	54	1.5	10000	500	36	[14]
2017	200	1.1	5000	1000	181.8	[22]
2017	67	3	1250	84	22.3	[37]

Продолжение Таблицы 1.

1	2	3	4	5	6	7
2018	100	0.9	10000	1000	111.1	[38]
2020	1100	4.5	1000	1100	244.4	[16]
2020	720	0.92	1000	720	782.6	[29]
2021	200	1.5	1000	200	133.3	[23]
2022	1000	5.2	500	500	192.3	[13]
2022	495	0.92	1000	500	500	[30]
2023	200	10	1000	200	20	[19]
2023	100	1	1000	100	100	[24]
2023	50	0.7	10000	500	71.4	[31]
2023	200	0.5	5000	1000	400	[39]
2024	250	7	1000	250	35.7	[25]

Из Таблицы 1 видно, что современные лазерные усилители, основанные на активных средах, допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ , позволяют получать излучение с одновременно высокой пиковой и средней мощностью. Средняя мощность выросла в течение десятилетия на порядок, при этом пиковая мощность и длительность импульса изменились незначительно. Характерная частота повторения лежит в килогерцовом диапазоне, а длительность импульсов после сжатия во временной области — несколько пикосекунд. В работах [12,13,15,16,24,25,37] применяется криогенное охлаждение с использованием жидкого азота, а рекордная средняя мощность достигнута в усилителе на основе кристаллов  $\text{Yb:YAG}$  [16]. При этом только в работе [13] используется система криогенного охлаждения замкнутого цикла (КОЗЦ) циркуляции гелия. Это, с одной стороны, подтверждает актуальность криогенного охлаждения для создания лазерных усилителей с высокой средней и пиковой мощностью, а с другой стороны, указывает на возможность дальнейших исследований, посвященных использованию КОЗЦ циркуляции гелия в таких системах.

### **Цели и задачи диссертационной работы**

Целью диссертационной работы является исследование теплофизических и лазерных процессов, протекающих в активных элементах лазерного многопроходного усилителя с мощной торцевой диодной накачкой и системой криогенного охлаждения замкнутого цикла, для развития методов и подходов

создания лазерных систем с одновременно высокой средней и пиковой мощностью.

В ходе диссертационной работы решены следующие задачи:

1. Разработка и создание элементной базы для системы КОЗЦ циркуляции гелия, обеспечивающей охлаждение АЭ в геометрии активных зеркал при субкиловаттных средних мощностях торцевой диодной накачки.

2. Разработка метода экспериментального измерения температурных профилей в области накачки АЭ лазерных усилителей, допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ , в том числе, для контроля качества тепловых контактов между АЭ и охладителем.

3. Масштабирование по количеству АЭ усилителя на основе кристаллов  $\text{Yb:YAG}$  с использованием КОЗЦ и субкиловаттной средней мощностью излучения накачки на активный элемент, для усиления импульсов с шириной спектра, соответствующей длительности в одну пикосекунду.

### **Научная новизна**

1. Впервые экспериментально показано, что охладители с гибким медным тепловым мостом обеспечивают подавление амплитуды угловых отклонений усиленного излучения от АЭ в геометрии "активного зеркала" до величины менее 5 мкрад при работе системы КОЗЦ циркуляции гелия.

2. Предложен, разработан и проверен новый оригинальный метод экспериментального измерения температурных профилей в области накачки АЭ лазерных усилителей, допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ . Показано, что метод позволяет проводить оценку качества теплового контакта между АЭ и охладителем.

3. Впервые получено лазерное усиление при средней мощности торцевой диодной накачки до 120 Вт на активный элемент в геометрии активного зеркала с использованием системы КОЗЦ циркуляции гелия. Продемонстрировано масштабируемое по числу АЭ усиление импульсов с шириной спектра, соответствующей длительности импульса в одну пикосекунду.

### **Практическая значимость работы**

Результаты, представленные в диссертационной работе, могут использоваться для разработки и развития элементной базы, необходимой для создания лазерных усилителей с криогенным охлаждением замкнутого цикла и высокой средней мощностью излучения. Охладители с гибким тепловым мостом могут быть применены не только для усилителей, но и для широкого круга задач, в которых требуется криогенное охлаждение и повышенная механическая стабильность. Представленный метод лазерной термометрии позволяет экспериментально определять температурные поля в активных элементах, допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ , и контролировать их тепловые контакты.

Представленные в диссертационной работе исследования проводились в рамках Государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, программы фундаментальных исследований Президиума РАН “Экстремальные световые поля и их приложения”, грантов РФФИ 19-42-543007, 20-02-00529-а, гранта РНФ 23-22-00238.

### **Методы исследования**

Анализ опубликованных данных, направленный на определение:

- лазерных и теплофизических параметров материалов, необходимых для моделирования температурного поля АЭ из  $\text{Yb:YAG}$ , с использованием мощной торцевой диодной накачки и многокомпонентной системы КОЗЦ циркуляции гелия;
- преимуществ и недостатков существующих методов измерения температурных полей в лазерных элементах;

Численное моделирование:

- для прогнозирования зависимостей равновесной температуры АЭ от параметров накачки для различных модификаций компонентов системы охлаждения с использованием трёхмерной нестационарной модели температурного поля;

- для анализа результатов экспериментального исследования температуры в области накачки АЭ, в том числе двумерного, с использованием трёхмерной нестационарной модели температурного поля и метода трассировки излучения;
- для анализа результатов экспериментально полученных зависимостей КУ и их связи с теплофизическими параметрами активной среды и системы охлаждения, с использованием модели процесса лазерного усиления, учитывающей объёмное распределение температуры, экспериментально измеренные параметры излучения лазерной накачки, зависимость лазерных характеристик усиливающей среды от длины волны взаимодействующего излучения и учётом эффекта усиления спонтанного излучения.

Лабораторные эксперименты с использованием лазерной системы с одновременно высокой средней и пиковой мощностью в ИЛФ СО РАН:

- Исследование равновесной температуры АЭ, а также кратковременных и долговременных угловых отклонений излучения при отражении от АЭ во время работы системы КОЗЦ.
- Экспериментальное исследование температуры в области накачки АЭ и сравнение с данными численного моделирования.
- Получение усиленного излучения с узким и широким спектральным контуром для различных частот повторения импульсов в АЭ с геометрией "активного зеркала". Экспериментальная проверка масштабируемости усилителя до трёх последовательно расположенных АЭ.

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

1. Система криогенного охлаждения замкнутого цикла циркуляции гелия при использовании гибкого медного теплового моста обеспечивает охлаждение активных элементов в геометрии активных зеркал до рабочей температуры 140 К при средних мощностях излучения торцевой диодной накачки 120 Вт с угловыми отклонениями усиленного излучения менее 5 мкрад.

2. Новый оригинальный метод динамической лазерной термометрии применим для измерения профилей температуры в области накачки активных элементов из кристаллов YAG, допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ , в диапазоне температур 100-300 К при погрешности определения температуры порядка 1 К, а также для оценки качества теплового контакта между активным элементом и системой охлаждения.

3. Лазерные усилители с криогенным охлаждением замкнутого цикла циркуляции гелия, основанные на активных зеркалах из кристаллов Yb:YAG, работающие с частотой повторения импульсов до 1 кГц и диодной накачкой мощностью до 200 Вт на элемент, обеспечивают масштабируемое по числу активных элементов усиление импульсов с шириной спектра, соответствующей длительности импульса в одну пикосекунду.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Достоверность полученных результатов подтверждается хорошим согласием экспериментальных результатов и теоретических данных. Помимо этого, полученные результаты согласуются с опубликованными результатами других научных коллективов.

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в ведущих российских и зарубежных журналах, **всего 15 печатных работ**, из них **6** — в журналах, включенных в перечень ВАК по специальности «1.3.19. Лазерная физика (физико-математические науки)», **3** — в рецензируемых журналах, индексируемых в международных базах данных (RSCI, Web of Science, Scopus), **6** — в трудах конференций, индексируемых в международных базах данных (RSCI, Web of Science, Scopus).

Результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы, обсуждались на семинарах в ИЛФ СО РАН, а также неоднократно докладывались на международных и всероссийских конференциях:

1-5. XII-XVI International Conference on Pulsed Lasers and Laser Applications, г. Томск, Россия, 2015, 2017, 2019, 2021, 2023

- 6-11. XVI-XXI International Conference Laser Optics, г. Санкт-Петербург, Россия, 2014, 2016, 2018, 2020, 2022, 2024
12. V Russian-Chinese Workshop and School for Young Scientists on Laser Physics and Photonics (RCWLP&P), г. Новосибирск, Россия, 2015
13. ICONO/LAT 2016, г. Минск, Белоруссия, 2016
- 14-16. 54-56-ая Международная научная студенческая конференция (МНСК), г. Новосибирск, Россия, 2016, 2017, 2018
- 17-19. VII-IX International Symposium Modern Problems Of Laser Physics, г. Новосибирск, Россия, 2016, 2018, 2021
- 20-21. XXVI, XXVII Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter, г. Новосибирск, Россия, 2019, 2020

### **Личный вклад автора**

Разработка численной модели температурного поля, представленной в диссертационной работе, велась совместно с коллегами; результаты моделирования получены автором лично. Новый оригинальный метод динамической лазерной термометрии, описанный в диссертационной работе, предложен и разработан автором лично. Представленные в работе эксперименты и обработка полученных экспериментальных результатов проведены автором лично или при его непосредственном участии совместно с коллегами.

Личный вклад автора также включает подготовку публикаций по теме диссертационной работы и представление результатов на российских и международных конференциях.

Автор выражает благодарность коллегам Петрову В.В., Петрову В.А., Купцовой А.О., Лаптеву А.В., Кирпичникову А.В., Трунову В.И. за совместную плодотворную работу.

### **Структура и объём диссертации**

Диссертационная работа состоит из перечня сокращений, введения, трёх глав, заключения, списка публикаций по теме диссертации и списка литературы.

Общий объём составляет 113 страниц, содержит 54 рисунка, 2 таблицы и 100 источников в списке литературы.

### **Краткое содержание диссертационной работы**

Во **ВВЕДЕНИИ** изложены актуальность темы исследования, цели и задачи диссертационной работы, её научная новизна и практическая значимость, приводятся положения, выносимые на защиту, подтверждается степень достоверности и апробация полученных результатов, приводится личный вклад автора, а также структура, объём диссертационной работы и её краткое содержание.

В **ГЛАВЕ 1** сообщается о результатах разработки и создания охладителей с гибким тепловым мостом для мощного многопроходного усилителя с системой КОЗЦ циркуляции гелия. В **параграфе 1.1** приведены сведения об используемой системе КОЗЦ. Описан анализ результатов исследований кратковременных и долговременных угловых отклонений излучения при отражении от АЭ во время работы системы криогенного охлаждения. В **параграфе 1.2** приводится численная модель температурных полей сложной многокомпонентной системы охлаждения. Описываются основные уравнения и зависимости, а также результаты анализа опубликованных данных, связанных с лазерными и теплофизическими параметрами материалов, необходимых для моделирования. В **параграфе 1.3** представлены также результаты разработки и создания модифицированных составных охладителей с гибким тепловым мостом двух различных модификаций. Приведены экспериментальные данные по зависимости равновесной температуры от параметров накачки для различных модификаций охладителей. В **параграфе 1.4** представлены основные результаты ГЛАВЫ 1.

В **ГЛАВЕ 2** описывается новый оригинальный метод экспериментального измерения температурных полей в области накачки АЭ лазерных усилителей, допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ . **Параграф 2.1** содержит краткий обзор и анализ опубликованных работ, посвященных методам измерения температурных полей в лазерных элементах. В **параграфе 2.2** описывается метод динамической лазерной

термометрии: теоретические основы, основные соотношения и алгоритм измерения температуры. В **параграфе 2.3** приведены результаты экспериментальной проверки применимости метода. В **параграфе 2.4** изложены результаты экспериментального исследования температуры в области накачки АЭ и сравнение с данными численного моделирования. В **параграфе 2.5** изложены результаты экспериментального исследования двумерного распределения температуры. В **параграфе 2.6** представлены основные результаты ГЛАВЫ 2.

**ГЛАВА 3** посвящена масштабируемому многопроходному усилителю с КОЗЦ. В **параграфе 3.1** описывается установка, частью которой является масштабируемый многопроходный усилитель. В **параграфе 3.2** приведены результаты экспериментов по усилению излучения с узким спектральным контуром для частот повторения импульсов 500 Гц и 1000 Гц в АЭ с геометрией "активного зеркала". В **параграфе 3.3** описываются эксперименты по усилению излучения с широким спектральным контуром для различных частот повторения импульсов. **Параграф 3.4** содержит экспериментальные результаты по масштабированию криогенно-охлаждаемого лазерного усилителя до трёх последовательно расположенных АЭ. В **параграфе 3.5** представлены основные результаты ГЛАВЫ 3.

В **ЗАКЛЮЧЕНИИ** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

# 1. СИСТЕМА КРИОГЕННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ЗАМКНУТОГО ЦИКЛА ЦИРКУЛЯЦИИ ГЕЛИЯ

## 1.1 Описание системы

Криогенное охлаждение традиционно осуществляется при помощи жидкого азота или гелия, в том числе, с принудительной циркуляцией [40,41]. В таких системах основной проблемой является необходимость постоянного восполнения криогенной жидкости; помимо этого, её кипение может приводить к вибрациям охлаждаемого элемента. В последнее время начали получать распространение криогенные системы, основанные на безжидкостных криостатах замкнутого цикла охлаждения [42,43], в том числе для установок с большими средними мощностями излучения накачки [44,45]. В таких системах газ, обычно гелий, является теплоносителем, и отводит тепло за счёт термодинамических преобразований. Система КОЗЦ состоит из компрессора, который сжимает газ и отводит тепло, и криогенной головки, в которой происходит расширение газа, что сопровождается его охлаждением до криогенных температур. Распространёнными вариантами являются компрессоры, работающие по циклу Стирлинга и циклу Гиффорда-МакМагона.

Особенностью безжидкостных систем является то, что в отсутствие накачки, температура охлаждаемых элементов может быть ниже температуры жидкого азота, но при этом зависимость температуры криогенных головок от отводимой мощности имеет нелинейный характер.

Неизменность массы охлаждающего газа в системе обеспечивает практически неограниченное время работы, а при высокой частоте циклов расширения-сжатия газа - повышенную стабильность температуры за счёт квазинепрерывного отвода тепла.

В Институте лазерной физики СО РАН создаётся лазерная система с одновременно высокой пиковой и средней мощностью, основанная на средах, активированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ . Основным элементом выходного усилительного каскада экспериментальной иттербиевой лазерной установки является

многопроходный мультидисковый усилитель. В усилителе используется КОЗЦ циркуляции гелия. Криогенные головки основаны на технологии т.н. "пульсирующих трубок". Особенностью пульсирующих трубок является то, что адиабатическое расширение гелия в криогенной головке происходит без вытеснителя или поршня, что снижает уровень вибраций и повышает надёжность системы. Между компрессором и криогенной головкой находятся линия подачи и линия отвода гелия, которые подают сжатый гелий под давлением  $\sim 30$  бар и возвращают обратно гелий низкого давления. Тепло, возникающее при сжатии гелия в компрессоре отводится через теплообменник с водяным охлаждением.

В усилителе к каждой криогенной головке крепятся два активных элемента из композитных дисков YAG-Yb:YAG диаметром 25.4 мм, толщина допированной части составляет 3.75 мм, недопированной — 2 мм [A1]. Допированная и недопированная части соединены на оптическом контакте. Использование композитных АЭ на основе кристаллов YAG позволяет более эффективно отводить тепло из области накачки, что повышает коэффициент усиления и улучшает пространственные и фазовые характеристики выходного излучения. На охлаждаемую грань АЭ нанесено высокоотражающее покрытие, рассчитанное на работу на длинах волн накачки и усиливаемого излучения в диапазоне 900-1100 нм, что позволяет использовать элементы в качестве активного зеркала ("active mirror").

Схема крепления АЭ к системе охлаждения показана на Рисунке 1 а), фотография цельного медного охладителя, прикреплённого к криогенной головке показана на Рисунке 1 б).

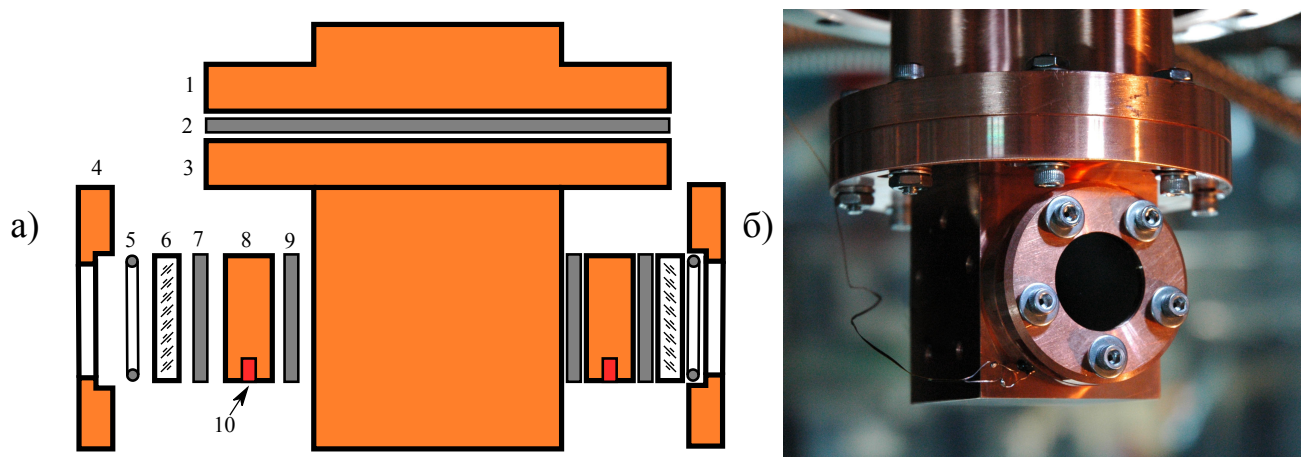


Рисунок 1. а) Схема крепления активных элементов к системе охлаждения:  
 1 – криогенная головка; 2, 7, 9 – индиевые прокладки; 3 – цельный медный охладитель; 4 – медное фиксирующее кольцо; 5 – кольцо из вакуумной резины; 6 – активный элемент; 8 – медная шайба; 10 – температурный датчик;  
 б) Фотография цельного медного охладителя с закреплённым элементом.

Цельный медный охладитель (3) на Рисунке 1 представляет собой куб со стороной 50 мм, на верхней грани которого расположен диск толщиной 10 мм и диаметром 90 мм. Охладитель прикреплен к нижней части криогенной головки. Несмотря на то, что охладители на пульсирующих трубках практически не имеют вибраций с частотами свыше 100 Гц, при отражении излучения от охлаждаемых АЭ были экспериментально обнаружены кратковременные циклические (с частотой  $\sim 2$  Гц) и долговременные случайные угловые отклонения пучка с временами порядка часов. Отклонения связаны с тем, что криогенная головка испытывает механическое воздействие во время циклов расширения-сжатия газа, что приводит к появлению механических смещений охладителя.

Для определения характера отклонений были исследованы долговременные (десятки минут и более) и кратковременные (секунды) отклонения отражённого пучка. Измерение угловых отклонений (угловой нестабильности) производилось в соответствии с ГОСТ Р ИСО 11670-2010 [46]. В соответствии с [46], измеряются распределения плотности мощности исследуемого излучения с фиксированной частотой и для каждого распределения плотности мощности определяется

центроид пятна методом вторых центральных моментов. Для измерения отклонений использовался непрерывный Nd:YLF лазер с длиной волны 1053 нм с аксиально-симметричным пучком (Рисунок 2). Погрешность определения углового отклонения пучка составляла  $\pm 5$  мкрад.

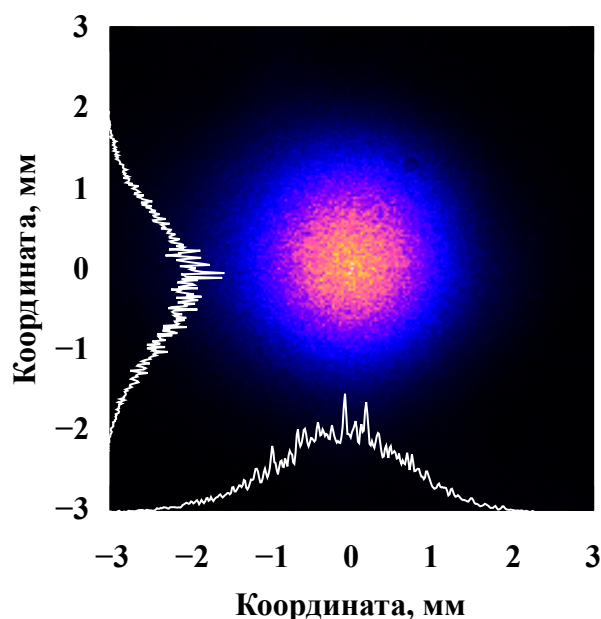


Рисунок 2. Пространственное распределение интенсивности Nd:YLF лазера.

Долговременные отклонения связаны с двумя факторами. Во-первых, при запуске компрессоров происходит резкое возрастание давления внутри криогенной головки до  $\sim 30$  бар, что оказывает ударное воздействие на прикрепленный к головке охладитель. Во-вторых, во время охлаждения от комнатных до криогенных температур и нагревания после отключения криогенных компрессоров, детали составного охладителя могут смещаться друг относительно друга из-за разных коэффициентов линейного температурного расширения. Результаты измерения долговременных угловых отклонений представлены на Рисунке 3. Горизонтальная плоскость совпадает с плоскостью оптического стола.

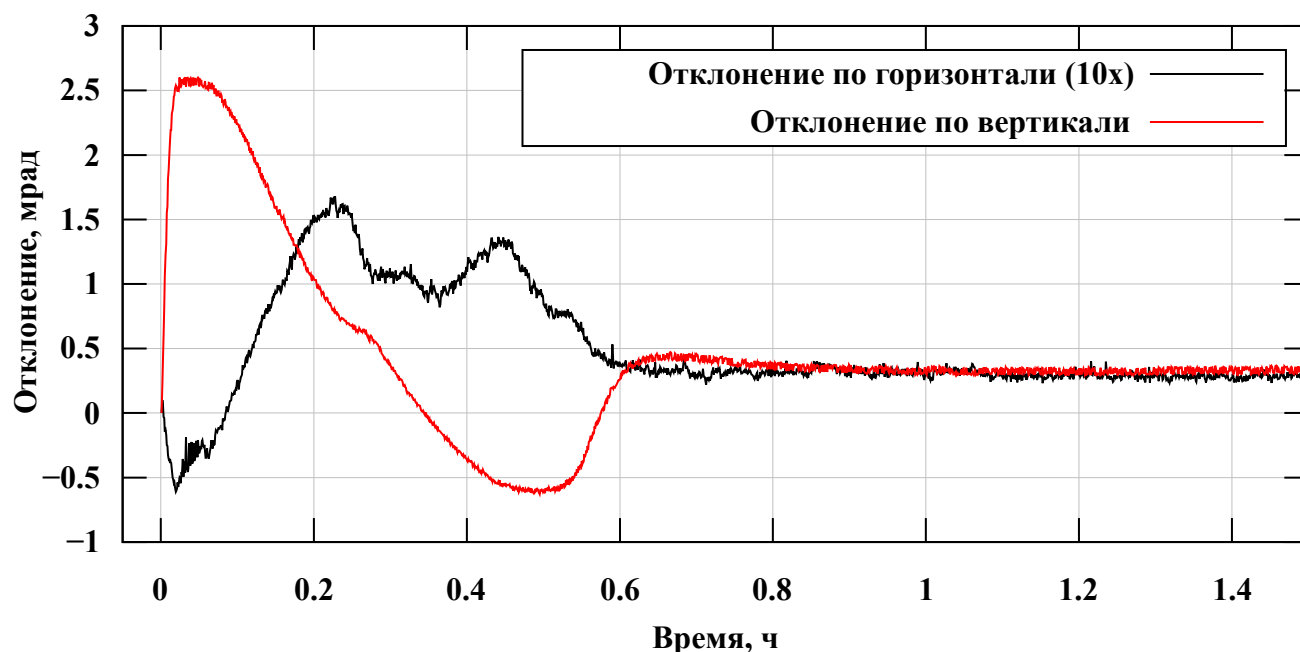


Рисунок 3. Угловые отклонения центра пучка при включении и во время работы системы криогенного охлаждения. Масштаб отклонения по горизонтали увеличен в 10 раз для наглядности.

Кратковременные отклонения пучка имели циклический характер, и происходили вдоль вертикальной оси амплитудой до 50 мкрад и частотой  $\sim 2$  Гц. Эта частота совпадает с частотой рабочего цикла криогенных компрессоров, а выделенное направление отклонения указывает на маятниковый характер движения охладителя и прикреплённого к нему АЭ с криогенной головкой в роли точки подвеса. Во всех экспериментах по определению величин кратковременных отклонений, положения измерялись с частотой 1 Гц в течение 128 с. Погрешность измерений не превышала 5 мкрад во всех экспериментах [A1]. Характерный вид отклонений центра излучения представлен на Рисунке 4.

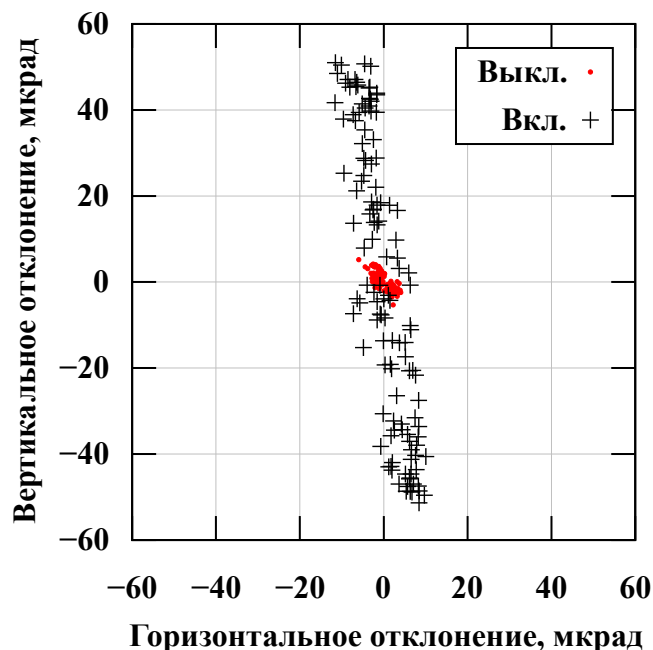


Рисунок 4. Положения центров пространственного профиля при включенной (черные "+") и выключенной (красные ".") системе криогенного охлаждения.

Для уменьшения величины механической связи АЭ и системы криогенного охлаждения было необходимо зафиксировать положение медного охладителя, и следовательно АЭ, относительно плоскости оптического стола. Криогенная головка не позволяет закрепить всю конструкцию целиком, так как механические нагрузки могут привести к повреждению тонкостенных трубок головки. Таким образом, активный элемент должен оставаться неподвижным, а криогенная головка — свободно двигаться. Одним из путей решения этой проблемы является использование гибких медных теплопроводов [23,47,48,49]. Такие теплопроводы создаются для конкретной системы охлаждения и обычно рассчитаны на небольшие отводимые мощности, что приводит к необходимости разработки и создания гибких теплопроводов для мощного криогенного усилителя. Одной из основных проблем является расчёт температурных полей в сложной многокомпонентной системе (активный элемент, кристаллодержатель, гибкий теплопровод, криогенная головка) в зависимости от параметров системы криогенного охлаждения и излучения накачки.

## 1.2 Модель температурного поля

Согласно опубликованным экспериментальным данным, в диапазоне температур 80–300 К в Yb:YAG сечение излучения на длине волны излучения (1030 нм) изменяется кратно [50,51], сечение поглощения на длине волны излучения накачки – в  $\sim 2$  раза, теплопроводность — в 5–10 раз [52], в зависимости от степени допирования, теплоемкость — в  $\sim 5$  раз [51,53]. Кратные изменения параметров элементов из Yb:YAG, при переходе от криогенных к комнатным температурам, делают необходимым учёт зависимости теплофизических и лазерных параметров активного элемента от температуры. Таким образом, модель температурного поля в АЭ лазерных усилителей с большими градиентами температур содержит переменные коэффициенты в соответствующих уравнениях [А2,А3,А4,54]:

$$\rho(T)C(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\kappa(T)\nabla T) + Q, \quad (1.1)$$

где  $T$  — температура АЭ, К;  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности среды, Вт/(см·К);  $\rho$  — плотность среды, кг/см<sup>3</sup>;  $C$  — теплоемкость среды, Дж/(К·кг);  $Q$  — источник тепла, Вт/см<sup>3</sup>. Температура активного элемента  $T$  зависит от пространственных координат и времени:

$$T \stackrel{\text{def}}{=} T(x, y, z, t), \quad (1.2)$$

где  $z$  — направление вдоль оси излучения накачки, см;  $x, y$  — направления в плоскости перпендикулярной оси излучения накачки, см;  $t$  — время, с. Коэффициенты теплопроводности  $\kappa$  и теплоемкости  $C$ , а также плотность среды  $\rho$  зависят от пространственных координат и времени:

$$\kappa \stackrel{\text{def}}{=} \kappa(x, y, z, t); C \stackrel{\text{def}}{=} C(x, y, z, t); \rho \stackrel{\text{def}}{=} \rho(x, y, z, t). \quad (1.3)$$

Для кристаллов YAG теплофизические параметры зависят от степени допирования ионами Yb<sup>3+</sup> [55]. В экспериментах использовались Yb:YAG кристаллы с концентрацией активных ионов 10 ат.%, в связи с этим кривые и

значения величин приведены в настоящей диссертационной работе для этой степени допирования.

На основе анализа данных, представленных в публикациях [51,56], была определена зависимость коэффициентов теплопроводности кристаллов Yb:YAG от температуры в диапазоне температур 40-300 К. Функциональная зависимость коэффициента теплопроводности от температуры хорошо аппроксимируется выражением

$$\kappa_{YAG}(T) = \kappa_{YAG0} + \kappa_{YAG1} \exp(-(T - T_{\kappa YAG}) / \Delta T_{\kappa YAG}), \quad (1.4)$$

где коэффициенты  $\kappa_{YAG0} = 0.75$  Вт/(см·К),  $\kappa_{YAG1} = 3.27$  Вт/(см·К),  $T_{\kappa YAG} = 43.11$  К,  $\Delta T_{\kappa YAG} = 58.91$  К. Полученная зависимость представлена на Рисунке 5.

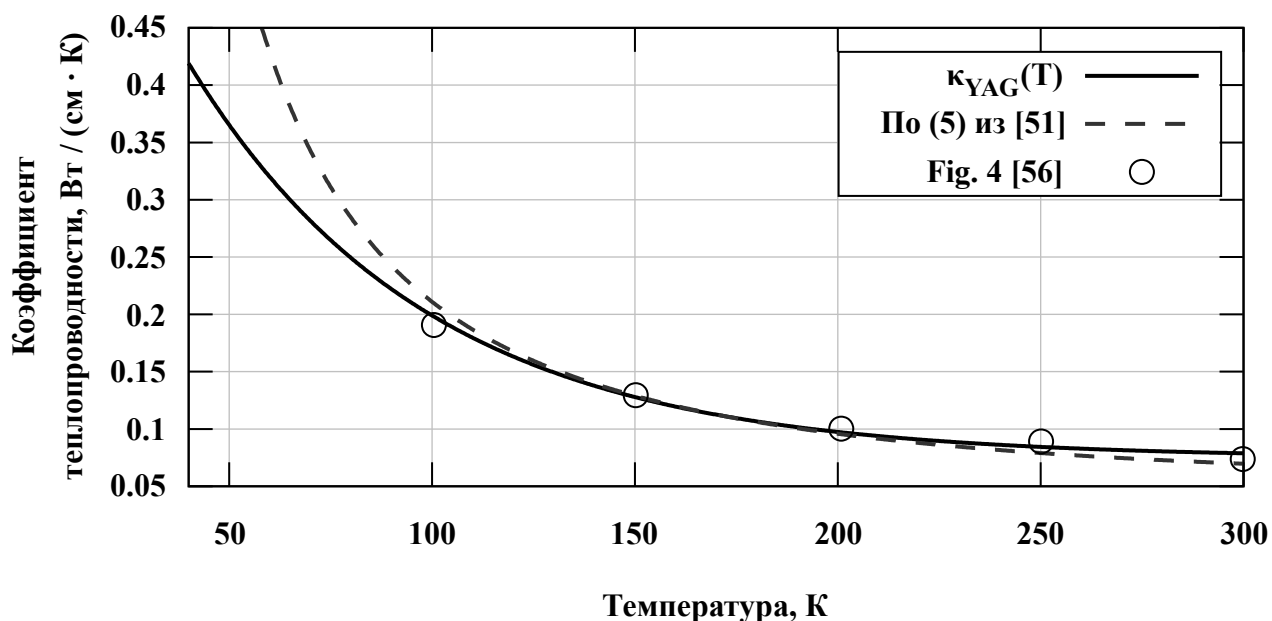


Рисунок 5. Зависимость коэффициента теплопроводности Yb:YAG (10 ат.%) от температуры.

Теплоёмкость Yb:YAG, согласно [56,57] при температурах до 300 К, описывается моделью Дебая:

$$C_{YAG}(T) = \frac{9 \cdot n \cdot N_A \cdot k_B}{M} \cdot \left( \frac{T}{\theta_D} \right)^{3 \cdot x_D} \int_0^{x_D} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx, \quad (1.5)$$

где  $n$  — число атомов в химической формуле;  $N_A$  — число Авогадро, моль<sup>-1</sup>;  $k_B$  — постоянная Больцмана, Дж/К;  $M$  — молекулярная масса, для Yb:YAG (10 ат.%) 593.7 а.е.м.;  $\theta_D$  — температура Дебая для концентрации ионов Yb 10 ат.%, 760 К;  $x_D$  — величина, численно равная отношению  $\theta_D/T$ . Интеграл (1.5) представляет значительную вычислительную нагрузку при многократном вычислении, поэтому целесообразно найти аппроксимирующую функцию:

$$C_{YAG}(T) = C_{YAG0} + \frac{C_{YAG1}}{(1 + \exp(-(T - T_{CYAG})/\Delta T_{CYAG}))^3}, \quad (1.6)$$

где коэффициенты  $C_{YAG0} = 5.88 \cdot 10^{-2}$  Дж/(г·К),  $C_{YAG1} = 7.39 \cdot 10^{-1}$  Дж/(г·К),  $T_{CYAG} = 60.2$  К,  $\Delta T_{CYAG} = 69.25$  К. Сравнение кривых, полученных при расчёте по выражениям (1.5) и (1.6) представлено на Рисунке 6.

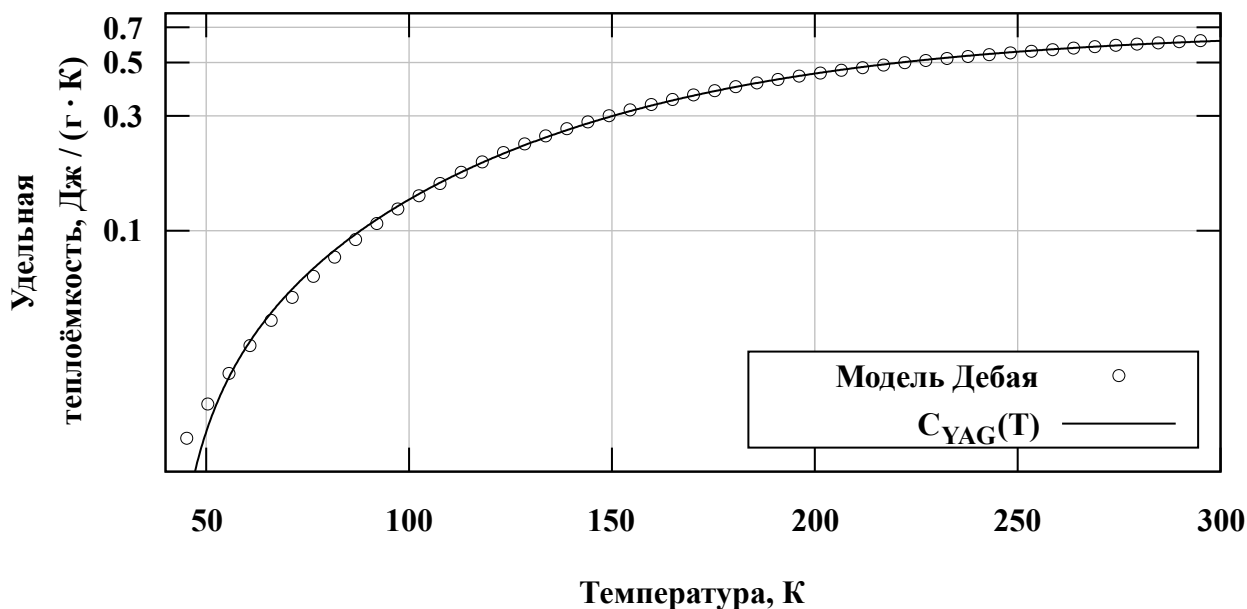


Рисунок 6. Зависимость удельной теплоёмкости Yb:YAG (10 ат.%) от температуры.

Отличие между кривыми в диапазоне 40-100 К не превышает 4%, в диапазоне 100-300 К не превышает 1%. Экспериментальное измерение

зависимости плотности материалов от температуры при криогенных температурах представляет трудность. В связи с этим, в литературных данных, в основном, приводятся зависимости коэффициентов линейного расширения от температуры. Связь объёма изотропного материала при понижении температуры с объёмом при комнатной температуре можно выразить следующим образом:

$$V(T) = V_{293} \cdot \exp\left(-3 \int_{293}^T \alpha_L(T') dT'\right), \quad (1.7)$$

где  $V_{293}$  — объём материала при комнатной температуре,  $\text{см}^3$ ;  $\alpha_L(T)$  — коэффициент линейного расширения, зависящий от температуры,  $\text{K}^{-1}$ . Изменение плотности обратно пропорционально изменению объёма:

$$\rho(T) = \frac{\rho_{293}}{\exp\left(-3 \int_{293}^T \alpha_L(T') dT'\right)}, \quad (1.8)$$

где  $\rho_{293}$  — плотность материала при комнатной температуре,  $\text{г/см}^3$ . Для YAG зависимость коэффициента линейного расширения в диапазоне 80-300 К приведена в [57]:

$$\alpha_{YAG}(T) = (\alpha_{YAG0} + \alpha_{YAG1} \cdot T + \alpha_{YAG2} \cdot T^2) \cdot 10^{-6}, \quad (1.9)$$

где коэффициенты  $\alpha_{YAG0} = -1.85 \text{ K}^{-1}$ ,  $\alpha_{YAG1} = 4.37 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-2}$ ,  $\alpha_{YAG2} = 5.68 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-3}$ .

Зависимость в диапазоне 0-500 К приведена в [58]:

$$\alpha_{YAG}(T) = \alpha_{YAG3} \cdot T^{1.69} \cdot 10^{-6}, \quad (1.10)$$

где коэффициент  $\alpha_{YAG3} = 3.53 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-2.69}$ .

Плотность  $\rho_{YAG293}$  при 293 К составляет  $4.56 \text{ г/см}^3$ . Согласно как зависимости (1.9), так и (1.10), плотность YAG меняется менее чем на 1% при уменьшении температуры с 300 К до 40 К, поэтому этой зависимостью в расчётах можно пренебречь:  $\rho_{YAG}(T) \equiv \rho_{YAG293}$ .

Для бескислородной меди зависимости теплофизических параметров в диапазоне 4-300 К представлены в монографии [59]. Так, в [59, раздел 7, стр. 16]

зависимость теплопроводности меди от температуры описывается уравнением вида

$$\kappa_{copper}(T) = (W_0 + W_1 + W_2)^{-1}, \quad (1.11)$$

где  $W_0$ ,  $W_1$  и  $W_2$  зависят температуры и описываются, в свою очередь, следующими выражениями:

$$\begin{aligned} W_0 &= P_0/T \\ W_1 &= P_1 \cdot T^{P_2} / (1 + P_1 \cdot P_3 \cdot T^{P_2+P_4} \cdot \exp(-(P_5/T)^{P_6})) , \\ W_2 &= P_7 \cdot W_1 \cdot W_0 / (W_1 + W_0) \end{aligned} \quad (1.12)$$

где коэффициенты  $P_i$  — соответствующие коэффициенты аппроксимации, зависящие, в свою очередь, от чистоты состава меди. Основным параметром, является отношение остаточного сопротивления (residual resistivity ratio, RRR). Величина RRR определяется как отношение электрического удельного сопротивления меди при 273 К к удельному сопротивлению при 4 К. RRR дает представление о чистоте материала и степени физических дефектов, например таких как дефекты кристаллической решетки, возникающие в результате холодной обработки. Для температур выше ~30 К и RRR > 100, степень очистки меди от примесей перестаёт существенно влиять на теплопроводность материала. Для отожжённой бескислородной меди (M00б) значение RRR лежит в диапазоне 50-500 единиц [60], но чаще указывается величина от 100 до 200 единиц [47,61]. Тогда, для величины RRR 150 единиц, кривая теплопроводности может быть описана простой функцией:

$$\kappa_{copper}(T) = \kappa_{copper0} + \exp(-(T - T_{copper})/\Delta T_{copper}) . \quad (1.13)$$

Значения коэффициентов  $\kappa_{copper0} = 4$  Вт/(см·К),  $T_{copper} = 152.49$  К,  $\Delta T_{copper} = 15.26$  К. Соответствующая этим коэффициентам кривая, в сравнении с кривой, описываемой (1.11), представлена на Рисунке 7. Отличие между кривыми не превышает 3%.

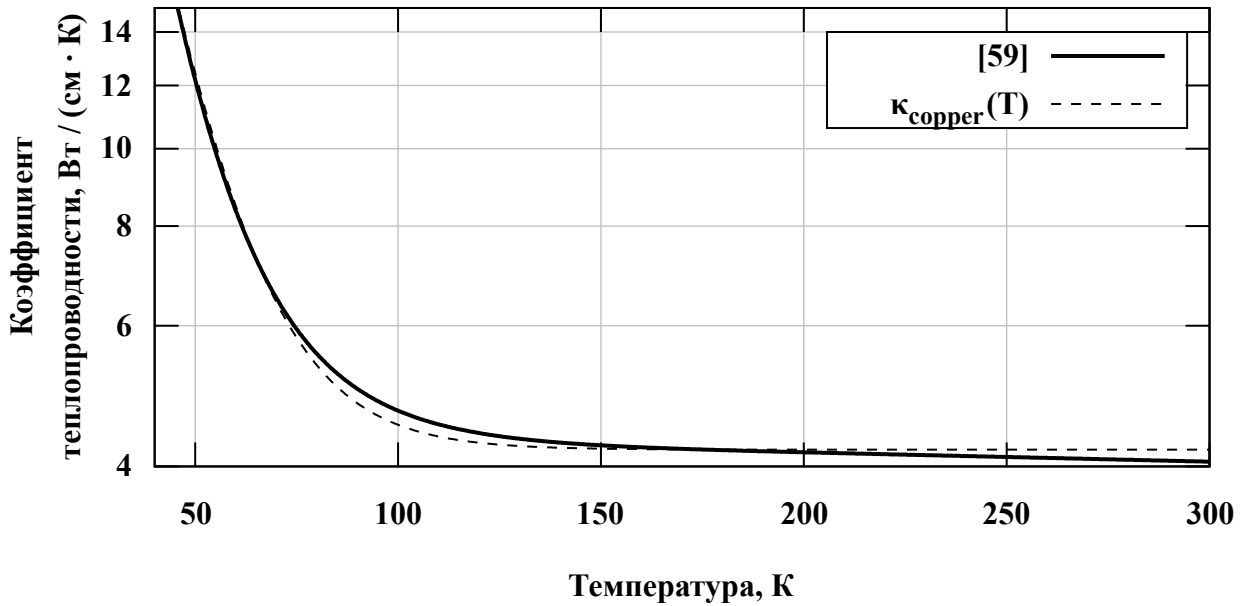


Рисунок 7. Зависимость коэффициента теплопроводности бескислородной меди от температуры.

Зависимость удельной теплоемкости меди в диапазоне 4-300 К исследована в [59, раздел 7, стр. 1] и описывается уравнением вида

$$\log_{10} C(T) = \sum_{i=0}^4 A_i (\log_{10} T)^i, \tag{1.14}$$

где  $A_i$  — соответствующие коэффициенты аппроксимации. Однако для численных расчётов удобно использовать функцию, заданную в явном виде. В диапазоне 40-300 К кривая хорошо описывается гиперболическим тангенсом:

$$C_{copper}(T) = C_{copper0} + C_{copper1} \cdot \tanh((T - T_{Copper}) / \Delta T_{Copper}), \tag{1.15}$$

где  $C_{copper0} = 0.047$  Дж/(г·К),  $C_{copper1} = 0.32$  Дж/(г·К),  $T_{Copper} = 38.82$  К,  $\Delta T_{Copper} = 81.91$  К. Кривые, построенные согласно (1.14) и (1.15), приведены на Рисунке 8. Отличие между кривыми не превышает 1%.

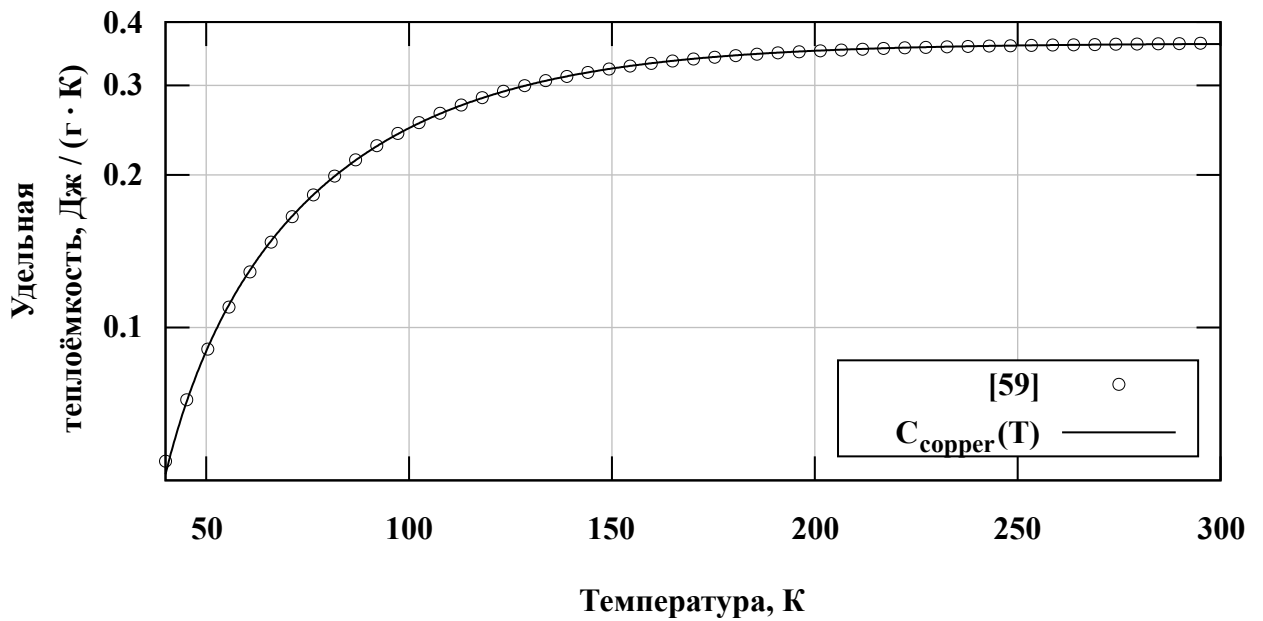


Рисунок 8. Зависимость удельной теплоёмкости бескислородной меди от температуры.

Зависимость коэффициента линейного расширения меди от температуры, согласно [59, раздел 7, стр. 35], описывается полиномом:

$$\alpha_{\text{copper}}(T) = (R_0 + R_1 \cdot T - R_2 \cdot T^2) \cdot 10^{-6} \quad , \quad (1.16)$$

Коэффициенты  $R_i$  являются коэффициентами аппроксимации:  $11.32 \text{ K}^{-1}$ ,  $3.933 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-2}$ ,  $-7.306 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-3}$ . Исходная длина принимается при  $293 \text{ K}$ . Тогда плотность меди рассчитывается, согласно (1.8), с учётом того, что плотность меди при комнатной температуре составляет  $\rho_{\text{copper}293} = 8.93 \text{ г/см}^3$ . Плотность меди меняется менее, чем на 2% при уменьшении температуры с  $300 \text{ K}$  до  $40 \text{ K}$ , поэтому этой зависимостью в расчётах также можно пренебречь:

$$\rho_{\text{copper}}(T) \equiv \rho_{\text{copper}293} \quad .$$

Источник тепла  $Q$  зависит от поглощённой мощности излучения накачки в объёме активной среды:

$$Q(x, y, z, t) = -\eta_H \frac{\partial}{\partial z} I_p(x, y, z, t) \quad , \quad (1.17)$$

где  $\eta_H$  — доля поглощённого излучения накачки, переходящая в тепло;  $I_p$  — интенсивность излучения накачки, Вт·см<sup>2</sup>. Коэффициент  $\eta_H$  зависит от средней длины волны накачки  $\lambda_p$ , средней длины волны люминесценции  $\lambda_s$  и центральной длины волны вынужденного излучения  $\lambda_L$ , а также коэффициента квантового выхода накачки  $\eta_p$ , доли возбуждённых атомов, переходящих в излучение  $\eta_R$ , и коэффициента эффективности вынужденного излучения  $\eta_L$  [62,63]:

$$\eta_H = 1 - \eta_p \left[ (1 - \eta_L) \eta_R \frac{\lambda_p}{\lambda_s} + \eta_L \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \right], \quad (1.18)$$

Для Yb:YAG кристаллического элемента при накачке квазимонохроматическим излучением с длиной волны  $\lambda_p = 940$  нм, коэффициенты  $\eta_R = 0.7$ ,  $\eta_L = 0$  (в отсутствии усиливаемого излучения), и  $\eta_p = 1$  согласно [62,64]. Для центральной длины волны вынужденного излучения  $\lambda_L = 1030$  нм и средней длины волны люминесценции  $\lambda_s = 1007$  нм, коэффициент  $\eta_H \sim 0.35$ . При полном съёме энергии с элемента ( $\eta_L = 1$ ) коэффициент  $\eta_H$  стремится к  $\sim 0.09$ , что соответствует стоксову сдвигу.

В свою очередь, зависимость интенсивности излучения накачки от координаты описывается законом Бугера-Ламберта-Бэра с учётом зависимости коэффициента поглощения от температуры и длины волны излучения накачки:

$$\frac{\partial}{\partial z} I_p(x, y, z, t) = -\alpha_p(T, \lambda_p, n) I_p(x, y, z, t), \quad (1.19)$$

где  $\alpha_p$  — коэффициент поглощения излучения накачки, см<sup>-1</sup>;  $\lambda_p$  — длина волны излучения накачки, см;  $n$  — плотность населённости рабочего уровня в активной среде, см<sup>-3</sup>. Коэффициент поглощения  $\alpha_p$  записывается как [65]:

$$\alpha_p(T, \lambda_p, n) = \sigma_p(T, \lambda_p) [(n_t - n) f_{01}(T) - n f_{12}(T)], \quad (1.20)$$

где  $\sigma_p$  — температурозависимое сечение поглощения на длине волны излучения накачки, см<sup>2</sup>;  $n_t$  — концентрация активных ионов в АЭ, см<sup>-3</sup>; коэффициенты  $f_{01}$  и  $f_{12}$  отражают степени заселенности энергетических уровней в соответствии с формулой Больцмана.

Концентрация активных ионов в АЭ  $n_t$  для Yb:YAG (1 ат.%) составляет величину  $1.38 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  [66], для Yb:YAG с допированием 10 ат.%  $n_t = 1.38 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

Заселённости энергетических уровней описываются формулой Больцмана:

$$f_{ji}(T) = \frac{\exp(-\Delta E_{ji}/k_B T)}{Z_j(T)}, \quad (1.21)$$

где  $\Delta E_{ij}$  — энергия подуровня, Дж;  $Z_0$  и  $Z_1$  — статистические весовые функции нижнего и верхнего мультиплетов, рассчитываемые как сумма весов каждого подуровня:

$$Z_j(T) = \sum_{i=1}^N \exp(-\Delta E_{ji}/k_B T), \quad (1.22)$$

где  $N$  — количество подуровней в мультиплете.

Значения, количество слагаемых  $\Delta E_{ij}$  определяются схемой уровней Yb:YAG [65,67] и приведены в Таблице 2. Подуровни основного состояния имеют нумерацию (0, 1) — (0, 4), возбуждённого состояния (1, 1) — (1, 3).

Таблица 2. Энергия подуровней основного и возбуждённого состояний кристаллов Yb:YAG

Подуровень	Энергия, $\text{см}^{-1}$	Заселённость при 295 К	Заселённость при 77 К
(1, 3)	10930	0.03931	$2 \cdot 10^{-5}$
(1, 2)	10624	0.18350	$3.95 \cdot 10^{-3}$
(1, 1)	10327	0.77719	0.996
(0, 4)	785	0.01937	$4.49 \cdot 10^{-7}$
(0, 3)	612	0.04491	$1.12 \cdot 10^{-5}$
(0, 2)	565	0.05644	$2.70 \cdot 10^{-5}$
(0, 1)	0	0.87928	$9.99 \cdot 10^{-1}$

Источники излучения диодной накачки, используемые в экспериментах, стабилизированы по температуре и позволяют генерировать излучение с пиковой мощностью до 200 Вт в непрерывном и квазинепрерывном режимах со скважностью в диапазоне 1÷10. С увеличением пиковой мощности спектральный контур сдвигается в длинноволновую область на  $\sim 2$  нм. Спектры излучения

накачки, в зависимости от пиковой мощности импульсов, приведены на Рисунке 9:

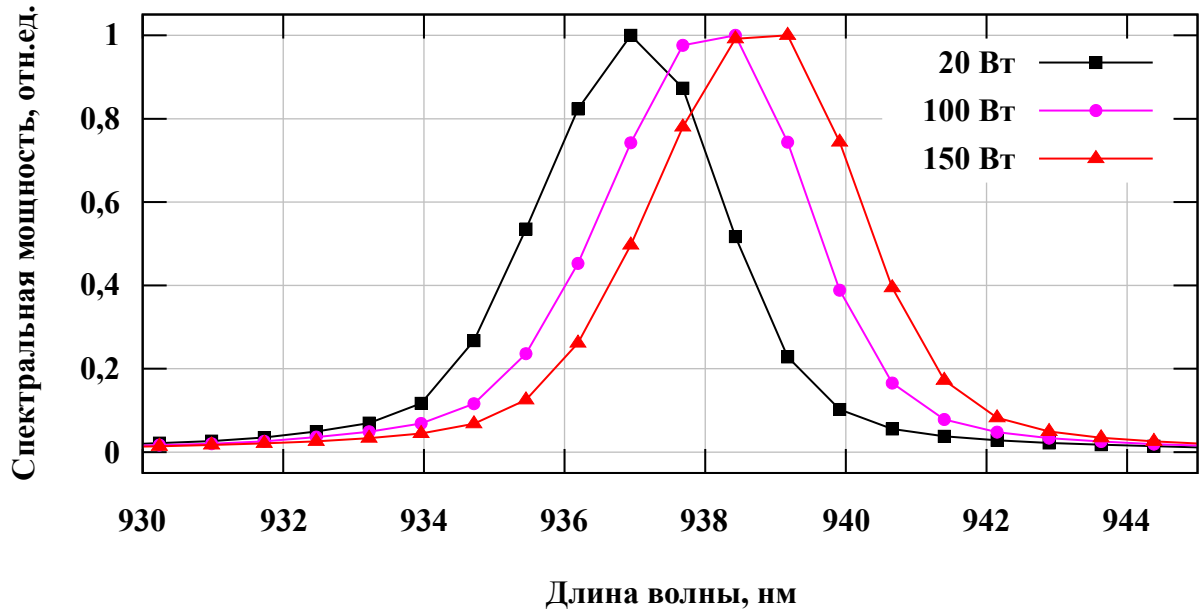


Рисунок 9. Спектральная плотность мощности излучения накачки для различных пиковых мощностей импульсов.

Плотность населенности рабочего уровня, в отсутствие усиливаемого излучения, описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(x, y, z, t) = \frac{c I_p}{h \lambda_p} \alpha_p - \frac{n}{\tau_L}, \quad (1.23)$$

где  $c$  – скорость света, см/с;  $h$  – постоянная Планка, Дж/с;  $\tau_L$  – время жизни верхнего уровня, с.

Контур сечения поглощения в области 940 нм в Yb:YAG зависит от температуры среды. Однако в диапазоне длин волн 930-943 нм и диапазоне температур 80-300 К величина сечения поглощения превышает  $0.5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  [68, 69], что соответствует пропусканию 0.6% излучения для элементов с концентрацией активных ионов 9.8 ат% и двойным проходом через среду толщиной 3.75 мм. Таким образом, сдвиг спектрального контура излучения накачки не оказывает влияния на процесс нагрева среды. В формуле (1.20)

сечение поглощения предполагается зависимым от длины волны излучения накачки, но, для описанного выше случая, излучение можно считать монохроматическим:

$$\sigma_p(T, \lambda_p) \stackrel{\text{def}}{=} \sigma_p(T) . \quad (1.24)$$

Зависимость величины сечения поглощения на длине волны излучения накачки 940 нм от температуры была получена на основе анализа литературных данных, представленных в публикациях [68,69]:

$$\sigma_p(T) = \sigma_{p0} \exp(-(T - T_{\sigma p}) / \Delta T_{\sigma p}) \quad (1.25)$$

с коэффициентами  $\sigma_{p0} = 2.9 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ ,  $T_{\sigma p} = 648 \text{ К}$ ,  $\Delta T_{\sigma p} = 333 \text{ К}$ .

На Рисунке 10 представлены зависимости величины сечения вынужденного излучения в Yb:YAG от температуры на основе данных, опубликованных в работах [51,68,70]. Данные были аппроксимированы экспоненциально затухающей функцией:

$$\sigma_{EA}(T) = \sigma_{E0} + \exp(-(T - \sigma_{E1}) / \sigma_{E2}) , \quad (1.26)$$

где коэффициенты  $\sigma_{E0} = -2.16 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{E1} = 576.51 \text{ К}$ ,  $\sigma_{E2} = 193.04 \text{ К}$ .

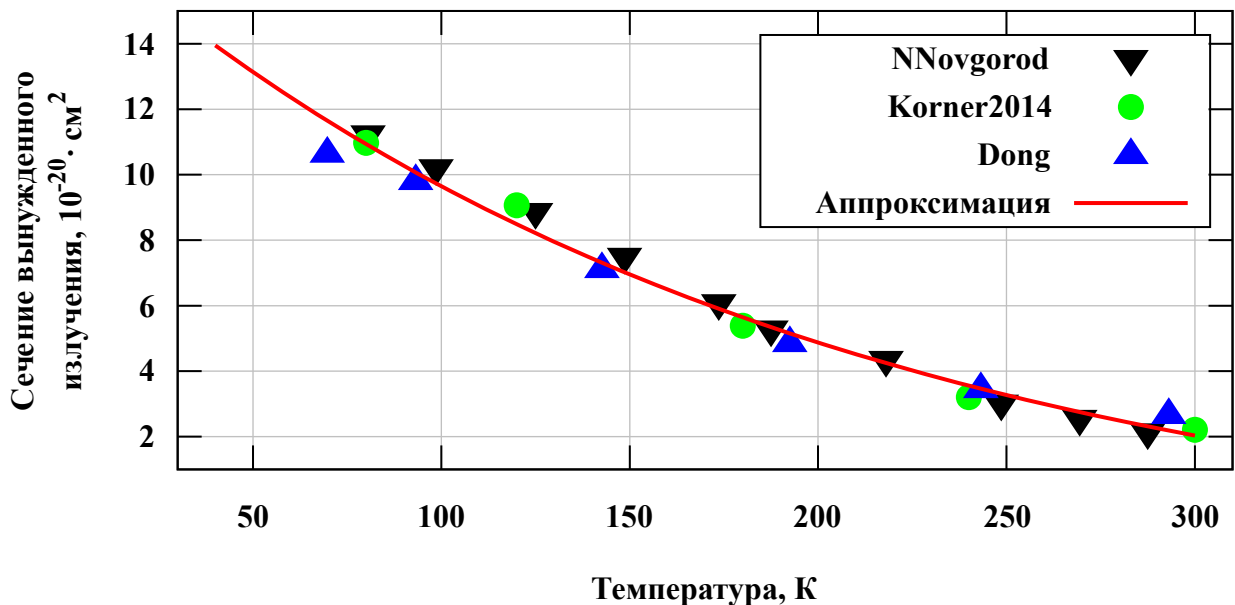


Рисунок 10. Зависимости величины сечения вынужденного излучения  $\sigma_{EA}$  от температуры в Yb:YAG. Сплошная кривая — результаты аппроксимации.

На Рисунке 11 представлены зависимости полной ширины на полувысоте (ПШПВ) контура сечения вынужденного излучения, опубликованные в [51,68,70], в сравнении с аппроксимацией полиномом второй степени:

$$\sigma_{EW}(T) = \sigma_{EW0} + \sigma_{EW1}T + \sigma_{EW2}T^2, \quad (1.27)$$

где коэффициенты  $\sigma_{EW0} = 1.3$  нм,  $\sigma_{EW1} = 6.8 \cdot 10^{-3}$  нм·К<sup>-1</sup>,  $\sigma_{EW2} = 8.6 \cdot 10^{-5}$  нм·К<sup>-2</sup>.

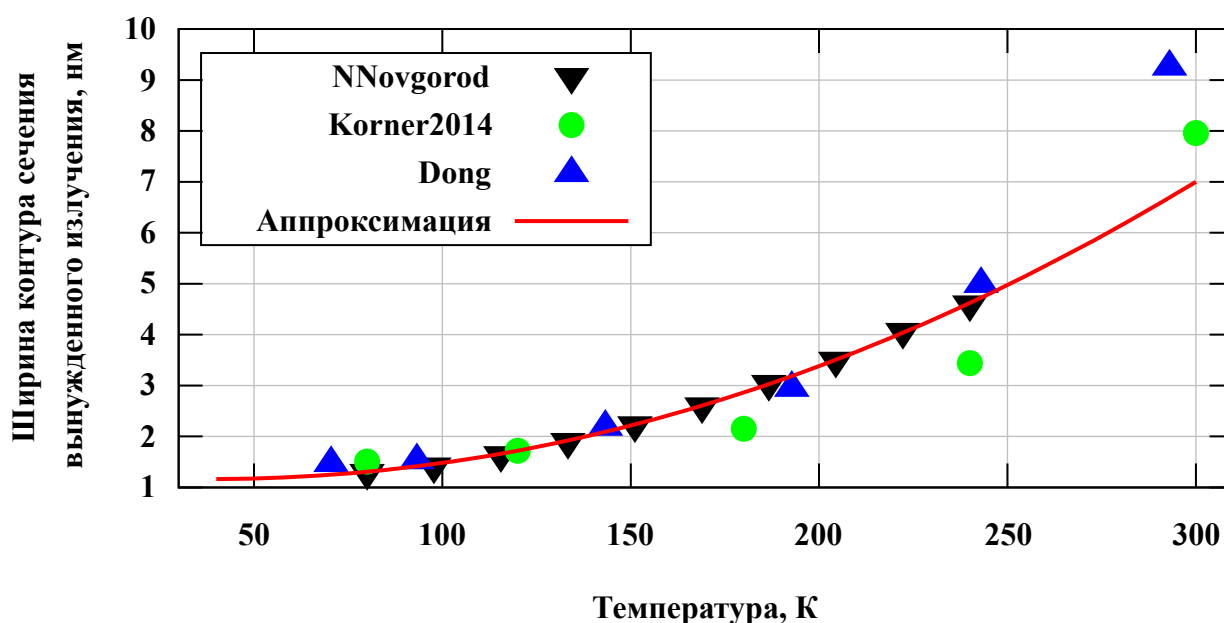


Рисунок 11. Зависимости ширины контура сечения вынужденного излучения  $\sigma_{EW}$  от температуры в Yb:YAG. Сплошная кривая — результаты аппроксимации.

В кристаллах Yb:YAG также существует поглощение в области 1020-1035 нм [71], что приводит к поглощению усиливаемого излучения в отсутствие возбуждения ионов и перепоглощению излучения люминесценции. Величина сечения поглощения  $\sigma_A$  и вынужденного излучения  $\sigma_E$ , согласно методу соответствия, связана следующим соотношением [72-74]:

$$\sigma_A(T, \lambda) = \sigma_E(T, \lambda) \frac{Z_1(T)}{Z_0(T)} \exp\left(\frac{hc}{kT} \cdot (\lambda^{-1} - \lambda_{ZPL}^{-1})\right), \quad (1.28)$$

где  $\lambda_{ZPL}$  — длина волны бесфононной линии, для Yb:YAG — 969 нм [75]. Прямые измерения зависимостей параметров сечения поглощения  $\sigma_A$  от температуры в Yb:YAG кристаллах проводились в работах [68,69], однако

зависимости сечения поглощения в области 1030 нм даны с плохим разрешением.

Зависимость сечения поглощения  $\sigma_A$  аппроксимируется функцией ошибок:

$$\sigma_{AA}(T) = \frac{\sigma_{AA0}}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( (T - \sigma_{AA1}) / \sigma_{AA2} \right) \right], \quad (1.29)$$

где коэффициенты аппроксимации  $\sigma_{AA0} = 1.15 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{AA1} = 193.8 \text{ К}$ ,  $\sigma_{AA2} = 67.9 \text{ К}$ .

Результаты расчёта величины сечения поглощения  $\sigma_A$  на длине волны 1030 нм по формуле (1.28) на основе величины сечения вынужденного излучения  $\sigma_E$  [51,70] и экспериментальные данные  $\sigma_A$  из [68,71] представлены на Рисунке 12.

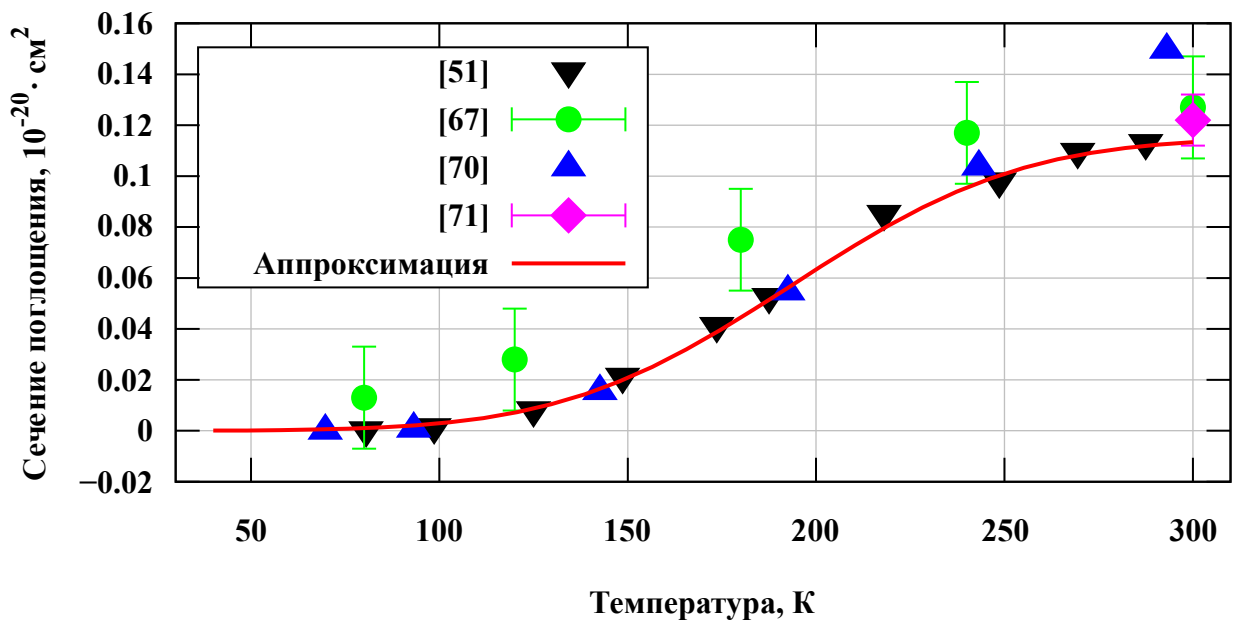


Рисунок 12. Зависимости величины сечения поглощения  $\sigma_A$  от температуры в Yb:YAG. Сплошная кривая — результаты аппроксимации.

В силу того, что ПШПВ сечения вынужденного излучения мала относительно центральной длины волны, расчётная зависимость ПШПВ сечения поглощения от температуры также описывается формулой (1.27).

Излучение люминесценции испытывает перепоглощение в АЭ, что необходимо учитывать в расчётах. Количество спонтанных переходов прямо пропорционально количеству возбуждённых ионов. Это количество определяется

долей мощности излучения накачки, поглощённой в соответствии с (1.19). Поглощённые фотоны излучаются и вновь поглощаются соседними невозбуждёнными атомами, что приводит к т.н. эффекту "пленения излучения" (radiation trapping) [76]. В результате, только часть фотонов люминесценции  $\eta_T = 0.936$  покидает объём элемента из Yb:YAG с концентрацией ионов 10 ат.% [76]. Вклад в источник тепла перепоглощённых фотонов невелик, однако при больших мощностях накачки оказывает влияние на температуру АЭ и охладителя. В активных средах с уровнем допирования ионами Yb<sup>3+</sup> более 10 ат.% возможно дополнительное выделение тепла, связанное с безызлучательным распадом верхнего рабочего уровня. По оценкам, доля мощности, которая может перейти в тепло в зависимости от параметров излучения накачки, составляет до 30% [77]. Однако, для поглощённой мощности излучения накачки 20 Вт дополнительное тепловыделение составляет порядка 3 Вт, согласно (9) из [78]. С учётом этого, вклад дополнительного тепловыделения, совместно с эффектом пленения, при расчётах оценивался из эмпирических данных и не превышал 5%. В численной модели вклад перепоглощённых фотонов и дополнительного тепловыделения моделировался как дополнительный источник, равномерно распределённый по объёму допированной части элемента:

$$Q_R = P_{av} \cdot \eta_H \cdot H_R \cdot V_{dop} , \quad (1.30)$$

где  $P_{av}$  — средняя поглощённая мощность накачки, Вт;  $H_R$  — доля перепоглощённых фотонов совместно с дополнительным тепловыделением;  $V_{dop}$  — объём допированной части, см<sup>3</sup>.

Доля фотонов люминесценции, которые покинули активный элемент, отражается от стенок вакуумной камеры, в которой расположены охладитель и АЭ. Остальные фотоны покидают объём камеры. Камера представляет из себя куб, изготовленный из нержавеющей стали. На Рисунке 13 зелёным цветом показана доля излучения люминесценции, которая покидает объём вакуумной камеры, жёлтым — оставшаяся доля. В геометрическом приближении,  $\sim 2/3$

мощности излучения остаются внутри, что приводит к нагреву стенок камеры и, после диффузного переотражения, охладителя.

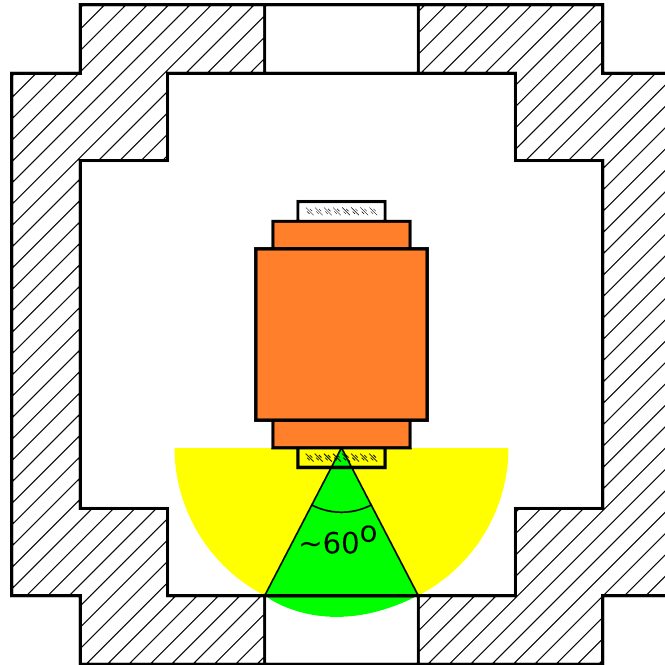


Рисунок 13. Схема (вид сверху, в масштабе) расположения охладителя и активных элементов в вакуумной камере.

Доля переотражённого излучения  $\eta_Q$  зависит от внутренней поверхности стенок вакуумной камеры и может быть оценена экспериментально. Вклад переотражённого излучения моделируется как тепловой поток, равномерно нагревающий поверхности охладителя, не прижатые к криогенной головке:

$$F_Q = P_{av} (1 - \eta_H) \eta_Q . \quad (1.31)$$

Площадь поверхности охладителя внутри камеры образуется пятью гранями куба со стороной 5 см. Шестая (верхняя) грань куба прижата к криогенной головке и поэтому не нагревается излучением внутри камеры. Экспериментально наблюдается процесс, соответствующий постепенному разогреву стенок камеры. Для небольших средних мощностей излучения накачки установление температурного режима системы охлаждения происходит быстро, при этом время установления не зависит от средней мощности излучения накачки. При увеличении средней мощности стенки вакуумной камеры начинают нагреваться, а

установление температурного режима охладителя происходит тем дольше, чем выше мощность излучения накачки [A2]. Это связано как с увеличением теплоёмкости меди при нагревании, так и с нагревом стенок вакуумной камеры.

Даже в отсутствии излучения накачки и люминесценции, стенки камеры находятся при комнатной температуре и излучают:

$$j^* = \varepsilon_s \sigma_{SB} T^4, \quad (1.32)$$

где  $j^*$  — энергетическая светимость, Вт/см<sup>2</sup>;  $\varepsilon_s$  — интегральная поглощательная способность фрезерованной нержавеющей стали, 0.2÷0.6;  $\sigma_{SB}$  — постоянная Стефана-Больцмана,  $5.67 \cdot 10^{-12}$  Вт·см<sup>-2</sup>·К<sup>-4</sup>. Интегральная поглощательная способность стали значительно зависит от качества обработки поверхности, поэтому оценка энергетической светимости  $j^*$  составляет 0.9÷2.8 · 10<sup>-3</sup> Вт/см<sup>2</sup> при комнатной температуре. Таким образом, величина теплового потока  $F_{BB}$  со стенок внутрь камеры:

$$F_{BB} = j^* \cdot S_{BB}, \quad (1.33)$$

где  $S_{BB}$  — площадь поверхности внутренних стенок вакуумной камеры, 1280 см<sup>2</sup>. Величина потока  $F_{BB}$  при температуре стенки 300 К находится в диапазоне 11.8÷35.3 Вт. Поверхности медного охладителя в рабочем режиме находятся при криогенных температурах (менее 160 К), что позволяет считать их только поглощающими относительно излучения чёрного тела.

Полный тепловой поток, падающий на грань охладителя:

$$\kappa(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial \bar{n}_i} = \frac{F_{BB} + F_Q}{5 S_h}, \quad (1.34)$$

где  $S_h$  — площадь грани охладителя, 25 см<sup>2</sup>;  $T_i$  и  $\bar{n}_i$  — температура и нормаль к поверхности грани медного куба, а индекс  $i$  пробегает значения, соответствующие номерам поглощающих граней.

В случае многоэлементной системы охлаждения число уравнений теплопроводности вида (1.1) равняется числу элементов системы охлаждения, а граничные условия между элементами записываются как

$$\kappa(T_j) \frac{\partial T_j}{\partial \bar{n}} = \kappa(T_{j+1}) \frac{\partial T_{j+1}}{\partial \bar{n}}, \quad (1.35)$$

$$T_j(x_b, y_b, z_b, t) = T_{j+1}(x_b, y_b, z_b, t)$$

где индекс  $j$  обозначает порядковый номер элемента, а индекс  $b$  означает точки на границах соседних элементов.

Ключевыми компонентами системы охлаждения АЭ являются криогенные компрессор и головка. Паспортная зависимость отводимой мощности от температуры головки охладителя:

$$P_{\text{cryo}}(T) = P_{\text{cryo0}} + P_{\text{cryo1}} \cdot \exp(-T/P_{\text{cryo2}}) \quad (1.36)$$

где коэффициенты  $P_{\text{cryo0}} = 133.98$  Вт,  $P_{\text{cryo1}} = -217.33$  Вт,  $P_{\text{cryo2}} = 55.66$  К.

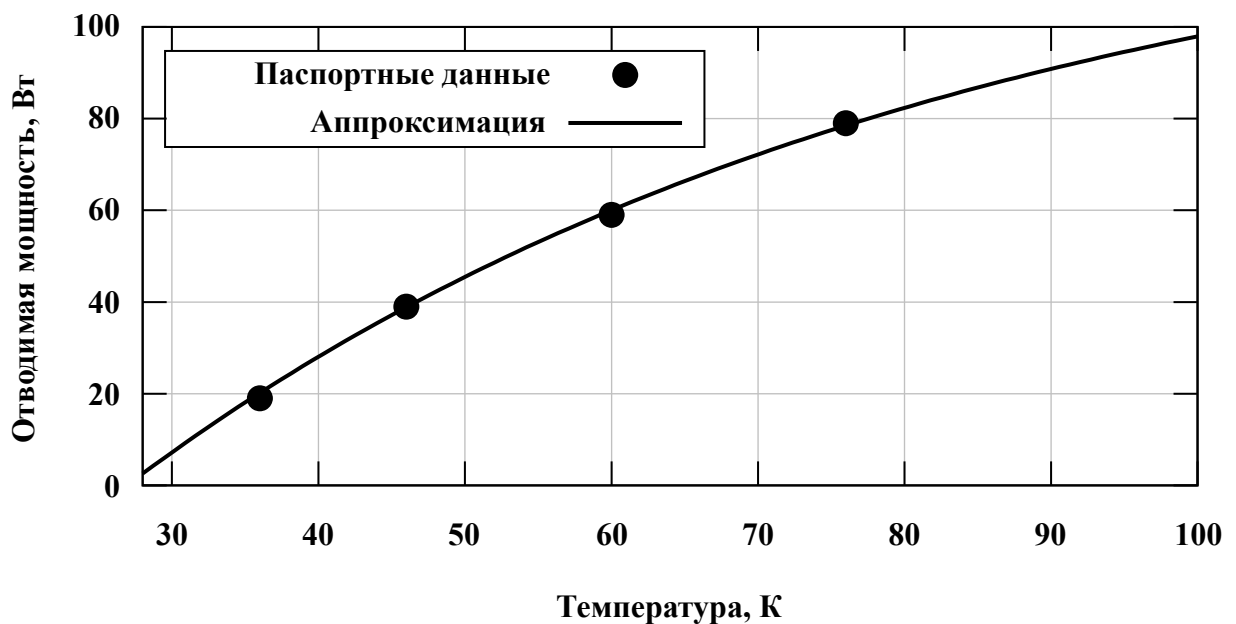


Рисунок 14. Зависимость отводимой мощности от температуры головки.

Граничное условие для охлаждаемой грани:

$$-\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial \bar{n}} = \frac{P_{\text{cryo}}(T)}{S_{\text{cryo}}}, \quad (1.37)$$

где  $S_{\text{cryo}}$  — площадь поверхности криогенной головки,  $72 \text{ см}^2$ .

Было проведено численное моделирование зависимости температуры цельного охладителя от средней мощности накачки  $P_{\text{av}}$  для определения динамики

нагрева АЭ в процессе лазерной накачки [А3]. При моделировании, в уравнении теплопроводности учитывались зависимости коэффициента теплопроводности от температуры для Yb:YAG (1.4) и для меди (1.13), а также зависимости величины теплоёмкости от температуры для Yb:YAG (1.5) и для меди (1.14). Источник тепла в АЭ задавался в соответствии с (1.17). Величина источника тепла (1.17) связана с поглощенным излучением накачки (1.19), которое зависит от плотности населённости рабочего уровня в активной среде (1.23). Для учёта этой связи на каждом шаге по времени производился пересчёт плотности населённости рабочего уровня и поглощения излучения накачки, то есть уравнения теплопроводности (1.1), уравнение поглощения излучения накачки (1.19) и уравнение плотности населённости рабочего уровня решались совместно. В уравнениях (1.19) и (1.23) учитывались зависимости лазерных параметров Yb:YAG (1.20), (1.25), (1.26) и (1.29) от температуры. В уравнении теплопроводности использовались граничные условия (1.34), (1.35), (1.37). Дискретизация проводилась на основе локально одномерной схемы Самарского, которая является абсолютно устойчивой и обладает свойством суммарной аппроксимации [79].

Расчёт зависимости равновесной температуры цельного охладителя от средней мощности излучения диодной накачки, в сравнении с экспериментальными данными, представлен на Рисунке 15:

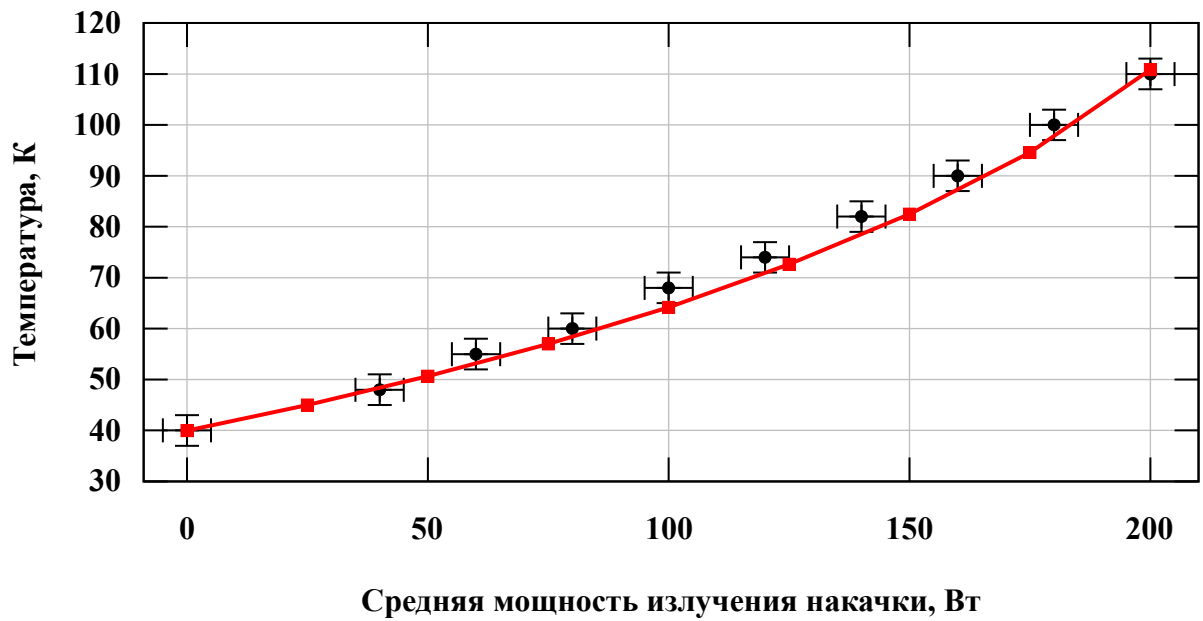


Рисунок 15. Зависимость равновесной температуры цельного охладителя от средней мощности излучения диодной накачки. Точки – экспериментальные данные, сплошная линия — результаты численного моделирования. Узлы на сплошной линии показывают шаги по мощности при расчёте.

При отсутствии излучения накачки расчётные данные совпадают с экспериментальными при использовании величины потока чёрного тела  $F_{\text{ВВ}}$  в 28 Вт, что согласуется с оценкой (1.33). Исходя из этого, можно провести оценку интегральной поглощательной способности стенок вакуумной камеры  $\varepsilon_s \sim 0.5$ . Доля переотражённого излучения  $\eta_Q$ , согласно расчёту, составляет  $\sim 0.35$ , что также согласуется с оценкой интегральной поглощательной способности стенок.

Экспериментально показано, что средняя температура охладителя не зависит от диаметра пятна излучения накачки в диапазоне 2÷7 мм (по уровню  $1/e^2$ ). Измерение температуры охладителя проводилось при помощи датчиков с разрешением лучше 0.1 К при криогенных температурах. Точность измерения температуры на графике составляет  $\pm 3$  К, что связано с дрейфом нуля системы регистрации. Средняя мощность излучения накачки измерялась с погрешностью  $\pm 5$  Вт.

### 1.3 Охладители с гибким тепловым мостом

На первом этапе было проведено моделирование составного охладителя с гибким тепловым мостом (ГТМ). В качестве ГТМ использовались витые многожильные провода из бескислородной меди сечением  $10 \text{ мм}^2$  [А1,А6]. Первая модификация (I) представляет собой разделённые на части куб и диск, соединённые четырьмя гибкими теплопроводами. Концы теплопроводов зажимались в гильзы и спаивались в медные части составного охладителя для обеспечения максимального теплового контакта.

Рабочая температура медного куба, к которому крепится активный элемент, по оценке, должна составлять величину порядка  $140 \text{ К}$ , что связано с зависимостью ширины и амплитуды контура усиления от температуры в  $\text{Yb:YAG}$ . На рисунке 16 представлена зависимость средней мощности излучения накачки, приводящей к нагреву охладителя до  $140 \text{ К}$ , от длины теплопроводов:

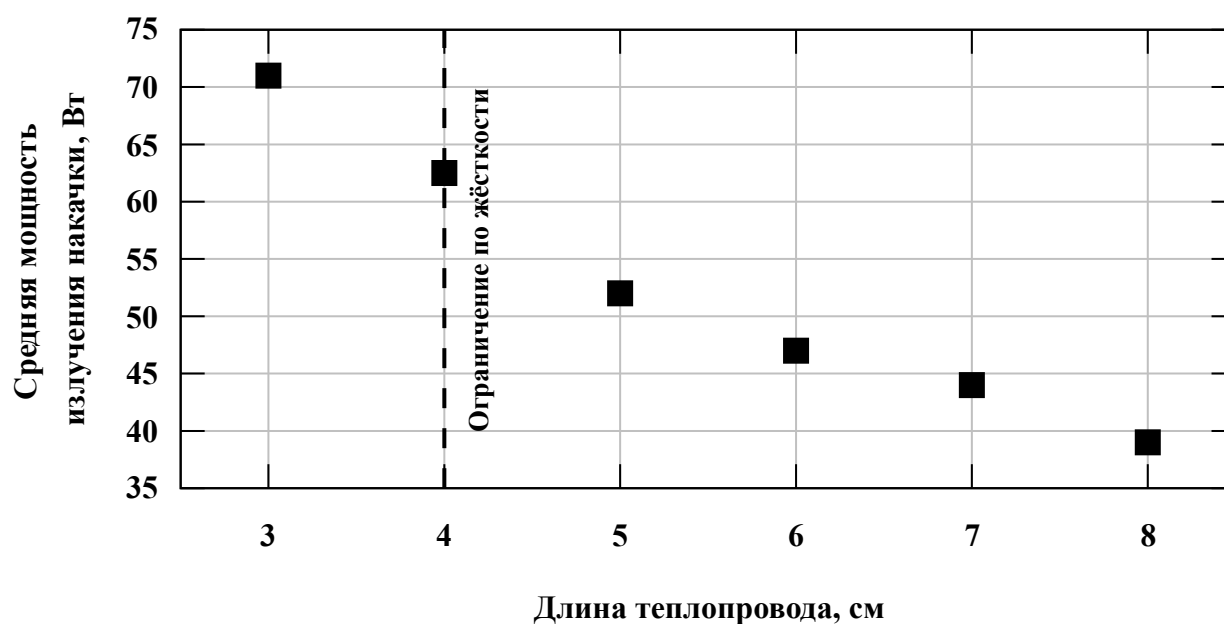


Рисунок 16. Зависимость средней мощности излучения накачки, приводящей к нагреву охладителя до  $140 \text{ К}$  в стационарном температурном режиме, от длины гибких теплопроводов с полным сечением  $40 \text{ мм}^2$ .

Теплопроводы с длиной менее 4 см не имеют достаточной гибкости для подавления угловых отклонений. Габарит охладителей с длиной гибких теплопроводов более 8 см не позволяет разместить охладители в вакуумной камере. Гибкие теплопроводы становятся более жесткими и хрупкими во время их соединения с остальными деталями охладителя [48]. Выбранная по результатам анализа данных моделирования длина теплопроводов 5 см снижает допустимую среднюю мощность на  $\sim 12\%$  по сравнению с длиной 4 см, но значительно увеличивает гибкость теплового моста, связанную с процессом изготовления охладителей.

Для подавления угловых отклонений диск крепится к головке охлаждения и перемещается вместе с ней, а куб крепится ко дну вакуумной камеры через жёсткое основание с низкой теплопроводностью, и является неподвижным. I-я модификация охладителя (Рисунок 17) позволила полностью подавить как долговременные, так и кратковременные отклонения отражённого от АЭ излучения до уровня единиц микрорадиан, что соответствует пределу погрешности измерений.

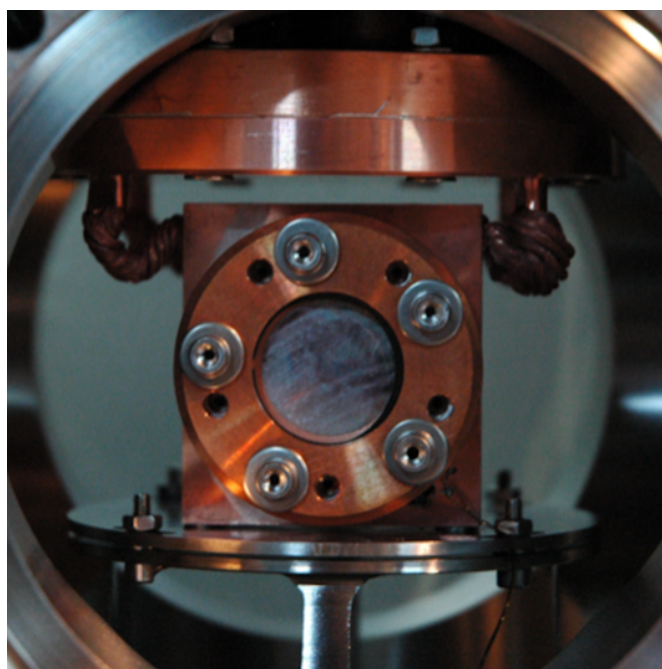


Рисунок 17. I-я модификация разрезного охладителя.

Экспериментально измеренные и рассчитанные зависимости равновесной температуры от средней мощности накачки представлены на Рисунке 18.

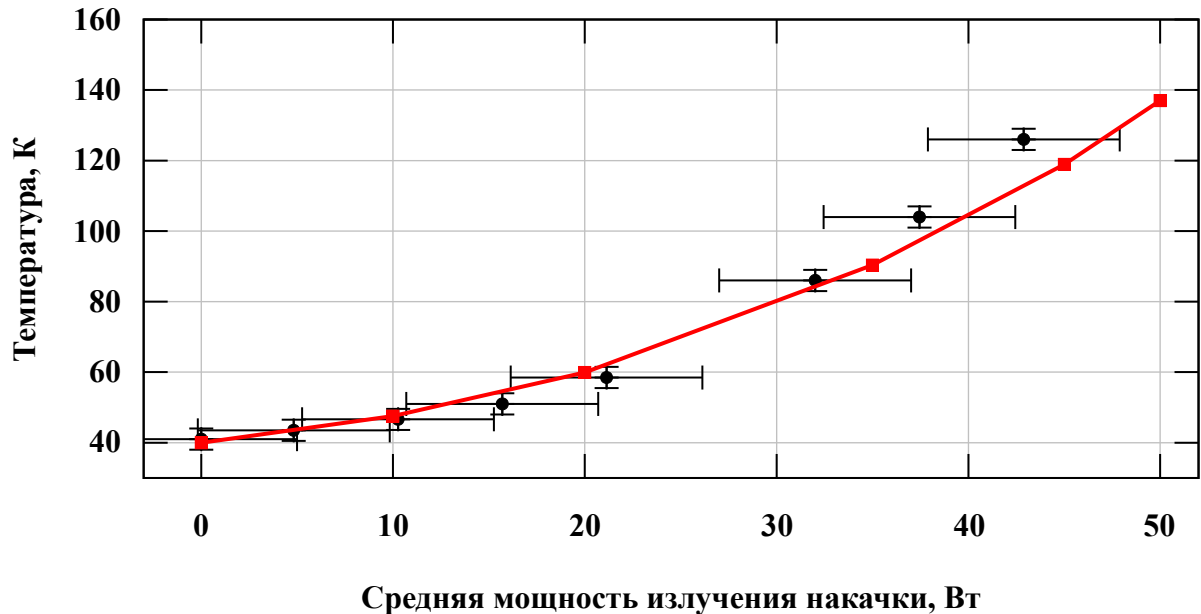


Рисунок 18. Зависимость равновесной температуры медного куба разрезного охладителя I-й модификации от средней мощности излучения диодной накачки.

Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — результаты расчёта.

Узлы на сплошной линии показывают шаги по мощности при расчёте.

При нагреве теплопроводность меди снижается, что уменьшает эффективность охлаждения, а небольшое поперечное сечение теплоотвода дополнительно ограничивает тепловой поток, что приводит к дальнейшему повышению температуры и уменьшению теплопроводности. Эти факторы, действующие одновременно, приводят к нелинейному характеру зависимости температуры от средней мощности излучения накачки. Средняя мощность излучения накачки, приводящая к нагреву охладителя до рабочей температуры 140 К, составляет 50 Вт, что в 4 раза меньше, чем для цельного охладителя.

Для повышения максимальной отводимой средней мощности была промоделирована и изготовлена II-я модификация составного охладителя. Для соединения разрезанных частей охладителя использовались двенадцать гибких

теплопроводов сечением  $10 \text{ мм}^2$  каждый, и длиной 5 см. Ограничение размера сечения в  $10 \text{ мм}^2$  обусловлено тем, что теплопроводы с сечением  $12 \text{ мм}^2$  и более не обеспечивали достаточную подвижность частей составного охладителя.

Фотография II-й модификации составного охладителя с ГТМ представлена на Рисунке 19.



Рисунок 19. II-я модификация разрезного охладителя.

Длина гибких теплопроводов была определена из результатов численного моделирования и технологических возможностей, так же, как и для I-й модификации разрезного охладителя. Выбранная по результатам анализа данных моделирования длина теплопроводов 5 см снижает допустимую среднюю мощность на  $\sim 15\%$  по сравнению с длиной 4 см.

Зависимость для II-й модификации охладителя демонстрирует более линейный характер в диапазоне 70-120 К по сравнению с кривой для I-й модификации охладителя, что обусловлено значительным увеличением сечения теплового моста. Экспериментально измеренная зависимость равновесной температуры от средней мощности накачки, в сравнении с результатами моделирования, представлены на Рисунке 20.

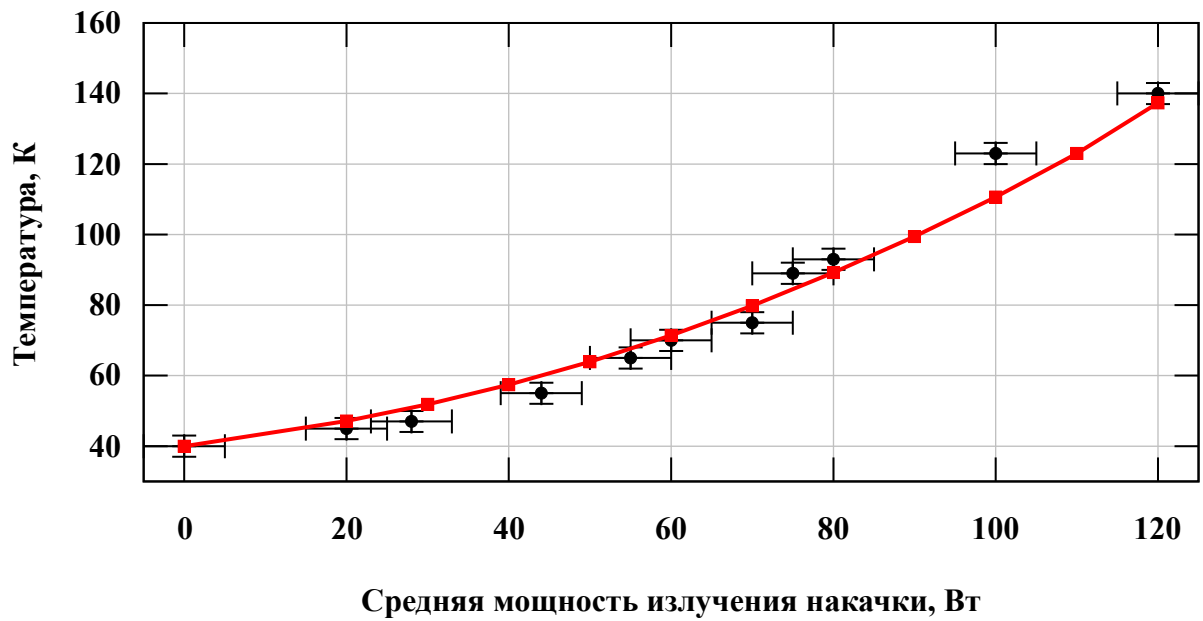


Рисунок 20. Зависимость равновесной температуры медного куба разрезного охладителя II-й модификации от средней мощности излучения диодной накачки. Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — результаты расчёта.

Результаты измерений долговременных угловых отклонений отражённого луча при использовании II модификации охладителя представлены на Рисунке 21.

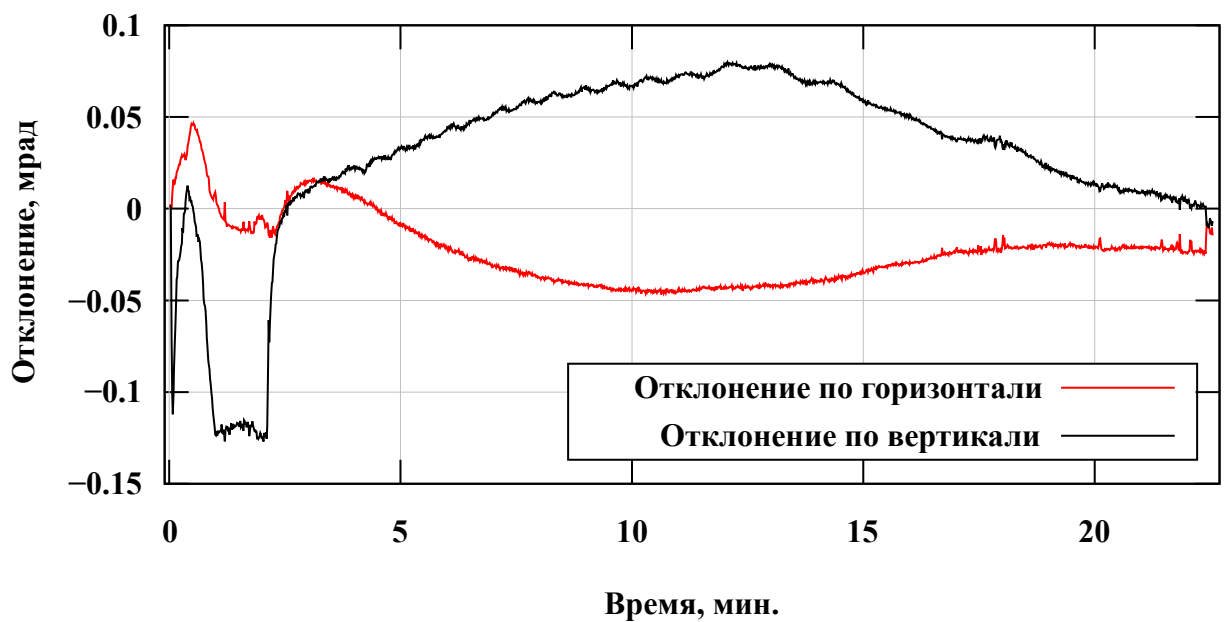


Рисунок 21. Отклонения центра пучка при включении и работе системы криогенного охлаждения.

Таким образом, ГТМ уменьшает амплитуду отклонений пучка более чем на порядок и качественно изменяет характер движения пучка после отражения от АЭ, как циклического, так и долговременного. Система возвращается в исходное состояние после первоначального отклонения амплитудой порядка 0.2 мрад при запуске компрессоров, что обеспечивает воспроизводимость экспериментальных результатов [А1]. Циклические колебания центра пучка нормально распределены со средним значением 2.3 мкрад, амплитудой по горизонтальной оси 5 мкрад, по вертикальной оси 11 мкрад, и дисперсией 1.2 мкрад по обеим осям [А1,А5].

На Рисунке 22 показаны зависимости равновесной температуры от средней мощности излучения диодной накачки для различных модификаций охладителей.

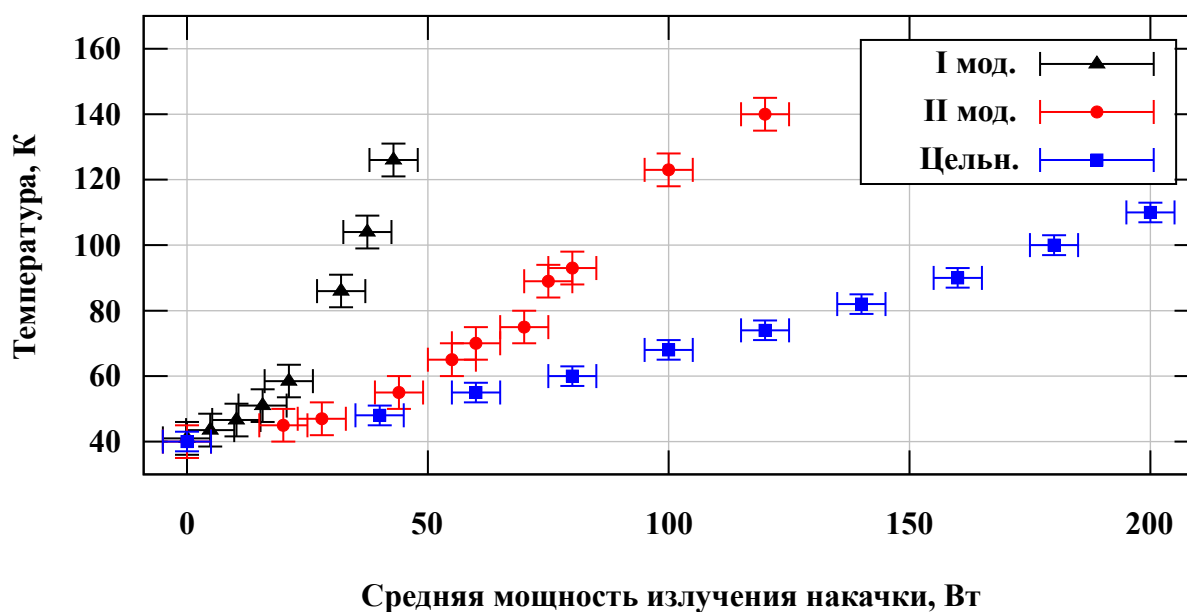


Рисунок 22. Зависимости равновесной температуры от средней мощности диодной накачки для различных модификаций охладителей.

Таким образом, охладители II-й модификации занимают промежуточное положение между цельными охладителями и охладителями I-й модификации с точки зрения отводимой мощности, при этом обеспечивая эффективное подавление угловых отклонений излучения, связанного с механическими процессами в системе охлаждения.

#### 1.4 Основные результаты Главы 1

Основные результаты, представленные в Главе 1, опубликованы в работах [A1,A2,A3,A4,A5,A6]:

1. Исследованы кратковременные и долговременные угловые отклонения излучения при отражении от активных элементов во время работы системы криогенного охлаждения замкнутого цикла циркуляции гелия.

2. Проведено численное моделирование многокомпонентной криогенной системы охлаждения. На основе численных результатов разработаны и изготовлены модифицированные составные охладители с гибким тепловым мостом двух различных модификаций.

3. Экспериментально исследованы зависимости равновесной температуры активных элементов от мощности диодной накачки для различных модификаций охладителей. Показано, что при использовании охладителей с гибким медным тепловым мостом, система криогенного охлаждения замкнутого цикла циркуляции гелия обеспечивает охлаждение активных элементов до рабочей температуры  $\sim 140$  К при средних мощностях торцевой диодной накачки до 120 Вт, при этом величина угловых отклонений отражённого излучения не превышает 5 мкрад.

## **2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ЛАЗЕРНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ**

### **2.1 Методы измерения температурных полей в лазерных элементах**

Как показано в Главе 1, расчёт температурных полей даёт результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными. Несмотря на это, численное моделирование распределения температуры в АЭ является лишь хорошей оценкой. Основная проблема заключается в том, что в многоэлементных системах присутствуют параметры, необходимые для моделирования, которые трудно или невозможно определить заранее. Одним из самых важных параметров моделирования является тепловой контакт между АЭ и теплоотводом. Тепловой контакт зависит не только от способа крепления АЭ, но и от количества циклов охлаждения-нагрева, постепенно ухудшающих тепловой контакт. Проблема постепенного ухудшения теплового контакта за счёт охлаждения-нагрева имеет большое значение при использовании криогенного охлаждения.

В большинстве лазерных систем контроль температуры АЭ осуществляется при помощи датчиков, расположенных в системе охлаждения. Однако измерение температуры теплоотвода, или в любой другой точке системы охлаждения, (например, при помощи температурного датчика 10 на Рисунке 1 а)), не позволяет определить распределение температуры непосредственно в АЭ. Экспериментальное определение распределения температуры в АЭ особенно актуально для систем с высокой средней мощностью излучения, поскольку в таких системах градиенты температур в АЭ могут достигать значительных величин.

В последнее время активно ведутся исследования, направленные на развитие методов измерения температуры в АЭ лазерных усилителей в процессе накачки, что подчеркивает актуальность проблемы. Так, для экспериментального определения температурных полей, для систем, не использующих криогенное охлаждение, применяются тепловизоры [80-83]. Использование тепловизоров имеет ограничения, связанные с тем, что многие АЭ плохо пропускают или

совсем непрозрачны для теплового излучения при комнатной температуре с длиной волны около 10 мкм. Таким образом, тепловизор даёт изображение только поверхности элемента, которое может значительно отличаться от распределения температуры в объёме за счёт усреднения. Отличие может быть особенно значительно для АЭ с большой толщиной, затрудняя или делая невозможным экспериментальное измерение распределения температуры и оценку качества теплового контакта между элементом и системой охлаждения. При этом, для АЭ в форме тонких дисков распределение температуры на поверхности позволяет оценить качество теплового контакта в силу того, что в тонких дисках продольные (вдоль оси излучения накачки) градиенты температур обычно малы по сравнению с поперечными. При переходе к криогенному охлаждению использование тепловизоров значительно затруднено даже для исследования температуры поверхности. Это обусловлено тем, что характерная длина волны теплового излучения при температуре 100 К составляет порядка 30 мкм. На этих длинах волн весьма высок уровень фоновых шумов, а подавляющее большинство оптических материалов являются непрозрачными, ограничивая возможности размещения тепловизора.

Для АЭ, допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ , существуют методы исследования температуры, основанные на зависимости спектра люминесценции от температуры. В работе [84] исследована температура в накачиваемом объёме АЭ, допированного ионами  $\text{Yb}^{3+}$ . Метод исследования основан на измерении зависимостей амплитуды пиков излучения на длинах волн 530 и 550 нм от температуры, связанных с ап-конверсией в паразитных примесях ионов  $\text{Er}^{3+}$ . В работе [85] предложена схема измерения распределения температуры внутри активной среды твердотельного лазера с диодной накачкой. В основе также лежат измерения отношений интенсивностей пиков ап-конверсионного излучения  $\text{Er}^{3+}$  на длинах волн 520 и 540 нм, зависящих от температуры. К преимуществам метода можно отнести то, что исследуемое излучение находится в зелёной

области спектра, что позволяет исключить влияние излучения накачки и генерации. К недостаткам относится сложность настройки схемы.

Для контроля температуры АЭ мощных лазерных усилителей, в работе [86] предложен метод, основанный на зависимости скорости звука от температуры в материале АЭ. Для измерений используется зондирование ультразвуковым сигналом. Изменение скорости звука приводит к изменению фазы ультразвукового сигнала, проходящего через активный элемент, что позволяет определить изменение температуры. Для АЭ из стекла, допированного ионами  $\text{Nd}^{3+}$ , приведены результаты контроля температуры в процессе работы лазерного устройства. К преимуществам метода относится точность лучше 1% и разрешение порядка 0.1 К. Однако с помощью этого метода трудно получить двумерное или трёхмерное распределение температуры в АЭ.

Метод получения объёмного распределения температуры в АЭ из  $\text{Yb}:\text{YAG}$  для криогенных усилителей, работающих при высокой средней мощности, предложен в [87]. Охлаждение АЭ в работе [87] осуществляется при помощи системы КОЗЦ циркуляции гелия. Для получения трёхмерных распределений температуры используется конфокальный микроскоп. Для определения температуры исследуется спектр люминесценции  $\text{Yb}^{3+}$  вблизи длины волны 1030 нм. После калибровки по известным температурам и энергиям импульсов накачки, спектр анализируется с помощью нейронной сети. Основным недостатком этого метода является то, что отношение интенсивностей зависит не только от температуры, но и от энергии импульса накачки, возбуждающего люминесценцию. Продолжение этих исследований представлено в [88]. На основе измерений при помощи описанного метода и численного моделирования, проведён анализ теплового поведения лазерного усилителя с активными зеркалами из  $\text{Yb}:\text{YAG}$  и возникающих в элементах искажений волнового фронта.

Другим коллективом опубликована статья, посвящённая исследованию температуры в  $\text{Yb}:\text{YAG}$  с использованием зависимости отношения интенсивности излучения на длинах волн 1022 нм и 1027 нм от температуры [89]. Проведено

исследование распределения температуры в тонких дисках из керамики Yb:YAG. Расчёты с использованием оцененных температур, измеренных между 77 и 200 К, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Показано, что метод может быть применён для исследования температуры в тонких криогенно-охлаждаемых АЭ.

В работе [90] проведено экспериментальное сравнение различных методов измерения температуры в АЭ из Yb:YLF, основанных на анализе спектра люминесценции ионов  $\text{Yb}^{3+}$ . Предложена методика разностной термометрии люминесценции (Differential Luminescence Thermometry). Преимущество предлагаемой методики было продемонстрировано путем оценки качества теплового контакта элементов с охладителями, и показано, что достижима точность оценки температуры  $\pm 5$  К, в том числе для образцов, находящихся под неоднородной тепловой нагрузкой. В последующей работе того же коллектива [91] проведён анализ точности для шести различных методов измерения температуры в кристаллах Yb:YAG. В работе рассмотрены и исследованы температурные зависимости отношений величины пиков люминесценции на длинах волн 1022, 1024.5, 1030 нм по отношению к величине провала в спектре люминесценции на длине волны 1027 нм. Рассмотрены температурные зависимости ширины пика люминесценции на 1030 нм. Показано, что самый точный результат ( $\pm 1$  К) достигается с использованием интегральной величины в диапазонах длин волн 950-1025 нм и 950-1060 нм.

В статье [92] предложен метод исследования распределения температуры в элементах из Yb:YAG с применением дополнительного зондирующего излучения. Зондирующее излучение должно иметь длину волны бесфононной линии, что требует использования перестраиваемого по длине волны излучения лазера. Расчёт температуры производится на основании зависимости сечения поглощения на длине волны бесфононной линии от температуры. Особенностью метода является то, что зондирующее излучение, прошедшее через элемент, регистрируется матрицей. Это позволяет получить двумерное распределение

температуры в образце, однако, на полученные таким образом данные влияет не только непосредственно поглощение в образце, но и искажения волнового фронта, возникающие из-за распределения температуры.

В работе [93] представлена экспериментальная реализация бесконтактного метода определения температуры кристаллов  $YAl_3(BO_3)_4$ , допированных ионами  $Yb^{3+}$ . Исследованы спектры антистоксовой люминесценции кристалла в спектральном диапазоне 900-1020 нм при нагревании кристалла в диапазоне температур от 290 до 573 К. Показано, что повышение температуры кристалла приводит к увеличению относительной интенсивности пиков люминесценции в коротковолновой области.

Для всех рассмотренных методов характерно то, что измеряемый спектр люминесценции зависит не только от температуры АЭ, но также от концентрации лазерно-активных ионов и интенсивности излучения накачки, что приводит к усложнению калибровки. При получении трёхмерных распределений температуры существенным недостатком является необходимость использования конфокального микроскопа, поскольку не всегда возможно его размещение.

## **2.2 Метод динамической лазерной термометрии**

Для решения проблемы экспериментального измерения температурных полей в области накачки АЭ лазерных усилителей, допированных ионами  $Yb^{3+}$ , автором диссертации предложен новый метод лазерной термометрии. Метод основан на зависимости величины коэффициента поглощения ионов  $Yb^{3+}$  от температуры на длине волны усиления 1030 нм [А7].

Наличие зависимости величины коэффициента поглощения от температуры на длине волны усиления обусловлено небольшой величиной стоксова сдвига ионов  $Yb^{3+}$ . Несмотря на то, что в схеме энергетических уровней ионов  $Yb^{3+}$  есть четыре уровня (см. Таблицу 2), нижние уровни имеют заселенность за счет теплового возбуждения в соответствии с распределением Больцмана. Вследствие этого, в среде происходит поглощение излучения на длине волны 1030 нм в

отсутствие возбуждающего излучения. С уменьшением температуры поглощение также уменьшается.

Метод позволяет исследовать двумерное распределение температуры в АЭ, используя усиливаемое излучение в качестве зондирующего.

Определение температуры АЭ вдоль оси распространения излучения основано на поглощении излучения, зависящем от температуры [А8]:

$$I = I_0 \exp\left(-\int_0^L \alpha_s(T(z)) dz\right), \quad (2.1)$$

где  $I$  — интенсивность прошедшего излучения, Вт/см<sup>2</sup>;  $I_0$  — интенсивность падающего излучения, Вт/см<sup>2</sup>;  $L$  — длина оптического пути в элементе, см;  $\alpha_s$  — коэффициент поглощения на длине волны 1030 нм, зависящий от температуры;  $z$  — ось распространения излучения. Полный коэффициент пропускания  $\gamma_T$  для излучения с распределением мощности пятна:

$$\gamma_T = \frac{\iint_S I_0(x, y) \exp\left(-\int_0^L \alpha_s(T(x, y, z)) dz\right) dx dy}{\iint_S I_0(x, y) dx dy}, \quad (2.2)$$

где плоскость  $xu$  перпендикулярна к оси  $z$ ;  $S$  — область взаимодействия пятна излучения с элементом, см<sup>2</sup>.

Распределение температуры в объёме элемента описывается гладкой и непрерывной функцией. Исходя из этого, используя теорему о среднем значении интеграла, интеграл из (2.1) можно переписать в виде:

$$\int_0^L \alpha_s(T(z)) dz = \alpha_s(T(z_C))L = \alpha_s(T_C)L, \quad (2.3)$$

где  $z_C$  — значение координаты в промежутке  $[0, L]$ , удовлетворяющее равенству, см,  $T_C$  — величина температуры в точке  $z_C$ , К.

В свою очередь, так как область  $S$  является связной и ограниченной, также по теореме о среднем значении, выражение (2.2) принимает вид

$$y_T = \frac{S}{P_0} I(x_c, y_c) \exp(-\alpha_S(T_c(x_c, y_c)L)) = \frac{P(T_E)}{P_0}, \quad (2.4)$$

где  $(x_c, y_c)$  — точка, лежащая в области  $S$ ;  $T_E$  — температура  $T_c(x_c, y_c)$  в этой точке,  $K$ ;  $P_0$  — мощность падающего излучения, Вт.

Таким образом, элемент с произвольным распределением температуры всегда имеет элемент с эквивалентной по поглощению температурой  $T_E$  во всём объёме, взаимодействующем с излучением.

Если размер пятна зондирующего излучения достаточно мал по сравнению с характерными размерами неоднородности температуры исследуемой области, то распределением интенсивности можно пренебречь:

$$y_T \approx \exp(-\alpha_S(T_E)L). \quad (2.5)$$

Таким образом, формируя достаточно малое пятно и сканируя область в плоскости  $xu$ , возможно получить двумерное распределение эквивалентной температуры  $T_E$  в элементе.

При проведении эксперимента, на первом этапе определяется зависимость коэффициента пропускания системы  $y_T$  в отсутствие накачки от температуры АЭ. Температура во всем объёме АЭ должна быть одинаковой, что достигается при медленном, по сравнению со скоростью установления теплового режима, охлаждении или нагревании элемента. Для учёта потерь, не зависящих от температуры, в стационарном состоянии проводится измерение зависимости коэффициента пропускания от положения пятна сканирующего лазера.

Далее проводятся измерения коэффициента пропускания системы в присутствии излучения накачки. Для того, чтобы разделить процессы поглощения и усиления зондирующего сигнала, необходимо измерять коэффициент пропускания системы в отсутствие излучения накачки. Время жизни возбужденного состояния иона  $Yb^{3+}$  составляет  $\sim 1$  мс, а процесс установления одинаковой температуры в объёме элемента имеет характерные времена порядка  $\sim 1$  с. При отсутствии излучения накачки в течении  $\sim 5$  мс рабочий лазерный

уровень перестаёт быть населён, а температурное поле в объёме элемента за это время изменяется незначительно. Из этого следует, что динамика поглощения, в отсутствие излучения накачки, зависит только от тепловых процессов. Для систем с небольшой ЧПИ условие отсутствия излучения накачки для измерений выполняется автоматически. При непрерывной накачке или накачке с высокой ЧПИ необходимо специально прерывать излучение накачки.

За счёт измерения амплитуд как пиков усиления, так и провалов поглощения, метод позволяет проводить одновременное исследование распределения эквивалентной температуры и КУ [А9,А10].

### 2.3 Экспериментальная проверка применимости метода

Для проверки метода динамической лазерной термометрии была экспериментально определена эквивалентная температура в центральной области АЭ мультидискового усилителя вдоль оси излучения накачки. В качестве зондирующего лазера использовался Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> лазер с центральной длиной волны 1030 нм и шириной спектра ~0.7 нм ПШПВ, и ЧПИ 80 МГц.

Для учёта флуктуаций мощности зондирующего лазера пучок разделялся посредством светоделительной пластинки. Отраженная часть была направлена в измеритель мощности I, прошедшая часть попадала на измеритель мощности II после прохода через активный элемент. Отношение показаний измерителя мощности II к показаниям измерителя мощности I определяет относительный коэффициент пропускания:

$$\gamma_T = \frac{P_{II}(T)}{P_I}, \quad (2.6)$$

где  $P_I$  и  $P_{II}$  — мощность, регистрируемая на измерителях I и II, Вт.

В эксперименте температура медного теплоотвода снижалась со скоростью ~0.1 К/с, что является медленным процессом по сравнению с характерным временем установления температуры в объёме элемента. Температура контролировалась по температурному датчику, размещённому в медном теплоотводе вблизи АЭ.

Коэффициент пропускания  $\gamma_T$  не зависит от температуры в диапазоне 40-60 К, и равен единице (нет поглощения), что позволяет провести нормировку для учёта всех потерь, кроме температурозависимых в АЭ. Зависимость коэффициента пропускания излучения от температуры в отсутствие излучения накачки представлена на Рисунке 23.

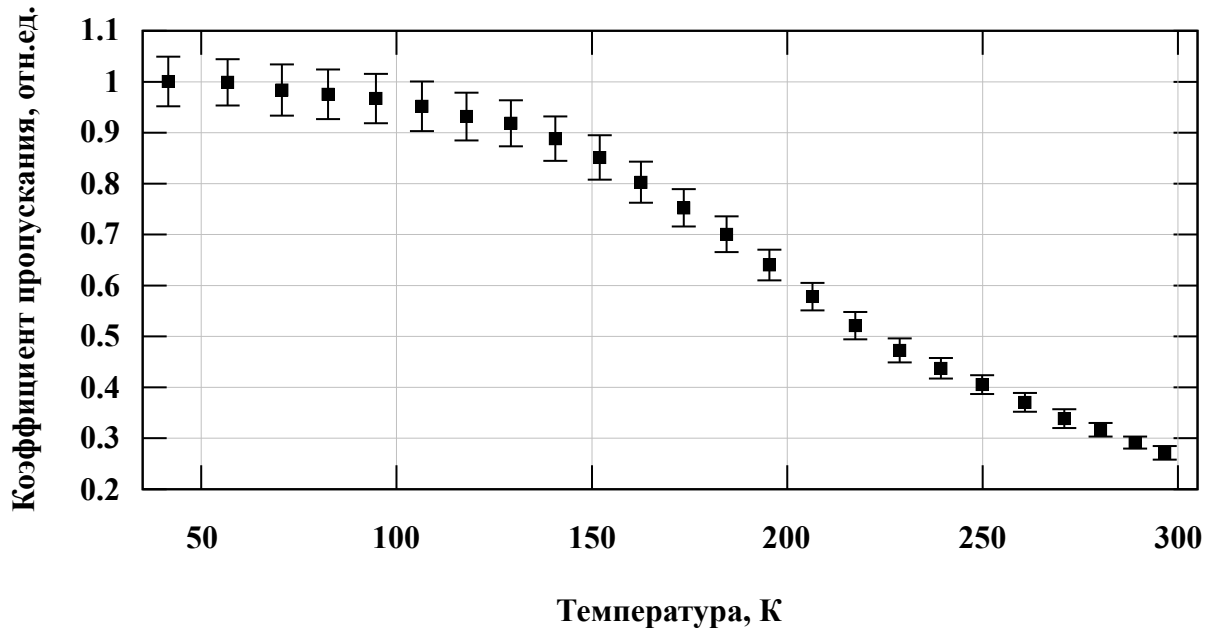


Рисунок 23. Экспериментальная зависимость коэффициента пропускания  $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$  от температуры АЭ на длине волны 1030 нм и шириной спектра  $\sim 0.7$  нм.

Далее был проведен эксперимент с использованием излучения диодной накачки. Зондирующий лазер был сфокусирован в диаметр пятна  $\sim 150$  мкм в центре накачиваемой области АЭ, что значительно меньше диаметра пятна накачки (4 мм). Динамика коэффициента пропускания АЭ после прерывания излучения накачки представлена на Рисунке 24.

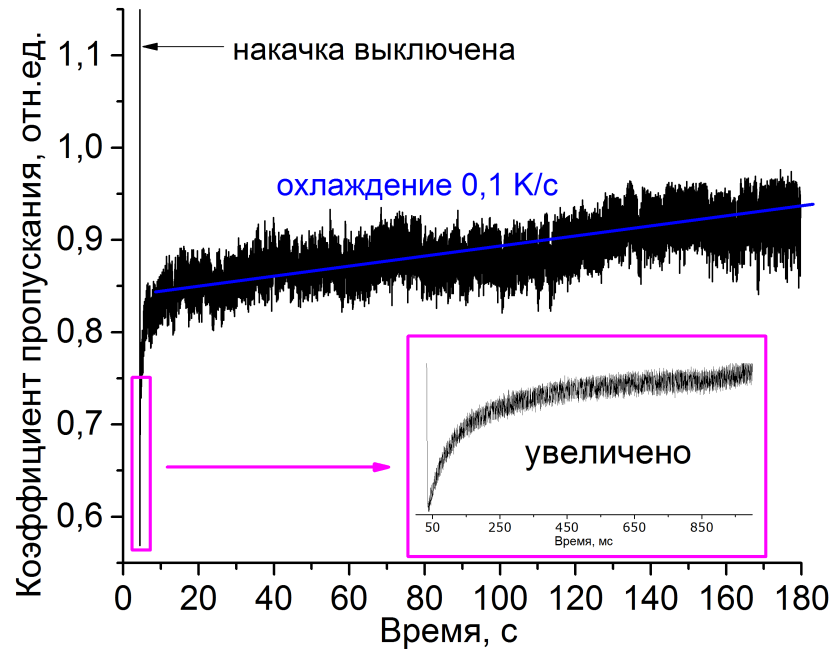


Рисунок 24. Динамика коэффициента пропускания после отключения излучения накачки [А7].

После отключения накачки охлаждение теплоотвода происходило со скоростью  $0.1 \text{ K/s}$ , поэтому процесс охлаждения теплоотвода не влиял на мгновенную динамику температурного поля в АЭ. Наименьшее значение коэффициента пропускания после отключения накачки равнялось  $0.59 \pm 0.02$ , что, согласно кривой на Рисунке 23, соответствует эквивалентной температуре  $\sim 210 \text{ K}$  для однородно нагретого АЭ. Согласно данным моделирования, при температуре медного теплоотвода  $155 \text{ K}$ , коэффициент пропускания составляет  $\sim 0.62$ , что соответствует эквивалентной температуре  $199 \text{ K}$ . Таким образом, экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с данными моделирования, что подтверждает применимость метода динамической лазерной термометрии [А7].

## 2.4 Эксперименты по определению температурных полей

Было проведено одномерное сканирование области накачки в АЭ криогенного усилителя. Для этого использовался непрерывный Yb:YAG лазер с центральной длиной волны  $1030 \text{ nm}$  и шириной спектра менее  $0.3 \text{ nm}$ . Излучение зондирующего лазера проходило через телескоп и фокусировалось в пятно

диаметром  $\sim 250$  мкм в АЭ. Мощность зондирующего излучения, падающего на активный элемент  $\sim 6$  мВт, что соответствует плотности мощности  $\sim 15$  Вт/см<sup>2</sup>. Интенсивность насыщения для длины волны 1030 нм составляет  $\sim 2$  кВт/см<sup>2</sup> для температуры 80 К и  $\sim 10$  кВт/см<sup>2</sup> для температуры 300 К. Для излучения накачки со средней мощностью  $\sim 100$  Вт и диаметром пятна  $\sim 2$  мм плотность мощности составляет 2.5 кВт/см<sup>2</sup>, что на два порядка больше, чем зондирующее излучение. Таким образом, зондирующее излучение не влияет на состояние среды и проводимые измерения.

Зависимость пропускания от температуры при медленном охлаждении АЭ в отсутствии излучения накачки приведена на Рисунке 25 [А8]:

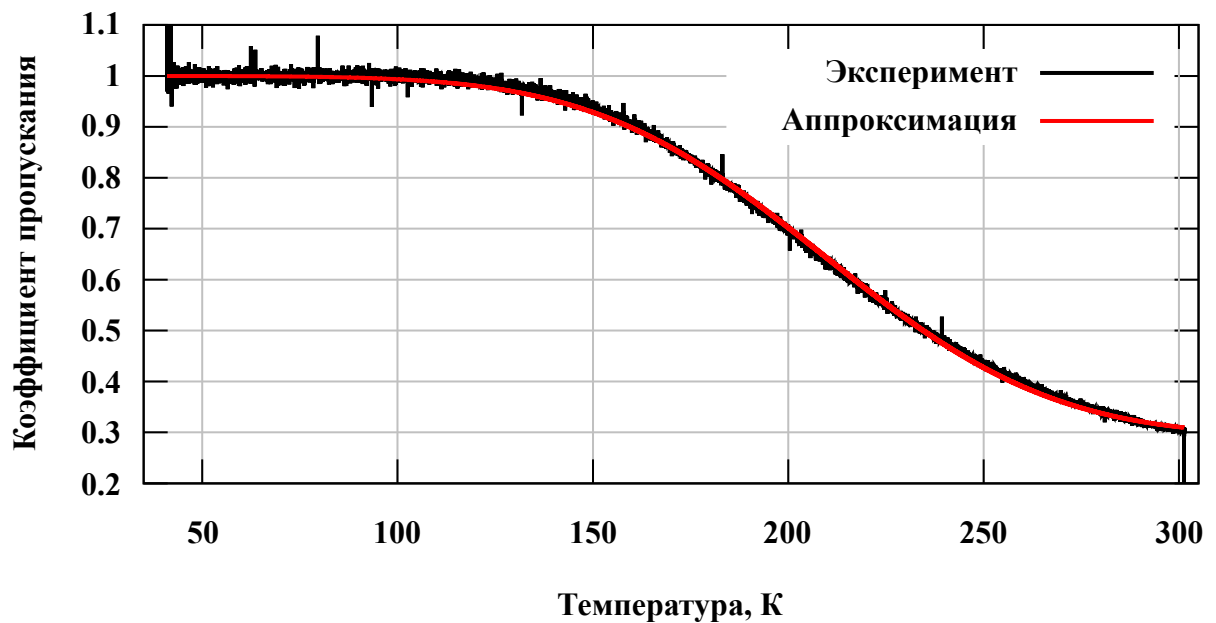


Рисунок 25. Экспериментальная зависимость коэффициента пропускания Yb:YAG от температуры АЭ на длине волны 1030 нм и шириной спектра менее 0.3 нм.

Таким образом, экспериментально показано, что вид кривой не зависит от используемого зондирующего излучения, так как зависимость на Рисунке 25 аналогична зависимости на Рисунке 23.

Зависимость на Рисунке 25 аппроксимирована функцией ошибок:

$$\gamma_T(T) = \frac{1}{2} \left[ (\gamma_{A1} - 1) \cdot \operatorname{erf} \left( \frac{T - \gamma_{A0}}{\gamma_{A2}} \right) + \gamma_{A1} + 1 \right], \quad (2.7)$$

где  $\operatorname{erf}$  — функция ошибок; коэффициенты аппроксимации  $\gamma_{A1} = 0.294$ ,  $\gamma_{A0} = 212.87$  К,  $\gamma_{A2} = 67.8$  К. Коэффициенты аппроксимации зависят от ширины и центрального положения спектрального контура, но находятся вблизи одних и тех же значений. Для расчёта эквивалентной температуры из коэффициента пропускания используется обратная функция ошибок:

$$T(\gamma_T) = \gamma_{A0} + \gamma_{A2} \cdot \operatorname{erfinv} \left( \frac{2\gamma_T - (\gamma_{A1} + 1)}{\gamma_{A1} - 1} \right), \quad (2.8)$$

где  $\operatorname{erfinv}$  — обратная функция ошибок. Зависимость эквивалентной температуры от коэффициента пропускания представлена на Рисунке 26.

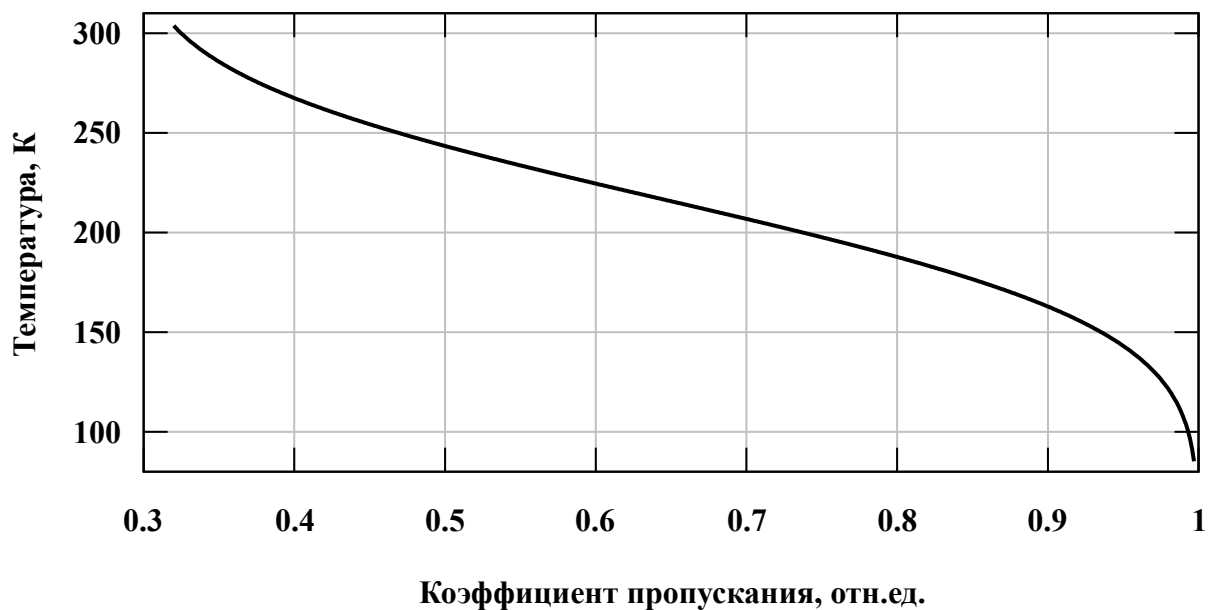


Рисунок 26. Рассчитанная зависимость эквивалентной температуры от коэффициента пропускания Yb:YAG на длине волны 1030 нм.

Линейный участок кривой для кристаллов Yb:YAG находится в диапазоне 150-250 К, где чувствительность метода максимальна. К краям диапазона, особенно при криогенных температурах менее 100 К, чувствительность значительно снижается.

АЭ, прикрепленный к охладителю II-й модификации, накачивался импульсами накачки с частотой повторения 1000 Гц и длительностью 600 мкс. Пиковая мощность импульсов накачки - 180 Вт. При этих параметрах, соответствующих 120 Вт суммарной средней мощности, была достигнута рабочая температура охладителя 140 К. Излучение накачки прерывалось на  $\sim 10$  мс при помощи модуляции тока источников питания лазерных диодов. Пятно излучения накачки в АЭ имело диаметр  $\sim 2$  мм с супергауссовым профилем.

Перестройка положения зондирующего пучка осуществлялась при помощи зеркала на столике с микровинтом, шаг перемещения 10 мкм. Система регистрации сигналов представляет собой опорный и сигнальный фотоприёмники, основанные на фотодиодах, подключенные к многоканальному АЦП. Фотодиоды имеют светочувствительную площадку диаметром 10 мм. Большая апертура позволяет регистрировать мощность прошедшего излучения при сканировании без подстройки положения фотоприёмника, что повышает воспроизводимость результатов. Постоянная времени фотоприёмников порядка 10 мкс на два порядка меньше характерных времён процессов, измеряемых в эксперименте. Собственная величина шума фотоприёмников вместе с системой регистрации, используемых в эксперименте, составляет 3 отсчёта АЦП, при диапазоне 0-8192 отсчёта, что соответствует величине отношения сигнал-шум  $\sim 2000$ .

Для качественной оценки теплового контакта было проведено моделирование температурных полей АЭ из кристаллов Yb:YAG при мощной торцевой диодной накачке. Для сравнения с результатами эксперимента, эквивалентная температура рассчитывалась из данных трёхмерного численного моделирования. Для этого зондирующее излучение разбивалось на отдельные лучи, распространение которых соответствовало правилам геометрической оптики (трассировка). Для зондирующего излучения с диаметром перетяжки 250 мкм, конфокальный параметр составляет  $\sim 100$  мкм, поэтому дифракционная расходимость пучка слабо влияет на распространение излучения. Трассировка

лучей проводилась через активный элемент с использованием объёмных распределений температуры и населённости верхнего уровня, определённых из результатов численного моделирования. При трассировке учитывались распределение интенсивности и конечные размеры пятна зондирующего излучения, угол падения на активный элемент, коэффициент преломления Yb:YAG и геометрические размеры (Рисунок 27).

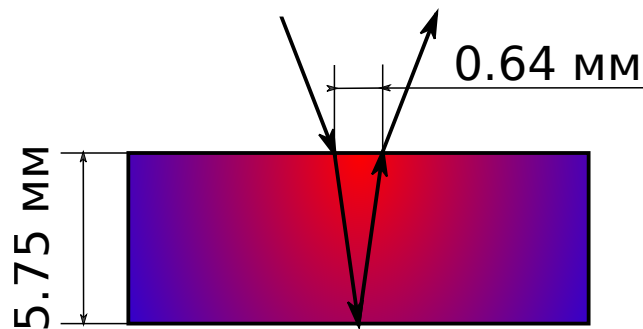


Рисунок 27. Схема распространения зондирующего луча в активном элементе.

Была исследована область длиной 12 мм в накачиваемой области после установления стационарного температурного режима. Эксперименты были повторены для ЧПИ накачки 500 Гц и длительности 600 мкс, что соответствует той же самой средней мощности накачки.

На Рисунке 28 приведена кривая, полученная из результатов численного моделирования температурного поля с использованием экспериментальных параметров излучения накачки и последующей трассировки. Кривая "в центре" соответствует сечению, проходящему через центр области накачки. Кривая "со смещением" соответствует сечению, отстроенному на 1.1 мм от центра области накачки, и хорошо совпадает с экспериментальными данными.

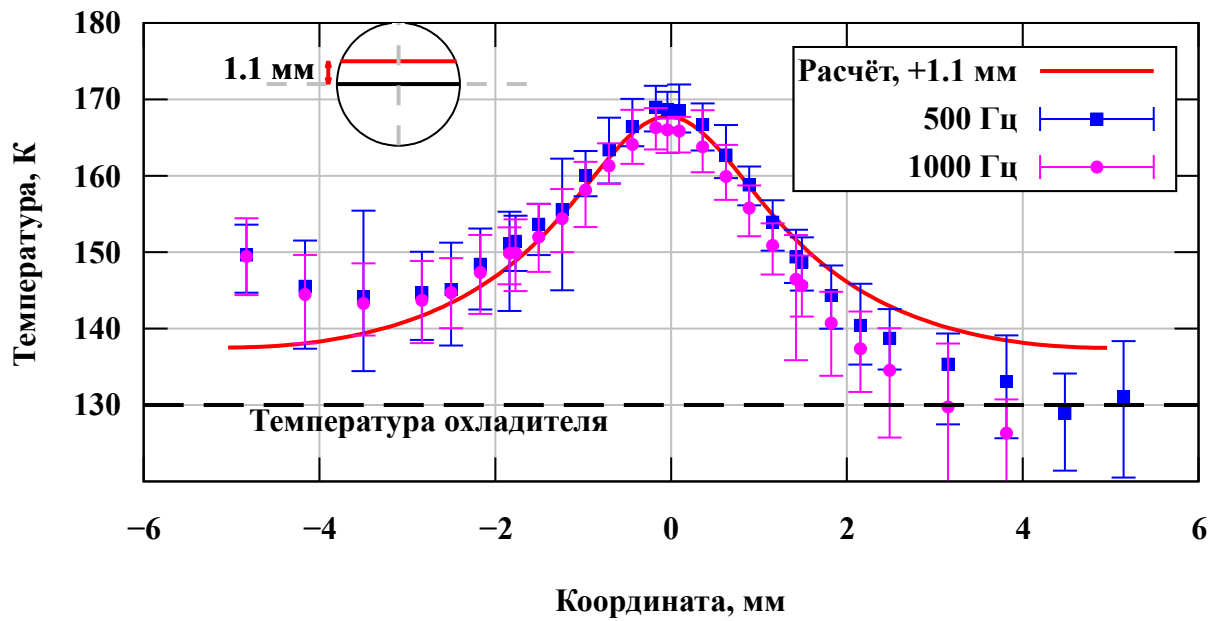


Рисунок 28. Экспериментально измеренный профиль эквивалентной температуры в накачиваемой области Yb:YAG в сравнении с результатами моделирования.

Распределение температуры асимметрично, левое крыло приподнято на  $\sim 15$  К относительно базовой линии. Базовой линией является температура охладителя, так как активный элемент не может быть холоднее. Асимметрия сечения обусловлена неравномерным тепловым контактом между АЭ и охладителем.

Погрешность определения температуры рассчитывалась по формуле для косвенных измерений:

$$\Delta_T = \frac{1}{C} \left| \frac{\partial T(y_T)}{\partial y_T} \right| \sqrt{\sigma_y^2 + (y_T \cdot \sigma_C)^2} \cdot t_s, \quad (2.9)$$

где  $C$  — значение коэффициента пропускания, измеренное в отсутствие излучения накачки;  $\sigma_y$  — стандартное отклонение коэффициента пропускания;  $\sigma_C$  — стандартное отклонение коэффициента пропускания, измеренное в отсутствие излучения накачки;  $t_s$  — коэффициент, рассчитанный с использованием распределения Стьюдента с доверительным интервалом 97.5%.

В (2.9) величина коэффициента  $C$  и его стандартное отклонение  $\sigma_c$  измеряются при температуре АЭ 40 К и в отсутствие излучения накачки, что позволяет учитывать погрешность определения потерь, не зависящих от температуры. При более низких температурах поглощение становится слабым, что увеличивает погрешность измерения.

Для проверки зависимости величины температуры в (предполагаемом) центре области накачки от мощности излучения накачки в АЭ, пиковая мощность излучения диодного лазера, накачивающего активный элемент, уменьшалась при фиксированной скважности и ЧПИ (Рисунок 29).

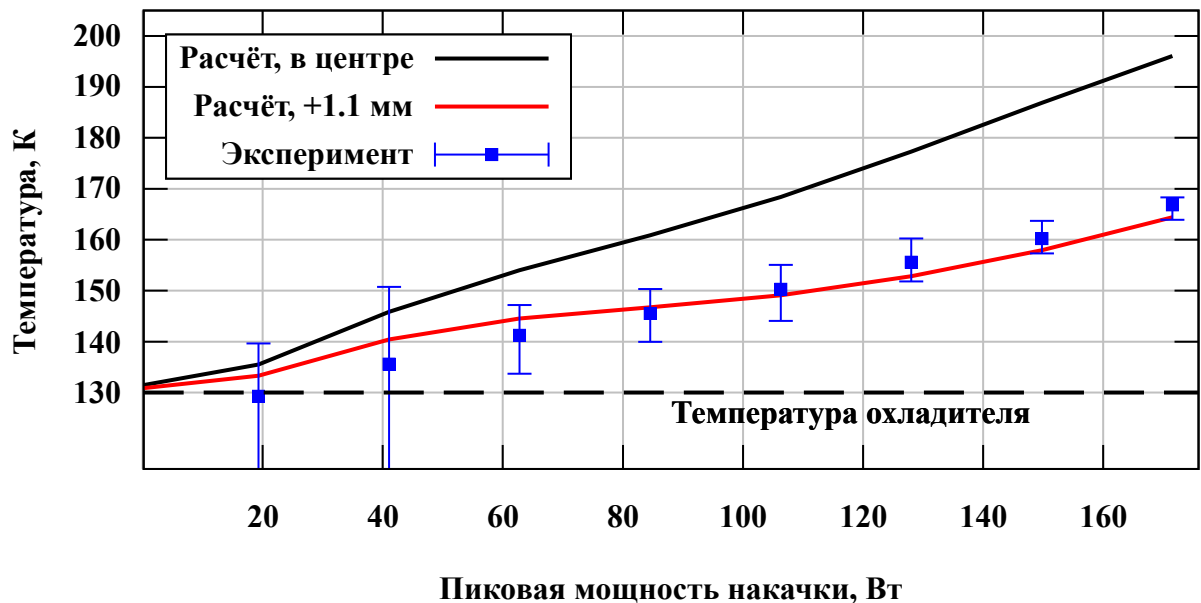


Рисунок 29. Зависимость эквивалентной температуры в центре накачиваемой области от пиковой мощности излучения накачки диодного лазера.

Для поддержания температуры медного охладителя неизменной, пиковая мощность диодного лазера, накачивающего активный элемент, прикрепленный с другой стороны охладителя, увеличивалась. Таким образом, суммарная средняя мощность излучения накачки не изменялась, вследствие этого температура охладителя также оставалась постоянной в пределах  $\pm 1$  К. Данные моделирования также находятся в хорошем согласии с результатами эксперимента, что

подтверждает корректность предположения об отстройке положения пятна зондирующего излучения на 1.1 мм от центра области накачки.

## 2.5 Двумерная лазерная термометрия

Для исключения влияния отстройки от центрального (максимального) положения, и для получения двумерного распределения температурного поля ("карты"), необходимо сканировать область накачки в двух поперечных направлениях. Однако при сканировании накачиваемой области с диаметром порядка 6 мм с шагом в 250 мкм количество измеренных точек составляет ~500, что соответствует полному времени исследования области в ручном режиме порядка 17 часов. Для устранения ограничений ручного сканирования была автоматизирована система измерений. Для измерения карты коэффициента пропускания используется оптическая схема с двумя подвижными зеркалами (Рисунок 30).

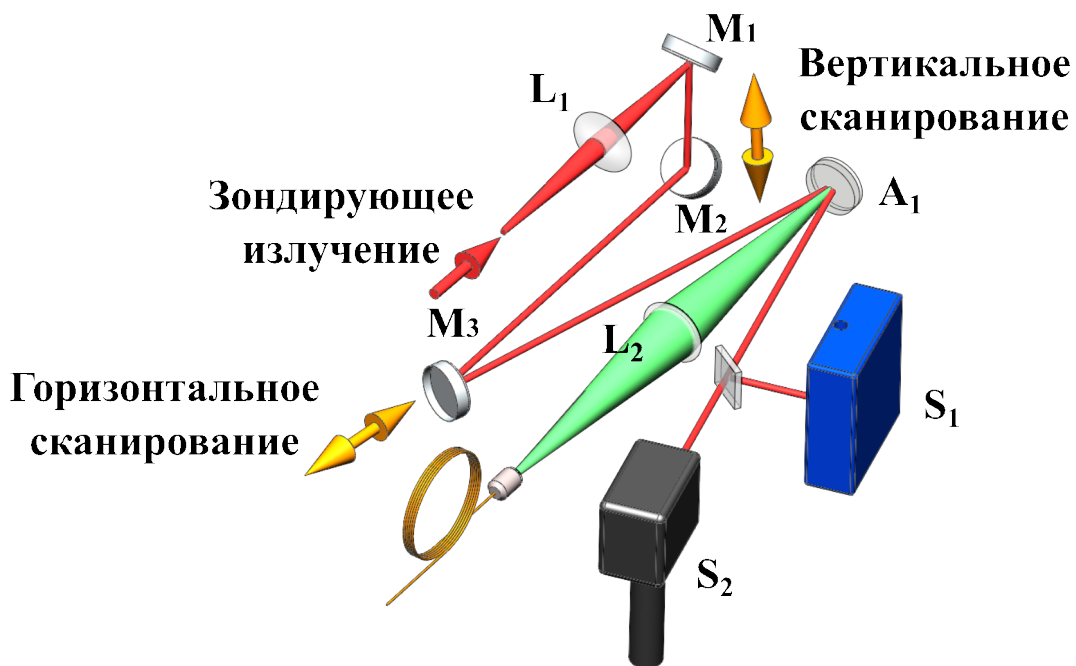


Рисунок 30. Экспериментальная установка для двумерного сканирования.  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  — плоские зеркала;  $L_1$ ,  $L_2$  — фокусирующие линзы;  $A_1$  — активный элемент;  $S_1$  — ПЗС-камера;  $S_2$  — фотоприёмник.

Для смещения зеркал использовались линейные трансляторы с двигателями постоянного тока и обратной связью по положению. Первое зеркало ( $M_2$ ) смещает луч в вертикальном направлении, а второе ( $M_3$ ) — в горизонтальном направлении. Горизонтальная плоскость была параллельна плоскости оптического стола. Для контроля стабильности положения луча использовалась ПЗС-камера ( $S_1$ ).

Для диаметра исследуемой области  $D$  максимальный дрейф положения зондирующего пятна в АЭ не должен превышать  $d/(2 \cdot D)$  мкм/мм при смещении заводящих зеркал, где  $d$  — диаметр пятна зондирующего излучения. Требования к системе позиционирования луча обусловлены характерным размером пространственной сетки, т.е. диаметром пятна зондирующего излучения  $d$ . Для исследуемого круга с диаметром  $D=6$  мм и шагом  $d=250$  мкм, равным диаметру зондирующего излучения, дрейф должен быть менее 20 мкм/мм. Экспериментально достигнутый дрейф пятна при горизонтальном сканировании составляет 9.5 мкм/мм, при вертикальном сканировании составляет 13 мкм/мм.

Для получения серии измерений коэффициента пропускания была автоматизирована система прерывания излучения накачки так, чтобы импульсы шли пачками. Внутри одной пачки частота повторения и скважность соответствовали режиму без прерывания, а задержка между пачками составляла 10 мс. Полное время измерения области, состоящей из 440 точек, в автоматическом режиме занимает 1.25 ч.

Карта коэффициента пропускания при 40 К от координат сканирующего луча в АЭ представлена на Рисунке 31. Усреднение при измерении в каждой точке карты производилось в течение 30 с с частотой дискретизации 100 кГц. Среднеквадратичное отклонение значений коэффициента пропускания в любой точке не превышает 1%. Область АЭ вокруг центра пятна излучения накачки была промерена с меньшим шагом. Снижение коэффициента пропускания вдоль вертикального сечения вблизи -1 мм связано с дефектами оптической системы.

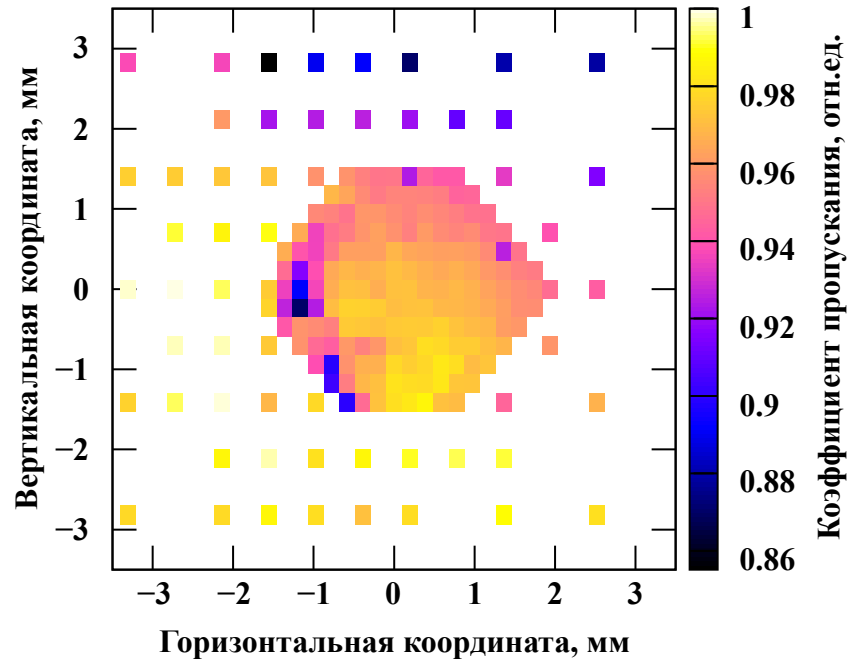


Рисунок 31. Карта коэффициента пропускания зондирующего луча в отсутствие излучения накачки при температуре активного элемента 40 К.

Далее была исследована зависимость коэффициента пропускания от времени с включённой накачкой [A8]. Длительность импульса накачки составляет 0.6 мс, частота повторения 1000 Гц, диаметр 2 мм по уровню  $1/e^2$  с супергауссовым профилем, пиковая мощность — 180 Вт.

Для разделения процессов поглощения и усиления излучение накачки прерывалось с частотой 1 Гц на интервалы по 10 мс. Поскольку пропускается только 10 из 1000 импульсов накачки, средняя поглощаемая мощность уменьшается на 1%, а средняя температура остается неизменной. Во время прерывания температура АЭ и компонентов медного охладителя изменяется незначительно: экспериментально измеренная скорость охлаждения радиатора составляет 0.12 К/с, поэтому изменение температуры за 10 мс близко к 1.2 мК. Моделирование показывает, что максимальное падение температуры внутри области накачки АЭ во время прерывания не превышает 0.1 К.

Зависимость значения эквивалентной температуры от положения луча сканирующего лазера представлена на Рисунке 32 [A8].

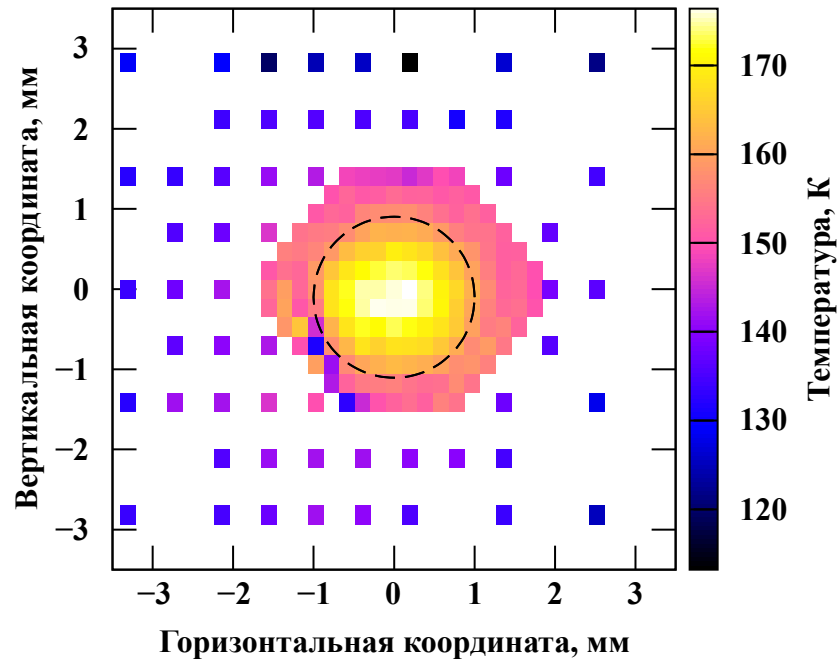


Рисунок 32. Двумерное распределение эквивалентной температуры в Yb:YAG.

Пунктирная линия соответствует краю пятна излучения накачки.

На Рисунке 33 представлены сечения распределения эквивалентной температуры для положений сканирующего лазера  $x = 0$  мм,  $x=0.6$  мм,  $x=1.2$  мм (край пятна накачки) в сравнении с результатами моделирования [A8].

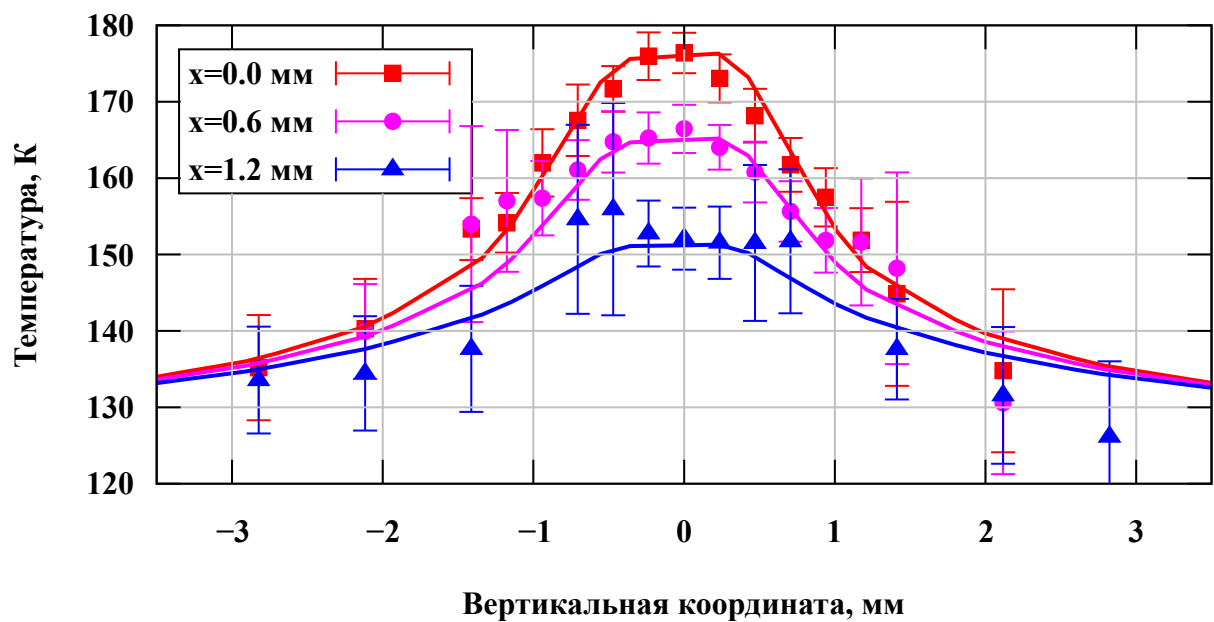


Рисунок 33. Сечения распределения эквивалентной температуры по горизонтали.

Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — результаты расчёта.

На Рисунке 34 представлены сечения распределения эквивалентной температуры для положений сканирующего лазера  $y = 0$  мм,  $y=0.6$  мм,  $y=1.2$  мм (край пятна накачки) в сравнении с данными моделирования [А8].

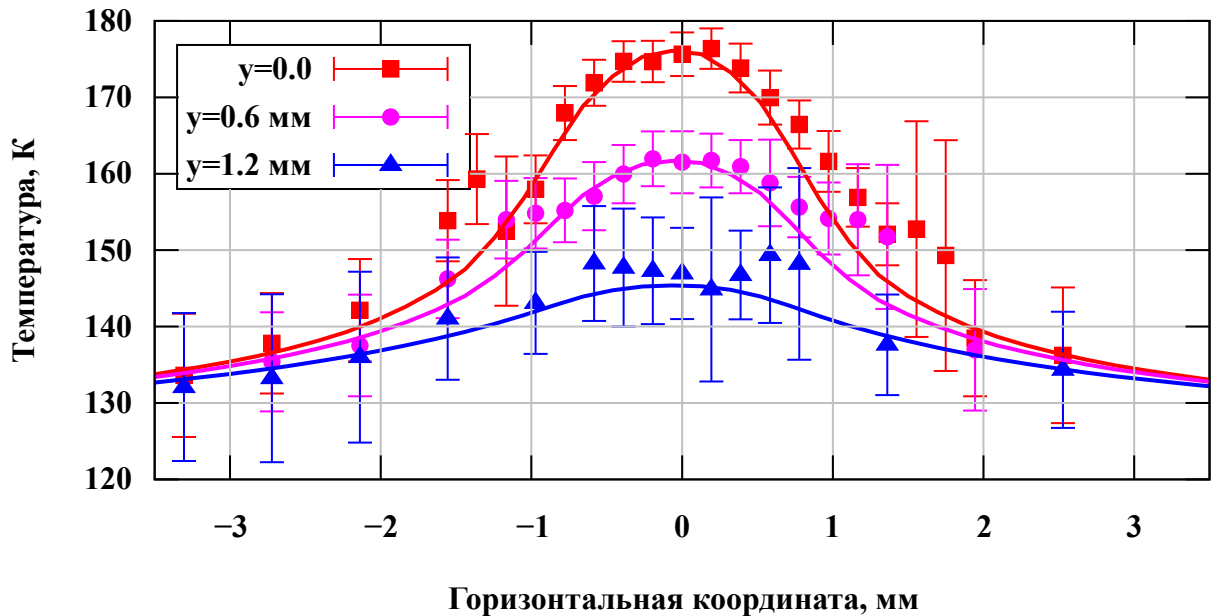


Рисунок 34. Сечения распределения эквивалентной температуры по вертикали. Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — результаты расчёта.

Профиль температуры на Рисунке 34 отличается от профиля на Рисунке 33. Это обусловлено тем, что сканирующее лазерное излучение входит в активный элемент под углом  $6^\circ$  в горизонтальной плоскости относительно нормали к поверхности, а в вертикальной плоскости — перпендикулярно поверхности. Таким образом, снос сканирующего луча после прохождения АЭ составляет 0.64 мм. Снос луча и его конечный размер приводят к сглаживанию кривой зависимости эквивалентной температуры от положения пятна сканирующего лазера вдоль одной координаты.

Значение температуры в максимуме составляет  $176 \pm 3$  К. Температура около 135 К вне накачиваемой области согласуется с температурой медного охладителя, измеренной с помощью датчика температуры ( $\sim 130$  К). Результаты численного моделирования распределения эквивалентной температуры в АЭ хорошо

согласуются с экспериментальными данными. Из этого следует, что тепловой контакт одинаков по всей поверхности соприкосновения АЭ и охладителя. Экспериментально подтверждённые при помощи метода лазерной термометрии данные численного моделирования также позволяют определить распределение температуры в АЭ (Рисунок 35):

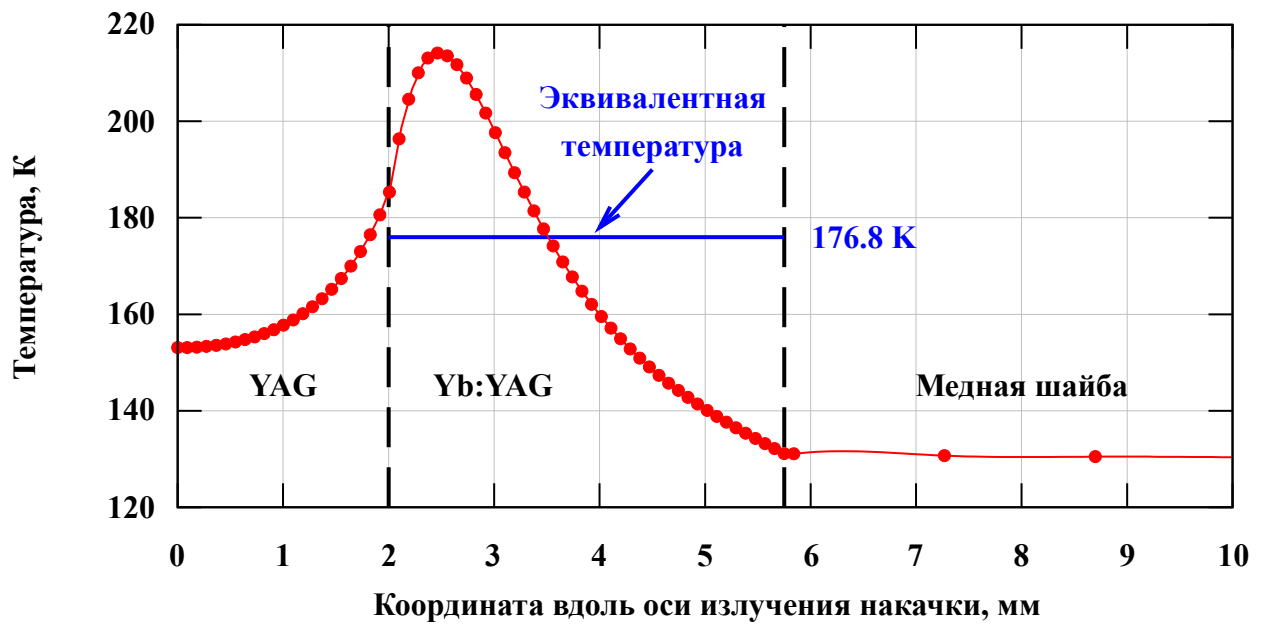


Рисунок 35. Рассчитанное распределение температуры в активном элементе в центре области накачки вдоль оси излучения накачки. Синей линией показана рассчитанная из данных численного моделирования эквивалентная температура.

На Рисунке 35 показаны три области: недопированная часть композитного активного зеркала ("YAG"), допированная часть ("Yb:YAG"), и медная шайба охладителя. Крепление композитного элемента соответствует схеме на Рисунке 1 а). Изменение шага в области медной шайбы обусловлено тем, что для расчёта использовалась неравномерная сетка вдоль оси излучения накачки. Данные моделирования показывают, что в АЭ присутствует значительный продольный градиент порядка 40 К/мм.

Для снижения влияния шумов системы регистрации и зондирующего излучения с целью повышения точности метода, сигнал после прерывания излучения накачки можно аппроксимировать затухающей экспонентой:

$$\gamma_T = \gamma_{FIT0} + \gamma_{FIT1} \cdot \exp(-t/\tau), \quad (2.10)$$

где коэффициент аппроксимации  $\gamma_{FIT0}$  определяет коэффициент пропускания в отсутствии накачки;  $\gamma_{FIT1}$  определяется амплитудой КУ;  $\tau$  — время жизни верхнего рабочего уровня ( $\sim 0.9$  мс).

Типичный сигнал вблизи прерывания излучения накачки показан на Рисунке 36, аппроксимация показана красной сплошной кривой:

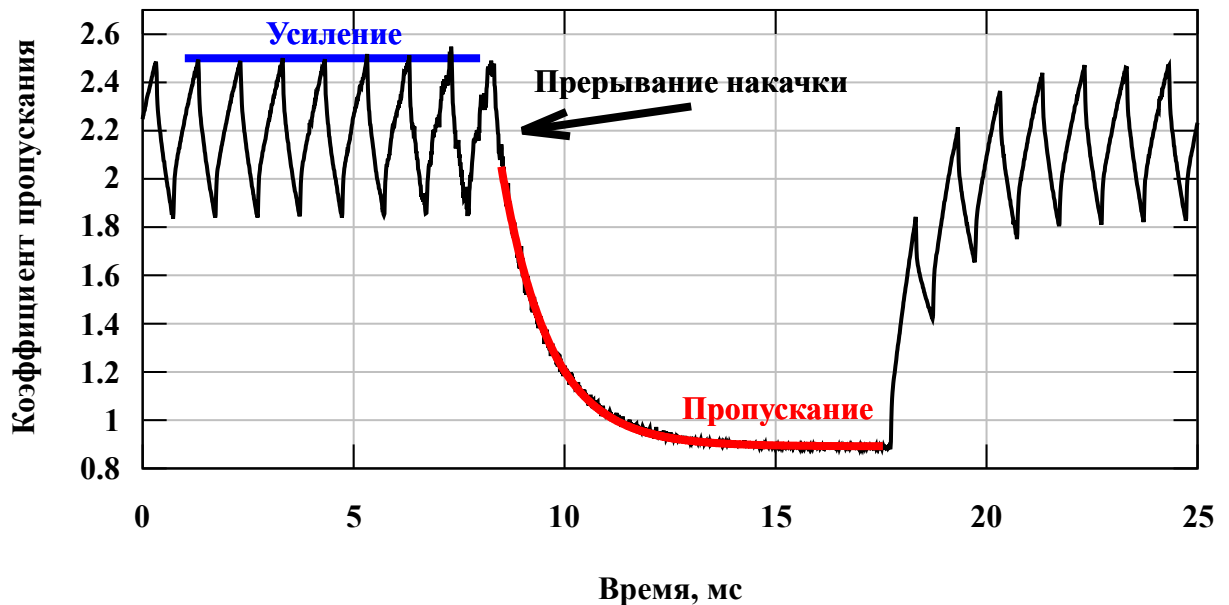


Рисунок 36. Динамика коэффициента пропускания излучения.

Импульсы накачки имели частоту повторения 1 кГц и длительность импульса 0.6 мс. Сканирующее излучение было непрерывным, излучение накачки прерывалось на  $\sim 10$  мс с периодом 0.5 с.

Использование подгонки для определения коэффициента пропускания  $\gamma_{FIT0}$  позволило значительно уменьшить погрешность определения эквивалентной температуры за счёт уменьшения величины  $\sigma_C$  в (2.9).

Помимо этого, по результатам серии экспериментов была оценена зависимость погрешности определения температуры от количества повторных измерений коэффициента пропускания. В первом эксперименте температура охладителя составляла 140 К, средняя мощность излучения диодной накачки — 110 Вт, температура в максимуме — 175 К. Во втором эксперименте температура охладителя составляла 165 К, мощность излучения диодной накачки — 110 Вт, температура в максимуме — 192 К. Характерные кривые для двух разных экспериментов представлены на Рисунке 37.

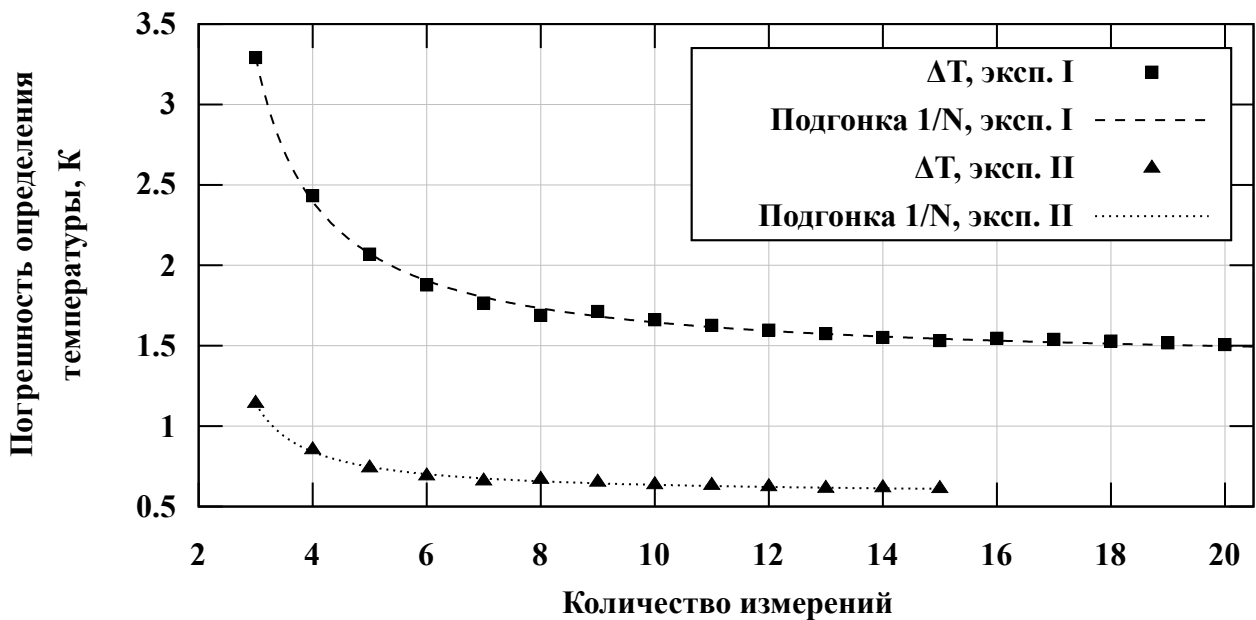


Рисунок 37. Зависимость погрешности определения температуры от количества измерений коэффициента пропускания.

Погрешность определения температуры уменьшается как  $M+1/N$ , где  $M$  — минимальная достижимая погрешность,  $N$  — количество измерений. Для используемой экспериментальной системы оптимальное количество повторных измерений равняется 15. Ненулевое предельное значение обусловлено влиянием инструментальной погрешности системы регистрации и непосредственно колебаниями температуры АЭ. Для средней мощности накачки 110 Вт на один

активный элемент экспериментально достижимая погрешность составила 0.6 К при максимальном значении температуры 192 К [A9].

Необходимо отметить, что чувствительность метода зависит от толщины АЭ и концентрации допирующей примеси: чем они больше, тем больше поглощение в АЭ, что позволяет использовать метод при более низких температурах. Повышение стабильности мощности сканирующего излучения снижает погрешность измерений. При помощи уменьшения диаметра пятна сканирующего излучения возможно увеличить пространственное разрешение метода, однако необходимо учитывать влияние расходимости пучка на результаты измерения. Кроме того, угол падения сканирующего луча должен быть как можно меньше, чтобы уменьшить сглаживание измеренных кривых.

## 2.6 Основные результаты Главы 2

Основные результаты, представленные в Главе 2, опубликованы в работах [A7,A8,A9,A10]:

1. Разработан новый оригинальный метод измерения эквивалентной по поглощению температуры в активных элементах усилителей, допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ . Применимость нового метода измерения температурных полей подтверждена экспериментально в кристаллах  $\text{Yb:YAG}$ .

2. Показано, что метод позволяет проводить оценку качества теплового контакта между активным элементом и охладителем, а также применим для экспериментального подтверждения данных численного моделирования.

3. Проанализированы основные факторы, влияющие на точность метода. Показано, что для кристаллов  $\text{Yb:YAG}$  чувствительность метода максимальна в диапазоне 150-250 К. Экспериментально достижимая погрешность определения эквивалентной температуры при помощи метода составила 0.6 К при максимальном значении температуры 192 К.

### 3. МАСШТАБИРУЕМЫЙ МНОГОПРОХОДНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С КРИОГЕННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ ЗАМКНУТОГО ЦИКЛА

#### 3.1 Экспериментальная установка

Экспериментальная установка состоит из задающего генератора, системы растяжения импульсов во времени (стретчер), регенеративного усилителя и двух последовательно расположенных многопроходных усилителей. Активные элементы основаны на  $\text{Yb}^{3+}$ -активированных керамических и кристаллических средах ( $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Yb:KYW}$ ,  $\text{Yb:YAG}$ ) [94,95,96,97]. Использование при криогенных температурах сред, активированных трехвалентными ионами иттербия, обладающих высокой теплопроводностью, четырехуровневой схемой уровней, приводит к значительному повышению эффективности и снижению тепловой нагрузки на активный элемент, повышению ЧПИ. Помимо этого, выбор таких активных сред обусловлен возможностью использования диодных лазеров накачки, которые имеют высокую эффективность преобразования электрического тока в излучение и позволяют, за счет узкого спектра, накачивать точно в пик поглощения среды, снижая тепловые потери. Блок-схема экспериментальной установки представлена на Рисунке 38.

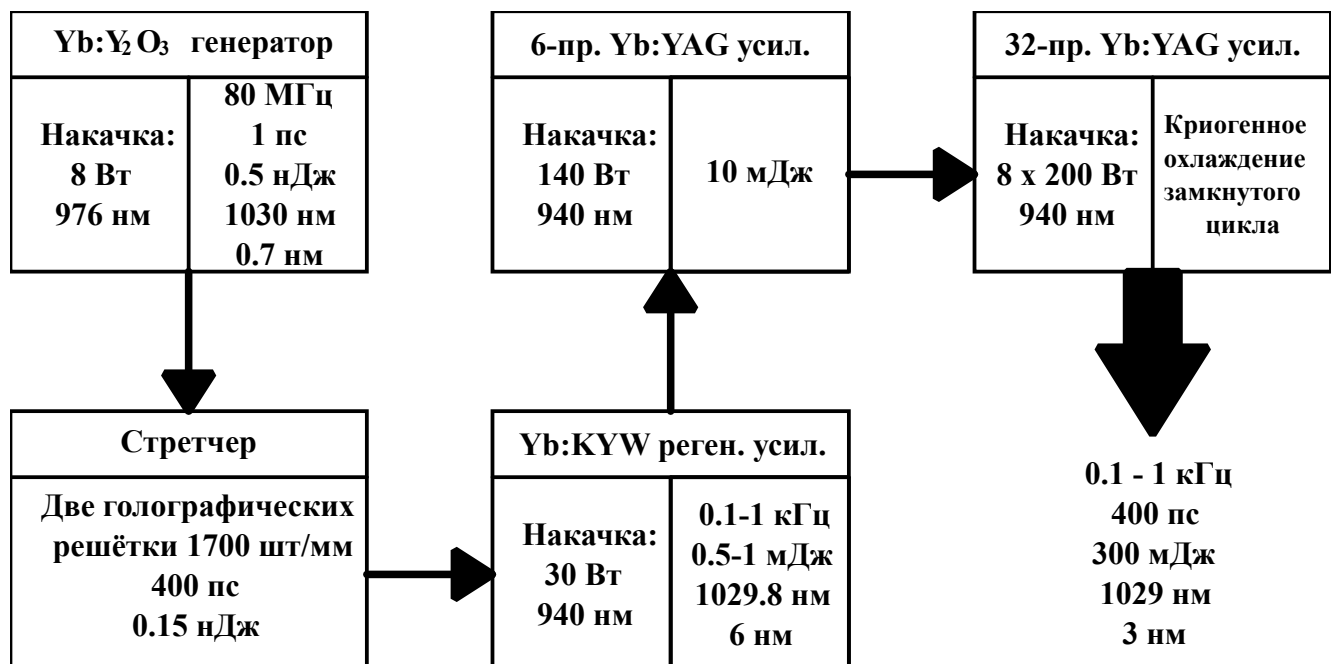


Рисунок 38. Блок-схема экспериментальной установки.

Задающий твердотельный лазер на основе  $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$  керамики накачивается излучением диодного непрерывного лазера мощностью 8 Вт и длиной волны 976 нм. Активный элемент лазера охлаждается жидким азотом. Задающий лазер генерирует импульсы со следующими параметрами: энергия  $\sim 0.5$  нДж, длительность  $\sim 3$  пс, частота повторения  $\sim 80$  МГц, центральная длина волны 1030 нм, полная ширина спектра на полувысоте  $\sim 0.7$  нм. Преимуществами лазерной керамики  $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$  являются высокая теплопроводность, широкие полосы поглощения и излучения, а также высокий нелинейный показатель преломления, который упрощает реализацию режима синхронизации мод [98].

Импульсы поступают в стретчер, где происходит увеличение их длительности до  $\sim 0.5$  нс, энергия импульсов на выходе стретчера составляет порядка 0.15 нДж. Стретчер основан на двух дифракционных решётках, угол падения на первую дифракционную решетку  $62^\circ$ , расстояние между решетками по перпендикуляру — 2 м, что соответствует расстоянию  $\sim 5$  м по дифрагированному лучу. Решётки имеют период штрихов  $1/1700$  мм. Диаметр пучка после двойного прохода через стретчер составляет примерно 10 мм ПШПВ. Для последующего усиления импульса в регенеративном усилителе необходимо, чтобы диаметр входного пучка был не более 3 мм ПШПВ. Однако, после прохождения стретчера, излучение становится выражено астигматичным, что приводит к невозможности сформировать пятно в АЭ усилителя с площадью, обеспечивающей достаточный коэффициент лазерного усиления. Для компенсации астигматизма, возникающего в излучении при прохождении стретчера, используется телескоп, состоящий из двух фокусирующих сферических линз, расположенный после стретчера. Первая линза телескопа расположена на расстоянии 3 м после стретчера, вторая линза находится на расстоянии 83 см после первой линзы. Компенсация астигматизма достигается наклоном второй линзы телескопа ( $\sim 4^\circ$ ) [99].

Сравнительно небольшая ширина спектра растягиваемых импульсов определяет большие габариты решеточного стретчера, позволяющего достичь длительности  $\sim 1$  нс. Волоконный стретчер будет иметь существенно меньшие

габариты, но будет вносить большой чирп высших порядков, который трудно компенсировать при сжатии в оптическом компрессоре. В связи с этим предложен и разработан комбинированный стретчер, состоящий из волоконного и решеточного стретчеров, расположенных последовательно. В такой конфигурации, совместное действие фазовой самомодуляции и дисперсии второго порядка в отрезке стандартного телекоммуникационного волокна длиной 50-150 м приводит к уширению спектра с несущественным искажением его спектрального профиля. После этого решеточный стретчер малых габаритов (до 1 м по перпендикуляру между решетками), благодаря преуширенному спектру, позволяет растянуть импульсы во времени до 1 нс. На основании моделирования были определены оптимальные параметры комбинированного стретчера: средняя мощность излучения, вводимая в волокно — 50 мВт, длина волокна — 150 м, расстояние между решетками по перпендикуляру — 0.75 м, угол падения на первую решетку —  $55^\circ$ . Длительность импульса, при таких параметрах, на выходе комбинированного стретчера составляет 1 нс, что удовлетворяет поставленной задаче. Ширина спектра импульсов ПШПВ — 3.1 нм. Соответствующий расчётному спектру спектрально-ограниченный импульс будет иметь длительность 480 фс [A11].

После стретчера импульсы направляются в диодно-накачиваемый регенеративный усилитель на основе кристалла Yb:KYW. За счёт использования активной среды с широким контуром усиления, увеличение энергии импульсов в регенеративном усилителе приводит к увеличению относительной мощности "крыльев" спектра, и, таким образом, к уширению и смещению спектрального профиля в несколько более коротковолновую область. Это необходимо для согласования спектра усиливаемого излучения с контуром усиления в криогенно-охлаждаемых элементах из Yb:YAG. На выходе усилителя импульсы следуют с частотой 1 кГц и имеют энергию  $\sim 1$  мДж.

Следующим звеном является многопроходный Yb:YAG усилитель со средней мощностью излучения накачки 140 Вт и охлаждением АЭ водой [A12].

Инжектируемые в шестипроходный усилитель импульсы имеют энергию 500 мкДж и частоту повторения до 1 кГц. Многопроходный усилитель основан на кристалле Yb:YAG (5 ат.%) с геометрическими размерами 5x5x2 мм, закрепленном в медном кристаллодержателе с водяным контуром охлаждения. Диаметры пятна излучения накачки — 630 мкм, инжектируемого излучения — 400 мкм [A13].

Пространственное распределение профиля и спектр усиливаемого излучения после прохождения АЭ существенно не изменяются. Полный коэффициент усиления составляет ~20 и обеспечивает энергию импульсов на выходе усилителя порядка 10 мДж [96].

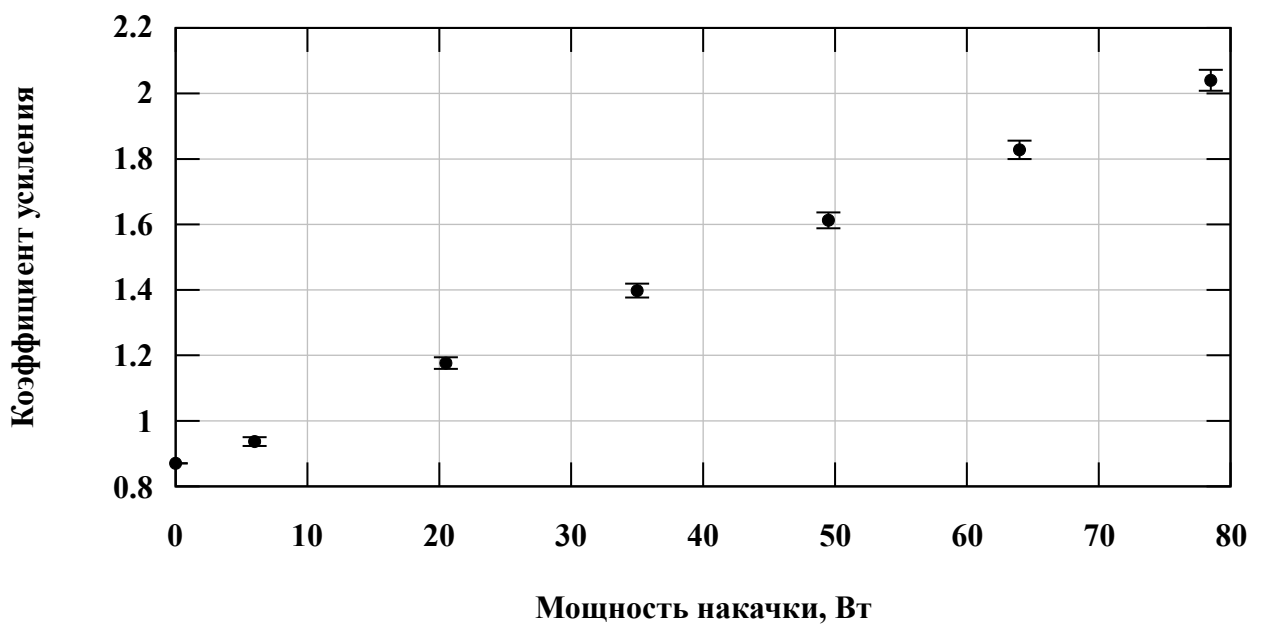


Рисунок 39. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала на проход через активный элемент шестипроходного усилителя [A13].

Следующим звеном экспериментальной установки является масштабируемый двухкаскадный криогенно-охлаждаемый мультидисковый лазерный усилитель субджоульного класса с мощной диодной накачкой, работающий с высокой ЧПИ (100-1000 Гц), далее - мультидисковый усилитель.

Усилитель разработан для повышения энергии импульсов от 10 мДж до энергии 300 мДж с частотой повторения 1 кГц. Всего в усилителе расположены восемь АЭ, формирующих два каскада усиления по четыре элемента каждый. При распространении в усилителе инжектированные импульсы совершают двойной обход сначала первого, потом второго каскада усиления. В усилителе используются диодные лазеры накачки с максимальной пиковой мощностью 200 Вт каждый. Охлаждение АЭ осуществляется с помощью КОЗЦ, описанной в Главе 1. АЭ являются активными зеркалами, и обеспечивают двойной проход (V-проход) через элемент, первый — при прямом прохождении, второй — после отражения от зеркала на задней грани. Схема мультидискового усилителя приведена на Рисунке 40:

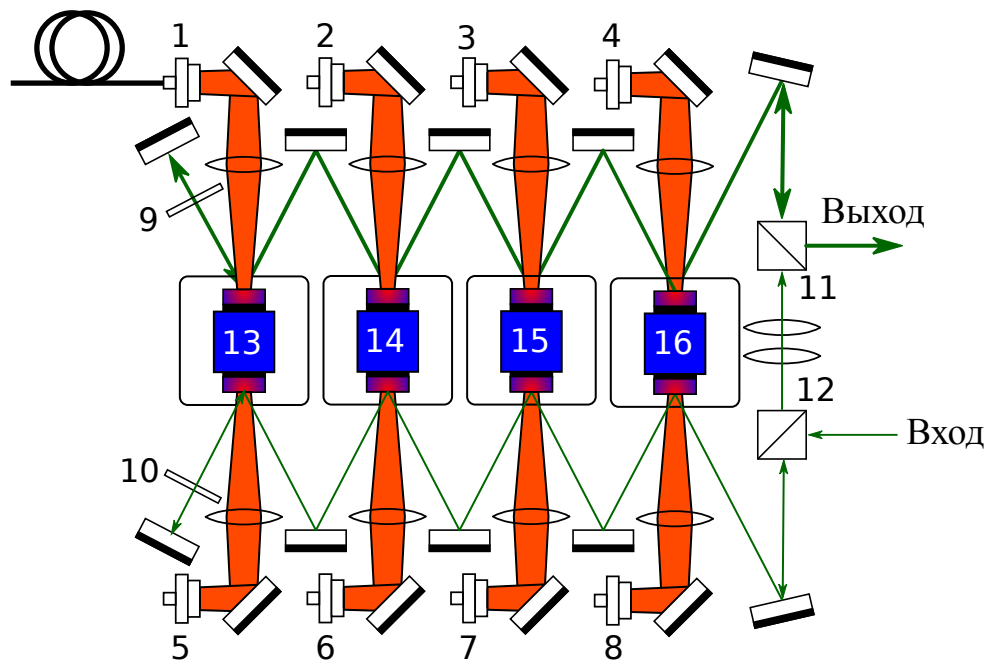


Рисунок 40. Схема мультидискового многопроходного усилителя.

Элементы усилителя: 1-8 — лазерные диоды накачки с волоконным выходом; 9,10 — четвертьволновые пластинки; 11,12 — поляризационные кубики; 13-16 — вакуумные камеры с системой охлаждения и активными элементами.

Фотография мультидискового лазерного усилителя представлена на Рисунке 41.



Рисунок 41. Внешний вид мультидискового лазерного усилителя

Как было отмечено ранее в Главе 1, за счёт механического движения криогенных головок возникают значительные угловые отклонения усиленного излучения. При распространении излучения внутри тракта усилителя это приводит к сканированию усиливаемого излучения по накачиваемой области АЭ. Сканирование, в свою очередь, приводит к модуляции энергии импульсов во времени и искажениям пространственного профиля пучка. Таким образом, величина угловых отклонений излучения может ограничивать возможность масштабирования усилителя по числу АЭ и достижения расчётных параметров.

### **3.2 Усиление импульсов с узким спектральным контуром**

Для минимизации угловых отклонений цельные охладители были заменены на II-ю модификацию охладителей с ГТМ. Так как после модернизации системы охлаждения значительно меняется тепловой режим АЭ, были проведены

эксперименты по усилению излучения с узким спектральным контуром. Для этого использовалось излучение задающего генератора, прошедшее через стретчер, без прохождения регенеративного и многопроходного усилителей.

Излучение накачки имело среднюю мощность 100 Вт, диаметр пучка 4 мм, ЧПИ 1 кГц и скважность 2. Схема эксперимента по измерению КУ слабого сигнала представлена на Рисунке 42.

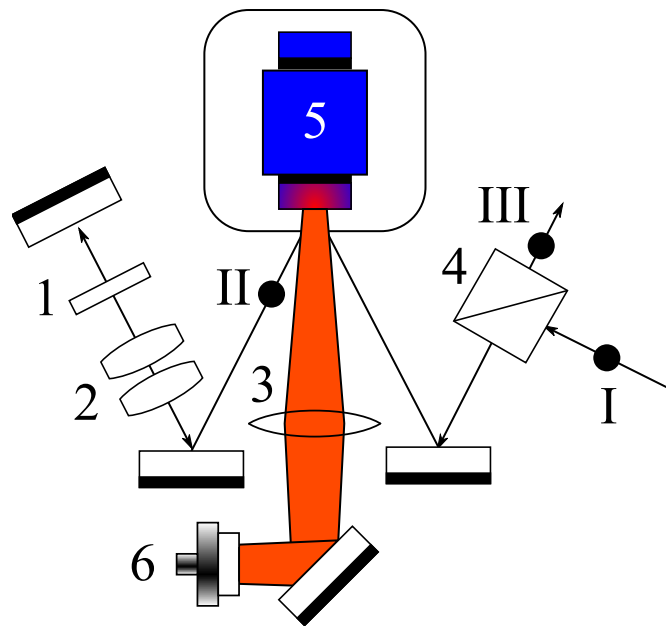


Рисунок 42. Схема измерения коэффициента усиления слабого сигнала. Элементы схемы: 1 — четвертьволновая пластинка; 2 — телескоп; 3 — линза для формирования пятна накачки в АЭ; 4 — поляризационный кубик; 5 — вакуумная камера с системой охлаждения и активными элементами; 6 — лазерный диод накачки с волоконным выходом.

Энергия инжектируемого импульса измерялась в точке I на Рисунке 42, затем излучение проходило сквозь активный элемент (первый V-проход) при помощи системы зеркал. Энергия импульса после первого V-прохода определялась в точке II. После прохождения согласующей оптической системы и двойного прохода через четвертьволновую пластинку излучение отражалось обратно, после чего происходил второй V-проход через активный элемент.

Согласующая оптическая система предназначена для того, чтобы при распространении излучения в обратном направлении сформировать пятно с таким же диаметром, как при распространении в прямом направлении. Энергия импульса после второго прохода измерялась в точке III.

Ниже представлены пространственные профили инжектируемого сигнала в точке I и после усиления в точке III (Рисунок 43):

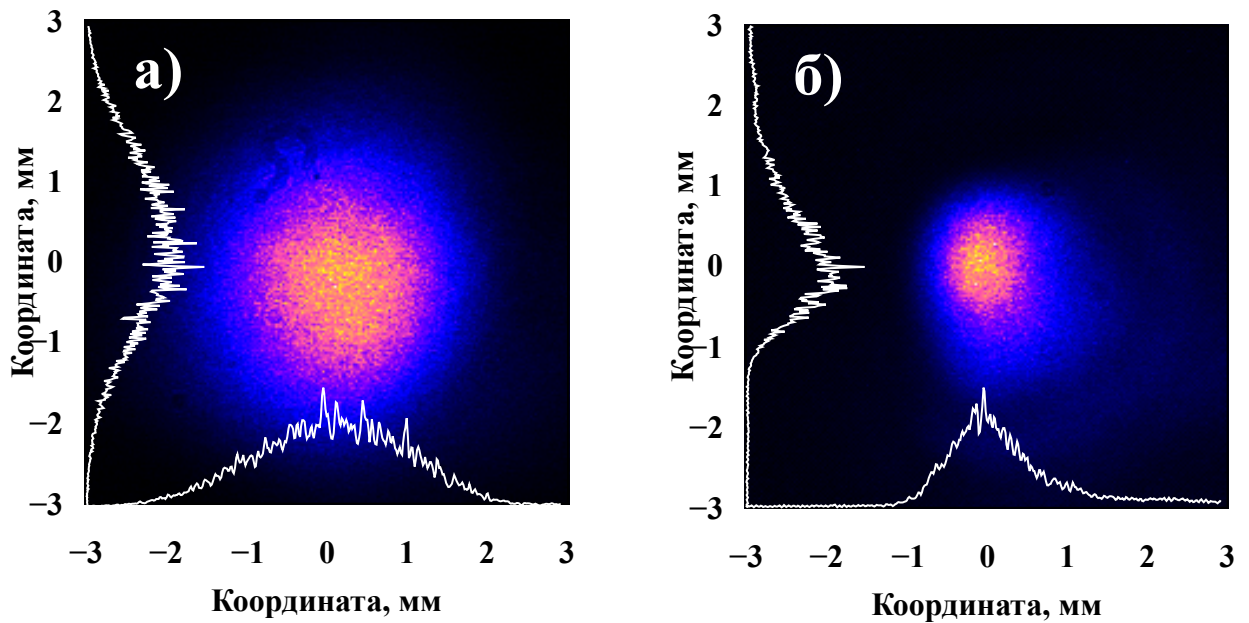


Рисунок 43. Пространственные профили излучения:

а) инжектируемого сигнала; б) усиленного сигнала.

При диодной накачке АЭ теплоотвод нагревается со скоростью  $\sim 1$  К/с, позволяя исследовать коэффициент усиления при различных температурах. На Рисунке 44 представлены данные экспериментов по определению КУ на V-проход через активный элемент в зависимости от температуры теплоотвода [А1].

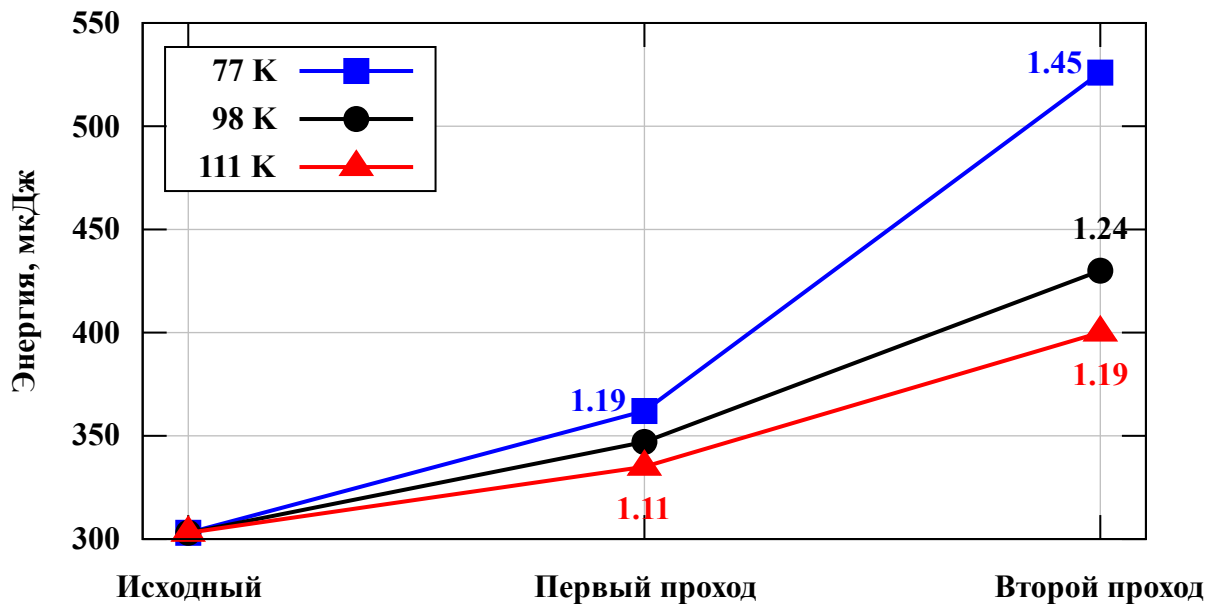


Рисунок 44. Зависимость энергии импульса от количества V-проходов через активный элемент при различных температурах. Значения рядом с точками отображают коэффициент усиления на проход.

После первого прохода спектр усиленного сигнала обужается, и лучше совпадает с контуром усиления, что приводит к большему КУ на втором проходе. Более того, при увеличении температуры теплоотвода, спектр испытывает меньшее обужение при усилении, и величина коэффициента усиления на втором проходе становится близка к величине коэффициента усиления на первом проходе.

Эксперименты по усилению слабого сигнала были повторены для ЧПИ 500 Гц. Результаты измерений для стационарного теплового режима охладителя ( $T \sim 120$  К) приведены на Рисунке 45. Рост КУ объясняется тем, что при уменьшении ЧПИ увеличивается запасённая в АЭ энергия, а тепловой режим не меняется при фиксированной скважности.

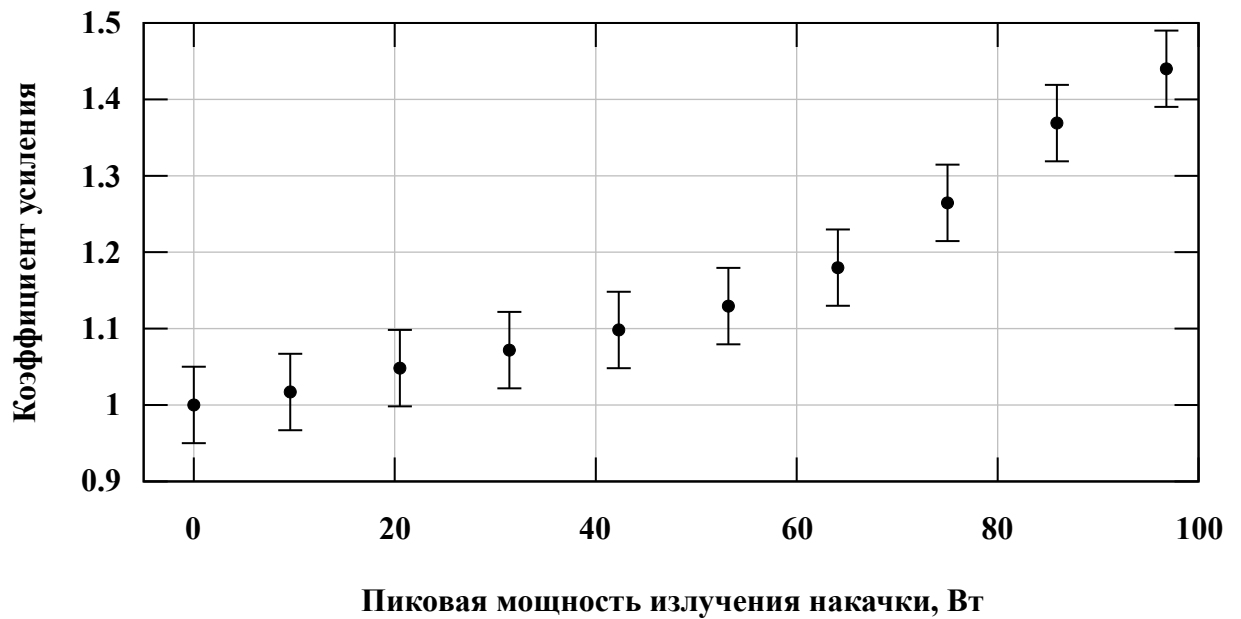


Рисунок 45. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от средней мощности накачки.

Таким образом, охладители с гибким тепловым мостом были впервые применены для лазерных усилителей со средней мощностью диодной накачки более 100 Вт.

### 3.3 Усиление импульсов с широким спектральным контуром

Для достижения высокой пиковой мощности импульсы должны сжиматься во временной области после усиления. Для достижения длительности  $\sim 1$  пс при центральной длине волны 1030 нм необходимо, чтобы спектральная ширина импульса в приближении гауссовского распределения спектра была не меньше 1.6 нм. В связи с этим, ширина спектрального контура вынужденного излучения (и, соответственно, сечения усиления) должна превышать эту ширину.

В мультидисковом усилителе были проведены эксперименты по усилению излучения с широким спектральным контуром. В центре АЭ было сформировано пятно излучения накачки с центральной длиной волны 940 нм, шириной спектрального контура  $\sim 10$  нм, пиковой мощностью 200 Вт и диаметром 2 мм. Инжектируемое излучение с центральной длиной волны 1029.8 нм, энергией

импульса 100 мкДж было сфокусировано в диаметр 1.9 мм в АЭ и совмещено с пятном накачки. Пространственные распределения излучения накачки и усиленного излучения в АЭ представлены на Рисунке 46.

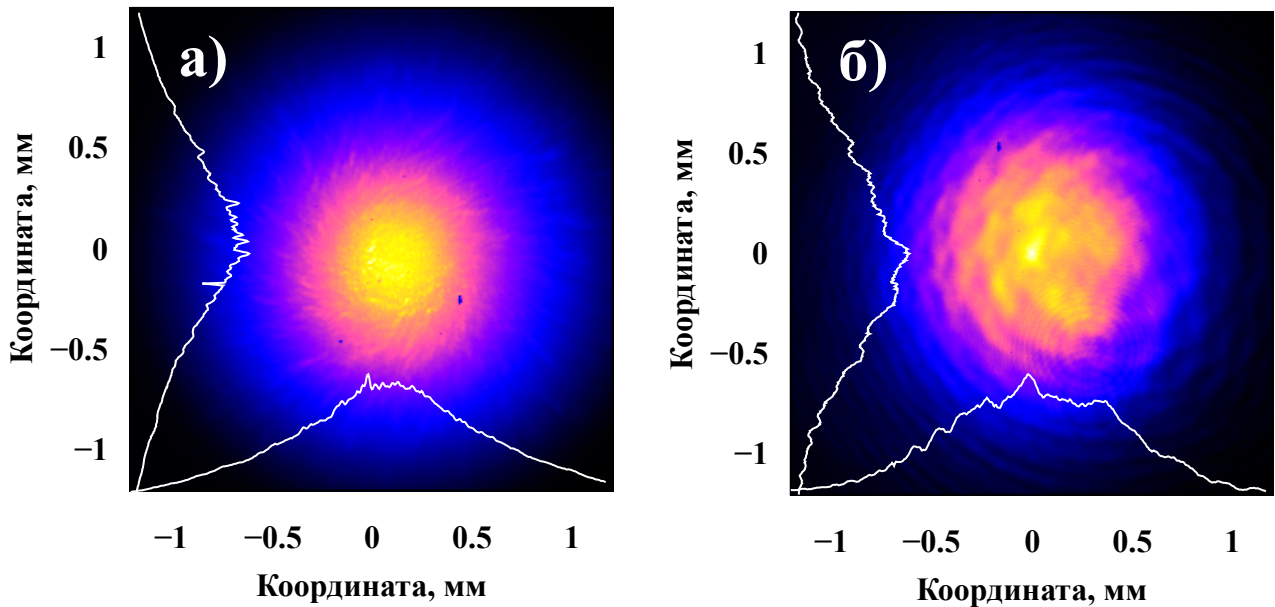


Рисунок 46. Пространственные распределения:  
а) излучения накачки; б) усиленного излучения.

Угол с нормалью, под которым излучение инъекции падало на активный элемент, составлял  $5.6^\circ$ . Полная ширина на полувысоте огибающей импульсов во временной области составляла  $\sim 500$  пс. Спектральное распределение усиленного излучения представлено на Рисунке 47 [A14]. Инжектируемые импульсы и импульсы накачки имели одинаковые частоты повторения и были синхронизированы во времени. Эксперименты были проведены для частот повторения импульсов 250, 500 и 1000 Гц.

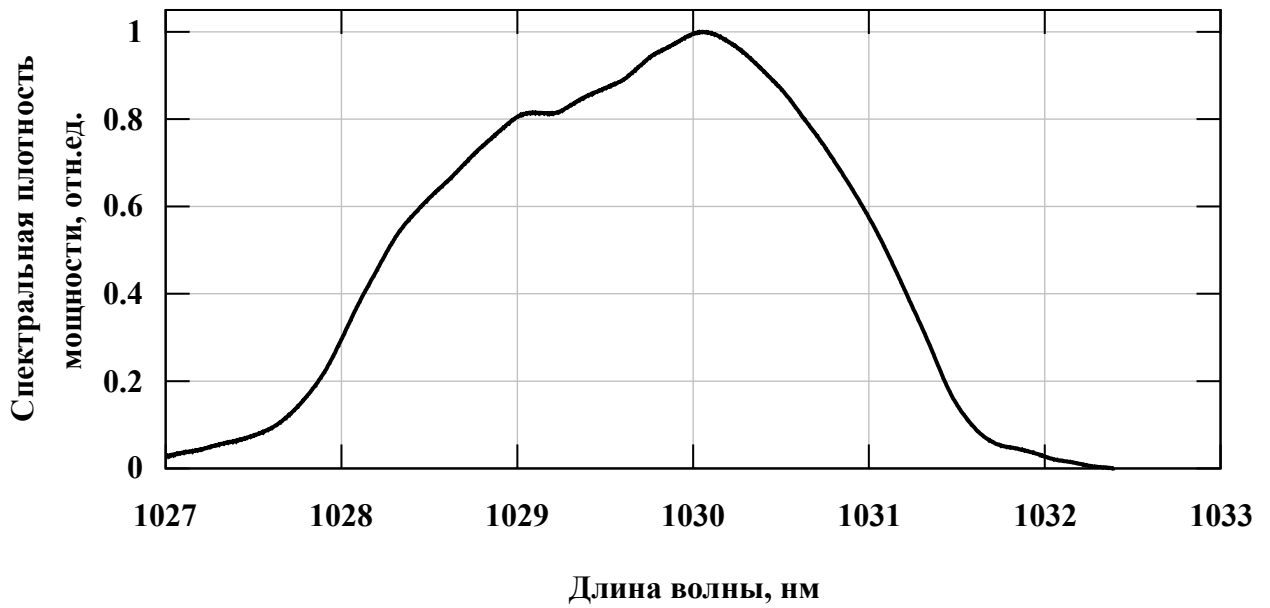


Рисунок 47. Спектральное распределение усиливаемого излучения.

Результаты измерения зависимости КУ слабого сигнала от энергии импульса накачки для различных частот повторения представлены на Рисунке 48.

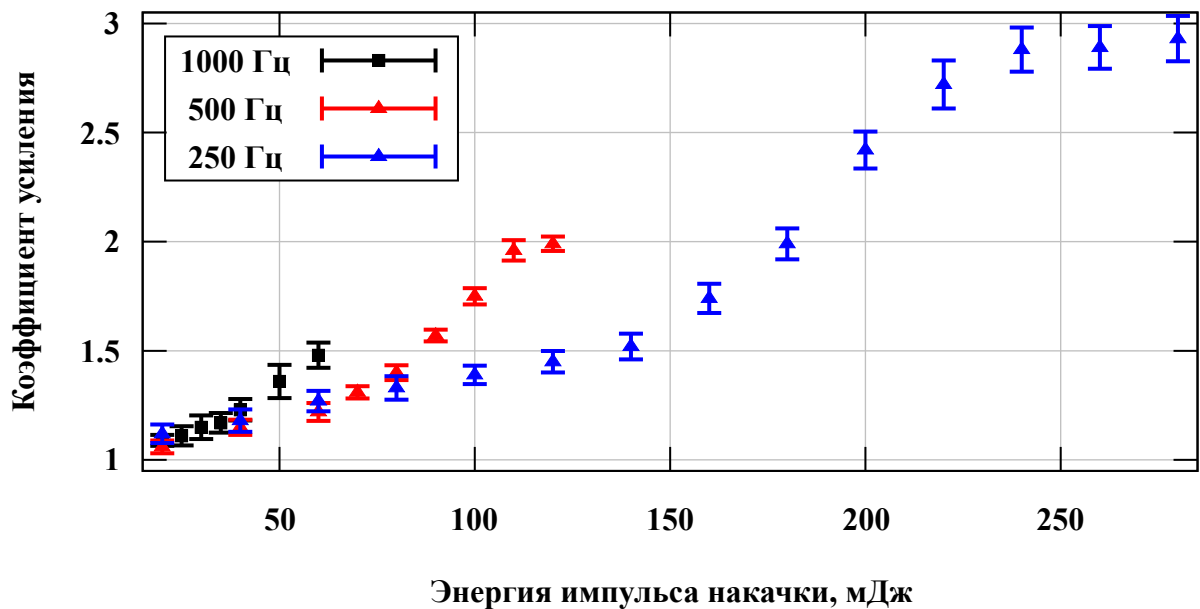


Рисунок 48. Зависимость коэффициента усиления от энергии импульса накачки для различных частот повторения.

Для всех кривых можно выделить три характерных участка, обусловленные, в первую очередь, нагревом АЭ: участок линейного роста, нелинейного роста и плато. На участке линейного роста нагрев незначителен и средняя температура АЭ находится в диапазоне 40-90 К, однако усиливается лишь часть спектра, т. к. только при температуре кристалла  $\text{Yb:YAG} \sim 230 \text{ К}$  спектральная ширина контура сечения усиления становится равной спектральной ширине исходного импульса. На участке нелинейного роста происходит нагрев элемента, который приводит к снижению амплитуды и одновременному увеличению ширины спектрального контура сечения усиления, а также росту амплитуды сечения поглощения на длине волны усиления. Таким образом, эффективный коэффициент усиления уменьшается, при этом с активной средой взаимодействуют больше спектральных компонент инжектируемого импульса. На последнем участке эффект от увеличения ширины спектрального контура уступает эффекту снижения КУ за счёт нагрева, и зависимость выходит на плато. Так, при фиксированных параметрах излучения накачки, экспериментально наблюдается динамика КУ, связанная с температурой охладителя (Рисунок 49):

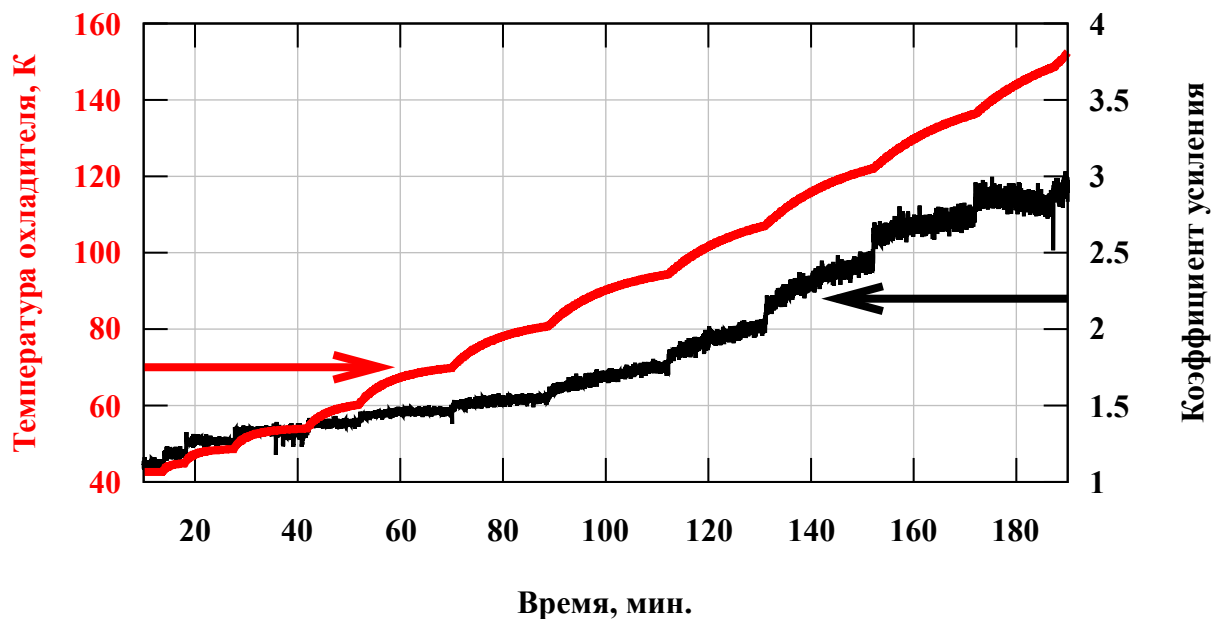


Рисунок 49. Связь коэффициента усиления с температурой активного элемента.

Каждая "ступенька" на Рисунке 49 соответствует увеличению энергии импульсов накачки, что при фиксированной скважности приводит также к увеличению средней мощности. При небольших средних мощностях накачки установление теплового режима происходит быстро, и динамика КУ не наблюдается. При повышении средней мощности температура охладителя, и, следовательно, АЭ, начинает зависеть от времени. При температуре охладителя  $\sim 140$  К наблюдается равновесие между влиянием амплитуды и ширины на коэффициент усиления. При дальнейшем увеличении средней мощности накачки, через некоторое время, происходит уменьшение КУ. Необходимо отметить, что участки как линейного, так и нелинейного роста имеют фактически одинаковые наклоны, независимо от ЧПИ. Это объясняется тем, что нагрев элемента зависит только от средней мощности накачки, т. к. в проведенных экспериментах длительность импульсов накачки не превосходила 1.4 мс, поэтому непосредственный локальный нагрев АЭ во время накачки не оказывал значительного влияния на процесс усиления.

Для анализа полученных экспериментальных результатов была использована трёхмерная нестационарная модель процесса лазерного усиления [А3,А4]. В модели учитывается объёмное распределение температуры, её эволюция во времени, динамика и взаимосвязь КУ с нагревом, зависимости лазерных и теплофизических параметров от температуры, экспериментально измеренные параметры излучения лазерной накачки и зависимость температуры теплоотвода от средней мощности излучения накачки. Модель также дополнена зависимостью лазерных характеристик усиливающей среды от длины волны взаимодействующего излучения и учётом эффекта усиления спонтанного излучения (УСИ) [А14].

Система уравнений включает в себя уравнение теплопроводности (1.1), уравнение на поглощение накачки (1.19), балансное уравнение (1.23), и уравнение переноса излучения:

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial z} = c I \gamma_{ASE} \left( \frac{1}{2} \sigma_L(T, \lambda) \cdot [n f_{11} - (n_t - n) f_{03}] \right), \quad (3.1)$$

где  $I$  — интенсивность усиливаемого излучения, Вт/см<sup>2</sup>;  $\gamma_{ASE}$  — КУ с учётом эффекта УСИ, см<sup>-1</sup>;  $\sigma_L$  — зависимость сечения вынужденного излучения от длины волны и температуры, см<sup>2</sup>.

Коэффициент усиления с учётом УСИ неявно зависит от диаметра пятна накачки и КУ без учёта УСИ, согласно уравнению (10) из [54]. При фиксированном радиусе излучения накачки можно провести аппроксимацию зависимости  $\gamma_{ASE}$  для заданного диапазона коэффициентов с целью снижения вычислительной нагрузки. Для этого в модели выполнена аппроксимация КУ слабого сигнала с учётом УСИ  $\gamma_{ASE}$  для различных радиусов пучка накачки в диапазоне 1-3 мм:

$$\gamma_{ASE}(\gamma_0) = \Gamma_0(D) + \Gamma_1(D) \cdot \exp(-\gamma_0/\Gamma_2) + \Gamma_3(D) \cdot \exp(-\gamma_0/\Gamma_4), \quad (3.2)$$

где  $\gamma_0$  — коэффициент усиления слабого сигнала без учёта УСИ;  $\Gamma_0$ - $\Gamma_4$  — коэффициенты аппроксимации для соответствующего диаметра  $D$ .

Зависимость сечения вынужденного излучения  $\sigma_L$  от длины волны и температуры в модели задаётся следующим выражением:

$$\sigma_L(T, \lambda) = \sigma_{EA}(T) \exp\left(-(\lambda - \lambda_{LS}(T))^2 / \sigma_{EW}^2(T)\right), \quad (3.3)$$

где амплитуда сечения  $\sigma_{EA}$  описывается выражением (1.26), а его ширина  $\sigma_{EW}$  — выражением (1.27). Зависимость положения центра пика сечения вынужденного излучения  $\lambda_{LS}$  от температуры (Рисунок 50) получена на основе анализа опубликованных данных [51,68,100]. Эта зависимость была аппроксимирована линейной функцией:

$$\lambda_{LS}(T) = \lambda_{L0} + \lambda_{L1} \cdot T, \quad (3.4)$$

где коэффициенты аппроксимации  $\lambda_{L0} = 1029.01$  нм,  $\lambda_{L1} = 3.24 \cdot 10^{-3}$  нм/К.

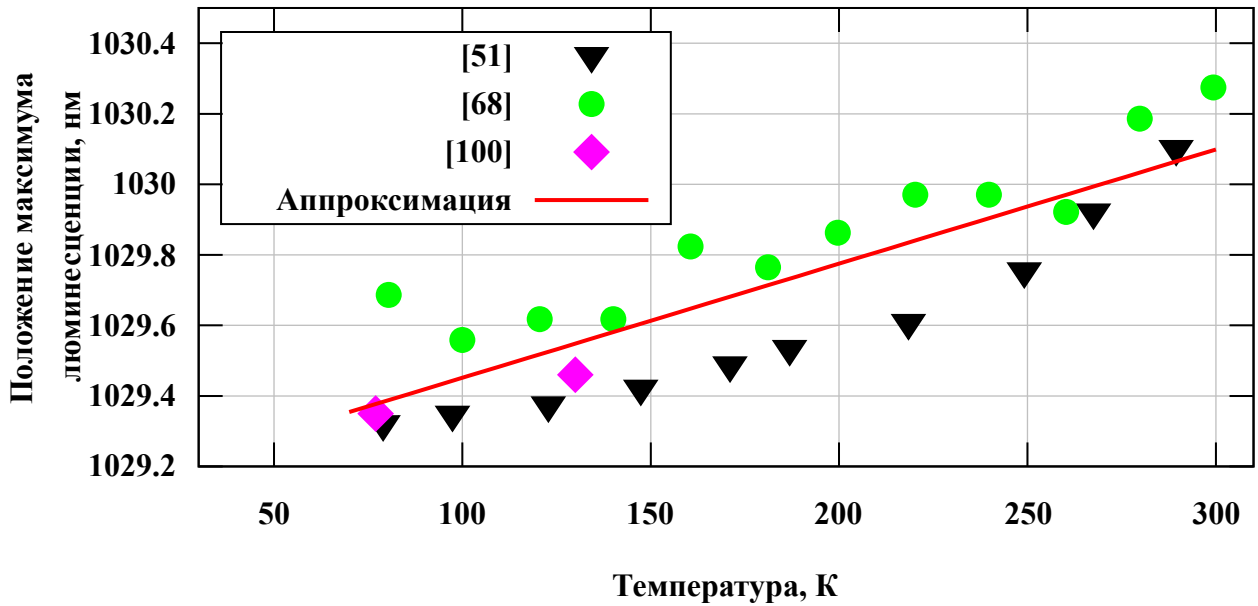


Рисунок 50. Зависимость положения центра пика сечения вынужденного излучения в Yb:YAG от температуры.

С учётом экспериментально измеренных параметров системы было проведено численное моделирование КУ. Во всех расчётах использовались следующие параметры излучения накачки: пиковая мощность 200 Вт, супергауссов пространственный профиль излучения 3-го порядка, временная форма — прямоугольная. Для усиливаемого излучения: гауссов пространственный профиль, временная форма — гауссова с длительностью 0.5 нс (ПШПВ). Коэффициент усиления рассчитывается как отношение энергий инжектируемого импульса на выходе и на входе. Радиусы излучения накачки и усиливаемого излучения имеют одинаковую величину по уровню  $1/e^2$ . Время прибытия усиливаемого импульса в активный элемент совпадает с окончанием импульса накачки. Результаты моделирования, в сравнении с экспериментальными данными, представлены на Рисунке 51 [A14].

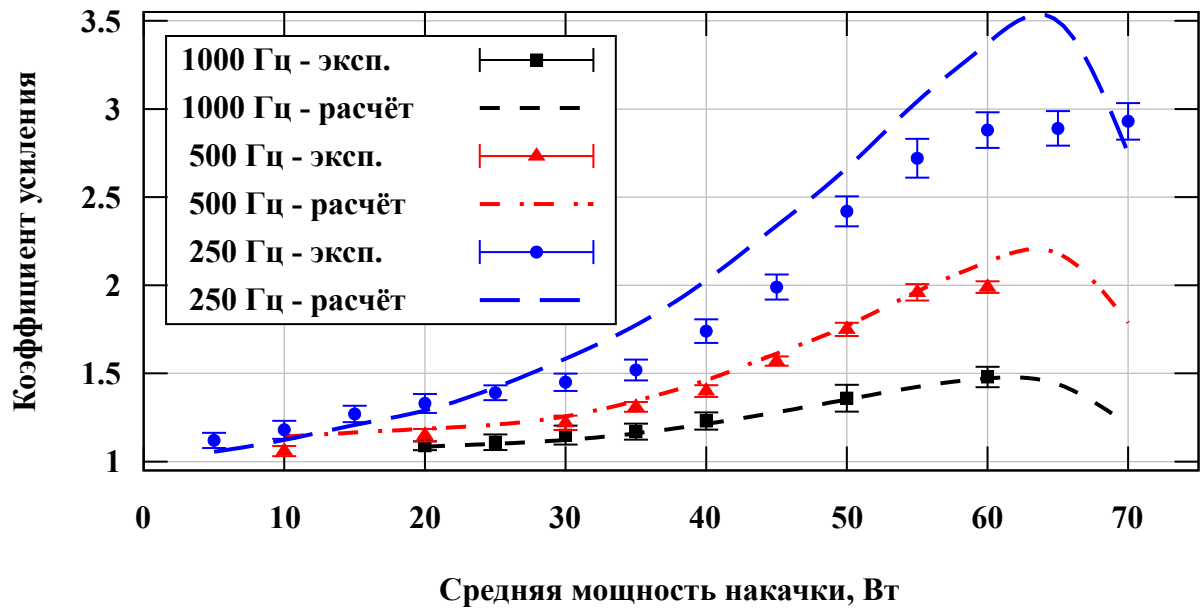


Рисунок 51. Результаты моделирования коэффициента усиления от средней мощности накачки для частот повторения 250, 500 и 1000 Гц, в сравнении с экспериментальными данными.

Данные моделирования, особенно для частот повторения импульсов 500 и 1000 Гц, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Расчётные кривые имеют точку перегиба, в которой ширина спектрального контура усиления является оптимальной с точки зрения перекрытия с усиливаемым излучением. При повышении средней мощности накачки, за счёт нагрева контур усиления становится значительно шире спектра усиливаемого импульса, а величина сечения усиления продолжает снижаться. Таким образом, в точке перегиба, которая соответствует нагреву АЭ до  $\sim 140$  К, возникает равновесие между влиянием амплитуды и ширины контура усиления на коэффициент усиления. При этом, экспериментальная зависимость для ЧПИ 250 Гц не имеет резкого перегиба, а выходит на постоянную величину. Это объясняется тем, что луч падает на активный элемент под углом, поэтому усиливаемое излучение проходит через объём с распределением температуры и населённости верхнего рабочего уровня, таким образом усредняя коэффициент усиления.

Представление зависимости КУ от средней мощности накачки наглядно показывает, что линейный, нелинейный и постоянный участки кривых зависят только от средней мощности накачки, а их непосредственные границы определяются теплофизическими параметрами активной среды и системы охлаждения.

### 3.4 Масштабирование усилительного каскада

Для экспериментальной проверки возможности масштабирования усилителя по числу АЭ было проведено усиление излучения с широким спектральным контуром в трёх последовательно расположенных АЭ мультидискового усилителя. АЭ прикреплены к охладителям с ГТМ II-й модификации.

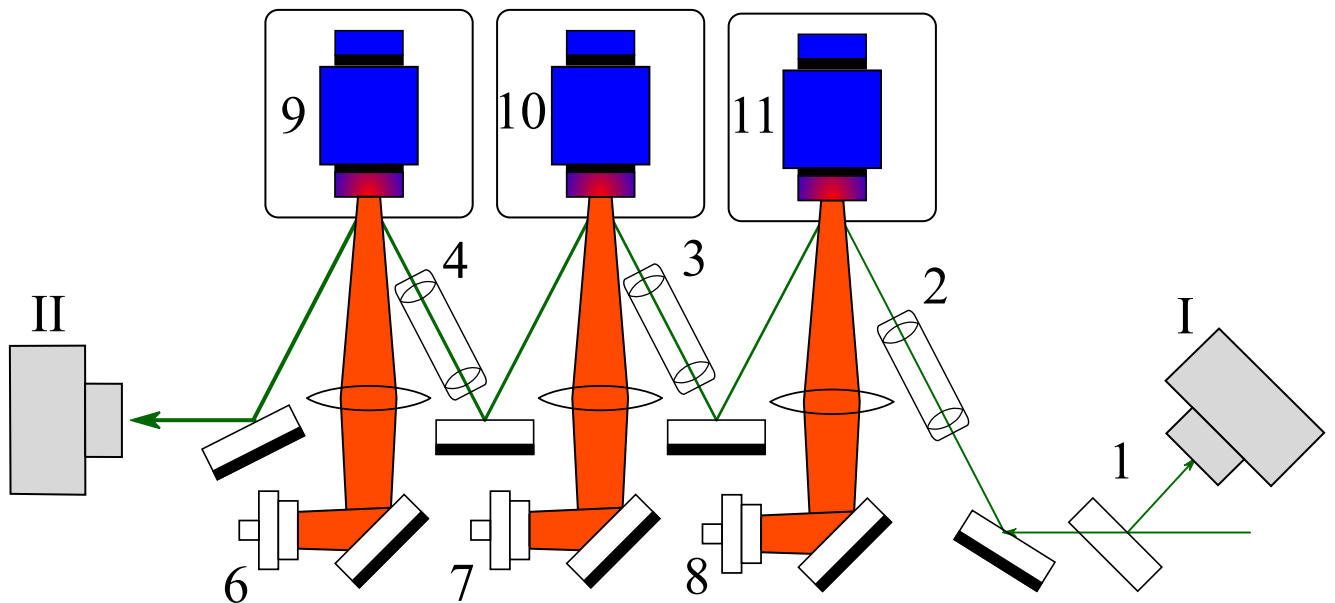


Рисунок 52. Схема измерения коэффициента усиления слабого сигнала в трёх последовательно расположенных АЭ. Элементы схемы: 1 — кварцевая пластинка; 2-4 — согласующие телескопы; 6-8 — лазерные диоды накачки с волоконным выходом; 9-11 — вакуумные камеры с активными элементами.

Эксперимент проводился при ЧПИ 200 Гц и длительностью 1.5 мс. Излучение накачки имеет супергауссову форму спектра с шириной  $\sim 10$  нм (по

уровню  $e^{-2}$ ) и центральной длиной волны 940 нм. Пространственный профиль интенсивности имеет супергауссову форму с диаметром 2.1 мм (по уровню  $e^{-2}$ ). В экспериментах энергия импульса накачки составляла до 300 мДж. Для усиления использовались импульсы с энергией 200 мкДж, длительностью  $\sim 500$  пс. Для снижения влияния тепловых линз в АЭ на каустику усиливаемого излучения, во всех АЭ были сформированы перетяжки с диаметром  $\sim 1.5$  мм по уровню  $e^{-2}$ . Зависимость КУ после прохождения через тракт усилителя, в зависимости от пиковой мощности накачки, приходящейся на каждый активный элемент, представлена на Рисунке 53 [A15].

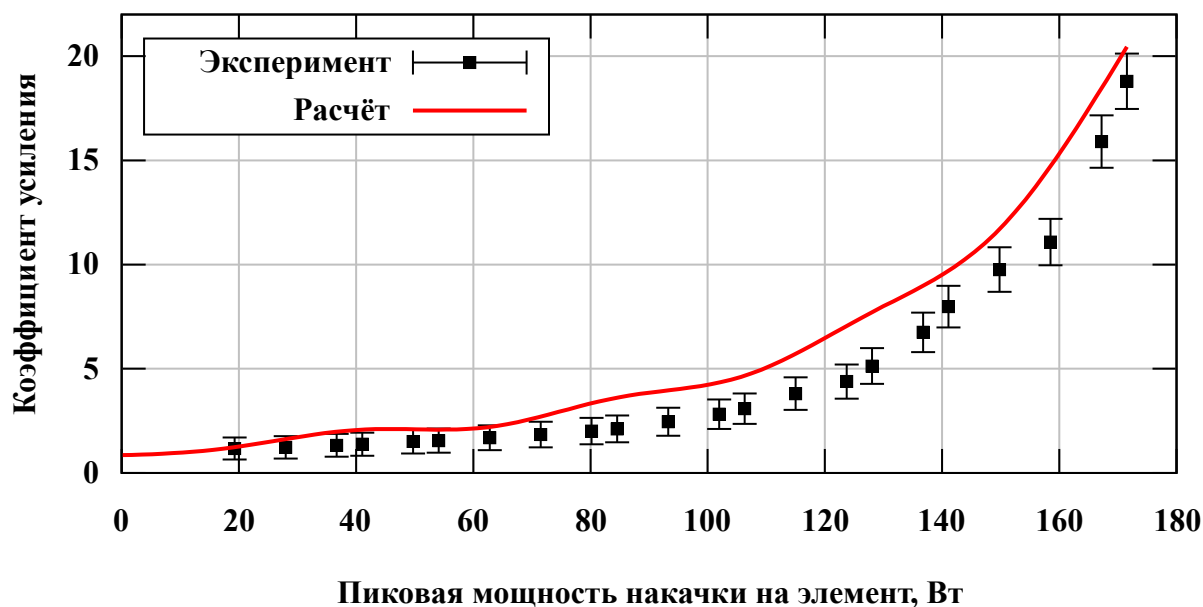


Рисунок 53. Сравнение экспериментальной зависимости коэффициента усиления от мощности излучения накачки с данными моделирования.

Незначительное превышение расчётной кривой над экспериментальными точками объясняется неидеальным согласованием в эксперименте оптического пути усиливаемого излучения и объёмом активной среды с инверсией населённости. Неидеальность согласования кривых обусловлена углом падения излучения по отношению к нормали к АЭ около  $5^\circ$ . Для каждого активного зеркала максимальный коэффициент усиления по слабому сигналу при накачке

пиковой мощностью 180 Вт составил 2.7. Мощность усиленного излучения колеблется в пределах 5% от своего среднего значения, а среднеквадратическое отклонение составляет не более 3% за 30 минут. Колебания мощности обусловлены в первую очередь колебаниями мощности задающего генератора (СКО ~1% за 30 минут), и влиянием воздушных потоков на оптический тракт.

Спектр излучения на входе в усилитель имеет невыраженную супергауссову форму (множитель показателя степени 1.13) и ширину 2.88 нм по уровню  $e^{-2}$  (Рисунок 54). При максимальном значении КУ спектр усиленного излучения имеет слегка асимметричную форму и ширину 2.27 нм по уровню  $e^{-2}$  (Рисунок 54). Спектрально ограниченный импульс с таким спектром имеет длительность ~0.7 пс.

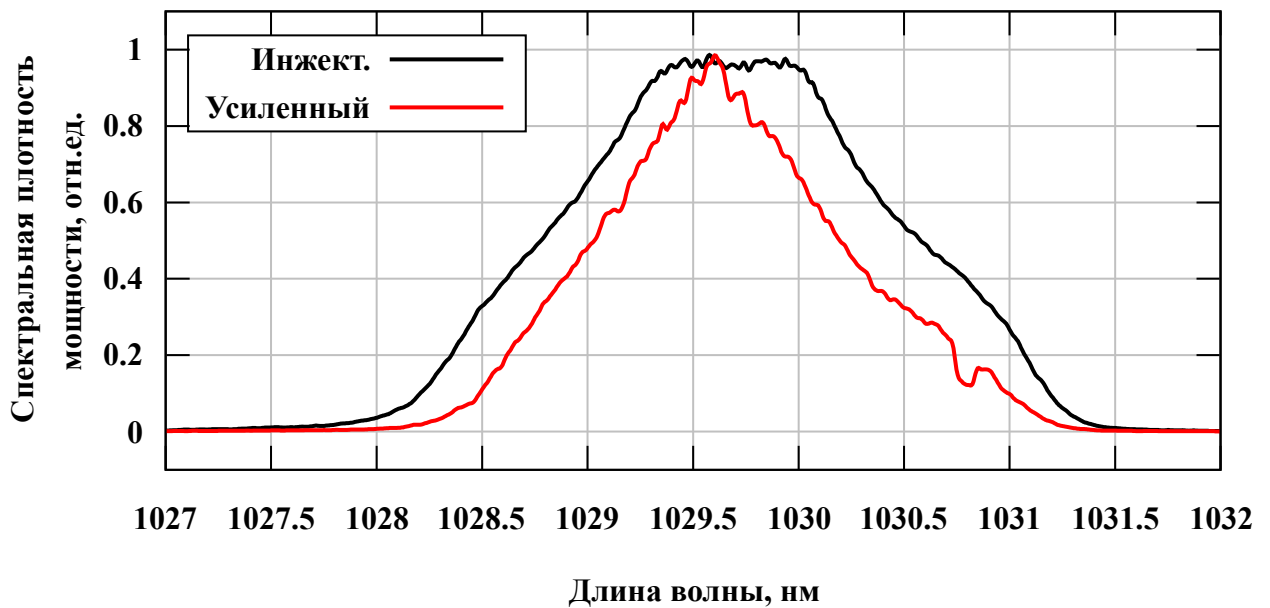


Рисунок 54. Спектральное распределение усиливаемого излучения.

Как было показано в Главе 2, один АЭ, прикреплённый к охладителю с ГТМ, вносит в отражённое (усиленное) излучение угловые отклонения с величиной менее 5 мкрад. При этом, для трёх последовательно расположенных АЭ характерная амплитуда отклонений составила 10 мкрад по горизонтали и 20 мкрад по вертикали, что достаточно для дальнейшего использования

излучения. Возможно дальнейшее масштабирование усилителя, так как величина угловых отклонений после усиления в нескольких АЭ не показывает значительного роста по сравнению с усилением в одном АЭ. Полученный КУ слабого сигнала является достаточным для усиления импульсов с 10 мДж до 300 мДж при увеличении числа АЭ до 8.

### **3.5 Основные результаты Главы 3**

Основные результаты, представленные Главе 3, опубликованы в работах [A1,A3,A4,A11,A12,A13,A14,A15]:

1. Проведены эксперименты по усилению излучения с широким спектральным контуром  $\sim 3$  нм и центральной длиной волны 1029.8 нм для частот повторения импульсов 250, 500 и 1000 Гц. Проведён анализ полученных результатов на основе численной трёхмерной модели лазерного усиления. Показано, что при температуре охладителя  $\sim 140$  К наблюдается равновесие между влиянием амплитуды и ширины спектрального контура на коэффициент усиления.

2. Проведено масштабирование усилительного тракта многопроходного криогенно-охлаждаемого лазерного усилителя до трёх последовательно расположенных активных элементов. Полный коэффициент усиления по слабому сигналу для частоты повторения импульсов 200 Гц составил  $\sim 18.8$ , амплитуда импульсов усиленного излучения колеблется в пределах 5% от своего среднего значения, а среднеквадратическое отклонение составляет не более 3% за 30 минут. Амплитуда угловых отклонений усиленного излучения после прохождения тракта составила 10 мкрад по горизонтали и 20 мкрад по вертикали, что достаточно для дальнейшего использования излучения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, посвященных влиянию температуры активных элементов на процесс лазерного усиления в мультидисковом многопроходном усилителе с диодной накачкой субкиловаттного уровня мощности на элемент и системой криогенного охлаждения замкнутого цикла циркуляции гелия, а также новому оригинальному способу экспериментального определения температуры в накачиваемой области активных элементов.

**Основные результаты**, представленные в диссертационной работе, опубликованы в работах [А1-А15]:

1. На основе результатов численного моделирования многокомпонентной криогенной системы охлаждения, разработаны и изготовлены составные охладители с гибким тепловым мостом двух различных модификаций.

2. Экспериментально показано, что при использовании охладителей с гибким медным тепловым мостом, система криогенного охлаждения замкнутого цикла циркуляции гелия обеспечивает охлаждение активных элементов до рабочей температуры  $\sim 140$  К при средних мощностях торцевой диодной накачки до 120 Вт, при этом величина угловых отклонений отражённого излучения не превышает 5 мкрад.

Разработанные охладители с гибким тепловым мостом открывают путь для применения систем криогенного охлаждения замкнутого цикла в лазерных усилителях с высокой средней мощностью излучения.

3. Разработан новый оригинальный метод динамической лазерной термометрии для измерения эквивалентной по поглощению температуры в активных элементах усилителей, допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ . Применимость нового метода подтверждена экспериментально в кристаллах  $\text{Yb:YAG}$ . Показано, что метод позволяет проводить оценку качества теплового контакта между активным элементом и охладителем.

4. Проанализированы основные факторы, влияющие на точность метода. Показано, что для кристаллов Yb:YAG чувствительность метода максимальна в диапазоне 150-250 К. Экспериментально достижимая погрешность определения эквивалентной температуры при помощи метода составила 0.6 К при максимальном значении температуры 192 К.

Метод динамической лазерной термометрии может быть развит для использования в других средах, активированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ , а также ионами других редкоземельных элементов, в которых существует измеримая зависимость амплитуды сечения поглощения от температуры вблизи длины волны максимума усиления.

5. Проведены эксперименты по усилению излучения с широким спектральным контуром в трёх последовательно расположенных активных элементов мультидискового усилителя. Полный коэффициент усиления для частоты повторения импульсов 200 Гц составил  $\sim 18.8$ , амплитуда импульсов усиленного излучения колеблется в пределах 5% от своего среднего значения, а среднеквадратическое отклонение составляет не более 3% за 30 минут.

Таким образом, экспериментально показана возможность создания масштабируемого по числу активных элементов лазерного усилителя с криогенным охлаждением замкнутого цикла и диодной накачкой с пиковой мощностью до 200 Вт на активный элемент, основанного на активных зеркалах из Yb:YAG, работающего с частотой повторения импульсов до 1 кГц и обеспечивающего усиление импульсов с шириной спектра  $\sim 2.3$  нм, соответствующей длительности импульса в одну пикосекунду. Полученный коэффициент усиления слабого сигнала является достаточным для усиления импульсов с 10 мДж до 300 мДж при дальнейшем масштабировании усилителя до 8 активных элементов.

**СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

A1.Петров, В.В. Оптимизация мультидискового криогенного усилителя высокоинтенсивной лазерной системы с высокой частотой следования импульсов / В.В. Петров, Г.В. Купцов, В.А. Петров, А.В. Лаптев, А.В. Кирпичников, Е.В. Пестряков // Квантовая электроника. — 2018. — Т. 48. — № 4. — С. 358-362.

A2.Petrov, V.A. The modeling of thermal fields in high power multi-disk cryogenic laser amplifier / V.A. Petrov, G.V. Kuptsov, V.V. Petrov, A.V. Kirpichnikov, A.V. Laptev, E.V. Pestryakov // AIP Conference Proceedings. — 2017. — Vol. 1893. — P. 030121.

A3.Петров, В.В. Моделирование процесса лазерного усиления с учётом зависимости теплофизических и лазерных характеристик среды от распределения температуры в активном элементе Yb:YAG / В.В. Петров, В.А. Петров, Г.В. Купцов, А.В. Лаптев, А.В. Кирпичников, Е.В. Пестряков // Квантовая электроника. — 2020. — Т. 50. — № 4. — С. 315-320.

A4.Petrov, V.A. Enhanced Yb:YAG Active Mirrors for High Power Laser Amplifiers / V.A. Petrov, G.V. Kuptsov, A.O. Kuptsova, V.V. Atuchin, E.V. Stroganova, V.V. Petrov // Photonics. — 2023. — Vol. 10. — A.n. 849. — P. 1-13.

A5.Kuptsov, G.V. The multidisk diode-pumped high power Yb:YAG laser amplifier of high-intensity laser system with 1 khz repetition rate / G.V. Kuptsov, V.V. Petrov, V.A. Petrov, A.V. Laptev, A.V. Kirpichnikov, E.V. Pestryakov // Journal of Physics: Conference Series. — 2018. — Vol. 999. — P. 012008.

A6.Petrov, V.V. The evolution of cryogenically cooled pump channel of high-intensity laser system with 1 kHz repetition rate / V.V. Petrov, A.V. Laptev, G.V. Kuptsov, V.A. Petrov, A.V. Kirpichnikov, E.V. Pestryakov // Proceedings of SPIE. — 2018. — Vol. 10614. — P. 1061419.

A7.Петров, В.В. Бесконтактный метод исследования температуры в активном элементе мультидискового криогенного усилителя / В.В. Петров, Г.В. Купцов, А.И. Ноздрин, В.А. Петров, А.В. Лаптев, А.В. Кирпичников, Е.В. Пестряков // Квантовая электроника. — 2019. — Т. 49. — № 4. — С. 358-361.

A8. Kuptsov, G.V. Laser method for studying temperature distribution within Yb:YAG active elements / G.V. Kuptsov, A.O. Konovalova, V.A. Petrov, A.V. Laptev, V.V. Atuchin, V.V. Petrov // *Photonics*. — 2022. — Vol. 9. — A.n. 805. — P. 1-9.

A9. Kuptsova, A.O. Laser scanning method for time-resolved measurements of wavefront distortion introduced by active elements in high-power laser amplifiers / A.O. Kuptsova, G.V. Kuptsov, V.A. Petrov, V.V. Atuchin, V.V. Petrov // *Photonics*. — 2024. — Vol. 11. — A.n. 748. — P. 1-12.

A10. Петров, В.А. Исследование искажений волнового фронта усиленного излучения в криогенно охлаждаемом лазерном усилителе / В.А. Петров, В.В. Петров, Г.В. Купцов, А.О. Купцова // *Письма в Журнал технической физики*. — 2024. — Т. 50. — № 20. — С. 37-39.

A11. Купцов, Г.В. Моделирование распространения пикосекундных импульсов в блоках формирования излучения на основе оптических волокон / Г.В. Купцов, В.В. Петров, А.В. Лаптев, В.А. Петров, Е.В. Пестряков // *Квантовая электроника*. — 2016. — Т. 46. — № 9. — С. 801-805.

A12. Kuptsov, G.V. Multidisk laser amplifier with high pump power and cryogenic closed-loop cooling / G.V. Kuptsov, V.A. Petrov, A.V. Laptev, A.O. Konovalova, V.V. Petrov // *Proceedings of SPIE*. — 2021. — Vol. 12086. — P. 120860T.

A13. Kuptsov, G.V. Study of the temperature effect on the laser amplification process / G.V. Kuptsov, V.A. Petrov, V.V. Petrov, A.V. Laptev, A.V. Kirpichnikov, E.V. Pestryakov // *Proceedings of SPIE*. — 2019. — Vol. 11322. — P. 113220V.

A14. Купцов, Г.В. Лазерное усиление в активном зеркале из Yb:YAG с большим градиентом температур / Г.В. Купцов, В.А. Петров, В.В. Петров, А.В. Лаптев, А.О. Коновалова, А.В. Кирпичников, Е.В. Пестряков // *Квантовая электроника*. — 2021. — Т. 51. — № 8. — С. 679-682.

A15. Kuptsov, G.V. High power laser amplifier with cryogenic closed-loop cooling / G.V. Kuptsov, A.O. Kuptsova, V.A. Petrov, V.V. Petrov // *Proceedings of SPIE*. — 2023. — Vol. 12920. — P. 129200R.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Rothhardt, J. High-repetition-rate and high-photon-flux 70 eV high-harmonic source for coincidence ion imaging of gas-phase molecules / J. Rothhardt, S. Hädrich, Y. Shamir, M. Tschernajew, R. Klas, A. Hoffmann, G.K. Tadesse, A. Klenke, T. Gottschall, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann, R. Boll, C. Bomme, H. Dachraoui, B. Erk, M. Di Fraia, D.A. Horke, T. Kierspel, T. Mullins, A. Przystawik, E. Saveljev, J. Wiese, T. Laarmann, J. Küpper, D. Rolles // *Optics Express* — 2016. — Vol. 24 — No. 16. — P. 18133.
2. Shirozhan, M. High-Repetition-Rate Attosecond Extreme Ultraviolet Beamlines at ELI ALPS for Studying Ultrafast Phenomena / M. Shirozhan, S. Mondal, T. Grósz, B. Nagyillés, B. Farkas, A. Nayak, N. Ahmed, I. Dey, S.C. De Marco, K. Nelissen, M. Kiss, L.G. Oldal, T. Csizmadia, Z. Filus, M. De Marco, S. Madas, M.U. Kahaly, D. Charalambidis, P. Tzallas, E. Appi, R. Weissenbilder, P. Eng-Johnsson, A. L’Huillier, Z. Diveki, B. Major, K. Varjú, S. Kahaly // *Ultrafast Science*. — 2024. — Vol. 4. — A.n. 0067. — P. 1-27.
3. Heuer, P.V. Preface to special topic: The High Repetition Rate Frontier in High-Energy-Density Physics / P.V. Heuer, S. Feister, D.B. Schaeffer, H.G. Rinderknecht // *Physics of Plasmas*. — 2022. — Vol. 29. — P. 110401.
4. Ma, T. Accelerating the rate of discovery: Toward high-repetition-rate HED science / T. Ma, D. Mariscal, R. Anirudh, T. Bremer, B.Z. Djordjevic, T. Galvin, E. Grace, S. Herriot, S. Jacobs, B. Kailkhura, R. Hollinger, J. Kim, S. Liu, J. Ludwig, D. Neely, J.J. Rocca, G.G. Scott, R.A. Simpson, B.S. Spears, T.S. Spinka, K. Swanson, J.J. Thiagarajan, B. Van Essen, S. Wang, S.C. Wilks, G.J. Williams, J. Zhang, M.C. Herrmann, C. Haefner // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2021. — Vol. 63. — P. 104003.
5. Li, J. Attosecond science based on high harmonic generation from gases and solids / J. Li, J. Lu, A. Chew, S. Han, J. Li, Y. Wu, H. Wang, S. Ghimire, Z. Chang // *Nature Communications*. — 2020. — Vol. 11. — P. 2748.

6. Furch, F.J. High power, high repetition rate laser-based sources for attosecond science / F.J. Furch, T. Witting, M. Osolodkov, F. Schell, C.P. Schulz, M.J.J. Vrakking // *Journal of Physics: Photonics*. — 2022. — Vol. 4. — No. 3. — P. 032001.
7. Boltaev, G.S. Application of 150 kHz Laser for High-Order Harmonic Generation in Different Plasmas / G.S. Boltaev, V.V. Kim, M. Iqbal, N.A. Abbasi, V.S. Yalishev, R.A. Ganeev, A.S. Alnaser // *Photonics*. — 2020. — Vol. 7. — P. 66.
8. Kretschmar, M. Thin-disk laser-pumped OPCPA system delivering 4.4 TW few-cycle pulses / M. Kretschmar, J. Tuemmler, B. Schütte, A. Hoffmann, B. Senfftleben, M. Mero, M. Sauppe, D. Rupp, M.J.J. Vrakking, I. Will, T. Nagy // *Optics Express*. — 2020. — Vol. 28. — P. 34574–34585.
9. Thiré, N. A versatile high-average-power ultrafast infrared driver tailored for high-harmonic generation and vibrational spectroscopy / N. Thiré, G. Chatterjee, Y. Pertot, O. Albert, G. Karras, Y. Zhang, A.S. Wyatt, M. Towrie, E. Springate, G.M. Greetham, N. Forget // *Scientific Reports*. — 2023. — Vol. 13. — A.n. 18874.
10. Fan, G. Ultrafast magnetic scattering on ferrimagnets enabled by a bright Yb-based soft x-ray source / G. Fan, K. Légaré, V. Cardin, X. Xie, R. Safaei, E. Kaksis, G. Andriukaitis, A. Pugžlys, B.E. Schmidt, J.P. Wolf, M. Hehn, G. Malinowski, B. Vodungbo, E. Jal, J. Lüning, N. Jaouen, G. Giovannetti, F. Calegari, Z. Tao, A. Baltuška, F. Légaré, T. Balčiūnas // *Optica*. — 2022. — Vol. 9. — P. 399–407.
11. Fattahi, H. High-power, 1-ps, all-Yb:YAG thin-disk regenerative amplifier / H. Fattahi, A. Alismail, H. Wang, J. Brons, O. Pronin, T. Buberl, L. Vámos, G. Arisholm, A.M. Azzeer, F. Krausz // *Optics Letters*. — 2016. — Vol. 41. — No. 6. — P. 1126-1129.
12. Reagan, B.A. 1 Joule, 100 Hz repetition rate, picosecond CPA laser for driving high average power soft x-ray lasers / B.A. Reagan, C. Bamgarten, K.A. Wernsing, H. Bravo, M.R. Woolston, A.H. Curtis, F.J. Furch, B.M. Luther, D.G. Patel, C.S. Menoni, J.J. Rocca // *2014 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) - Laser Science to Photonic Applications*. — 2014. — P. 1-2.

13. Zapata, L.E. One-joule 500-Hz cryogenic Yb:YAG laser driver of composite thin-disk design / L.E. Zapata, M. Pergament, M. Schust, S. Reuter, J. Thesinga, C. Zapata, M. Kellert, U. Demirbas, A.-L. Calendron, Y. Liu, F.X. Kärtner // *Optics Letters*. — 2022. — Vol. 47. — No. 24. — P. 6385.

14. Schmidt, B.E. Highly stable, 54mJ Yb-InnoSlab laser platform at 0.5kW average power / B.E. Schmidt, A. Hage, T. Mans, F. Légaré, H.J. Wörner // *Optics Express*. — 2017. — Vol. 25. — No. 15. — P. 17549-17555.

15. Chang, C.L. High-energy, kHz, picosecond hybrid Yb-doped chirped-pulse amplifier / C.L. Chang, P. Krogen, K.H. Hong, L.E. Zapata, J. Moses, A.L. Calendron, H. Liang, C.J. Lai, G.J. Stein, P.D. Keathley, G. Laurent, F.X. Kärtner // *Optics Express*. — 2015. — №23. — P. 10132-10144.

16. Wang, Y. 1.1 J Yb:YAG picosecond laser at 1 kHz repetition rate / Y. Wang, H. Chi, C. Baumgarten, K. Dehne, A.R. Meadows, A. Davenport, G. Murray, B.A. Reagan, C.S. Menoni, J.J. Rocca // *Optics Letters*. — 2020. — Vol. 45. — No. 24. — P. 6615-6618.

17. Chvykov, V. Demonstration of a side-pumped cross-seeded thin-slab pre-amplifier for high-power Ti:Sa laser systems / V. Chvykov, H. Chi, Y. Wang, K. Dehne, M. Berrill, J.J. Rocca // *Optics Letters*. — 2022. — Vol. 47. — P. 3463–3466.

18. Liu, K. kHz, 10s TW, Femtosecond Source Based on Yb:YAG Thin Disk Laser Pumped OPCPA of Low Quantum Defect / K. Liu, X. Liu, J. Li, H. Wang, Y. Wang, W. Zhao, H. Cao, Y. Fu // *Crystals*. — 2023. — Vol. 13. — A.n. 481.

19. Хазанов, Е.А. XCELS – Международный центр исследований экстремальных световых полей / Е.А. Хазанов, А.А. Шайкин, И.Ю. Костюков, В.Н. Гинзбург, И.Б. Мухин, И.В. Яковлев, А.А. Соловьев, И.И. Кузнецов, С.Ю. Миронов, А.В. Коржиманов, Д.Н. Буланов, И.А. Шайкин, А.А. Кочетков, А.А. Кузьмин, М.А. Мартьянов, В.В. Ложкарев, М.В. Стародубцев, А.Г. Литвак, А.М. Сергеев // *Квантовая электроника*. — 2023. — Т. 53. — № 2. — С. 95–122.

20. Jung, R. Thin-disk ring amplifier for high pulse energy / R. Jung, J. Tümmeler, T. Nubbemeyer, I. Will // *Optics Express*. — 2016. — Vol. 24. — No. 5. — P. 4375-4381.

21. Novák, J. Thin disk amplifier-based 40 mJ, 1 kHz, picosecond laser at 515 nm / J. Novák, J.T. Green, T. Metzger, T. Mazanec, B. Himmel, M. Horáček, Z. Hubka, R. Boge, R. Antipenkov, F. Batysta, J.A. Naylor, P. Bakule, B. Rus // *Optics Express*. — 2016. — Vol. 24. — No. 6. — P. 5728.

22. Nubbemeyer, T. 1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system / T. Nubbemeyer, M. Kaumanns, M. Ueffing, M. Gorjan, A. Alismail, H. Fattahi, J. Brons, O. Pronin, H.G. Barros, Z. Major, T. Metzger, D. Sutter, F. Krausz // *Optics Letters*. — 2017. — Vol. 42. — No. 7. — P. 1381-1384.

23. Hubka, Z. 120 mJ, 1 kHz, picosecond laser at 515 nm / Z. Hubka, R. Antipenkov, R. Boge, E. Erdman, M. Greco, J. T. Green, M. Horáček, K. Majer, T. Mazanec, P. Mazůrek, J. A. Naylor, J. Novák, V. Šobr, P. Strkula, M. Torun, B. Tykalewicz, P. Bakule, B. Rus // *Optics Letters*. — 2021. — Vol. 46. — No. 22. — P. 5655.

24. Pergament, M. 100-mJ, 100-W cryogenically cooled Yb:YLF laser / M. Pergament, M. Kellert, U. Demirbas, J. Thesinga, S. Reuter, Y. Liu, Y. Hua, M. Kilinc, A. Yakovlev, F.X. Kärtner // *Optics Letters*. — 2023. — Vol. 48. — No. 11. — P. 2833.

25. Dehne, K. Picosecond laser filament-guided electrical discharges in air at 1 kHz repetition rate / K. Dehne, A. Higginson, Y. Wang, F. Tomasel, M.G. Capeluto, V.N. Shlyaptsev, J.J. Rocca // *Optics Express*. — 2024. — Vol. 32. — No 9. — P. 16164-16181.

26. Higginson, A. Wake dynamics of air filaments generated by high-energy picosecond laser pulses at 1 kHz repetition rate / A. Higginson, Y. Wang, H. Chi, A. Goffin, I. Larkin, H.M. Milchberg, J.J. Rocca // *Optics Letters*. — 2021. — Vol. 46. — P. 5449–5452.

27. Houard, A. Laser-guided lightning / A. Houard, P. Walch, T. Produit, V. Moreno, B. Mahieu, A. Sunjerga, C. Herkommer, A. Mostajabi, U. Andral, Y.B. André,

M. Lozano, L. Bizet, M.C. Schroeder, G. Schimmel, M. Moret, M. Stanley, W.A. Rison, O. Maurice, B. Esmiller, K. Michel, W. Haas, T. Metzger, M. Rubinstein, F. Rachidi, V. Cooray, A. Mysyrowicz, J. Kasparian, J.P. Wolf // *Nature Photonics*. — 2023. — Vol. 17. — P. 231–235.

28. Produit, T. The laser lightning rod project / T. Produit, P. Walch, C. Herkommer, A. Mostajabi, M. Moret, U. Andral, A. Sunjerga, M. Azadifar, Y.-B. Andre, B. Mahieu, W. Haas, B. Esmiller, G. Fournier, P. Krotz, T. Metzger, K. Michel, A. Mysyrowicz, M. Rubinstein, F. Rachidi, J. Kasparian, J.-P. Wolf, A. Houard // *European Physical Journal Applied Physics*. — 2021. — Vol. 93. — P. 10504.

29. Herkommer, C. Ultrafast thin-disk multipass amplifier with 720 mJ operating at kilohertz repetition rate for applications in atmospheric research / C. Herkommer, P. Krötz, R. Jung, S. Klingebiel, C. Wandt, R. Bessing, P. Walch, T. Produit, K. Michel, D. Bauer, R. Kienberger, T. Metzger // *Optics Express*. — 2020. — Vol. 28. — No. 20. — P. 30164.

30. Andral, U. Second and third harmonic generation from simultaneous high peak and high average-power thin disk laser / U. Andral, P. Walch, V. Moreno, B. Mahieu, T. Produit, M. Lozano, L. Bizet, C. Herkommer, M. Moret, Y.-B. André, P. Krötz, T. Metzger, K. Michel, A. Mysyrowicz, J. Kasparian, D. Lupinski, A. Houard, J.-P. Wolf // *Applied Physics B*. — 2022. — Vol. 128. — A.n. 177. — P. 1-5.

31. Löscher, R. High-power sub-picosecond filamentation at 1.03  $\mu\text{m}$  with high repetition rates between 10 and 100 kHz / R. Löscher, V. Moreno, D. Adamou, D.K. Kesim, M.C. Schroeder, M. Clerici, J.-P. Wolf, C.J. Saraceno // *APL Photonics*. — 2023. — Vol. 8. — No. 11. — P. 111303.

32. Cheng, X. A high energy nanosecond cryogenic cooled Yb:YAG active-mirror amplifier system / X. Cheng, J. Wang, Z. Yang, J. Liu, L. Li, X. Shi, W. Huang, J. Wang, W. Chen // *High Power Laser Science and Engineering*. — 2014. — Vol. 2. — No. e18. — P. 1-4.

33. Zhang, G. 12-mJ 1-kHz cryogenically cooled rod Yb:YAG regenerative amplifier / G. Zhang, R. Li, K. Li, J. Li, Z. Bai, Z. Fan // *Frontiers in Physics*. — 2024. — Vol. 12. — A.n. — 1383634. — P. 1-4.

34. He, H. A 61-mJ, 1-kHz cryogenic Yb:YAG laser amplifier / H. He, J. Yu, W. Zhu, Q. Lin, X. Guo, C. Zhou, S. Ruan // *Chinese Physics B*. — 2021. — Vol. 30. — No. 12. — P. 124206.

35. Mason, P.D. Scalable design for a high energy cryogenic gas cooled diode pumped laser amplifier / P.D. Mason, M. Fitton, A. Lintern, S. Banerjee, K. Ertel, T. Davenne, J. Hill, S.P. Blake, P.J. Phillips, T.J. Butcher, J.M. Smith, M. De Vido, R.J.S. Greenhalgh, C. Hernandez-Gomez, J.L. Collier // *Applied Optics*. — 2015. — Vol. 54. — No. 13. — P. 4227.

36. Fischer, J. 615 fs pulses with 17 mJ energy generated by an Yb:thin-disk amplifier at 3 kHz repetition rate / J. Fischer, A. Heinrich, S. Maier, J. Jungwirth, D. Brida, A. Leitenstorfer // *Optics Letters*. — 2016. — Vol. 41. — No. 2. — P. 246.

37. Morrissey, F.X. Picosecond kilohertz-class cryogenically cooled multistage Yb-doped chirped pulse amplifier / F.X. Morrissey, T.Y. Fan, D.E. Miller, D. Rand // *Optics Letters*. — 2017. — Vol. 42. — No. 4. — P. 707-710.

38. Michel, K. kW picosecond thin-disk regenerative amplifier / K. Michel, C. Wandt, S. Klingebiel, M. Schultze, S. Prinz, C.Y. Teisset, S.P. Stark, C. Grebing, M. Häfner, R. Bessing, T. Herzig, A. Budnicki, D.H. Sutter, T. Metzger // *Proceedings SPIE*. — 2018. — Vol. 10511.— P. 105110K.

39. Pfaff, Y. Nonlinear pulse compression of a 200 mJ and 1 kW ultrafast thin-disk amplifier / Y. Pfaff, G. Barbiero, M. Rampp, S. Klingebiel, J. Brons, C.Y. Teisset, H. Wang, R. Jung, J. Jaksic, A.H. Woldegeorgis, M. Trunk, A.R. Maier, C.J. Saraceno, T. Metzger // *Optics Express*. — 2023. — Vol. 31. — No. 14. — P. 22740.

40. Perin, J.P. Cryogenic cooling for high power laser amplifiers / J.P. Perin, F. Millet, M. Divoky, B. Rus // *EPJ Web of Conferences*. — 2013. — Vol. 59. — P. 08005.

41. Перевезенцев, Е.А. Криогенный дисковый Yb:YAG-лазер с выходным импульсом наносекундной длительности / Е.А. Перевезенцев, И.Б. Мухин, И.И. Кузнецов, О.Л. Вадимова, О.В. Палашов // Квантовая электроника. — 2014. — Т. 44. — № 5. — С. 448–451.

42. Shayeganrad, G. Highly efficient 110-W closed-cycle cryogenically cooled Nd:YAG laser operating at 946 nm / G. Shayeganrad, S. Cante, J.P. Mosquera, W.O.S. Bailey, J.I. Mackenzie // Optics Letters. — 2020. — Vol. 45. — No. 19. — P. 5368.

43. Kaksis, E. 110-mJ 225-fs cryogenically cooled Yb:CaF<sub>2</sub> multipass amplifier / E. Kaksis, G. Almási, J. A. Fülöp, A. Pugžlys, A. Baltuška, G. Andriukaitis // Optics Express. — 2016. — Vol. 24. — No. 25. — P. 28915-28922.

44. Ogino, J. 10-J, 100-Hz conduction-cooled active-mirror laser / J. Ogino, S. Tokita, S. Kitajima, H. Yoshida, Z. Li, S. Motokoshi, N. Morio, K. Tsubakimoto, K. Fujioka, R. Kodama, J. Kawanaka // Optics Continuum. — 2022. — Vol. 1. — No. 5. — P. 1270.

45. Mason, P. Kilowatt average power 100 J-level diode pumped solid state laser / P. Mason, M. Divoký, K. Ertel, J. Pilař, T. Butcher, M. Hanuš, S. Banerjee, J. Phillips, J. Smith, M. De Vido, A. Lucianetti, C. Hernandez-Gomez, C. Edwards, T. Mocek, J. Collier // Optica. — 2017. — Vol. 4. — No. 4. — P. 438.

46. ГОСТ Р ИСО 11670-2010. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений параметров лазерных пучков. Стабильность положения пучка. — М.: Стандартинформ, 2011. — 20 с.

47. Dhuley, R.C. Pressed copper and gold-plated copper contacts at low temperatures – A review of thermal contact resistance / R.C. Dhuley, M. Ruschman, J.T. Link, J. Eyre // Cryogenics. — 2017. — Vol. 86. — P. 17.

48. Sobrin, J.A. Design and characterization of the SPT-3G receiver / J.A. Sobrin, P.A.R. Ade, Z. Ahmed, A.J. Anderson, J.S. Avva, R. Basu Thakur, A.N. Bender, B.A. Benson, J.E. Carlstrom, F.W. Carter, T.W. Cecil, C.L. Chang, J.F. Cliche, A. Cukierman, T. de Haan, J. Ding, M.A. Dobbs, D. Dutcher, W. Everett, A. Foster, J. Gallicchio, A. Gilbert, J.C. Groh, S.T. Guns, N.W. Halverson, A.H. Harke-Hosemann,

N.L. Harrington, J.W. Henning, W.L. Holzapfel, N. Huang, K.D. Irwin, O.B. Jeong, M. Jonas, T.S. Khaire, A.M. Kofman, M. Korman, D.L. Kubik, S. Kuhlmann, C.-L. Kuo, A.T. Lee, A.E. Lowitz, S.S. Meyer, D. Michalik, J. Montgomery, A. Nadolski, T. Natoli, H. Nguyen, G.I. Noble, V. Novosad, S. Padin, Z. Pan, J. Pearson, C.M. Posada, W. Quan, A. Rahlin, J.E. Ruhl, J.T. Sayre, E. Shirokoff, G. Smecher, A.A. Stark, K.T. Story, A. Suzuki, K.L. Thompson, C. Tucker, K. Vanderlinde, J.D. Vieira, G. Wang, N. Whitehorn, V. Yefremenko, K.W. Yoon, M.R. Young // *Proceedings of SPIE*. — 2018. — P. 10708.

49. Nellis, G.F. Thermal resistance measurements for flexible straps at cryogenic temperatures / G.F. Nellis, B.F. Lachner, Jr., O.D. Lokken, B.L. Stahl, L.D. Crawford // *Advances in Cryogenic Engineering: Transactions of the Cryogenic Engineering Conference - CEC*. — 2004. — P. 651.

50. Перевезенцев, Е.А. Усиление лазерного излучения в дисках из YAG:Yb, охлажденных до температуры жидкого азота / Е.А. Перевезенцев, И.Б. Мухин, О.В. Палашов, Е.А. Хазанов, // *Квантовая электроника*. — 2009. — Т. 39. — № 9. — С. 807–813.

51. Мухин, И.Б. Лазерные и тепловые характеристики кристалла Yb:YAG в диапазоне температур 80 — 300 К / И. Б. Мухин, О. В. Палашов, Е. А. Хазанов, А. Г. Вяткин, Е. А. Перевезенцев // *Квантовая электроника*. — 2011. — Т. 41. — № 11. — С. 1045–1050.

52. Brasseur, J.K. 2.3-kw continuous operation cryogenic Yb:YAG laser / J.K. Brasseur, A.K. Abeeluck, A.R. Awtry, L.S. Meng, K.E. Shortoff, N.J. Miller, R.K. Hampton, M.H. Cuchiara, and D.K. Newmann // *Proceedings SPIE*. — 2008. — Vol. 6952. — P. 69520L.

53. Sato, Y. Study on the specific heat of  $Y_3Al_5O_{12}$  between 129 K and 573 K / Y. Sato, T. Taira // *Optical Materials Express*. — 2021. — Vol. 11. — No. 2. — P. 551.

54. Вадимова, О.Л. Расчет коэффициента усиления в криогенно охлаждаемых Yb:YAG-дисках в условиях сильного тепловыделения / О.Л.

Вадимова, И.Б. Мухин, И.И. Кузнецов, О.В. Палашов, Е.А. Перевезенцев, Е.А. Хазанов // Квантовая электроника. — 2013. — Т. 43. — № 3. — С. 201.

55. Sato, Y. Effects of rare-earth doping on thermal conductivity in  $Y_3Al_5O_{12}$  crystals / Y. Sato, J. Akiyama, T. Taira // Optical Materials. — 2009. — Vol. 31. — P. 720.

56. Brown, D.C. The Application of Cryogenic Laser Physics to the Development of High Average Power Ultra-Short Pulse Lasers / D.C. Brown, S. Tornegård, J. Kolis, C. McMillen, C. Moore, L. Sanjeeva, C. Hancock // Applied Sciences. — 2016. — Vol. 6. — No. 1. — P. 23.

57. Aggarwal, R.L. Measurement of thermo-optic properties of  $Y_3Al_5O_{12}$ ,  $Lu_3Al_5O_{12}$ ,  $YAlO_3$ ,  $LiYF_4$ ,  $LiLuF_4$ ,  $BaY_2F_8$ ,  $KGd(WO_4)_2$ , and  $KY(WO_4)_2$  laser crystals in the 80–300K temperature range / R.L. Aggarwal, D.J. Ripin, J.R. Ochoa, T.Y. Fan // Journal of Applied Physics. — 2005. — Vol. 98. — No. 10. — P. 103514.

58. Brown, D.C. Ultrahigh-average-power diode-pumped Nd:YAG and Yb:YAG lasers / D.C. Brown // IEEE Journal Of Quantum Electronics. — 1997. — Vol. 33. — No. 5. — P. 861-873.

59. Simon, N.J. Properties of Copper and Copper Alloys at Cryogenic Temperature / N.J. Simon, E.S. Drexler, R.P. Reed. — United States, Maryland, Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology, 1992. — 850 p.

60. Поликарпова, М.В. Влияние структуры и состава технически чистой бескислородной меди различных производителей на ее электропроводность и механические свойства / М.В. Поликарпова, И.С. Осипов, В.И. Панцырный, Д.С. Новосилова, Ю.В. Карасев, С.А. Шевякова, И.М. Абдюханов, А.В. Есенева, Д.А. Перминов // Сверхпроводимость: фундаментальные и прикладные исследования. — 2024. — № 3. — С. 32.

61. Duthil, P. Material Properties at Low Temperature / P. Duthil // Proceedings of the CAS-CERN Accelerator School: Superconductivity for Accelerators. — 2013. — P. 77.

62. Chenais, S. Thermal lensing in diode-pumped ytterbium Lasers-Part I: theoretical analysis and wavefront measurements / S. Chenais, F. Balembois, F. Druon, G. Lucas-Leclin, P. Georges // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 2004. — Vol. 40. — No. 9. — P. 1217-1234.

63. Fan, T.Y. Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG / T.Y. Fan // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1993. — Vol. 29. — No. 6. — P. 1457-1459.

64. Chenais, S. Thermal Lensing in Diode-Pumped Ytterbium Lasers—Part II: Evaluation of Quantum Efficiencies and Thermo-Optic Coefficients / S. Chenais, F. Balembois, F. Druon, G. Lucas-Leclin, P. Georges // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 2004. — Vol. 40. — No. 9. — P. 1235-1243.

65. Brown, D.C. Yb:YAG Kinetics Model Including Saturation and Power Conservation / D.C. Brown, V.A. Vitali // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 2011. — Vol. 47. — No. 1. — P. 3-12.

66. Anashkina, E. Electronic (population) lensing versus thermal lensing in Yb:YAG and Nd:YAG laser rods and disks / E. Anashkina, O. Antipov // Journal of the Optical Society of America B. — 2010. — Vol. 27. — No. 3. — P. 363.

67. Yongqian, C. Evaluation of amplified spontaneous emission in thin disk lasers using the spectral linewidth / C. Yongqian, Z. Guangzhi, C. Hantian, W. Mu, C. Keming, W. Hailin, A. Kozlov, Z. Xiao // Optics Express. — 2019. — Vol. 27. — No. 9. — P. 12110-12125.

68. Körner, J. Spectroscopic characterization of Yb<sup>3+</sup>-doped laser materials at cryogenic temperatures / J. Körner, V. Jambunathan, J. Hein, R. Seifert, M. Loeser, M. Siebold, U. Schramm, P. Sikocinski, A. Lucianetti, T. Mocek, M.C. Kaluza // Applied Physics B. — 2014. — Vol. 116. — P. 75–81.

69. Körner, J. Temperature Dependent Measurement of Absorption and Emission Cross Sections for Various Yb<sup>3+</sup> Doped Laser Materials / J. Körner, J. Hein, M. Kahle, H. Liebetrau, M. Lenski, M. Kaluza, M. Loeser, M. Siebold // Proceedings SPIE. — 2011. — Vol. 808003. — P. 808003.

70. Dong, J. Dependence of the  $\text{Yb}^{3+}$  emission cross section and lifetime on temperature and concentration in yttrium aluminum garnet / J. Dong, M. Bass, Y. Mao, P. Deng, F. Gan // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2003. — Vol. 20. — No. 9. — P. 1975-1979.

71. Banerjee, S. Temperature dependent emission and absorption cross section of  $\text{Yb}^{3+}$  doped yttrium lanthanum oxide (YLO) ceramic and its application in diode pumped amplifier / S. Banerjee, J. Koerner, M. Siebold, Q. Yang, K. Ertel, P.D. Mason, P.J. Phillips, M. Loeser, H. Zhang, S. Lu, J. Hein, U. Schramm, M.C. Kaluza, J.L. Collier // *Optics Express*. — 2013. — Vol. 21. — No. S4. — P. A726-A734.

72. Payne, S.A. Infrared cross-section measurements of the  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ , and  $\text{Ho}^{3+}$  ions in crystals / S.A. Payne, L.L. Chase, L.K. Smith, W.L. Kway, W.F. Krupke // *Conference on Lasers and Electro-Optics*. — 1991. — Vol. 10. — P. CTuO5.

73. Yasyukevich, A.S. Integral method of reciprocity in the spectroscopy of laser crystals with impurity centers / A.S. Yasyukevich, V.G. Shcherbitskii, V.É. Kisel', A.V. Mandrik, N.V. Kuleshov // *Journal of Applied Spectroscopy*. — 2004. — Vol. 74. — P. 202-208.

74. Brown, D.C. Absorption and emission cross-sections, Stark energy levels, and temperature dependent gain of  $\text{Yb:QX}$  phosphate glass / D.C. Brown, N.S. Tomasello, C.L. Hancock // *Optics Express*. — 2021. — Vol. 29. — No 21. — P. 33818-33835.

75. De Vido, M. High-resolution absorption measurement at the zero phonon line of  $\text{Yb:YAG}$  between 80 K and 300 K / M. De Vido, A. Wojtusiak, K. Ertel // *Optical Materials Express*. — 2020. — Vol. 10. — No. 3. — P. 717-723.

76. Brenier, A. Excited-state dynamics including radiative diffusion in quasi-three-level laser crystals: application to  $\text{Yb}^{3+}$  doped  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  / A. Brenier // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2006. — Vol. 23. — No. 10. — P. 2209.

77. Larionov, M. Nonlinear Decay of the Excited State in  $\text{Yb:YAG}$  / M. Larionov, K. Schuhmann, J. Speiser, C. Stolzenburg, A. Giesen // *Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest*. — 2005. — TuB49.

78. Palashov, O.V. Thermal Effects in End-Pumped Yb:YAG Thin-Disk and Yb:YAG/YAG Composite Active Element / I.I. Kuznetsov, I.B. Mukhin, D.E. Silin, A.G. Vyatkin, O.L. Vadimova, O.V. Palashov // IEEE Journal Of Quantum Electronics. — 2014. . — Vol. 50. — No. 3. — P. 133.

79. Самарский, А.А. Теория разностных схем / Самарский, А.А. — М.: Наука, 1977. —656 с.

80. Chénais, S. Direct and absolute temperature mapping and heat transfer measurements in diode-end-pumped Yb:YAG / S. Chénais, S. Forget, F. Druon, F. Balembois, P. Georges // Applied Physics B. — 2004. — Vol. 79. — P. 221–224.

81. Tamer, I. Spatio-Temporal Characterization of Pump-Induced Wavefront Aberrations in Yb<sup>3+</sup>-Doped Materials / I. Tamer, S. Keppler, M. Hornung, J. Körner, J. Hein, M. C. Kaluza // Laser & Photonics Reviews. — 2018. — Vol. 12. — No. 2. — P. 1700211.

82. Tamer, I. Modeling of the 3D spatio-temporal thermal profile of joule-class - based laser amplifiers / I. Tamer, S. Keppler, J. Körner, M. Hornung, M. Hellwing, F. Schorcht, J. Hein, M. Kaluza // High Power Laser Science and Engineering. — 2019. – Vol. 7. — No. e42. — P. 18.

83. Boudeile, J. Thermal behaviour of ytterbium-doped fluorite crystals under high power pumping / J. Boudeile, J. Didierjean, P. Camy, J.L. Doualan, A. Benayad, V. Ménard, R. Moncorgé, F. Druon, F. Balembois, P. Georges // Optics Express. — 2008. — Vol. 16. — No. 14. — P. 10098–10109.

84. Petit, J. Internal temperature measurement of an ytterbium doped material under laser operation / J. Petit, B. Viana, Ph. Goldner // Optics Express. — 2011. — Vol. 19. — No. 2. — P. 1138–1146.

85. Xu, C. Real-time measurement of temperature distribution inside a gain medium of a diode-pumped Er<sup>3+</sup>/Yb<sup>3+</sup> 1.55 μm laser / C. Xu, Y. Huang, Y. Lin, J. Huang, X. Gong, Z. Luo, Y. Chen // Optics Letters. — 2017. — Vol. 42. — No. 17. — P. 3383–3386.

86. Mansfeld, A.D. Monitoring the Internal Temperature of Active Elements of High-Power Lasers Using Ultrasonic Probing / A.D. Mansfeld, R.V. Belyaev, G.P. Volkov, A.A. Kuzmin, A.G. Sanin, A.A. Shaikin // *Acoustical Physics*. — 2024. — Vol. 70. — No. 1. — P. 68–75.

87. Chi, H. In situ 3-D temperature mapping of high average power cryogenic laser amplifiers / H. Chi, K.A. Dehne, C.M. Baumgarten, H. Wang, L. Yin, B.A. Reagan, J.J. Rocca // *Optics Express*. — 2018. — Vol. 26. — No. 5. — P. 5240–5252.

88. Chi, H. Thermal behavior characterization of a kilowatt-power-level cryogenically cooled Yb:YAG active mirror laser amplifier / H. Chi, C.M. Baumgarten, E. Jankowska, K.A. Dehne, G. Murray, A.R. Meadows, M. Berrill, B.A. Reagan, J.J. Rocca // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2019. — Vol. 36. — No. 4. — P. 1084.

89. Furuse, H. Output characteristics of high power cryogenic Yb:YAG TRAM laser oscillator / H. Furuse, J. Kawanaka, N. Miyanaga, H. Chosrowjan, M. Fujita, K. Takeshita, Y. Izawa // *Optics Express*. — 2012. — Vol. 20. — No. 19. — P. 21739–21748.

90. Demirbas, U. Comparison of different in situ optical temperature probing techniques for cryogenic Yb:YLF / U. Demirbas, J. Thesinga, M. Kellert, F.X. Kärtner, M. Pergament // *Optical Materials Express*. — 2020. — Vol. 10. — No. 12. — P. 3403.

91. Demirbas, U. Error analysis of contactless optical temperature probing methods for cryogenic Yb:YAG / U. Demirbas, J. Thesinga, M. Kellert, S. Reuter, F.X. Kärtner, M. Pergament // *Applied Physics B*. — 2021. — Vol. 127. — P. 10.

92. Körner, J. Spatially and temporally resolved temperature measurement in laser media / J. Körner, F. Yue, J. Hein, M.C. Kaluza // *Optics Letters*. — 2016. — Vol. 41. — No. 11. — P. 2525–2528.

93. Shcherbinin, D. Fluorescent contactless method for temperature determination of  $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$  crystals doped with  $\text{Yb}^{3+}$  ions / D. Shcherbinin, V. Sidelnikov, S. Rudyi, V. Rybin, A. Ivanov // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2024. — Vol. 2680. — P. 012041.

94. Петров, В.В. Канал накачки параметрического усилителя тераваттной фемтосекундной Yb-лазерной системы / В.В. Петров, Е.В. Пестряков, А.В. Лаптев, В.А. Петров, Г.В. Купцов // Оптика атмосферы и океана. — 2014. — Т. 27. — № 4. —Р. 346-349.

95. Laptev A.V. Components of femtosecond laser system based on diode-pumped Yb-doped media / A.V. Laptev, V.V. Petrov, G.V. Kuptsov, V.A. Petrov, E.V. Pestryakov // Laser physics. — 2014. — Vol. 24. — No. 7. —P. 074015.

96. Petrov, V.V. The design of Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic diode-pumped multipass amplifier operating at cryogenic temperatures / V.V. Petrov, E.V. Pestryakov, V.A. Petrov, G.V. Kuptsov, A.V. Laptev // Laser physics. — 2014. — Vol. 24. — No. 7. — P. 074014.

97. Петров, В.В. Мультитераваттная фемтосекундная лазерная система с килогерцевой частотой следования импульсов / В.В. Петров, Е.В. Пестряков, А.В. Лаптев, В.А. Петров, Г.В. Купцов, В.И. Трунов, С.А. Фролов // Квантовая электроника. — 2014. — Т. 44. — № 5. —Р. 452-457.

98. Петров, В.В. Разработка криогенной лазерной системы на керамике, активированной ионами иттербия, с диодной накачкой / В.В. Петров, Е.В. Пестряков, В.И. Трунов, А.В. Кирпичников, М.А. Мерзляков, А.В. Лаптев // Оптика атмосферы и океана. — 2012. — Т. 25. — №. 3. — С. 285-291.

99. Лаптев, А.В. Компенсация астигматизма в блоке временного расширения импульса канала накачки мощной лазерной системы / А.В. Лаптев, Г.В. Купцов, В.А. Петров, В.В. Петров // Вестник СГУГиТ. — 2020. — Т. 25. — № 4. — С. 205-212.

100. Brown, D.C. High sustained average power CW and ultrafast Yb:YAG near-diffraction-limited cryogenic solid-state laser / D.C. Brown, J.M. Singley, K. Kowalewski, J. Guelzow, V. Vitali // Optics Express. — 2010. — Vol. 18. — No. 24. — P. 24770.