

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
Российской академии наук» (ИПФ РАН)

На правах рукописи

Перевезенцев Евгений Александрович

ОСОБЕННОСТИ СОЗДАНИЯ МОЩНЫХ ДИСКОВЫХ
ЛАЗЕРОВ НА ИТТЕРБИЕВЫХ СРЕДАХ
С КРИОГЕННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

Специальность

01.04.21 — лазерная физика

Д и с с е р т а ц и я

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

кандидат физико-математических наук

Палашов Олег Валентинович

Нижний Новгород

2019

Содержание

Введение	3
Глава 1. Особенности создания мощных дисковых лазеров на иттербиевых средах	20
1.1 Спектральные и лазерные характеристики YAG, Y ₂ O ₃ , Lu ₂ O ₃ , Sc ₂ O ₃ , легированных ионом Yb ³⁺	21
1.2 Композитные активные элементы	34
1.3 Многопроходная схема для дисковых усилителей	42
1.4 Критерии качества лазерного излучения	56
Заключение к главе 1	79
Глава 2. Криогенное охлаждение дисковых активных элементов	82
2.1 Коэффициент усиления и запасенная энергия в криогенных дисковых Yb:YAG элементах	84
2.2. Система стретчер-компрессор для криогенного Yb:YAG лазера	96
2.3 Криогенный дисковый лазер на кристаллах Yb:YAG	111
2.4 Иттербиевая керамика для мощных криогенных дисковых лазеров	133
Заключение к главе 2	145
Заключение	148
Список работ по теме диссертации	153
Список использованной литературы и ссылки	158

Введение

Предмет исследования и актуальность темы

Появление диодной накачки и бурное развитие технологий ее изготовления позволило достичь выдающихся результатов по генерации лазерного излучения с высокой средней мощностью. Одним из наиболее ярких примеров успешного внедрения фундаментальных научных исследований является применение лазерных технологий в производстве. Лазеры уже много лет применяются в промышленности для решения широкого круга задач (сварка, резка, упрочнение, усадка, очистка, маркировка, литография и т.п.). Быстрый рост производства в критических отраслях промышленности требует сокращения времени изготовления деталей с одновременным увеличением их сложности и повышением требований к качеству. Поэтому одной из наиболее актуальных на сегодняшний день наукоемких задач является увеличение средней мощности как непрерывных, так и импульсно-периодических промышленных лазеров, что позволяет повышать качество и скорость выполняемых процессов и расширять круг выполняемых процедур.

Незаменимым инструментом в промышленной обработке материалов становятся лазеры с ультракороткой длительностью импульсов и высокой пиковой интенсивностью. Укорочение длительности импульсов в диапазон меньший, чем время термализации между электронами и решеткой среды, которое составляет 1-100 пс, в зависимости от силы электрон-фононного взаимодействия в данном материале, позволило перейти в режим холодной абляции. При этом необходимы энергия импульсов, достаточная для преодоления порога абляции (~нескольких мкДж), и высокая средняя мощность, которая определяет скорость промышленного процесса. Уже освоены такие технологии, как поверхностная микрообработка, микросверление, микрорезка, микро- и наноструктурирование поверхности, наноабляция, трехмерная и объемная обработка, активно применяемые в самых разных областях промышленности. Например, с помощью наноструктурирования можно создавать поверхности со специальными свойствами, такие как супергидрофобные, самоочищающиеся или

антиотражательные. Для этих целей требуется существенное увеличение энергии в импульсе пикосекундных лазеров вплоть до десятков мДж. Также все большую востребованность для ускорения процессов обработки находят наносекундные лазеры. При обработке наносекундными импульсами их энергия имеет определяющее значение для осуществления технологических процессов, при этом частота повторения импульсов должна регулироваться в широком диапазоне.

Перманентное внедрение лазерных технологий в производство провоцирует новые разработки и усовершенствования лазерных источников. Ярким примером международных проектов по разработке лазерных систем для промышленности является проект HiLASE [1], в рамках которого разрабатывается ряд импульсно-периодических лазеров с энергией в импульсе от десятков джоулей до нескольких микроджоулей.

Одновременно с промышленными, лазеры с высокой средней и пиковой мощностью имеют широкий спектр научных приложений. В основном они используются в качестве накачки в различных процессах нелинейных оптических преобразований: от широкополосного оптического параметрического усиления чирпированных импульсов (ОРСРА) [2, 3] до создания источников излучения рентгеновского [4], ультрафиолетового [5, 6], среднего инфракрасного [7] и терагерцового [8] диапазонов, а также в области ускорения заряженных частиц [9]. Однако малая энергия импульсов таких лазеров существенно ограничивает возможности их приложений.

Сегодня задачей увеличения энергии и средней мощности импульсных лазеров занимается множество научных коллективов во всем мире. Активно ведутся исследования в таких областях, как поиск новых лазерных материалов, разработка различных лазерных схем и создание лазерных установок с различными выходными параметрами. Для достижения искомых параметров применяется множество разнообразных подходов. Большинство импульсно-периодических лазеров с одновременно высокой пиковой и средней по времени мощностью разрабатываются на базе волоконных иттербиевых лазеров и твердотельных лазеров с диодной накачкой на основе активных сред,

легированных иттербием. Однако увеличение энергии импульсов при сохранении частоты повторения является серьезной научной проблемой.

Волоконные импульсно-периодические лазеры в последние годы смогли достичь беспрецедентно высоких средних мощностей при сохранении идеального качества пучка [10]. При этом они эффективны, надежны, стабильны и не нуждаются в подстройке. Однако с точки зрения пиковой мощности волоконные лазеры строго ограничены из-за малого поперечного размера волокна, в котором из-за большой длины могут проявляться нелинейные эффекты. Масштабировать энергию можно за счет создания многоканальной лазерной системы с когерентным сложением импульсов, однако суммирование большого числа каналов (>100) является крайне трудоемкой задачей.

В твердотельных лазерах, благодаря значительно большему диаметру пучка по сравнению с волоконными лазерами, проблема увеличения пиковой мощности стоит не так остро. Однако достижение высокой средней мощности является более трудоемкой задачей, поскольку лазерный пучок подвергается воздействию тепловых эффектов в активных элементах (АЭ) лазера. В таких лазерах важнейшим параметром является геометрия АЭ, которая во многом определяет выходные параметры лазера, а также должна обеспечить высокоэффективное охлаждение АЭ. Необходимым условием для обеспечения эффективного охлаждения активного элемента является его малый размер по координате, вдоль которой осуществляется охлаждение. На сегодняшний день активно разрабатываются лазеры, использующие следующие геометрии АЭ: «тонкий стержень», «тонкий слэб» и «тонкий диск». Достаточно весомые лазерные результаты получены при использовании геометрии «тонкий стержень» [11-13] и «тонкий слэб» [14, 15], но наибольшая энергия импульсов достигнута при использовании активных элементов из кристалла Yb:YAG геометрии тонкого диска, в которой охлаждение происходит вдоль оси распространения пучка и не ограничивает апертуру АЭ. С использованием водяного охлаждения из регенеративного усилителя с двумя активными элементами получено 200 мДж при средней мощности 1 кВт [16]. Большая средняя мощность (2 кВт) получена из

многопроходного усилителя, однако энергия импульсов при этом составляла только ~ 7 мДж [17]. Энергия, получаемая из одного диска, ограничена на уровне ~ 100 мДж. Это связано с эффектом усиленного спонтанного излучения (УСИ), который не позволяет увеличить апертуру области накачки, а при данной апертуре энергия ограничивается эффектом оптического пробоя. Для ослабления эффекта усиленного спонтанного излучения могут применяться композитные дисковые активные элементы [18]. Повышение порога пробоя активных элементов возможно за счет применения метода усиления чирпированных импульсов, в котором импульс растягивается за счет внесения дисперсии, усиливается, а затем компрессируется за счет внесения дисперсии с обратным знаком [19].

Для достижения большей энергии импульсов используют сложную, но перспективную технику криогенного охлаждения лазерных активных элементов, обсуждение которой заслуживает отдельного внимания. Интерес к применению данного подхода начинается практически сразу после изобретения лазеров. В работе [20] для уменьшения порога генерации за счет опустошения населенности нижнего рабочего уровня применяется охлаждение до температуры жидкого гелия второй из известных активных сред твердотельных лазеров – легированного ураном фторида кальция. Уже через несколько лет после этого были поданы первые заявки на патенты [21, 22], в которых АЭ контактирует с высокотеплопроводным материалом, который, в свою очередь, охлаждается при помощи жидкого азота (~ 77 К), жидкого неона (~ 27 К) или жидкого гелия (~ 4 К). Позднее криогенное охлаждение различных активных сред стало применяться многими научными группами, например, [23-25].

Качественные изменения в области криогенных лазеров произошли в начале 90-х годов XX века. В работе с охлажденным кристаллом титан-сапфира [26] была подробно описана ключевая роль изменения материальных свойств активной среды (теплопроводность, коэффициент теплового расширения и термооптический коэффициент dn/dT) при подавлении тепловых аберраций и напряжений за счет уменьшения температуры до 77 К. При этом на выходе

криогенного лазера продемонстрирована мощность 350 Вт в одномодовом режиме, что примерно в 200 раз больше, чем при комнатной температуре. Дальнейшие научные исследования показали перспективность криогенного охлаждения множества других сред, а появление мощных полупроводниковых InGaAs лазеров накачки на длине волны 940 нм положило начало активному развитию иттербиевых лазеров. При охлаждении Yb:YAG до криогенных температур улучшаются как материальные [27-29] так и лазерные [30, 31] константы, а за счет опустошения нижнего рабочего уровня среда становится четырехуровневой. В итоге состоявшаяся в 1991 году первую демонстрацию охлаждаемого жидким азотом Yb: YAG-лазера с диодной накачкой [32], можно считать началом развития данного принципиально нового типа лазеров. Подробная история применения технологии криогенного охлаждения лазерных АЭ представлена в следующих обзорах [33-35].

На сегодняшний день разработкой криогенных Yb:YAG лазеров с высокой средней мощностью занимаются научные группы во всем мире. С использованием различных оптических схем, геометрии АЭ и систем охлаждения созданы как непрерывные источники, так и с частотой повторения от единиц герц до десятков мегагерц. Используя дисковые АЭ, заключенные с торцов между двумя сапфировыми дисками, продемонстрировано 963 Вт непрерывной мощности [36]. В этой же работе с использованием задающего фемтосекундного генератора на выходе получены импульсы длительностью 12,4 пс с энергией 15,2 мкДж, что соответствует средней мощности 758 Вт. Используя в оконечном усилителе дисковые АЭ с кладынгом для подавления эффекта усиленного спонтанного излучения, получено 1,5 Дж с частотой повторения 500 Гц при длительности импульсов ~250 пс и 1 Дж после компрессии до 4 пс [37]. Выходная энергия 1 Дж при частоте повторения 100 Гц и длительности импульсов 10 нс получена с использованием геометрии АЭ с полным внутренним отражением TRAM (Total-Reflection-Active-Mirror) [38]. Используя композитные Yb:YAG/YAG АЭ, получено 100 мДж при частоте повторения 250 Гц в стретчированных до 700 пс импульсах [39]. Рекордная энергетика 100 Дж при

относительно высокой частоте повторения 10 Гц получена в рамках проекта DiPOLE [40], однако принципиальным отличием данной установки от предыдущих является криогенное охлаждение при помощи газообразного гелия, а не жидкого азота. В целом можно сказать, что криогенное охлаждение АЭ доказало свою перспективность. С его помощью можно создавать уникальные лазерные установки для решения целого ряда смелых и амбициозных задач: лазерное плазменное ускорение заряженных частиц [41], создание компактных источников мощного рентгеновского излучения [42], накачка параметрических усилителей фемтосекундных и титан-сапфировых лазеров с высокой средней и пиковой мощностью [43, 44] и даже создание установок лазерного управляемого термоядерного синтеза [45]. Однако для создания криогенного лазера необходимо решение целого ряда сложных задач и разработка различных сопутствующих технологий.

Также непрерывно идет поиск новых перспективных (с лучшими свойствами) лазерных сред и разработка методов их изготовления. Материал для изготовления активных элементов лазеров с высокой средней мощностью должен обладать хорошими термооптическими и лазерными характеристиками, а метод производства такого материала должен позволять изготавливать оптические элементы высокого оптического качества, больших размеров, относительно быстро, дешево и в достаточных количествах. Технология получения высококачественной оптической керамики, предложенная в [46], является одним из перспективных методов производства лазерных сред, удовлетворяющих этим требованиям. Одними из самых перспективных керамических материалов для АЭ лазеров с высокой средней и пиковой мощностью являются на сегодняшний день полупрозрачные оксиды металлов, имеющие кубическую решетку (Sc_2O_3 , Y_2O_3 и Lu_2O_3) и активированные ионом Yb^{3+} . По сравнению с $\text{Yb}:\text{YAG}$ эти материалы обладают большей теплопроводностью, лучшими термооптическими свойствами, ответственными за тепловую линзу и термонаведенную деполяризацию, и более широким спектром усиления [47-49]. Используя полупрозрачные оксиды в качестве активных лазерных элементов, удалось продемонстрировать высокие мощности

непрерывного излучения с высокой эффективностью: $\text{Yb}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ – 670 Вт с дифференциальным КПД $\eta_{\text{slope}}=80\%$ [50]; $\text{Yb}^{3+}:\text{Sc}_2\text{O}_3$ – 264 Вт с $\eta_{\text{slope}}=70\%$ [51]; $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ – 70 Вт с $\eta_{\text{slope}}=70\%$ [52].

Использование как твердотельных, так и волоконных лазеров имеет свои преимущества и недостатки. На сегодняшний день одной из перспективных концепций получения высокоэнергетичных лазерных импульсов с высокой частотой повторения является разработка гибридных лазерных систем, где применяются волоконные задающие системы с мощными твердотельными усилителями.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является изучение особенностей криогенных дисковых иттербиевых импульсно-периодических лазерных систем с одновременно высокой средней и пиковой мощностью.

В ходе выполнения работы были решены следующие задачи:

1. Измерены спектральные и лазерные характеристики $\text{Yb}:\text{YAG}$ и полупроводниковых оксидов $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$, $\text{Yb}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ и $\text{Yb}:\text{Sc}_2\text{O}_3$ в диапазоне температур $80\div 300\text{K}$. Разработаны методы оценки качества данных материалов, исходя из поведения характеристик при охлаждении до криогенных температур.
2. Разработан простой метод термодиффузионной сварки оптических элементов при помощи обычной муфельной печи с нагревом в воздушной атмосфере без какого-либо сдавливающего воздействия при высоких температурах.
3. Проведен сравнительный анализ трех наиболее часто используемых критериев качества пучка – интеграл перекрытия χ , число Штреля S и M^2 – при тепловых искажениях, самофокусировке и сферических искажениях гауссовых и супергауссовых пучков. Исследована возможность улучшения значений перечисленных критериев.
4. Проведено сравнение стретчеров и компрессоров на базе ДР (дифракционных решеток) и ОЧБР (объемных чирпирующих брэгговских решеток) в криогенном дисковом иттербиевом лазере. Создан программный код для

расчета пары стретчер-компрессор на базе ДР, рассчитана и экспериментально реализована схема стретчера на ДР 1200 штрихов/мм, а также рассчитана оптимальная схема на ДР 1740 штрихов/мм. Экспериментально реализован компактный и простой в юстировке стретчер на базе двух ОЧБР.

5. Предложены и экспериментально реализованы два варианта многопроходного дискового лазерного усилителя с большим (десятки) количеством отражений усиливаемого излучения от АЭ. Рассчитаны варианты обеих схем с наименьшим количеством оптических элементов и учетом паразитной линзы в активном элементе.
6. Разработан ряд компактных импульсно-периодических криогенных дисковых усилителей на монокристаллических Yb:YAG и Yb:YAG/YAG, а также керамических Yb:YAG и Yb:Y₂O₃ средах. Разработаны и изготовлены новый криогенный дисковый квантрон и криогенная помпа для повышения стабильности работы и увеличения средней мощности усилителей.

Научная новизна работы

Научная новизна диссертационной работы подтверждается полученными в ней оригинальными результатами. Наиболее значимые из них следующие:

1. Показано, что поведение характеристик Yb:YAG при охлаждении является важным критерием качества материала: чем меньше время жизни на верхнем рабочем уровне и чем меньше рост максимума интенсивности люминесценции при охлаждении до 80 К, тем меньше коэффициент усиления при комнатной и криогенной температурах. Продемонстрировано, что излучение работающих при комнатной температуре Yb:YAG лазеров можно эффективно усиливать в мощных криогенных усилителях на Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃.
2. Предложен простой метод термодиффузионной сварки оптических элементов при помощи обычной муфельной печи с нагревом в воздушной атмосфере без какого-либо сдавливающего воздействия при высоких температурах.
3. Определены значения трех критериев качества, наиболее часто используемых при количественном описании искажений пучка – интеграл перекрытия χ ,

число Штреля S и параметр M^2 – для тепловых искажений, самофокусировки и сферических искажений гауссовых и супергауссовых пучков. В перечисленных случаях, выделив неискаженное (входное) поле в искаженном (выходном) поле, можно увеличить интенсивность на оси пучка в фокальной плоскости линзы, хотя полная мощность излучения при этом уменьшится.

4. Показано, что для криогенного дискового иттербиевого лазера оптимальным является использование стретчера на объемных чирпирующих Брэгговских решетках и компрессора на дифракционных решетках.
5. Предложены две устойчивые к вибрациям и простые в настройке оптические схемы дискового лазерного усилителя с большим (десятки) количеством проходов усиливаемого излучения через активный элемент. С учетом паразитной линзы в активном элементе рассчитаны варианты обеих схем с наименьшим количеством оптических элементов.
6. Создан W-проходный криогенный усилитель на 2-х дисковых АЭ из Yb:YAG керамики с выходной энергией 233 мДж в импульсах длительностью 70 нс при частоте повторения 143 Гц. Данные параметры являются лучшими среди созданных на данный момент аналогичных криогенных импульсно-периодических лазерных систем на базе тонких дисков из Yb:YAG керамики.
7. Разработаны компактный криогенный дисковый квантрон и криогенная помпа, с использованием которых создан уникальный многопроходный дисковый усилитель на Yb:Y₂O₃-керамике. Продемонстрирована возможность усиления в нем широкополосного излучения с дальнейшей компрессией в субпикосекундный диапазон длительностей импульсов.

Научная и практическая значимость работы

Результаты диссертационной работы могут использоваться для разработки дисковых импульсно-периодических лазерных систем с одновременно высокой средней по времени и пиковой мощностью. Представленный комплекс методов, подходов и сопутствующих технологических решений позволяет выбрать подходящую оптическую схему усиления, систему охлаждения, геометрию и

материал активного элемента для создания лазеров с широким спектром выходных параметров.

Результаты работы легли в основу двух патентов: Патент РФ на изобретение №2560438 от 21.07.2015 «Способ соединения деталей оптического элемента из кристаллов гранатов» (Заявка № 2014134017); Патент РФ на изобретение №2607839 от 20.01.2017 «Многопроходный лазерный усилитель на дисковом активном элементе», (Заявка № 2015125271).

В 2018-2019 годах работа получила поддержку Российского фонда фундаментальных исследований.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, двух глав, заключения и списка цитируемой литературы, включающего и работы автора. Общий объем диссертации составляет 174 страницы, включая 74 рисунка и 3 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 205 источников, включая 38 авторских работ.

Краткое содержание диссертационной работы

Первая глава посвящена последовательному экспериментальному и теоретическому исследованию ключевых задач для построения мощных дисковых лазеров: от выбора материала АЭ до оценки качества выходного излучения.

Как показала практика, результаты, полученные при использовании кристаллов Yb:YAG различных производителей с близкими оптическими характеристиками, могут существенно отличаться. К тому же бурно развивается технология изготовления лазерной керамики, позволяющая изготавливать новые лазерные среды. Для выбора оптимальной активной среды были измерены спектральные и лазерные характеристики Yb:YAG и полупрозрачных оксидов Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃ и Yb:Sc₂O₃ в диапазоне температур 80÷300К. На базе полученных результатов разработаны методы оценки качества данных материалов, исходя из поведения указанных характеристик при охлаждении до криогенных температур, а также продемонстрирована возможность эффективного

усиления работающих при комнатной температуре Yb:YAG лазеров в мощных криогенных оконечных каскадах усиления на АЭ из Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃.

Серьезными проблемами при создании дисковых лазеров являются, как известно, сильный эффект усиленного спонтанного излучения в поперечном направлении и относительно небольшой коэффициент усиления в продольном. Существенное подавление УСИ возможно при помощи использования композитных АЭ, для создания которых необходимо освоение технологий качественного и надежного соединения дисков вдоль оптической поверхности. В рамках проведенной работы была предложена и экспериментально реализована новая относительно несложная технология термодиффузионной сварки оптических элементов при помощи обычной муфельной печи с нагревом в воздушной атмосфере без какого-либо сдавливающего воздействия при высоких температурах. Успешная апробация на целом ряде гранатов продемонстрировала высокую механическую прочность и оптическую прозрачность контакта.

Для эффективного извлечения энергии из дискового АЭ с невысоким продольным коэффициентом усиления необходимо обеспечить много проходов усиливаемого излучения через АЭ. В качестве одного из возможных решений данной проблемы предложены и экспериментально реализованы две новые оптические схемы многопроходного дискового лазерного усилителя с большим (несколько десятков) количеством отражений усиливаемого излучения от АЭ. Для удобства и простоты рассчитывались и применялись варианты обеих схем с наименьшим количеством оптических элементов и учетом линзы в активном элементе.

При создании любого лазера особое внимание стоит обратить на оценку качества выходного излучения. К сожалению, пока не существует универсального критерия, поэтому необходимо знать особенности предлагаемых для характеристики излучения параметров, и выбирать тот, который лучше всего говорит о соответствии параметров лазерного пучка требованиям конкретной задачи. В рамках данной работы проведены расчет и сравнение трех наиболее часто используемых при количественном описании искажений пучка критериев

качества – интеграл перекрытия χ , число Штреля S и M^2 – на примере тепловых искажений, самофокусировки и сферических искажений гауссовых и супергауссовых пучков, а также исследована возможность улучшения перечисленных параметров излучения.

Вторая глава диссертационной работы посвящена работам по созданию криогенного дискового лазера с высокой средней и пиковой мощностью как на базе традиционной среды Yb:YAG, так и с применением перспективной Yb:Y₂O₃ керамики. Описываются возникающие проблемы и пути их решения, а также приводятся параметры выходного излучения, полученного на различных стадиях развития установки.

Одним из путей увеличения средней выходной мощности дисковых иттербиевых лазеров является охлаждение АЭ до криогенных температур при помощи жидкого азота. На начальном этапе в качестве активной среды было решено использовать широко распространенный Yb:YAG, для которого проводились оценки параметров АЭ, а также необходимой мощности накачки. При увеличении частоты повторения импульсов и, следовательно, средней мощности начинается кипение жидкого азота в районе радиатора. В результате пришлось отказаться от использования имеющейся заливной системы охлаждения жидким азотом и разработать оригинальную проточную систему. Большое внимание уделялось технологии монтажа АЭ на теплоотвод, поскольку качество выходного излучения сильно зависит от разности коэффициентов теплового расширения АЭ и радиатора, однородности теплового контакта между ними и других нюансов. Пришлось решать и непредвиденные проблемы, связанные, например, с появлением инея на АЭ даже при глубоком вакууме внутри криогенной камеры.

Для реализации схемы с усилением chirпированных импульсов проведено сравнение двух альтернативных методов построения стретчера и компрессора с растяжением длительности импульсов от пикосекунд до наносекунд и обратным сжатием. Для этого создан программный код для расчета пары стретчер-компрессор на базе ДР (дифракционной решетки). Рассчитана и

экспериментально реализована схема стретчера на имеющихся ДР 1200 штрихов/мм, а также рассчитана оптимальная схема на базе решетки 1740 штрихов/мм. Экспериментально реализован компактный и простой в юстировке стретчер на базе двух ОЧБР (объемных чирпирующих брэгговских решеток).

Используя 2 дисковых АЭ из Yb:YAG керамики на выходе W-проходного криогенного усилителя получено 233 мДж в импульсах длительность 70 нс при частоте повторения 143 Гц. Данные выходные параметры являются наилучшими среди созданных на данный момент аналогичных криогенных импульсно-периодических лазерных систем на базе тонких дисков из Yb:YAG керамики. Используя 2 дисковых композитных монокристаллических Yb:YAG / YAG АЭ с проточной системой криогенного охлаждения получено 120 мДж при частоте повторения 500 Гц. Используя разработанные компактный криогенный дисковый квантрон и криогенную помпу, впервые создан многопроходный криогенный дисковый импульсно-периодический усилитель на базе керамического Yb:Y₂O₃ АЭ. Выходная мощность составила 15,8 Вт при частоте повторения 11,5 кГц, длительности импульсов 0,5 нс и ширине спектра 1,2 нм. При наличии соответствующего источника возможно усиление более широкополосного излучения с дальнейшей компрессией в субпикосекундный диапазон длительностей импульсов.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Значения лазерных характеристик – времени жизни на верхнем рабочем уровне при 80 К и отношения максимальных значений интенсивности люминесценции при 80 К и 300 К – являются важным критерием качества Yb:YAG: чем меньше эти значения, тем ниже эффективность лазерной генерации при комнатной температуре даже при одинаковом времени жизни при 300К.
2. Излучение Yb:YAG лазеров, работающих при комнатной температуре, может эффективно усиливаться в криогенных усилителях на Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃

благодаря согласованным спектрам и оптимальным значениям сечения усиления $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ и $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$, обеспечивающим компромисс между большим коэффициентом усиления и большой запасенной энергией.

3. Предложенная многопроходная матричная схема дискового лазерного усилителя за счет переноса изображения с выхода известной телескопической схемы обратно на АЭ позволяет многократно увеличить количество проходов излучения через АЭ или уменьшить размеры зеркал.
4. Для гауссовых и супергауссовых пучков с тремя типами фазовых искажений – тепловая линза, электронная самофокусировка и сферические aberrации – выполняется неравенство: интеграл перекрытия χ больше, чем число Штреля S , а S больше, чем параметр μ , являющийся отношением $(M^2)^2$ пучка без фазовых искажений и с ними. В перечисленных случаях, выделив неискаженное (входное) поле в искаженном (выходном) поле, можно увеличить интенсивность на оси пучка в фокальной плоскости линзы, хотя полная мощность излучения при этом уменьшится.
5. Для стретчирования импульсов до длительности ~ 1 нс в твердотельном иттербиевом лазере с одновременно высокой средней и пиковой мощностью стретчер на базе объемных чирпирующих брэгговских решеток и компрессор на базе диэлектрических дифракционных решеток являются оптимальной парой с точки зрения габаритов, стоимости и простоты юстировки.
6. Высокий вакуум в криогенной камере квантрона не предотвращает появление инея на АЭ, вызванное натеканием воздуха. Возникновения инея можно избежать при помощи подачи небольшого количества газообразного азота.

Достоверность

Основные положения диссертации опубликованы в ведущих российских и зарубежных журналах, неоднократно докладывались на международных и всероссийских конференциях и обсуждались на семинарах в ИПФ РАН. Достоверность полученных экспериментальных результатов подтверждается их

соответствием предварительным теоретическим оценкам, а также сторонним источникам данных, приведенным в списке цитируемой литературы.

Апробация результатов и публикации

Настоящая диссертационная работа является итогом исследований, проведенных автором в Институте прикладной физики РАН в 2005-2018 годах. Результаты работы докладывались и обсуждались на семинарах отделов 370 и 350 отделения Нелинейной динамики и оптики, а также на следующих областных, всероссийских и международных конференциях, совещаниях и научных школах:

1. Photonic West. Laser beam control and applications, San Jose. USA, 2006
2. Десятая научная конференция по радиофизике, Нижний Новгород, Россия, 2006
3. Одиннадцатая научная конференция по радиофизике, Нижний Новгород, Россия, 2007
4. 13th International Conference on Laser Optics "LO-2008", St.Petersburg, Russia, 2008
5. Двенадцатая научная конференция по радиофизике, Нижний Новгород, Россия, 2008
6. XIV научная школа "Нелинейные волны-2008", Нижегородская обл., Россия, 2008
7. XIII Нижегородская сессия молодых ученых, Нижегородская обл., Россия, 2008
8. The 6th International Conference of High Energy Class Diode Pumped Solid State Lasers (HEC-DPSSL), Versailles, France, 2010
9. 14th International Conference on Laser Optics "LO-2010", St.Petersburg, Russia, 2010
10. Frontiers in Optics (FiO)/Laser Science XXVI (LS) 2010, Rochester, New York, USA, 2010
11. HiPER WP13-14 Meeting, Versailles, France, 2010

12. XV Нижегородская сессия молодых ученых, Нижегородская область, Россия, 2010
13. XV научная школа "Нелинейные волны-2010", Нижегородская обл., Россия, 2010
14. IV Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов, Нижегородская обл., Россия, 2010
15. 8th Laser Ceramics Symposium: International Symposium on Transparent Ceramics for Photonic Applications, Nizhny Novgorod, Russia, 2012.
16. 15th International Conference on Laser Optics "LO-2012", St. Petersburg, Russia, 2012.
17. SPIE's Optics + Optoelectronics International Symposium, Prague, Czech Republic, 2013
18. 16th International Conference on Laser Optics "LO-2014", St. Petersburg, Russia, 2014
19. The 8th International Conference of High Energy Class Diode Pumped Solid State Lasers (HEC-DPSSL), Oxford, Great Britain, 2014
20. Conference on Lasers & Electro-Optics / Europe and European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), Munich, Germany, 2015
21. 17th International Conference on Laser Optics "LO-2016", St. Petersburg, Russia, 2016
22. The 21st International Symposium on High Power Laser Systems and Applications, Gmunden, Austria, 2016
23. The OSA Laser Congress (ASSL, LAC), Nagoya, Japan, 2017
24. Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям, Нижний Новгород, Россия, 2018

Результаты работы отмечены следующими наградами:

1. Стипендия им. академика Г.А. Разуваева в 2009-2010 гг.
2. Диплом III степени XI конкурса молодых ученых ИПФ РАН, 2009 г.
3. Грамота XII конкурса молодых ученых ИПФ РАН, 2010 г.

4. Диплом I степени экспериментальной секции XV Нижегородской сессии молодых ученых, 2010 г.

По теме диссертации опубликовано 37 работ, из которых 9 статей в реферируемых научных журналах из списка ВАК и 2 патента РФ.

Личный вклад автора

Все результаты аналитических исследований, численного моделирования и экспериментов, представленные в диссертации, получены лично автором либо при его непосредственном участии. Общие задачи и основные направления исследований на начальном этапе были поставлены научным руководителем бакалаврской и магистерской дипломных работ Е.А. Хазановым, а в дальнейшем научным руководителем О.В. Палашовым. Решения технических и технологических проблем получены в тесном взаимодействии с И.Б. Мухиным, экспериментальные результаты по усилению лазерного излучения – совместно с И.Б. Мухиным и И.И. Кузнецовым.

Благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю бакалаврской и магистерской дипломных работ Е.А. Хазанову и научному руководителю дальнейшей исследовательской работы О.В. Палашову за постановку задач и обсуждение полученных результатов, полезные советы, плодотворные идеи и критические замечания в ходе проведения исследований. Особую благодарность автор выражает И.Б. Мухину за существенный вклад в различные направления проводимой работы, а также за обучение автора основам проведения оптических экспериментов. Автор выражает отдельную благодарность И.И. Кузнецову, совместно с которым получен ряд важных экспериментальных результатов, а также О.Л. Вадимовой за ряд проведенных теоретических расчетов для сопоставления с полученными экспериментальными данными.

Глава 1. Особенности создания мощных дисковых лазеров на иттербиевых средах

Для создания и совершенствования дисковых лазеров с высокой средней мощностью требуется комплексное решение целого ряда задач. Как показала практика, результаты, полученные при использовании кристаллов Yb:YAG различных производителей с близкими оптическими характеристиками, могут существенно отличаться. В связи с этим необходима диагностика материала АЭ, а также выявление связи между полученными значениями лазерных характеристик среды и выходными параметрами лазера. Существуют и другие матрицы, легированные ионом иттербия, и с каждым годом их набор становится все шире. Для расчета области применимости данных сред также требуется измерение их лазерных характеристик.

Серьезной проблемой при создании дисковых лазеров является сильный эффект усиленного спонтанного излучения, эффективное подавление которого возможно при помощи использования композитных АЭ. Для создания последних необходимо освоение технологий качественного и надежного соединения дисков вдоль оптической поверхности.

Важна и схема самого лазера. Для эффективного извлечения энергии из дискового АЭ с невысоким продольным коэффициентом усиления необходимо обеспечить большое количество проходов усиливаемого излучения через АЭ.

Стоит также обратить особое внимание на оценку качества полученного излучения, потому что пока не удалось выработать универсального критерия: необходимо знать особенности каждого и выбирать тот, который лучше всего говорит о соответствии параметров излучения требованиям конкретной задачи.

Данная глава посвящена последовательному экспериментальному и теоретическому исследованию представленных выше ключевых задач для построения мощных дисковых иттербиевых лазеров: от выбора материала АЭ до оценки качества выходного излучения.

1.1 Спектральные и лазерные характеристики YAG, Y₂O₃, Lu₂O₃, Sc₂O₃, легированных ионом Yb³⁺

Для создания лазеров с высокой средней и пиковой мощностью все чаще используются лазерные среды, легированные ионом иттербия (Yb). В основном это связано с появлением высокоэффективных диодных лазеров с излучением на длинах волн 900-1000 нм, то есть в том диапазоне, где ион Yb имеет максимумы в спектре поглощения. Можно выделить несколько преимуществ иона Yb перед ионом неодима (Nd). Ион иттербия характеризуется небольшим квантовым дефектом ~9% и отсутствием поглощения из возбужденного состояния [53-55]. Довольно большое время жизни позволяет, несмотря на небольшую пиковую мощность диодной накачки, запасать энергии, сравнимые с Nd при ламповой накачке. Благодаря высокому легированию, лазеры на Yb могут быть эффективны в дисковой геометрии. Отвод тепла от торца диска позволяет эффективно решать задачу охлаждения, а высокая концентрация Yb обеспечивает высокое усиление [55]. Небольшая толщина диска позволяет исключить эффект самофокусировки в импульсных лазерах с высокой пиковой мощностью.

С другой стороны, ион Yb имеет и ряд недостатков. Основной уровень энергии и нижний лазерный уровень близки друг к другу. Поэтому при комнатной температуре нижний лазерный уровень Yb заселен примерно на 5% от общего числа ионов (согласно распределению Больцмана). Такую систему лазерных уровней называют квазитрехуровневой. Другой важный недостаток – небольшое сечение усиления. В связи с этим для лазеров с активными элементами, легированными Yb, чрезвычайно перспективным является охлаждение активной среды до криогенных температур (80÷200 К). При охлаждении нижний лазерный уровень опустошается, и лазерная среда становится четырехуровневой, растут сечения усиления и поглощения [30, 31], теплопроводность. Также значительно уменьшаются поляризационные и фазовые искажения за счет изменения оптических характеристик кристалла [27-29]. Это позволяет увеличить тепловую нагрузку на активный элемент.

Идея о разработке Yb:YAG лазера, работающего при температуре жидкого азота, была предложена и реализована в работах [56, 57]. В работах [58, 59] показано, что такой лазер может обладать высоким КПД и отличным качеством пучка. Несмотря на актуальность развития криогенных Yb:YAG лазеров, зависимости свойств Yb:YAG от температуры изучены недостаточно, и в ряде работ наблюдается несоответствие результатов.

Также в начале этого века возникла и активно развивается технология получения лазерной и оптической керамики. Керамические элементы, имея одинаковые с кристаллом оптические свойства, обладают большей прочностью [60] и могут быть изготовлены диаметром в десятки сантиметров [61]. Кроме большой апертуры, чрезвычайно важным преимуществом керамики является возможность создания активных сред, которые практически не могут быть выращены в виде монокристалла необходимого размера. В качестве примеров таких материалов можно привести перспективные керамики из полупрозрачных оксидов редкоземельных металлов Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃ и Yb:Sc₂O₃, обладающие большей, чем Yb:YAG теплопроводностью, а также более широким спектром усиления [47-49]. На сегодняшний день выращивание крупных (более 15 мм) монокристаллических элементов из данных сред невозможно из-за высокой температуры плавления ~2500⁰С. В большинстве работ исследование этих сред и применение изготовленных из них АЭ проводится при комнатной температуре. В связи с чем актуальной задачей является исследование лазерных характеристик упомянутых полупрозрачных оксидов в зависимости от температуры. В данном разделе диссертации приведены результаты собственных измерений основных лазерных характеристик кристаллов Yb:YAG, а также керамических полупрозрачных оксидов Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃ и Yb:Sc₂O₃ в диапазоне температур 80÷300 К.

Спектральные и лазерные характеристики кристаллов Yb:YAG

Одна из основных характеристик Yb:YAG – сечение усиления – хорошо изучена при комнатной температуре [62-64]. В работе [58] утверждается, что при охлаждении кристалла Yb:YAG до 77 К сечение усиления возрастает в ~7 раз, а

также представлены зависимость спектра люминесценции при различных температурах от 10К до 293 К. В работе [30] исследованы зависимости ширины спектра и максимального сечения усиления, а также времени жизни от температуры при различном легировании; согласно представленным данным при охлаждении кристалла Yb:YAG до 77 К сечение усиления возрастает в ~4 раз

В данной работе спектр сечения усиления и время жизни на верхнем рабочем уровне изучены более детально. Сечение усиления σ прямо пропорционально интенсивности люминесценции $P_{sp}(\nu)$ и обратно пропорционально времени жизни τ

$$\sigma \sim \frac{P_{sp}(\nu)}{\nu^3} \frac{1}{P_{abs} \tau} \quad (1.1.1)$$

где ν – частота излучения. Поэтому для вычисления сечения усиления по абсолютному значению при разных температурах нужно знать его значение при комнатной температуре и зависимость времени жизни от температуры. Схема эксперимента по одновременному измерению спектра люминесценции и времени жизни на верхнем рабочем уровне представлена на рис. 1. Образец толщиной ~0,3 мм припаивался к медной пластине, помещенной в криостат. Криостат представлял собой вакуумную камеру с охлаждаемым жидким азотом сосудом, который имеет непосредственный тепловой контакт с исследуемым образцом. Охлаждение медной пластины контролировалось калиброванным термодатчиком. На кристалл через оптическое окно направлялось импульсное излучение накачки на длине волны ~938 нм. Часть излучаемой люминесценции фокусировалась линзой в волокно спектрометра с разрешением по длине волны 0,3 нм. Еще часть люминесценции фокусировалась при помощи другой линзы в фотодиод, и полученная зависимость мощности излучения от времени регистрировалась с помощью осциллографа. При обработке часть зависимости, полученная после выключения накачки, аппроксимируется экспоненциальной кривой, откуда находится время жизни на верхнем рабочем уровне лазерного перехода τ . При этом время выключения излучения должно быть значительно меньше времени жизни в исследуемой среде. Отметим, что для корректного измерения как сечения

усиления, так и времени жизни необходимо убедиться, что поглощение люминесценции не существенно в исследуемом образце. Именно поэтому для исследований использовались образцы толщиной всего 0,3 мм. Например, в кристалле Yb:YAG с легированием 10 at.% поглощение люминесценции при комнатной температуре составляет менее 5% на длине волны, близкой к 1030 нм.

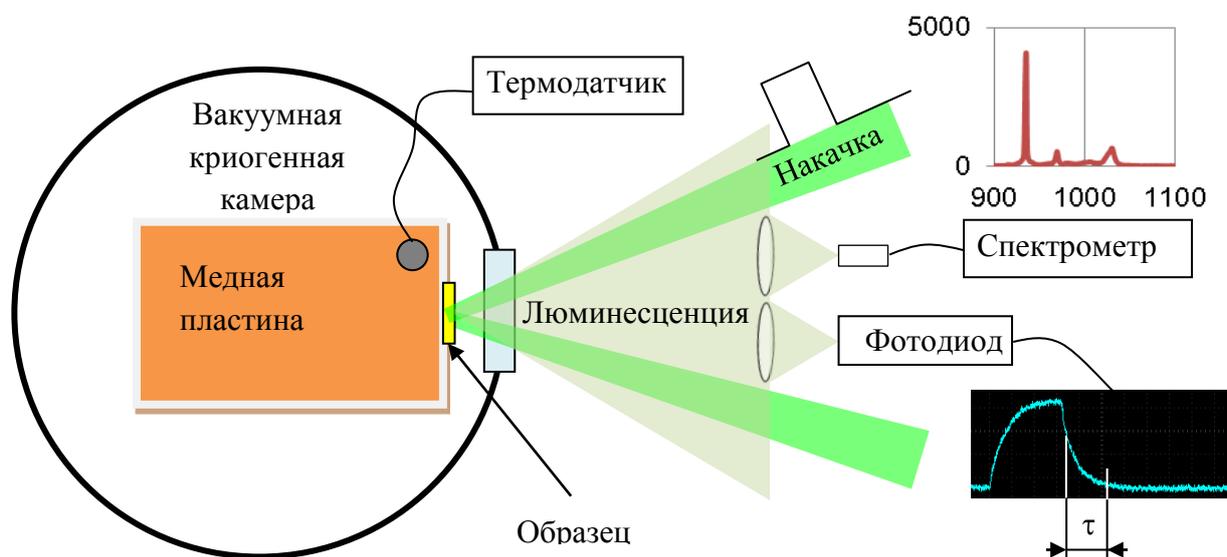


Рис. 1. Схема измерения спектра люминесценции и времени жизни на верхнем рабочем уровне в зависимости от температуры.

Первая серия экспериментов проводилась с образцами Yb:YAG 10 at.% одного из российских производителей. На рис. 2а приведен спектр люминесценции в зависимости от температуры. Из рисунка видно, что при охлаждении спектр линии 1030 нм становится значительно уже, а его максимум растет. Кроме того, присутствует сдвиг максимума спектра и средней длины волны люминесценции. На рис. 2б представлена зависимость длины волны λ_{\max} в максимуме сечения усиления от температуры. Из графика виден сдвиг λ_{\max} на $\sim 0,8$ нм в коротковолновый диапазон. Отметим, что об изменении λ_{\max} на ~ 1 нм упоминается в работе [30]. Сплошными кривыми показаны значения длин волн по уровню спектра $\sigma_{\max}/2$ с длинноволновой и коротковолновой сторон спектра.

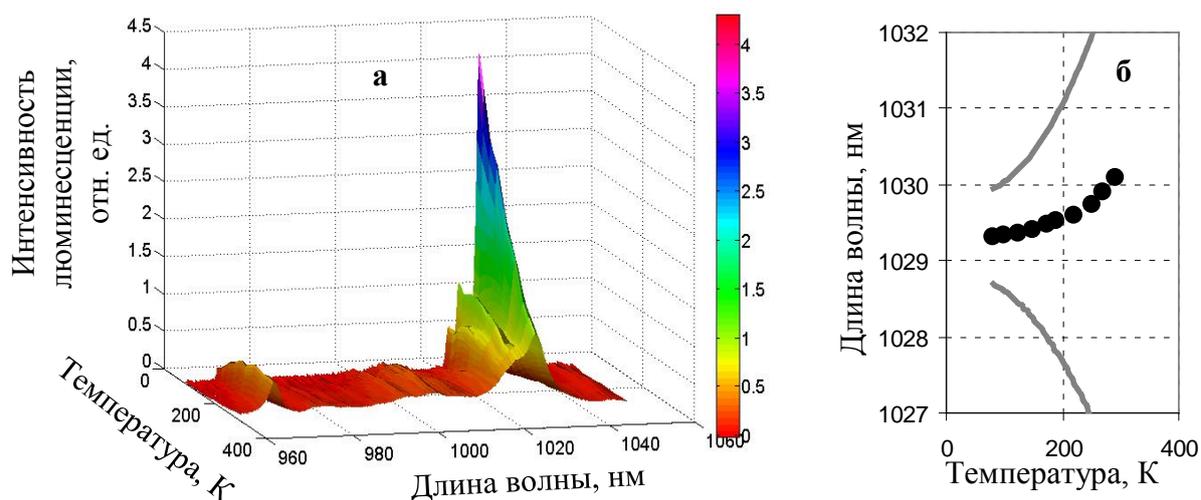


Рис. 2. Зависимость интенсивности люминесценции от длины волны и температуры (а) и длины волны с максимальным сечением усиления λ_{max} от температуры (б) в кристалле Yb:YAG с легированием 10%. Сплошными кривыми отображены значения длин волн, на которых сечение усиления равняется $\frac{1}{2}$ от максимальной величины.

При температуре 80 К ширина спектра соизмерима со сдвигом λ_{max} и для получения эффективного усиления необходим источник излучения на длине волны $\sim 1029,3$ нм. При комнатной температуре длина волны генерации излучения в кристаллах Yb:YAG составляет более 1030 нм из-за нагрева кристалла. Следовательно, для криогенного Yb:YAG усилителя необходимо либо искусственно сдвинуть длину волны генерации Yb:YAG-генератора, работающего при комнатной температуре, либо охладить кристалл Yb:YAG генератора.

В дальнейшем также подробно были исследованы образцы другого российского и одного китайского производителей с легированием 10 at.%. Во всех образцах наблюдается одинаковое уменьшение ширины спектра усиления и сдвиг λ_{max} . Также во всех образцах присутствует сходная тенденция к уменьшению времени жизни при охлаждении (рис. 3) и росту максимума спектра люминесценции (рис. 4), однако количественно результаты довольно сильно разнятся. Из того же материала, что и тестовые образцы всех трех производителей, были изготовлены одинаковые АЭ для окончного каскада криогенного усилителя.

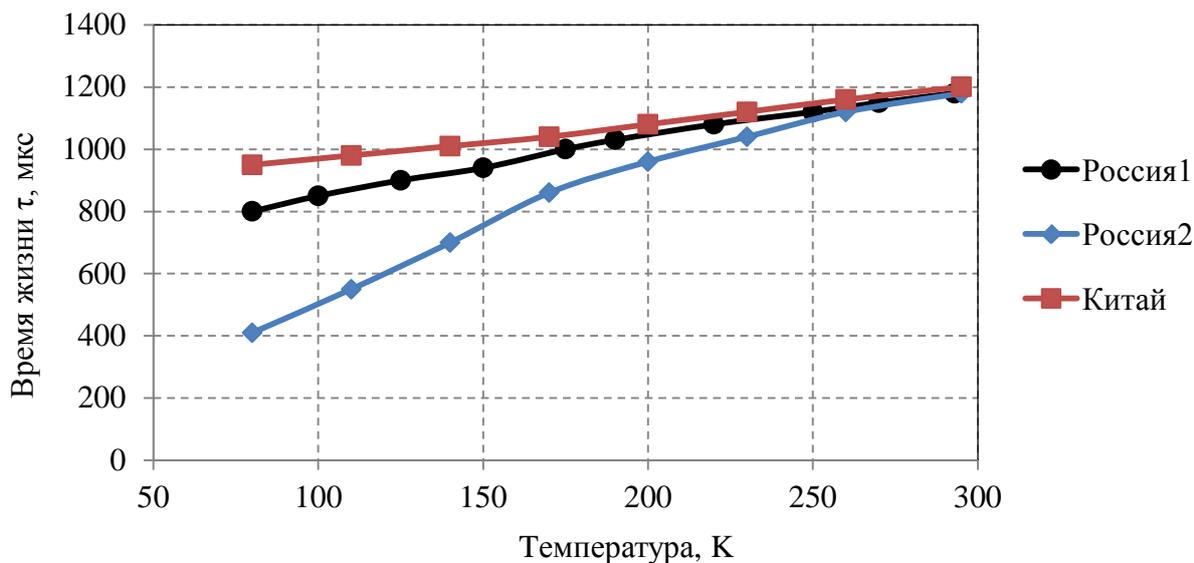


Рис. 3. Зависимость времени жизни на верхнем рабочем уровне τ от температуры в образцах $\text{Yb}:\text{YAG}$ 10 at.% двух российских (круги и ромбы) и одного китайского (квадраты) производителей.

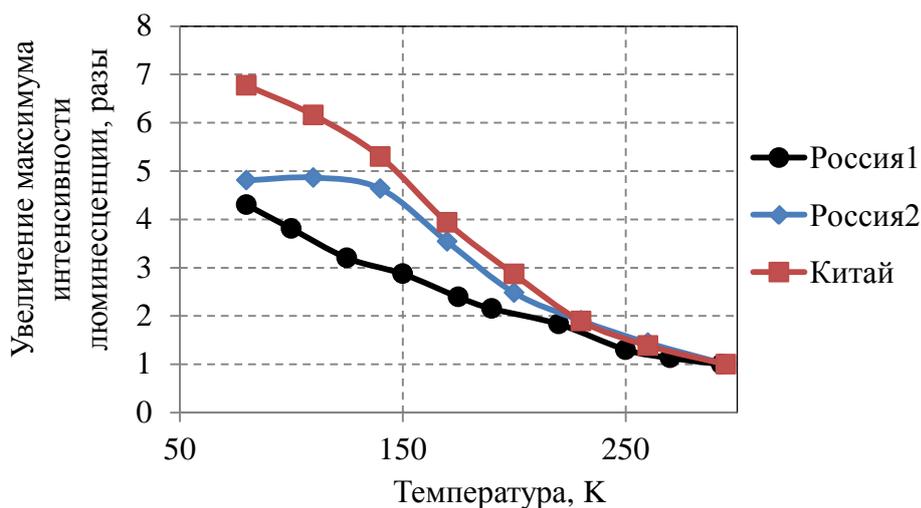


Рис. 4. Зависимость увеличения максимума интенсивности люминесценции от температуры в кристаллах $\text{Yb}:\text{YAG}$ 10 at.% двух российских (круги и ромбы) и одного китайского (квадраты) производителей.

При использовании китайских кристаллов получен значительно лучший результат, чем при использовании материала первого российского производителя (рис 5). К сожалению, в АЭ из кристалла второго российского производителя усиление оказалось совсем незначительным, поэтому данных по данному эксперименту не представлено. Также были изготовлены одинаковые АЭ из кристаллов первого российского и китайского производителей для измерения эффективности генерации при комнатной температуре. При использовании

российского кристалла генерацию в непрерывном режиме получить не удалось, а с китайским кристаллом получен КПД 30%. Из рис. 3 и рис. 4 видно, что при 300 К время жизни во всех кристаллах одинаковое, а при охлаждении до 80 К в китайском кристалле наименьшее падение времени жизни и наибольший рост максимума интенсивности люминесценции. Таким образом, поведение τ и спектра люминесценции при охлаждении до температуры жидкого азота является одним из критериев качества кристаллов Yb:YAG.

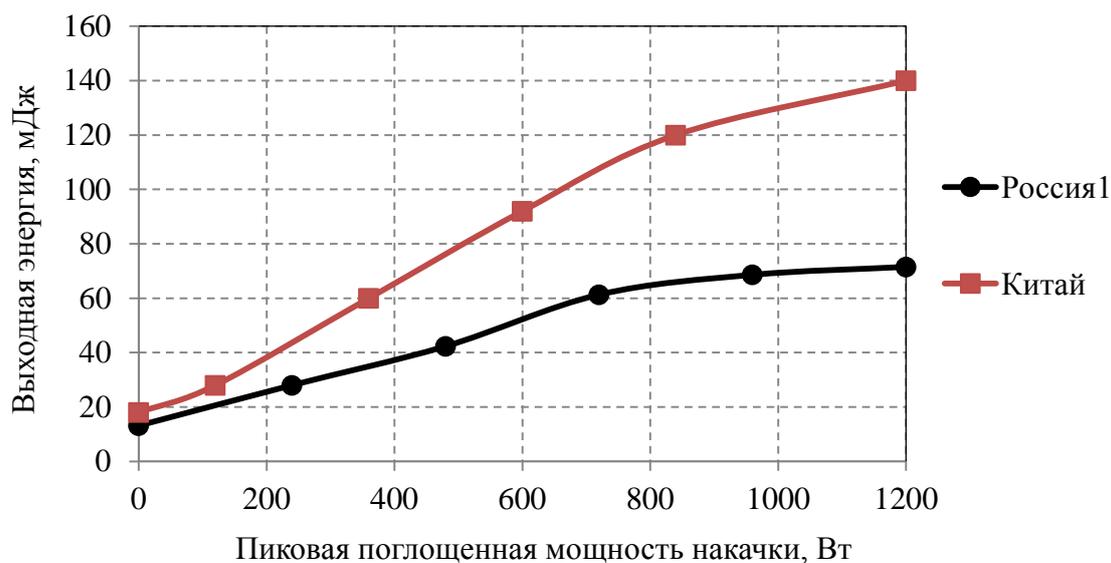


Рис. 5. Зависимость выходной мощности криогенного дискового усилителя от пиковой поглощенной мощности накачки с импульсами длительностью 1,3 мс и частотой повторения 150 Гц при использовании АЭ из Yb:YAG 10 at.% первого российского (круги) и китайского (квадраты) производителей.

Тем не менее, для проведения численных расчётов лазерных генераторов и усилителей необходимо знать абсолютное значение сечения усиления в кристалле Yb:YAG. Для вычисления σ мы использовали среднее по работам [30, 58, 62, 63, 65] значение на длине волны 1030 нм при комнатной температуре $2,14 \cdot 10^{-20} \text{ см}^{-2}$. Увеличение сечения в максимуме линии усиления σ_{max} при охлаждении от 293 К до 80 К представлен на рис. 6 и составил 6,3, 13,8 и 9,3 раза соответственно для двух российских и китайского образцов. Аналогичные измерения в работе [30] показали рост σ_{max} в 4,3 раза, в работе [58] – 7 раз. Столь значительный разброс значений говорит о существенном различии лазерных свойств и качества кристаллов различных производителей. Кроме того, можно заметить, что одно и

тоже изменение σ_{th} при охлаждении могут иметь образцы с различными лазерными характеристиками, так как небольшое увеличение максимума интенсивности люминесценции может компенсироваться значительным уменьшением времени жизни на верхнем рабочем уровне.

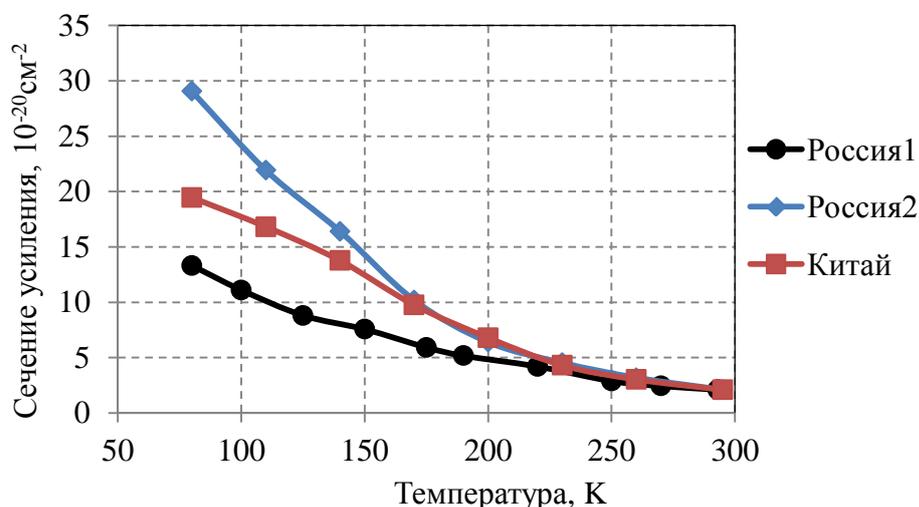


Рис. 6. Зависимость максимального значения сечения усиления σ_{th} от температуры в кристаллах Yb:YAG 10 at.% двух российских (круги и ромбы) и одного китайского (квадраты) производителей.

Таким образом, необходимо тщательно контролировать характеристики используемых кристаллов, а также использовать измеренные значения для проведения численных расчетов коэффициента усиления, запасенной энергии и т.д. Далее была исследована зависимость лазерных характеристик от степени легирования кристаллов Yb:YAG. Для исключения влияния различных внешних факторов на качество кристаллов были использованы образцы с легированием 1 at.%, 5 at.%, 10 at.% и 20 at.% одного и того же производителя, выращенные из одних и тех же порошков. Результаты по измерению τ и увеличению максимума интенсивности люминесценции при охлаждении до температуры жидкого азота представлены на рис. 7 а, б. Анализируя полученные данные, можно заметить ухудшение лазерных характеристик кристаллов этого производителя с увеличением легирования, начиная с некоторого значения между 5 at.% и 10 at.%.

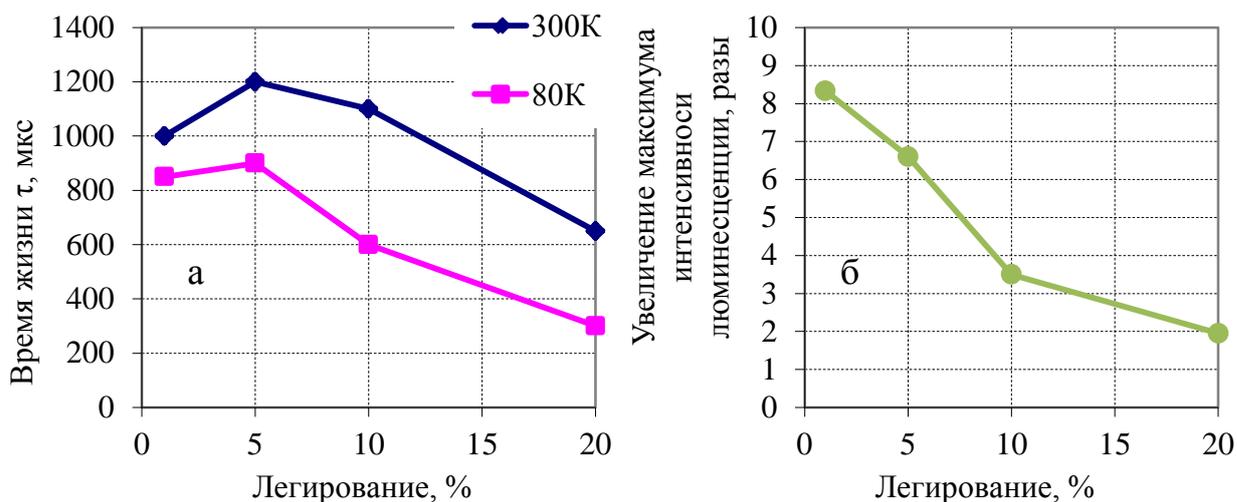


Рис. 7. Зависимость от легирования времени жизни на верхнем рабочем уровне τ при температуре 300 К (ромбы) и 80 К (квадраты) (а), а также увеличения максимума интенсивности люминесценции при охлаждении от 300 К до 80 К (б) в образцах Yb:YAG.

Спектральные и лазерные характеристики керамических полупрозрачных оксидов, легированных ионом Yb³⁺

Признанным мировым лидером по производству коммерчески доступной прозрачной лазерной керамики высокого оптического качества является японская компания Konoshima Chemical Co., Ltd. Для диагностики использовались образцы перспективных керамических лазерных сред полупрозрачных оксидов Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃ и Yb:Sc₂O₃, обладающих большей, чем Yb:YAG, теплопроводностью, а также более широким спектром усиления. Для исследований удалось получить следующие элементы: Yb:Y₂O₃ 1,8 at.%, Yb:Lu₂O₃ 1,8 at.% и Yb:Sc₂O₃ 2,5 at.%. Измерения проводились при помощи той же схемы, что использовалась для диагностики кристаллов Yb:YAG (рис. 1). Наиболее интересные результаты получены при спектральном анализе. На рис. 8 сплошными линиями изображены температурные зависимости длины волны с максимальным сечением усиления λ_{max} в керамических образцах Yb:Y₂O₃ (красные кривые), Yb:Lu₂O₃ (зеленые кривые) и Yb:Sc₂O₃ (синие кривые), а также для сравнения в кристалле Yb:YAG (черные кривые). Штриховыми линиями соответствующего цвета показаны

значения длин волн, на которых сечение усиления равняется 1/2 от максимальной величины.

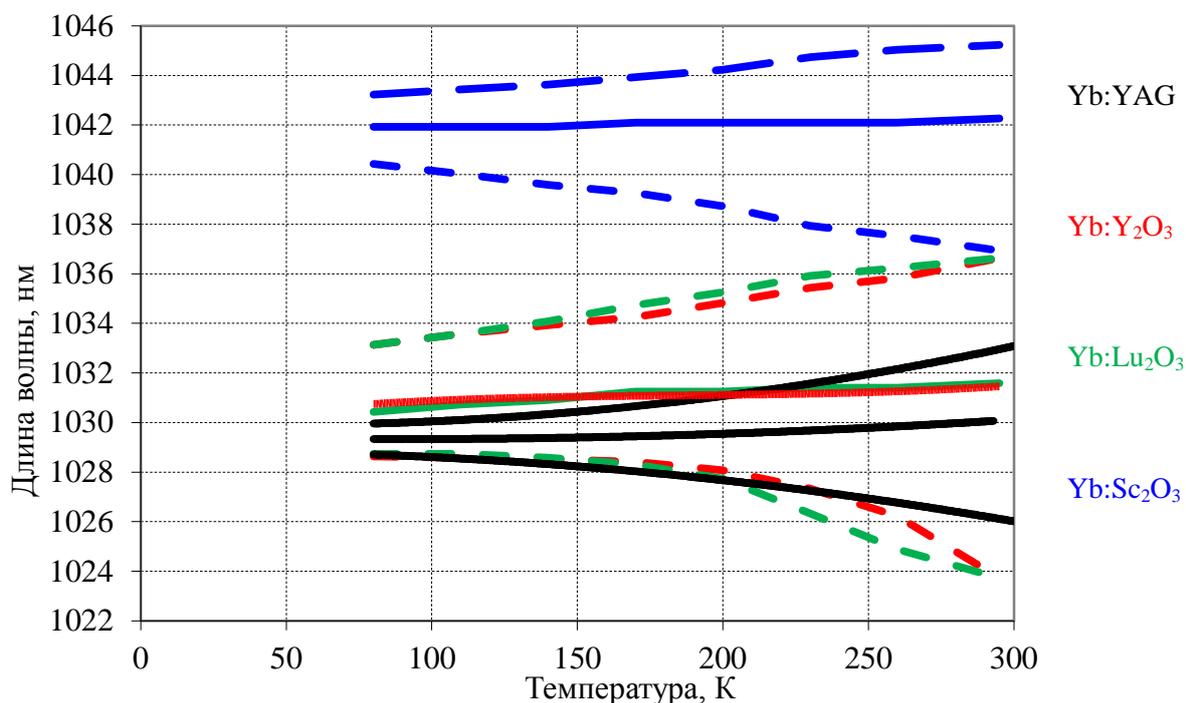


Рис. 8. Зависимость длины волны с максимальным сечением усиления λ_{\max} (сплошные линии) и значений длин волн, на которых сечение усиления равняется 1/2 от максимальной величины (штриховые линии), от температуры в кристалле Yb:YAG (черные кривые) и керамических образцах Yb:Y₂O₃ (красные кривые), Yb:Lu₂O₃ (зеленые кривые) и Yb:Sc₂O₃ (синие кривые).

Из полученных результатов видно, что во всем диапазоне температур Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃ имеют практически одинаковую центральную длину волны усиления λ_{\max} , близкую к Yb:YAG. При этом небольшое ее смещение при охлаждении не играет большой роли за счет широкого спектра, в отличие от ситуации с Yb:YAG. Фактически, Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃ ни в чем не уступают Yb:YAG, но позволяют усиливать более широкополосные импульсы при любой заданной температуре. Но наиболее интересным является тот факт, что центральная длина волны усиления λ_{\max} Yb:YAG при 300 К очень близка к центральной длине волны усиления Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃ при 80 К. Таким образом, сигнал задающей системы на базе кристаллов Yb:YAG можно эффективно усиливать в мощных криогенных оконечных каскадах усиления на базе керамических АЭ из Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃. С одной стороны, такая гибридная

лазерная система, по сравнению с аналогичной, изготовленной полностью на керамических АЭ, позволит сэкономить финансовые средства на задающей части, поскольку на сегодняшний день лазерная керамика высокого оптического качества стоит значительно дороже монокристаллов. С другой стороны, на выходе такой гибридной системы можно получать более короткие импульсы, чем в криогенном Yb:YAG лазере, и не иметь проблем с изменением центральной длины волны усиления при охлаждении. Насчет Yb:Sc₂O₃ можно сказать, что, как и в других работах по исследованию данного материала, центральная длина волны сильно смещена в длинноволновую область относительно 1030 нм, поэтому на сегодняшний день нет большого интереса к использованию данной среды.

Как и в случае с Yb:YAG, во всех исследуемых полупрозрачных оксидах, легированных ионом Yb³⁺, присутствует существенный рост максимума интенсивности люминесценции при охлаждении до 80 К (рис. 9).

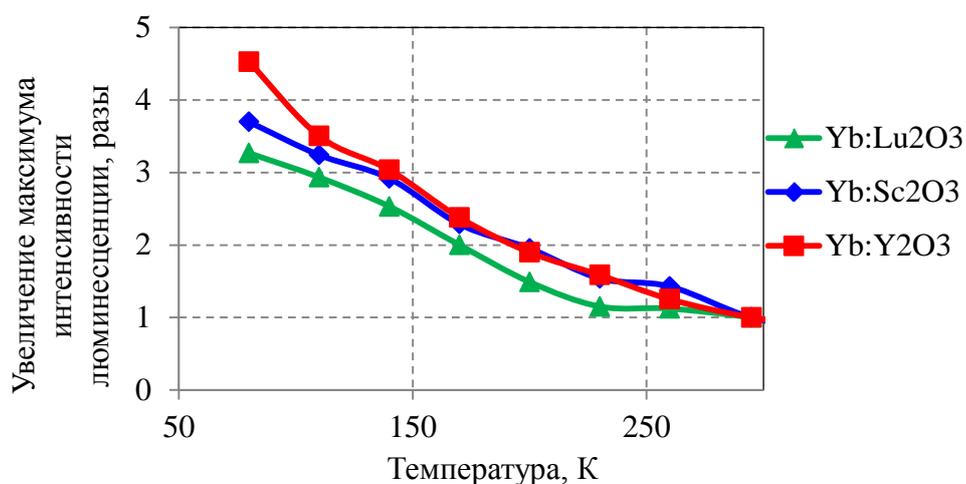


Рис. 9. Зависимость увеличения максимума интенсивности люминесценции от температуры в керамических образцах Yb:Y₂O₃ (красные кривые), Yb:Lu₂O₃ (зеленые кривые) и Yb:Sc₂O₃ (синие кривые).

При измерении времени жизни на верхнем рабочем уровне обнаружено серьезное отличие Yb:Lu₂O₃ от других исследуемых сред: стартуя с близкого значения при комнатной температуре, время жизни увеличивается при охлаждении (рис. 10). Данное обстоятельство делает Yb:Lu₂O₃ привлекательной средой для создания мощных импульсных криогенных лазеров.

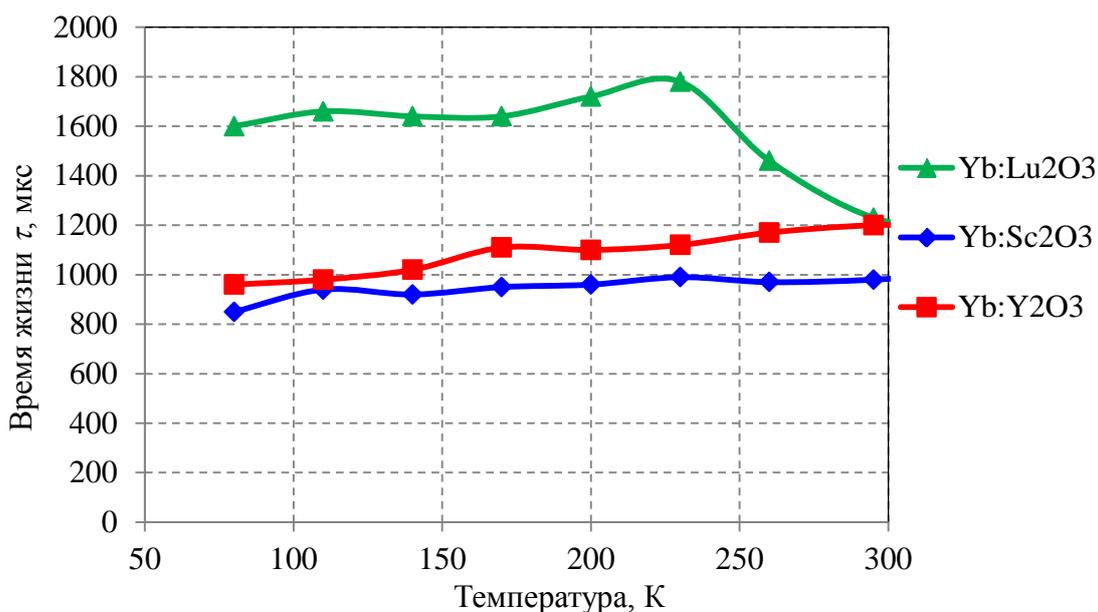


Рис. 10. Зависимость времени жизни на верхнем рабочем уровне τ от температуры в керамических образцах Yb:Y₂O₃ (красные кривые), Yb:Lu₂O₃ (зеленые кривые) и Yb:Sc₂O₃ (синие кривые).

Заключение

Измерены спектральные и лазерные характеристики кристалла Yb:YAG и полупрозрачных оксидов Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃ и Yb:Sc₂O₃ в диапазоне температур 80÷300К. Охлаждение кристалла Yb:YAG приводит к улучшению его лазерных характеристик: сечение усиления увеличивается и становится сравнимым с Nd:YAG, а ширина линии усиления сужается до 1,3 нм, но этого достаточно для усиления пикосекундных импульсов. Однако максимум спектра сечения усиления сдвигается с 1030,1 до 1029,3 нм, поэтому, из-за уменьшения его ширины с ~ 10 нм до 1,3 нм, необходимо учитывать данное обстоятельство при усилении сигнала в криогенных усилителях.

Поведение исследованных характеристик кристаллов Yb:YAG является одним из критериев качества материала: чем меньше время жизни на верхнем рабочем уровне и чем меньше вырос максимум интенсивности люминесценции при охлаждении до 80 К, тем меньше коэффициент усиления при комнатной и криогенной температурах, а значит хуже качество. При увеличении легирования

кристалла Yb:YAG, начиная с некоторого значения, наблюдается значительное ухудшения качества среды.

Спектральные характеристики Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃ очень близки, однако время жизни на верхнем рабочем уровне значительно больше у Yb:Lu₂O₃ при охлаждении до 80 К, что делает данную среду привлекательной для создания криогенных импульсных лазерных усилителей. Небольшое смещение центральной длины волны усиления при охлаждении не играет большой роли за счет широкого спектра, в отличие от Yb:YAG. Центральная длина волны усиления λ_{max} Yb:YAG при 300 К очень близка к центральной длине волны усиления Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃ при 80 К, поэтому излучение работающих при комнатной температуре Yb:YAG лазеров можно эффективно усиливать в мощных криогенных оконечных каскадах усиления на базе керамических АЭ из Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃. Центральная длина волны Yb:Sc₂O₃ сильно смещена в длинноволновую область относительно 1030 нм, поэтому на сегодняшний день нет большого интереса к использованию данной среды.

1.2 Композитные активные элементы

Изготовление композитных лазерных элементов является одним из перспективных путей улучшения их характеристик. Такие композитные оптические элементы широко применяются в лазерах и других оптических устройствах. Так, использование кладдинга позволяет подавить паразитную генерацию в активных элементах (АЭ) [66]. Широко используются дисковые АЭ с приваренной к торцу нелегированной частью для уменьшения тепловых искажений и ослабления эффекта усиленного спонтанного излучения [67]. Создание многослойной структуры с легированием, переменным вдоль направления излучения, позволяет управлять распределением тепла внутри АЭ [68]. Принцип работы микрочип-лазеров подразумевает монолитную композитную структуру АЭ [69]. Сращивание вдоль боковой поверхности позволяет увеличивать апертуру оптического элемента. Создание композитного оптического элемента на базе двух сред с близкими, но различными спектрами позволяет увеличить полосу усиления АЭ. Приваривая кристалл YAG к торцу магнитооптического элемента (МОЭ) из TGG, можно значительно уменьшить термонаведенные искажения излучения в изоляторе Фарадея при высокой средней мощности проходящего излучения за счет высокой теплопроводности YAG.

Оптический контакт является одним из самых простых и распространенных методов создания композитных оптических элементов. Однако прочность такого контакта, основанная на слабых вандерваальсовых силах, недостаточна для применения в мощных лазерных системах. В последнее время появились новые методы организации сильного контакта в композитных лазерных элементах. Среди них можно выделить методы, основанные на термодиффузионной сварке деталей оптического элемента [70, 71], и методы, использующие химическую активацию поверхностей деталей оптического элемента [72]. Химическую активацию осуществляют путем воздействия на поверхности деталей оптического элемента сильными щелочами и кислотами или потоком ионов, после этого обработанные детали сажают на оптический контакт. Считается, что сила

химически активированного контакта может быть сравнима с прочностью самого материала. Однако термодиффузионная сварка является более унифицированным для различных материалов процессом и, в теории, должна обеспечивать максимально прочный контакт. Процесс термодиффузионной сварки в основном производят в прессах при нагреве до температур свыше 1500°C и большом давлении в сотни $\text{кг}/\text{см}^2$ [70]. Иногда, для уменьшения требований к обработке свариваемых поверхностей, на них напыляют тонкий слой кварцевого стекла [73, 74]. Этот слой кварцевого стекла подплавляют при температурах более 1200°C с образованием смачивающего обе поверхности слоя, который при дальнейшем нагреве диффундирует в объем свариваемых деталей. Основным недостатком данного способа является наличие промежуточного слоя между соединяемыми деталями в готовом оптическом элементе. Это ведет к возникновению потерь проходящего излучения на этом слое, ухудшению теплового и механического контакта между соединяемыми деталями по сравнению с традиционным способом диффузионной сварки. Аналогично термодиффузионную сварку можно осуществить после химической активации свариваемых поверхностей, что позволяет отказаться от использования пресса при отжиге [71].

В данной работе предложен новый способ термодиффузионной сварки, апробированный на целом ряде гранатов, отличающийся простотой в реализации: достаточно обычной муфельной печи с нагревом в воздушной атмосфере без какого-либо сдавливающего воздействия при высоких температурах. Более подробно методика сварки описана ниже. Также представлены первые тесты качества сварки изготовленных образцов, для которых применялась разработанная технология, и примеры их использования.

Описание методики сварки

Рассмотрим более подробно разработанную технологию на примере актуальной задачи термодиффузионной сварки двух пластин из иттрий-алюминиевого граната (YAG). Одна пластина легирована иттербием (Yb:YAG), ее толщина составляла 2 мм, а диаметр от 10 до 20 мм. Толщина второй пластины

составляла 5 мм, а диаметр также от 10 до 20 мм (рис 11 а). Изготовленные путем соединения таких пластин активные оптические элементы используются в дисковых лазерах: нелегированная часть позволяет подавить усиленное спонтанное излучение, уменьшить максимальную температуру легированной части и предотвратить изгиб активного элемента.

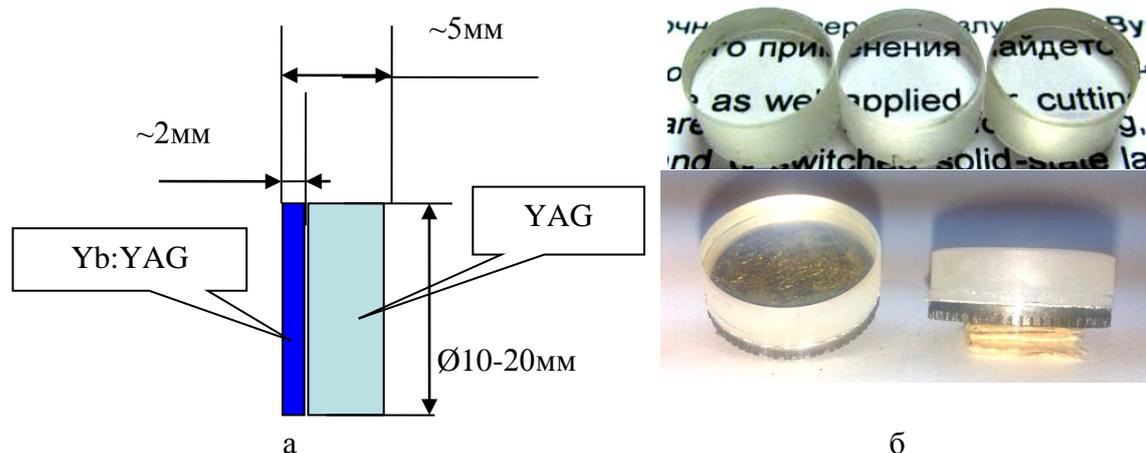


Рис. 11. Схема (а) и фотографии (б) композитных Yb:YAG/YAG элементов, полученных методом термодиффузионной сварки.

Поверхности пластин полируют до 2-го класса чистоты, при этом плоскостность составляет не хуже $\lambda/8$, а микрошероховатость не более 10Å (для сравнения можно отметить, что в работе [70] для реализации термодиффузионной сварки поверхности кристаллов готовились с плоскостью не хуже $\lambda/20$ и микрошероховатостью на уровне 1Å). После полировки соединяемые стороны пластин моют этиловым спиртом и помещают в 30% раствор ортофосфорной кислоты на 30 минут. Затем поверхности моют спиртом снова и сажают пластины на оптический контакт. Такая обработка позволяет удалить оксидный слой с поверхности деталей из кристаллов гранатов и формирует очень тонкий слой (несколько нанометров) из фосфатов и остатков ортофосфорной кислоты. Посаженные на оптический контакт детали проходят несколько этапов нагрева (отжига). Скорости нагрева и остывания на каждом из этапов отжига не превышают 2 градусов в минуту. На первом этапе нагрев (отжиг) осуществляют при температуре порядка 300°C в течение 3 часов. В результате такого воздействия из области контакта выпариваются остатки влаги, аморфный

(жидкий) слой фосфатов преобразовывается в «остекленевшую» фазу, благодаря чему формируется первичный контакт, выдерживающий большие градиенты температуры. Это дает возможность проводить последующий нагрев до более высоких температур без использования пресса. На втором этапе нагрева кристаллы отжигают в течение двух часов при температуре 800°C . Предположительно, на данной стадии фосфаты полностью преобразуются в фосфатное стекло. Финальная стадия отжига длится 40 часов. Изготавливаемый кристаллический оптический элемент выдерживают 20 часов при температуре 1200°C в обычной муфельной печи с воздушной атмосферой. При этом тончайший слой (несколько нанометров) фосфатного стекла диффундирует в объем свариваемых деталей, и реализуется процесс диффузионной сварки. Фотографии полученных образцов представлены на рис. 11 б. Отметим, что используемая температура (1200°C) довольно далека от температуры плавления кристаллов YAG ($\sim 1900^{\circ}\text{C}$). Похожий режим нагрева реализован в работе [71]. При увеличении температуры можно значительно снизить время финальной стадии отжига. Для других гранатов, о которых пойдет речь ниже, технология сварки идентична.

Характеризация изготовленных образцов

Качество контакта в изготовленных образцах было исследовано несколькими методами. Во-первых, после каждого этапа отжига был измерен коэффициент отражения от свариваемого слоя в зависимости от поперечной координаты (рис. 12). В целом, можно отметить достаточно слабые потери на отражение от слоя. При этом каждый следующий этап нагрева приводит к уменьшению отражения, а само распределение по координате становится все более и более равномерным. В другой серии экспериментов сравнивалась механическая прочность контакта на различных стадиях сварки при помощи нагрева композитного Yb:YAG/YAG элемента импульсами диодной накачки длительностью 1 с на длине волны 940 нм. Диаметр кристалла составлял 15 мм,

толщина легированной части 1 мм, толщина чистого YAG 5 мм, диаметр пятна накачки 6 мм.

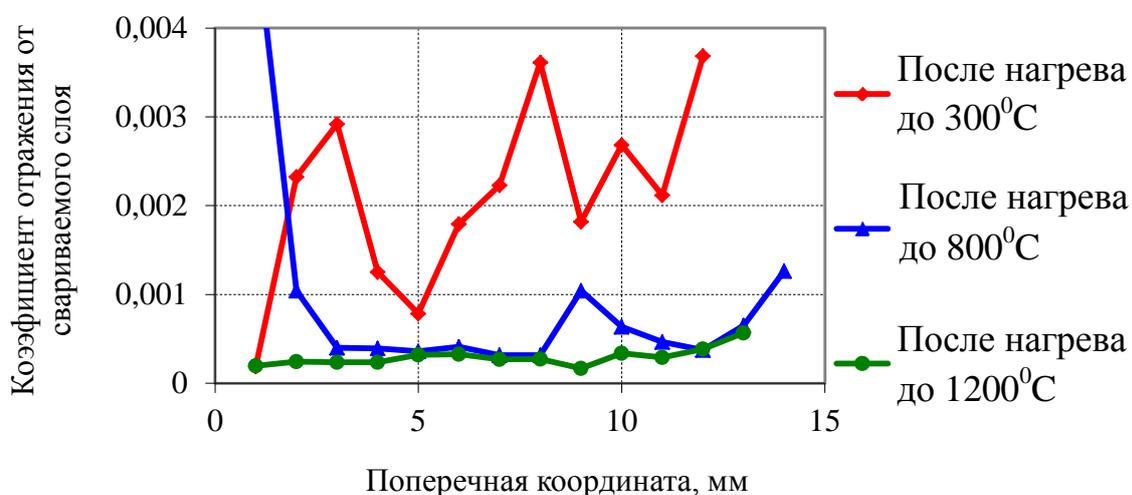


Рис. 12. Зависимость коэффициента отражения от свариваемого слоя композитного Yb:YAG/YAG элемента от поперечной координаты при нагреве до 300°C (ромбы), 800°C (треугольники) и 1200°C (круги).

Для увеличения тепловой нагрузки на контакт кристалл остывал за счет окружающего воздуха без какого-либо дополнительного теплоотвода. После первого этапа отжига (температура ~ 300°C) сэндвич разрушался при пиковой мощности накачки (160±20) Вт. После второго этапа отжига (температура ~ 800°C) – при (170±10) Вт. При этом в обоих случаях сэндвич просто разделялся на две исходные составные части. После отжига при температуре ~ 1200°C сэндвич разрушился при пиковой мощности накачки (430±10) Вт. Главным отличием стало то, что кристалл раскололся на части, и при этом не было ни одного скола вдоль границы сварки (рис 13), что говорит о том, что механическая прочность полученного контакта выше, чем у кристалла.



Рис. 13. Фотография композитного Yb:YAG/YAG элемента, расколовшегося под воздействием излучения накачки.

Места сколов поперек границы сварки были исследованы при помощи электронного микроскопа с разрешением до 1 нм. Несколько характерных снимков с различным увеличением представлены на рис. 14. Никаких полостей или неоднородностей на границе не наблюдается. Также не наблюдается и наличие промежуточного фосфатного слоя, что говорит о его диффузии в объем свариваемых частей.

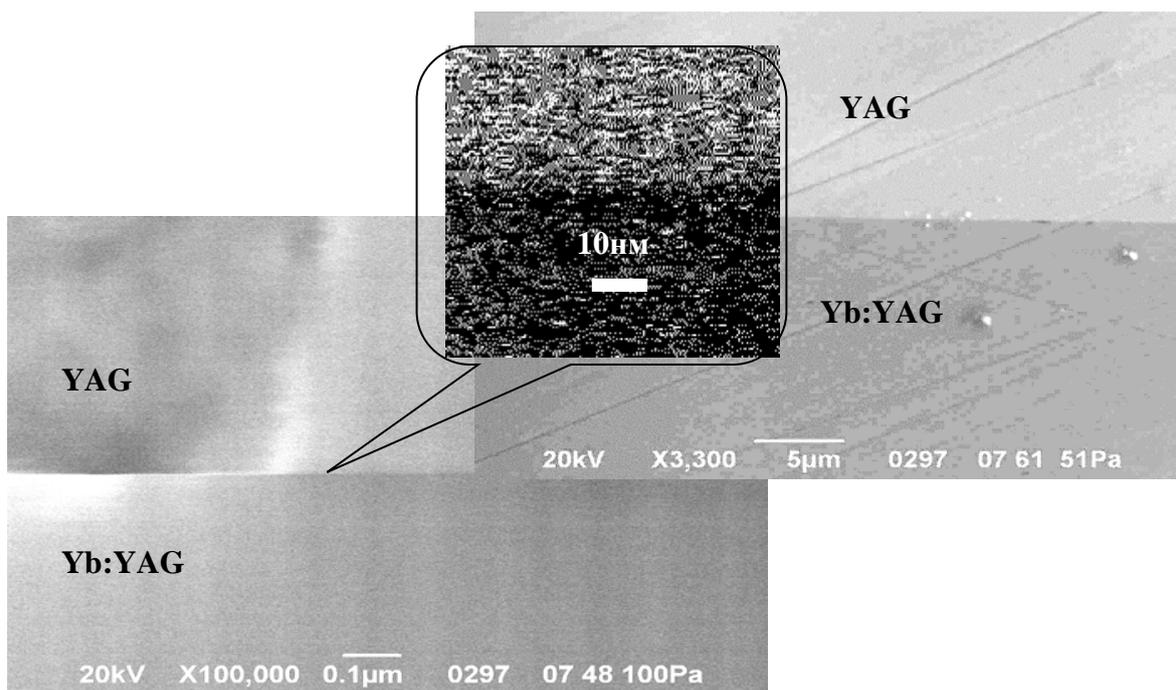


Рис. 14. Фотографии места скола композитного активного элемента, сделанные с различным увеличением при помощи электронного микроскопа.

В дополнение к описанным выше экспериментам образцы испытаны в качестве АЭ в различных лазерных установках. На основе изготовленных композитных АЭ из Yb:YAG/YAG разрабатывается криогенная импульсно-периодическая лазерная система, о которой пойдет речь во второй главе диссертации. На сегодняшний день достигнута энергия более 120 мДж на выходе основного криогенного усилителя с частотой повторения 500 Гц. Благодаря эффективному подавлению УСИ продемонстрирована высокая для импульсных лазеров оптическая эффективность более 30%. АЭ из Yb:YAG/YAG также испытывались в непрерывном дисковом лазере с водяным охлаждением. Благодаря композитной структуре АЭ удалось добиться довольно высокой

оптической эффективности 50% с сохранением хорошего качества лазерного пучка [75].

Возможность использования описанной выше методики для сварки между собой различных оптических сред значительно расширяет область ее применения. К примеру, термодиффузионная сварка кристаллов Yb:YAG и Yb:GGG позволяет создать комбинированные АЭ с более широким спектром усиления. Данные кристаллы имеют близкие термооптические параметры (в том числе и коэффициенты теплового расширения), однако температура плавления кристалла Yb:GGG несколько меньше, чем Yb:YAG. При помощи разработанной методики изготовлено несколько образцов таких комбинированных АЭ. На уже изготовленные образцы композитных АЭ из Yb:YAG/YAG со стороны кристалла Yb:YAG приварен диск из Yb:GGG толщиной 1 мм. Таким образом, созданы АЭ, обладающие относительно широкой полосой усиления и с подавлением УСИ за счет нелегированной части из YAG (рис. 15). По разработанной методике удалось также сварить кристаллы YAG и TGG с различными КТР ($8 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ и $9,7 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ соответственно) и апертурой 10 мм. Благодаря большей теплопроводности и отсутствию поглощения кристалла YAG в таком композитном магнитооптическом элементе возможно организовать теплоотвод через кристалл YAG и уменьшить термонаведенные искажения в кристалле TGG, широко применяемом в изоляторах Фарадея. Так, в криогенном изоляторе Фарадея при мощности излучения >1 кВт удалось уменьшить деполяризацию в $\sim 1,5$ раза и среднюю температуру магнитооптического элемента на 40 %, что позволяет рассчитывать на степень изоляции 25 дБ при мощности проходящего излучения ~ 10 кВт вместо 3,5 кВт [76].

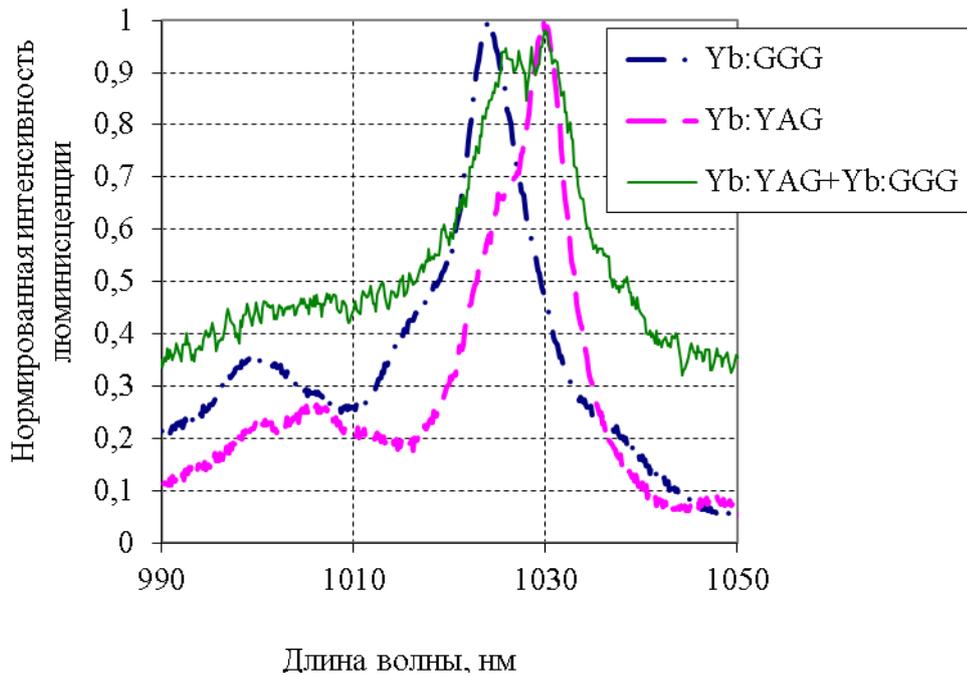


Рис. 15. Зависимость интенсивности люминесценции от длины волны в кристаллах Yb:YAG (штриховая линия), Yb:GGG (штрихпунктирная линия) и композитном Yb:YAG/YAG:GGG элементе (сплошная линия).

Заключение

Разработан новый метод термодиффузионной сварки кристаллов различных гранатов. Основными преимуществами метода являются простота и дешевизна: занижены требования к качеству поверхности, достаточно муфельной печи без пресса. Метод позволил получить композиты из кристаллов YAG, Yb:YAG, Yb:GGG, TGG апертурой до 20мм с оптическим контактом, механическая прочность которого сравнима с прочностью монокристалла, а коэффициент отражения от границы близок к френелевскому.

1.3 Многопроходная схема для дисковых усилителей

Увеличение средней мощности лазерного излучения является одной из ключевых задач современного лазеростроения. Одним из главных ограничивающих факторов является тепловыделение в активных элементах, приводящее к негативным тепловым эффектам: тепловая линза и термодеполяризация [77, 78], а также увеличение средней по объему температуры, следствием чего может быть расширение и смещение спектральной линии, уменьшение сечения перехода активного элемента [30, 79, 80]. Перспективным решением данной проблемы является использование активных элементов в форме тонких дисков. Большое отношение площади поверхности к объему позволяет эффективно отводить тепло, а небольшая длина взаимодействия излучения с активным элементом уменьшает эффект самофокусировки. Стандартная схема дискового лазера представлена в работе [55]. На сегодняшний день получена средняя мощность излучения с одного диска 10 кВт в многомодовом режиме и 4 кВт в одномодовом [81].

Одним из основных недостатков активных элементов с малым аспектным соотношением (отношением длины к диаметру) является небольшой относительно стержневой геометрии коэффициент усиления излучения за один проход. Ситуация особенно усугубляется при усилении широкополосного излучения в средах с малым сечением усиления, таких как Yb:CaF₂, а также в мощных усилителях с большим диаметром усиливаемого излучения. В связи с этим возникает необходимость разработки различных оптических схем усилителей с большим количеством проходов излучения через активный элемент (АЭ). В данной работе также будет использоваться понятие прохода или V-прохода излучения через АЭ, что соответствует одному отражению лазерного излучения от АЭ. В литературе предлагается целый ряд многопроходных лазерных усилителей для решения данной задачи [82-84]. К сожалению, в основном данные схемы либо сложны, либо чувствительны к вибрациям. Простой, устойчивой и удобной в настройке является телескопическая схема с переносом изображения (AMC scheme) [85]. В данной схеме количество проходов

излучения через АЭ определяется размером пучка лазерного излучения и высотой зеркал телескопа, переносящего изображение. В докладе [86] предложено добавить второй телескоп, увеличив за счет этого количество отражений излучения от активного элемента в 2 раза. В данной работе предлагается добавить еще один телескоп к данной телескопической схеме таким образом, чтобы можно было полностью использовать всю апертуру первого телескопа. В таком случае появляется возможность значительно увеличить количество проходов излучения через активный элемент, уменьшить габариты зеркал первого телескопа либо увеличить расстояние между пучками на зеркалах для более удобной настройки схемы. Предложенная схема названа матричной из-за расположения друг под другом мест отражения лазерного излучения на больших зеркалах телескопов в виде таблицы или матрицы. Сначала в общем виде описаны две оптические схемы матричного многопроходного усилителя. Далее приводятся расчет одной из простых реализаций схем и экспериментальные результаты, полученные с ее использованием.

Матричная многопроходная схема

В общем случае предлагаемый многопроходный лазерный усилитель содержит активный элемент и две оптические системы для переноса изображения с активного элемента обратно, на активный элемент, с сохранением расходимости и размера пучка лазерного излучения. При этом предлагается два разных варианта хода лучей в схеме. Рассмотрим оба варианта на примерах частных реализаций.

Пример первой частной реализации матричного многопроходного лазерного усилителя представлен на рис. 16. Первая оптическая система образована сферическими зеркалами 2 и 3 и плоским зеркалом 4 (рис. 16 а). Сферические зеркала 2 и 3 с радиусом кривизны R_1 , расположенные на расстоянии R_1 друг от друга, являются телескопом, осуществляющим перенос изображения с активного элемента 1 на плоское зеркало 4.

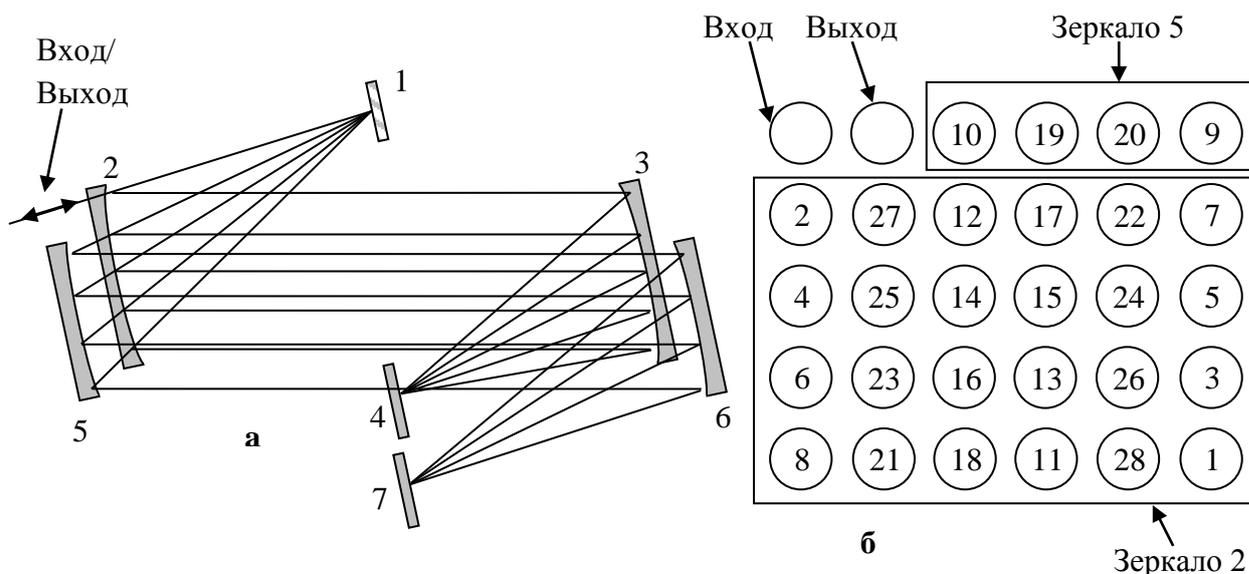


Рис. 16. Ход лучей (а) и порядок обхода усилителя излучением (б) в матричной многопроходной схеме первого типа. 1- Активный элемент, 2 и 3 – сферические зеркала с радиусом кривизны R_1 , 5 и 6 – сферические зеркала с радиусом кривизны R_2 , 4 и 7 – плоские зеркала.

Для этого расстояния между АЭ 1 и сферическим зеркалом 2, а также сферическим зеркалом 3 и плоским зеркалом 4 равны $R_1/2$. Вторая оптическая система образована сферическими зеркалами 5 и 6 и плоским зеркалом 7. Сферические зеркала 5 и 6 с радиусом кривизны R_2 , расположенные на расстоянии R_2 друг от друга, являются телескопом, осуществляющим перенос изображения с АЭ 1 на плоское зеркало 7. Для этого расстояния между АЭ и сферическим зеркалом 5, а также сферическим зеркалом 6 и плоским зеркалом 7 равны $R_2/2$.

В общем случае вместо приведенного в примере набора зеркал могут быть использованы другие оптические системы для переноса изображения с активного элемента 1 обратно на него без изменения размера пучка лазерного излучения.

Дисковый усилитель на базе матричной многопроходной схемы, представленный на рис. 16, работает следующим образом. В случае отсутствия тепловой линзы в АЭ 1 на него падает входящий коллимированный пучок лазерного излучения, проходящий над сферическим зеркалом 2 и попадает в традиционную многопроходную телескопическую схему, образованную зеркалами 2-4 и АЭ 1. На рис. 16 б показан порядок отражения лазерного

излучения от сферических зеркал 2 и 5, приведенных на рис. 16 а. В данном примере реализуется пять базовых проходов лазерного излучения через АЭ, пока лазерное излучение не выйдет над сферическим зеркалом 2 и не попадет на сферическое зеркало 5 (цифра 9 на рис. 16 б.). На практике базовое количество проходов лазерного излучения через активный элемент ограничивается габаритами сферических зеркал 2, 3 и диаметром пучка лазерного излучения. Для данного примера это количество является максимально возможным ($N_{\max}=5$) при имеющихся апертурах оптических элементов, составляющих первую оптическую систему для переноса изображения, и данном размере пучка лазерного излучения, т.е. апертуры оптических элементов, используются наиболее эффективно.

После отражения от сферических зеркал 5 и 6 коллимированное лазерное излучение попадает на зеркало 7 с переносом изображения пучка лазерного излучения, отраженного от АЭ 1. Отражаясь далее от сферических зеркал 6 и 5, лазерное излучение снова попадает в многопроходную схему, но в другом месте над сферическим зеркалом 2 (цифра 10 на рис. 16 б.). По сути зеркала 5-7 и АЭ образуют вторую телескопическую схему, только в горизонтальной плоскости. Далее все происходит аналогично, и после 15-го отражения от АЭ излучение покидает усилитель. В данном примере продемонстрировано увеличение в 3 раза базового количества проходов лазерного излучения через АЭ N . Аналогично, при помощи второй телескопической схемы можно организовать увеличение N и в большее количество раз, ограниченное лишь габаритами сферических зеркал 2, 3, 5, 6 и диаметром пучка лазерного излучения. Таким образом, удается максимально эффективно использовать имеющийся набор оптических элементов и обеспечить намного большее число проходов излучения через АЭ, чем в схемах, используемых в других работах.

Рассмотрим второй вариант матричного многопроходного усилителя, пример частной реализации которого показан на рис. 17.

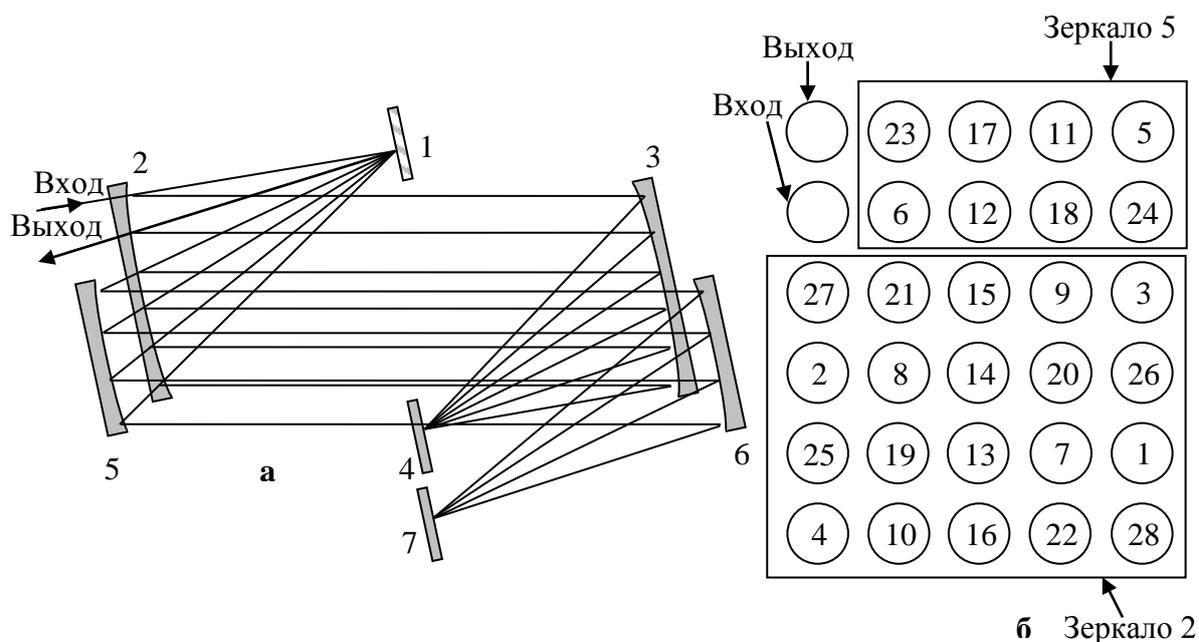


Рис. 17. Ход лучей (а) и порядок обхода усилителя излучением (б) в матричной многопроходной схеме второго типа. 1- Активный элемент, 2 и 3 – сферические зеркала с радиусом кривизны R_1 , 5 и 6 – сферические зеркала с радиусом кривизны R_2 , 4 и 7 – плоские зеркала.

При этом набор оптических элементов, образующих первую и вторую оптические системы, и расстояния между ними те же, что и на рис. 16 а, но другой порядок обхода усилителя (рис. 17 б). Отличие состоит в уменьшении базового количества проходов лазерного излучения через АЭ 1, полученного при использовании первой телескопической схемы (в данном примере $N=3$), и соответствующем увеличении количества повторений базового количества проходов лазерного излучения через АЭ при помощи второй оптической системы (второй телескопической схемы). Таким образом, общее количество проходов лазерного излучения через АЭ получается примерно таким же, как в многопроходном лазерном усилителе, описанном в предыдущем пункте, хотя из рисунка видно, что появляется возможность более эффективно использовать апертуру зеркал 5 и 6.

Расчет матричной схемы и ее применение для создания многопроходного лазерного усилителя

Оба варианта усилителя могут быть модифицированы для случая наличия тепловой линзы в АЭ, что актуально при работе с высокой средней мощностью лазерного излучения.

Как уже упоминалось выше, для создания матричной схемы могут использоваться различные наборы оптических элементов. Главное иметь 2 оптические системы, переносящие изображение с активного элемента обратно на активный элемент 1:1. При этом необходимо иметь возможность получать одну и ту же расходимость излучения на активном элементе. В примерах, описанных выше (рис. 16, 17), для этого используются 2 широкоапертурных сферических и одно небольшое плоское зеркало. На практике удобнее использовать два сферических зеркала: одно широкоапертурное (большое) и одно с малой апертурой (маленькое) [86]. Данная конфигурация позволяет минимизировать количество необходимых оптических элементов и использовать всего одно большое зеркало (рис. 19). Рассмотрим более подробно расчет параметров необходимой оптической схемы.

Для удобства расчета и лучшей визуализации «развернем» оптическую схему: заменим большое зеркало с радиусом кривизны R на линзу с фокусным расстоянием $f_L=R/2$, а маленькое обратное сферическое зеркало с радиусом кривизны r на линзу с фокусным расстоянием $f_b=r$ и плоское зеркало. Тогда получим эквивалентную схему, изображенную на рис. 18 а (обратная линза отодвинута от плоского зеркала для наглядности). Формально, достаточно обеспечить лишь перенос изображения 1:1 с АЭ снова на него же, но если не заботиться при этом о расходимости излучения, то размер пучков на большой линзе будет меняться, и появится опасность пробоя, а также возможны проблемы с выводом излучения из усилителя. Поэтому крайне желательно, чтобы распределение размера пучка по продольной координате повторялось на каждом обходе усилителя. В этом случае достаточно рассмотреть всего один обход. Для построения усилителя в отсутствие линзы в АЭ необходимо запустить на вход

коллимированный пучок. При этом большая линза должна обеспечить перенос изображения с АЭ на плоское зеркало, а обратная линза создать на нем плоский фронт. Тогда коллимированное излучение на каждом проходе через усилитель будет попадать в одно и то же место на кристалле с один и тем же размером.

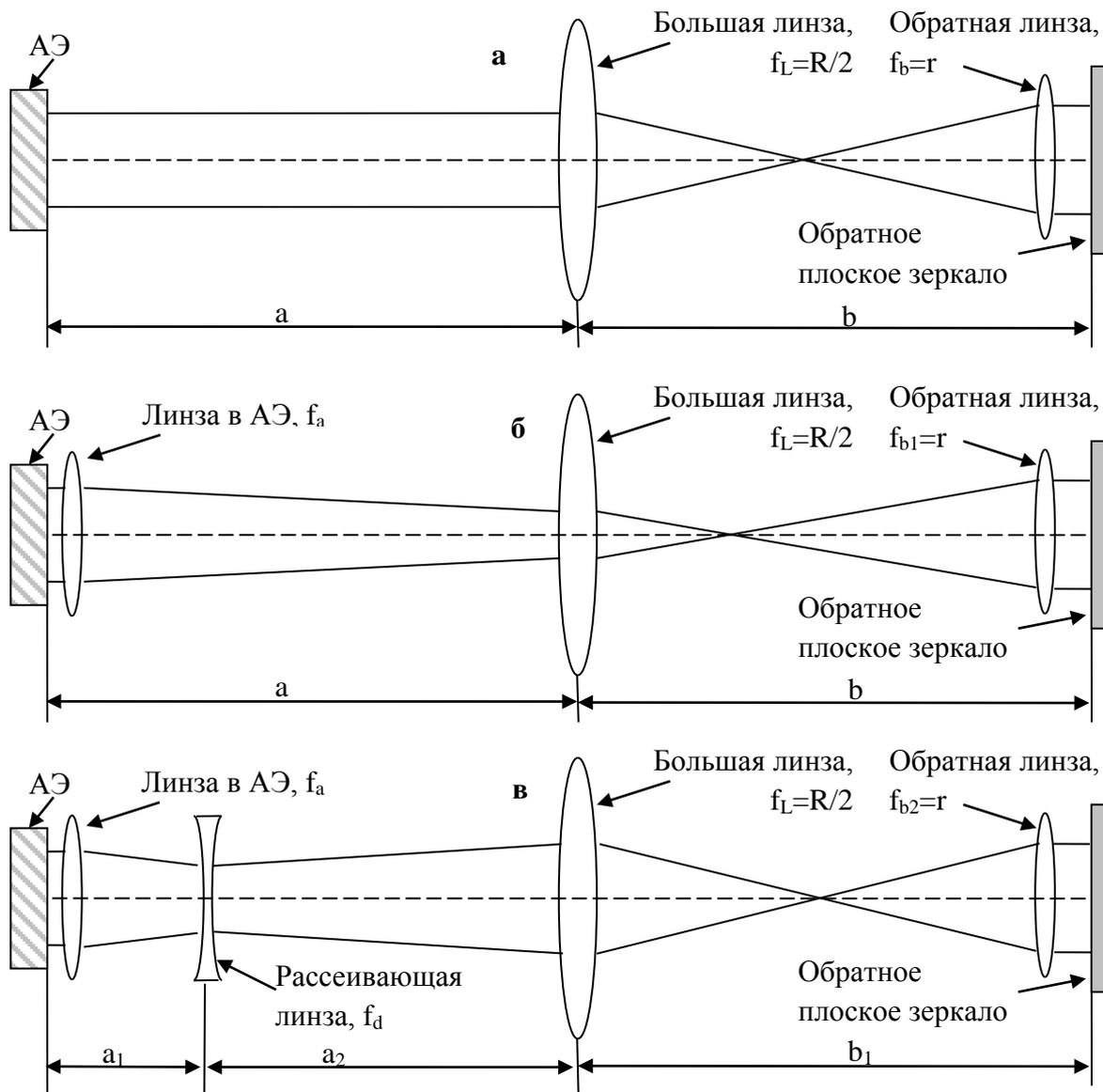


Рис. 18. Изменение размера пучка на одном проходе усилителя при отсутствии линзы в активном элементе (а), при ее наличии (б) и в случае компенсации ее влияния (в).

По формуле линзы несложно посчитать расстояние между линзами $b = a f_L / (a - f_L)$, где a – расстояние между АЭ и большой линзой. При этом несложно заметить, что фокус обратной линзы $f_b = b - f_L$. От поперечного размера пучка ничего не зависит.

Данная схема усилителя используется различными группами [87-90], но при этом не обсуждается вопрос влияния на систему линзы в АЭ с фокусным расстоянием f_a , хотя в лазерных усилителях с высокой средней мощностью часто возникает положительная тепловая линза в АЭ. Возможны и другие причины появления линзы в АЭ: например, при монтаже на теплоотвод. Снова получить повторяющееся на каждом проходе решение можно, подобрав расходимость излучения на входе в усилитель, соответствующую f_a (рис. 18 б, линза в АЭ изображена отдельно). Расстояние между линзами телескопической системы b не изменится, потому что наличие линзы в АЭ не повлияет на условия переноса изображения, а вот фокусное расстояние обратной линзы станет другим. Его удобно посчитать при помощи метода ABCD-матриц:

$$f_{b1} = b - \frac{f_L(f_a - a)}{f_a - a + f_L} = \frac{af_L}{a - f_L} - \frac{f_L(f_a - a)}{f_a - a + f_L}. \quad (1.3.1)$$

Проблема заключается в том, что даже при уровне мощности накачки, далеко от критического (при котором АЭ элемент может перегреться, отпаяться и разрушиться), уже возможно возникновение достаточно сильной положительной тепловой линзы в АЭ. В этом случае использование предложенной схемы приведет к значительному уменьшению размера пучка на большой линзе, и, как следствие, к оптическому пробою. Для решения данной проблемы можно добавить в схему недалеко от АЭ рассеивающую линзу с фокусным расстоянием f_d (рис. 18 в). Используя для данного случая метод ABCD-матриц, получаем расстояние между большой и маленькой линзами

$$b_1 = \frac{a_2(a_1 - f_d) - f_d a_1}{(a_1 - f_d)(a_2 - f_L)} f_L \quad (1.3.2)$$

и фокусное расстояние обратной линзы

$$f_{b2} = \frac{f_d(f_a - a_1)(b_1 - f_L) - (a_1 - f_a - f_d)[a_2 f_L + b_1(f_L - a_2)]}{f_d(f_a - a_1) + (a_1 - f_a - f_d)(a_2 - f_L)}, \quad (1.3.3)$$

где a_1 – расстояние между АЭ и рассеивающей линзой, a_2 – между рассеивающей и большой линзами.

Важно отметить тот факт, что описанный в обеих схемах перенос изображения сопровождается неизбежным фокусированием усиливаемого

излучения между линзами (сферическими зеркалами). Для высокоэнергетичных усилителей данное обстоятельство может стать источником таких проблем, как генерация плазмы и наведенная нелинейность, которые в итоге приведут к сильному ухудшению качества излучения. В случае обнаружения данных проблем необходимо поместить весь усилитель в вакуумную камеру, как это делается в действующих высокоэнергетичных установках с переносом изображения в оптической схеме усилителя.

Для испытаний многопроходного дискового усилителя на базе матричной схемы использовалась уникальная гибридная задающая система (ЗС) с высоким коэффициентом усиления и сильным стретчированием импульсов внутри одного из предусилителей (рис. 19). Сигнал коммерческого фемтосекундного волоконного задающего генератора (производство компании «Авеста-проект», Россия) средней мощностью 3 Вт и частотой повторения 3 мГц импульсов длительностью 300 фс проходил через ячейку Поккельса и поляризатор для уменьшения частоты до 10 кГц. Далее при помощи 4-х проходного усилителя на базе АЭ в форме тонкого сужающегося стержня из Yb:YAG [91] излучение усиливалось с 10 мВт до 0,5 Вт, а за счет отражения на каждом проходе от объемной чирпирующей брэгговской решетки (ОЧБР, производство компании «OptiGrate», США, коэффициент растяжения во времени за одно отражение 220 пс/нм при ширине спектра 2,2 нм) длительность импульсов увеличивалась до 2 нс. Далее мощность увеличивалась до нескольких Вт при помощи 2-х проходного усилителя, созданного также на базе АЭ в форме тонкого сужающегося стержня из Yb:YAG.

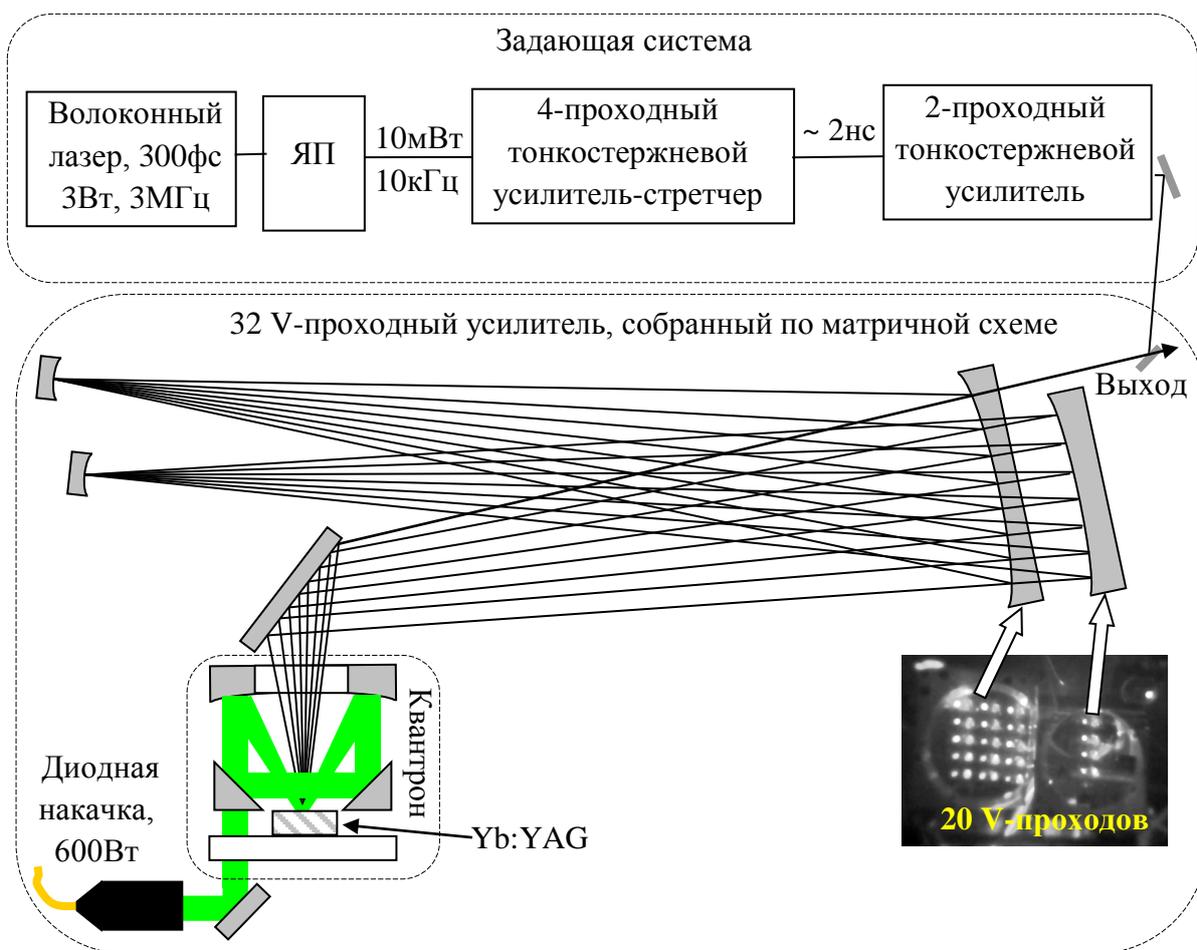


Рис. 19. Блок-схема задающей системы и схема 32 V-проходного усилителя, а также фотография со следами отражения излучения от больших сферических зеркал для случая 20 отражений излучения от активного элемента.

После ЗС излучение попадало в многопроходный лазерный усилитель на базе матричной схемы, описанной и рассчитанной в начале данного раздела. Радиус кривизны обоих используемых больших сферических зеркал был $R=1600$ мм. Также на рисунке представлена сделанная при помощи ПНВ фотография со следами отражения излучения от больших сферических зеркал для случая 20 V-проходов излучения через АЭ (5 столбцов и 8 строк). Для основных экспериментов схема настраивалась на 32 V-прохода (8 столбцов и 8 строк). Как можно заметить, была выбрана схема второго типа (рис. 17 б). Эксперимент проводился при небольших энергиях (несколько мДж) и высокой частоте повторения (10 кГц), поэтому никаких проблем с генерацией плазмы и индуцированной нелинейности при фокусировке излучения между сферическими зеркалами, а также лазерным пробоем оптических элементов не наблюдалось. Для

накачки АЭ была реализована 12-V проходная схема с диаметром пятна на кристалле 3 мм, диаметр усиливаемого излучения на кристалле составлял ~2 мм. АЭ припаивался на алмазный теплоотвод с помощью индиевого припоя. Для непрерывной накачки АЭ использовался модуль с волоконным выходом и максимальной мощностью 600 Вт производства компании LaserLine, Германия. Для определения линзы в АЭ был собран интерферометр Майкельсона, а измерения проводились методом фазовой сдвиговой интерферометрии [92, 93].

Было проведено 2 серии экспериментов: с дисковым и композитным активными элементами. Соответствующий набор рассчитанных параметров оптических схем оконечного усилителя (рис. 18 б) приведен в таблице 1.

	Расстояние от АЭ до больших сферических зеркал а, мм		Расстояние от больших сферических зеркал до маленьких обратных зеркал b, мм		Радиус кривизны обратных зеркал r, мм	
	1 ^я оптическая система	2 ^я оптическая система	1 ^я оптическая система	2 ^я оптическая система	1 ^я оптическая система	2 ^я оптическая система
Дисковый АЭ	1390	1490	1880	1730	750	850
Композитный АЭ	1410	1480	1960	1840	1600	1500

Таблица. 1. Набор рассчитанных параметров оптических схем оконечного усилителя.

В первой серии экспериментов использовался тонкий диск из Yb:YAG с легированием 7 at%, толщиной 220 мкм и диаметром 10 мм. Оказалось, что линза в дисковом АЭ менялась не сильно: при выключенной накачке фокус составил -3 м, а при дальнейшем увеличении мощности накачки уменьшался до -4 м. Однако наличие данной линзы необходимо было учитывать при расчете и настройке матричной схемы усилителя.

В первом эксперименте был установлен поляризационный ослабитель излучения для измерения коэффициента усиления слабого сигнала. В результате удалось достичь коэффициента усиления слабого сигнала 1,18 раза за проход (рис. 20).

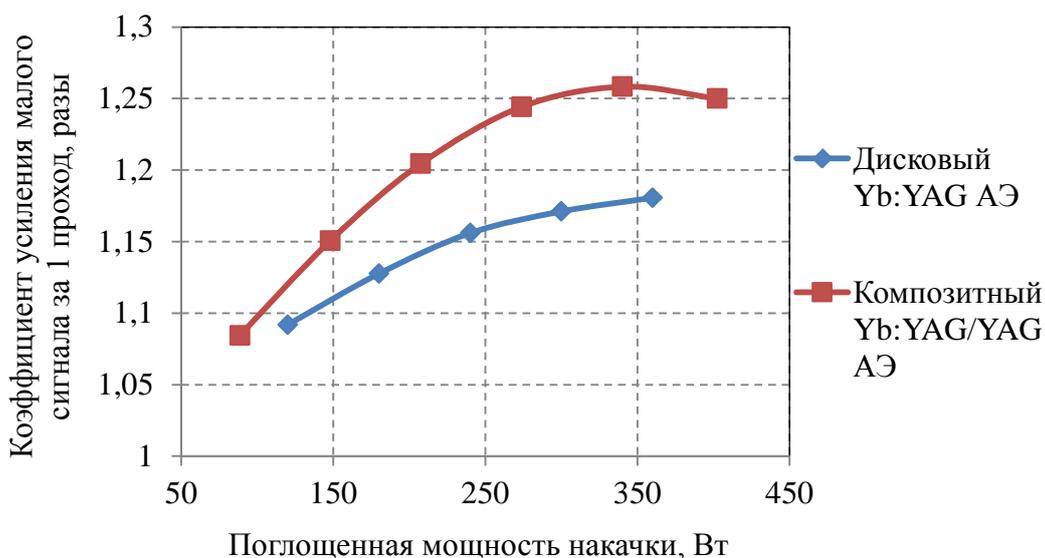


Рис. 20. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от поглощенной мощности накачки в дисковом Yb:YAG (ромбы) и композитном Yb:YAG/YAG

Во втором эксперименте использовалась полная мощность ЗС ~5Вт. При этом удалось получить на выходе ~50 Вт с эффективностью по накачке ~10% (рис. 21).

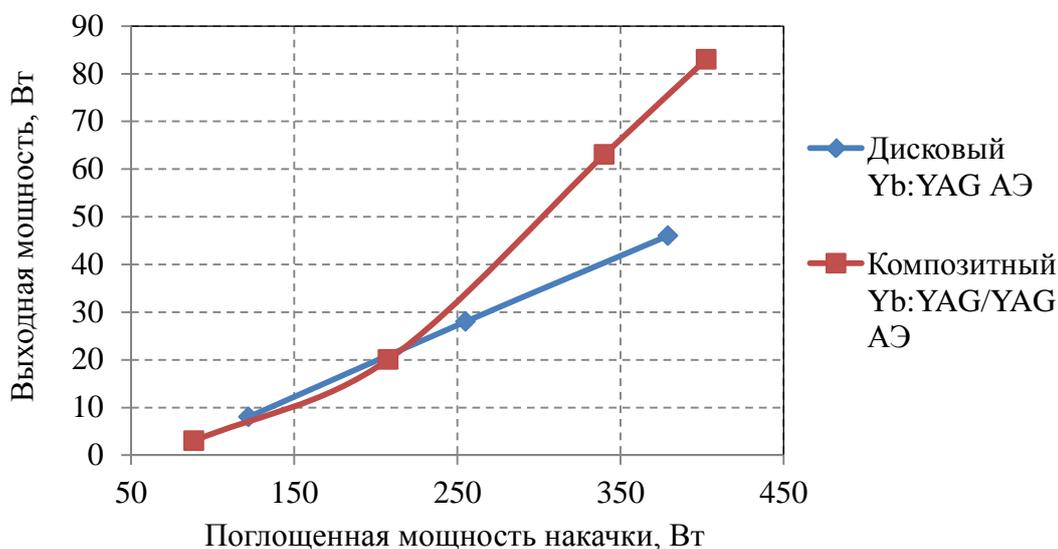


Рис. 21. Зависимость выходной мощности 32 V-проходного усилителя, собранного по матричной схеме от поглощенной мощности накачки при использовании дискового Yb:YAG (ромбы) и композитного Yb:YAG/YAG (квадраты) активного элемента.

Во второй серии экспериментов использовался композитный Yb:YAG/YAG АЭ с 10 at% легированной частью толщиной 180 мкм и диаметром 8 мм. При выключенном излучении накачки линза в АЭ практически отсутствовала, однако

с возрастанием мощности увеличивалась до максимального значения $\sim 2\text{ м}$, для которого проводились расчет и настройка оптической схемы усилителя, что обуславливает неоптимальную работу системы при низкой мощности накачки. Как и в случае с дисковым АЭ, сначала был измерен коэффициент усиления слабого сигнала: удалось достичь значения 1,26 раза за проход (рис. 20). Перед проведением силового эксперимента была проведена модернизация ЗС с увеличением выходной мощности до $\sim 9\text{ Вт}$. В результате удалось получить на выходе $\sim 80\text{ Вт}$ с эффективностью по накачке $\sim 20\%$ (рис. 21).

К сожалению, выходные параметры усилителя были ограничены ухудшением качества пучка при увеличении количества проходов. Это было связано с термонаведенными фазовыми искажениями в АЭ из-за мелкомасштабных неоднородностей в слое индиевого припоя между АЭ и теплоотводом. Устранение данной проблемы позволит в будущем улучшить выходные характеристики усилителя.

Заключение

Предложено две оптические схемы многопроходного дискового лазерного усилителя. Для их создания необходима правильная юстировка двух оптических систем, переносящих изображение с АЭ обратно на него же с сохранением размера пучка и расходимости, заданной линзой в АЭ. Предложенные схемы отличаются порядком обхода излучением усилителя. Обе схемы имеют свои особенности при настройке, и выбор в большей степени зависит от удобства применения при решении конкретной задачи. При прочих равных, второй вариант дает возможность организовать большее число проходов излучения через АЭ. Данные схемы позволяют полностью задействовать апертуры больших зеркал одной из оптических систем. Благодаря этому появляется возможность, в зависимости от задачи, увеличить количество проходов через АЭ в усилителе либо уменьшить размеры зеркал.

Рассчитана наиболее простая реализация схемы с наименьшим количеством оптических элементов. Учтено наличие линзы в АЭ. Предложена модификация схемы для случая сильной положительной линзы в АЭ.

Проведены первые эксперименты по созданию дискового усилителя на базе предложенной матричной схемы. При настройке схемы на 32 V-прохода излучения через композитный АЭ получено усиление слабого сигнала 1,26 раза за проход. При средней мощности входного излучения ~ 9 Вт на выходе получено ~ 80 Вт в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения 10 кГц импульсов длительностью 2 нс. Эффективность по накачке при этом составила $\sim 20\%$. Для улучшения выходных параметров усилителя необходимо улучшать качество монтажа АЭ на теплоотвод.

1.4 Критерии качества лазерного излучения

На современном этапе развития лазеров удалось добиться существенного возрастания их мощности. Однако при увеличении мощности начинают довольно сильно проявляться некоторые паразитные эффекты, приводящие к ухудшению качества пучка. При разных механизмах искажения пучок изменяется по-разному. В любом случае возникает необходимость количественно, с помощью одного числа, описать качество пучка. На данный момент наиболее часто используются три количественных критерия: интеграл перекрытия χ , число Штреля S (Strehl intensity ratio) и параметр M^2 (M^2 factor).

По определению интеграл перекрытия χ есть

$$\chi = \frac{\left| \iint_{\Omega} E_{in} E_{out}^* dS \right|^2}{\iint_{\Omega} |E_{out}|^2 dS \cdot \iint_{\Omega} |E_{in}|^2 dS}, \quad (1.4.1)$$

где Ω – площадь поперечного сечения пучка, E_{in} , E_{out} – распределение поля на входе и на выходе аберрирующего элемента. Физический смысл величины χ можно пояснить следующим образом. Представим поле на выходе как сумму

$$E_{out}(r) = NE_{in}(r) + E_0(r), \quad (1.4.2)$$

причем поля $E_{in}(r)$ и $E_0(r)$ ортогональны, то есть

$$\iint_{\Omega} E_{in} E_0^* dS = 0 \quad (1.4.3)$$

Тогда

$$\iint_{\Omega} |E_{out}|^2 dS = |N|^2 \iint_{\Omega} |E_{in}|^2 dS + \iint_{\Omega} |E_0|^2 dS, \quad (1.4.4)$$

причем в случае фазовых искажений, когда полная мощность излучения не меняется

$$\chi = |N|^2. \quad (1.4.5)$$

Таким образом, как видно из (1.4.4, 1.4.5), χ характеризует долю мощности неискаженного (входного) поля в искаженном (выходном) поле. В случае самонаведенной тепловой линзы выражения для χ были получены для гауссова [94-96] и супергауссова [94] пучков.

По определению [97, 98] число Штреля S равно отношению интенсивностей искаженного пучка $I_{F out}(0)$ и неискаженного пучка $I_{F in}(0)$ в фокальной плоскости линзы на оптической оси:

$$S = \frac{I_{F out}(0)}{I_{F in}(0)}. \quad (1.4.6)$$

Физический смысл числа Штреля следует из его определения: число S показывает уменьшение интенсивности на оси пучка в фокальной плоскости. Влияние амплитудных и фазовых искажений на число Штреля исследовано в целом ряде работ. Формулы для приближенного вычисления S были получены для оптических систем с П-образным [99-103] и гауссовым [104, 105] профилем выходного зрачка. В работах [106, 107] были исследованы пучки со случайными aberrациями. Уменьшение числа Штреля при накоплении тепла в лазерном АЭ исследовано в [108]. Также число Штреля использовалось в качестве характеристики искажений лазерного пучка, прошедшего через турбулентную струю He-N₂ смеси [109] и пучка, сфокусированного в оптическую среду с двухосной анизотропией [110].

Параметр M^2 , предложенный А. Е. Сигманом в 1990 году [111], в настоящее время широко используется для характеристики качества лазерных пучков. Мы рассматриваем аксиально-симметричные пучки. Для этого случая параметр

$$M^2 = 2\pi\sigma_0\sigma_f, \quad (1.4.7)$$

где σ_0 и σ_f – вторые центральные моменты интенсивности поля и его пространственного спектра соответственно:

$$\sigma_0^2 = \frac{\int_0^\infty |E(r)|^2 r^3 dr}{\int_0^\infty |E(r)|^2 r dr} \quad \sigma_f^2 = \frac{\int_0^\infty |u(k)|^2 k^3 dk}{\int_0^\infty |u(k)|^2 k dk}, \quad (1.4.8)$$

где σ_0 вычисляется в перетяжке пучка, $u(k)$ – распределение пространственного спектра поля, $k=2\pi/\lambda$ – волновое число. В работах [112, 113] параметр M^2 определяется при помощи радиуса пучка по уровню мощности излучения 86,5%, но в данной работе будет использоваться наиболее распространенное определение M^2 по формуле (1.4.7).

Для вычисления параметра M^2 по формулам (1.4.8) и (1.4.9) необходимо найти второй момент интенсивности излучения в дальней зоне. Это несложно сделать для пучков с плоской фазой [114-116]. Некоторые более общие и сложные случаи были исследованы в работах [117, 118].

Замечательным свойством размера пучка, определённым подобным образом, является его гиперболическая зависимость от координаты z для любых распределений амплитуды поля и фазы [111]:

$$\sigma^2(z) = \sigma_0^2 + \theta^2 z^2, \quad (1.4.9)$$

где θ имеет смысл расходимости пучка и связан с параметром M^2 формулой

$$\theta = \frac{M^2}{k\sigma_0}. \quad (1.4.10)$$

Для гауссова пучка с плоской фазой $M^2=1$, и формула (1.4.9) описывает изменение радиуса пучка вдоль оси z . Таким образом, из формул (1.4.9) и (1.4.10) мы получаем физический смысл параметра M^2 : он показывает, во сколько раз расходимость реального пучка превышает расходимость гауссова пучка, если они имеют одинаковый эффективный радиус в перетяжке.

Для сравнения значения M_{in}^2 для неискаженного и M_{out}^2 для искаженного пучков введем параметр μ :

$$\mu = \frac{(M_{in}^2)^2}{(M_{out}^2)^2}. \quad (1.4.11)$$

Число μ показывает, во сколько раз квадрат расходимости пучка θ (формула 1.4.10) на входе меньше, чем на выходе. Рассматривается именно квадрат расходимости для того, чтобы оценивать эффективную площадь пучка и, соответственно, его среднюю интенсивность.

Все три параметра (χ , S , μ) независимы друг от друга. Необходимо установить соотношения между этими параметрами и изменениями качества пучка. В данной работе численно и аналитически рассчитаны все три критерия для случая гауссова и супергауссова профиля интенсивности пучка и трех часто встречающихся типов фазовых искажений, найдены закономерности и соотношения между критериями. Проведен расчет компенсации параболической

составляющей фазовых искажений путем постановки идеальной линзы. Вычислены фокусные расстояния необходимых компенсационных линз, а также максимизированные после компенсации искажений значения критериев качества. Проведено сравнение точных численных и приближенных аналитических расчетов. Исследовано влияние формы пучка на различные критерии качества.

Проводить сравнение критериев можно только в каких-то конкретных случаях. Ограничимся гауссовыми и супергауссовыми пучками с плоской фазой и распределением поля на входе

$$E_{in}(r) = E \exp\left(-\frac{r^{2m}}{2a^{2m}}\right). \quad (1.4.12)$$

Будем рассматривать следующие три наиболее часто встречающиеся причины ухудшения качества пучка: тепловые искажения (тепловая изотропная линза), электронная самофокусировка и сферические аберрации.

Эффект тепловой линзы заключается в том, что вследствие конечного поглощения на оптических элементах часть мощности выделяется в виде тепла. Коэффициент поглощения порядка $\alpha \sim (10^{-3} \div 10^{-5}) \text{ см}^{-1}$. Таким образом, при мощности излучения 10 кВт, 0,1 ÷ 10 Вт выделяется на 1 см длины оптического элемента. Интенсивность при этом не сильно изменяется, но оптический элемент существенно нагревается. В элементе возникает градиент температуры. Начинают сказываться зависимость показателя преломления от температуры $n(T)$ и фотоупругий эффект. В цилиндрической системе координат фазовые искажения выражаются следующей формулой [94]:

$$\varphi_i(r) = -p_i \frac{m}{2 \cdot \Gamma(1/m)} \int_0^{r^2/a^2} \left[\int_0^z \exp(-t^m) \frac{dt}{z} \right] dz = -p_i u_i(t), \quad (1.4.13)$$

где

$$p_i = \frac{P_L L \alpha P}{\lambda \kappa}, \quad P = \frac{dn}{dT} - \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \frac{n_0^3}{4} \frac{1+\nu}{1-\nu} (p_{11} + p_{12}), \quad t = r^2/a^2, \quad (1.4.14)$$

P_L – средняя мощность излучения, λ – длина волны, n , α , κ , L , ν и p_{ij} – показатель преломления, коэффициент поглощения, теплопроводность, длина,

коэффициент Пуассона и коэффициенты фотоупругости оптического элемента, а

$$\Gamma(x) - \text{гамма-функция Эйлера: } m \int_0^{\infty} t^k \exp(-t^m) dt = \Gamma\left(\frac{k+1}{m}\right).$$

Эффект крупномасштабной электронной самофокусировки заключается в том, что при больших электрических полях начинает проявляться зависимость показателя преломления от напряженности электрического поля. В изотропной среде фазовые искажения определяются формулой [119]:

$$\varphi_e(r) = B \cdot \exp\left(-\frac{r^{2m}}{a^{2m}}\right) = -B \cdot u_e(t), \quad (1.4.15)$$

где интеграл распада

$$B = k\gamma \int_0^L I_0(z) dz, \quad (1.4.16)$$

I_0 – интенсивность на оси пучка, γ – нелинейный показатель преломления. В отличие от тепловой линзы, определяющую роль в самофокусировке играет пиковая интенсивность излучения. Этот эффект начинает довольно сильно сказываться при пиковой интенсивности порядка 1 ГВт/см².

Рассматриваемые в работе так называемые «холодные» сферические aberrации не зависят от мощности излучения, и причиной искажения является неидеальность поверхностей оптических элементов. В идеальном случае линзы и зеркала должны быть сложной формы и давать квадратичную добавку к фазе, а реально, для уменьшения стоимости, оптические поверхности делают сферическими. При небольших поперечных размерах пучка этим можно пренебречь. На практике сферические aberrации несущественны, если отношение поперечного размера пучка к фокусному расстоянию не больше, чем 1/20, но этот случай далеко не всегда имеет место. В первом приближении искажения, вносимые в фазу телескопом из двух центрированных софокусных линз, определяется формулой [98, 120]:

$$\varphi_s(r) = -V \cdot \frac{r^4}{a^4} = -V \cdot u_s(t), \quad (1.4.17)$$

где

$$V = \frac{ka^4}{2f_2^4}(G_1f_1 + G_2f_2), \quad (1.4.18)$$

$a f_{1,2}$ и $G_{1,2}$ – фокусные расстояния и суммы Зейделя [120] линз телескопа.

Таким образом, для всех трех случаев выходное поле имеет вид:

$$E_{out}(r) = E \exp\left(-\frac{r^{2m}}{2a^{2m}}\right) \exp[-i \cdot q \cdot u(t)], \quad (1.4.19)$$

где q – это p_i , B или V из формул (1.4.14, 1.4.16, 1.4.18), а $u(t)$ определяется из (1.4.13, 1.4.15, 1.4.17).

Распределение фазы в оптическом элементе лазерного пучка с учетом aberrации зачастую близко к параболическому. Поэтому большая часть фазовых искажений может быть скомпенсирована при помощи обычной линзы с фокусом F , которая вносит в волновой фронт дополнительную кривизну. Это эквивалентно умножению поля E_{out} на фазовый множитель

$$\exp\left(\pm ik \frac{r^2}{2F}\right) = \exp\left[\pm iR \left(\frac{r}{a}\right)^2\right], \quad (1.4.20)$$

где

$$R = \frac{ka^2}{2F}. \quad (1.4.21)$$

Варьируя R , можно минимизировать фазовые искажения. Улучшенные таким образом параметры χ и S будем обозначать χ_{max} и S_{max} . Важно отметить, что параболический фазовый корректор (1.4.20) не изменяет значение параметра M^2 , и, соответственно, μ [111, 117].

Вычисление критериев качества

Вычисление интеграла перекрытия χ

Будем пользоваться общей формулой (1.4.19) для поля на выходе, а потом конкретизировать полученные результаты для тепловых искажений самофокусировки и сферических aberrаций с помощью замены $u(t)$ на $u_t(t)$, $u_e(t)$ или $u_s(t)$, а также q на p_i , B или V и некоторых дальнейших упрощений. Подставив (1.4.12, 1.4.19) в (1.4.1), получим:

$$\chi = \frac{m^2}{\Gamma(1/m)^2} \left| \int_0^\infty \exp(-t^m) \exp(-i \cdot q \cdot u(t)) dt \right|^2. \quad (1.4.22)$$

В общем случае этот интеграл аналитически не берется. При небольших искажениях, то есть при $|q \cdot u(t)| \ll 1$, можно произвести разложение в ряд Тейлора по малому параметру $q \cdot u(t)$. Ограничившись квадратичным членом разложения, получим:

$$\chi_0 = \chi(q \rightarrow 0) = 1 - q^2 a_1(m). \quad (1.4.23)$$

Подставив сюда из формул (13, 15, 17) выражения для $u(t)$ получим:

$$a_{1t}(m) = \frac{m}{\Gamma(1/m)} \int_0^\infty \exp(-t^m) u_t^2(t) dt - \frac{m^2}{\Gamma(1/m)^2} \left[\int_0^\infty \exp(-t^m) u_t(t) dt \right]^2$$

$$a_{1e}(m) = 3^{\frac{-1}{m}} - 4^{\frac{-1}{m}}, \quad (1.4.24)$$

$$a_{1s}(m) = \frac{\Gamma(5/m)}{\Gamma(1/m)} - \frac{\Gamma(3/m)^2}{\Gamma(1/m)^2}.$$

Здесь и далее индексы « t », « e », « s » обозначают тепловые искажения, самофокусировку и сферические аберрации соответственно. Численные значения этих и последующих коэффициентов аппроксимации для каждого случая приведены в таблице 2.

В общем случае задача минимизации может быть решена только численно. Однако если произвести разложение в ряд Тейлора, но уже по малому параметру $|tR - i \cdot q \cdot u(t)|$, то получим оптимальное значение R_{opt} и χ_{max} :

$$R_{opt} = q \cdot \xi(m), \quad (1.4.25)$$

$$\chi_{0max} = \chi_{max}(q \rightarrow 0) = 1 - q^2 a_2(m), \quad (1.4.26)$$

где

$$\xi_t(m) = -\frac{m\Gamma(2/m)}{\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma(2/m)^2} \int_0^\infty u_t(t) \left[1 - t \frac{\Gamma(1/m)}{\Gamma(2/m)} \right] \exp(-t^m) dt,$$

$$\xi_e(m) = \frac{\Gamma(2/m)\Gamma(1/m)}{(\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma(2/m)^2)} \left(2^{\frac{-1}{m}} - 4^{\frac{-1}{m}} \right), \quad (1.4.27)$$

$$\xi_s(m) = -\frac{\Gamma(2/m)}{\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma(2/m)^2} \left[\Gamma(3/m) - \frac{\Gamma(1/m)}{\Gamma(2/m)} \Gamma(4/m) \right],$$

а также

$$a_{2t}(m) = a_{1t}(m) - \frac{m^2 \Gamma(2/m)^2}{\Gamma(1/m)^2 (\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma(2/m)^2)} \left\{ \int_0^{\infty} u_t(t) \left[1 - t \frac{\Gamma(1/m)}{\Gamma(2/m)} \right] \exp(-t^m) dt \right\}^2$$

$$a_{2e}(m) = a_{1e}(m) - \frac{\Gamma(2/m)^2}{\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma(2/m)^2} \left(2^{\frac{-1}{m}} - 4^{\frac{-1}{m}} \right)^2 \quad (1.4.28)$$

$$a_{2s}(m) = a_{1s}(m) - \frac{\Gamma(2/m)^2}{(\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma(2/m)^2)} \left[\Gamma(3/m) - \frac{\Gamma(1/m)}{\Gamma(2/m)} \Gamma(4/m) \right]^2.$$

Тип искажения	Параметр искажения	Коэффициент	$m=1$	$m=2$	$m=4$	$m=8$	$m=16$	$m=\infty$
Тепловая линза	p_i	$a_{1t}(m)$	0,067	0,039	0,028	0,023	0,021	1/48
		$a_{2t}(m)$	$4,41 \cdot 10^{-3}$	$5,13 \cdot 10^{-4}$	$4,23 \cdot 10^{-5}$	$2,47 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	0
		$\xi_t(m)$	0,25	0,463	0,528	0,527	0,516	1/2
		$b_{1t}(m)$	0,127	0,062	0,037	0,027	0,023	1/48
		$b_{2t}(m)$	0,016	$1,77 \cdot 10^{-3}$	$1,41 \cdot 10^{-4}$	$7,96 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-7}$	0
		$\eta_t(m)$	0,167	0,41	0,512	0,524	0,516	1/2
		$c_t(m)$	0,038	$7,21 \cdot 10^{-3}$	$8,76 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$6,13 \cdot 10^{-6}$	0
Электронная самофокусировка	B	$a_{1e}(m)$	0,083	0,077	0,053	0,031	0,017	0
		$a_{2e}(m)$	0,021	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$9,52 \cdot 10^{-3}$	0,015	0,012	0
		$\xi_e(m)$	0,25	0,643	0,661	0,441	0,245	0
		$b_{1e}(m)$	0,089	0,114	0,091	0,058	0,033	0
		$b_{2e}(m)$	0,04	$9,56 \cdot 10^{-3}$	0,011	0,023	0,021	0
		$\eta_e(m)$	0,111	0,536	0,758	0,594	0,358	0
		$c_e(m)$	0,194	0,052	0,117	0,239	0,33	4/9
Сферические aberrации	V	$a_{1s}(m)$	20	0,5	0,136	0,091	0,084	4/45
		$a_{2s}(m)$	4	0,062	0,012	$6,75 \cdot 10^{-3}$	$5,61 \cdot 10^{-3}$	1/180
		$\xi_s(m)$	4	1,553	1,117	1,01	0,988	1
		$b_{1s}(m)$	320	2	0,272	0,129	0,1	4/45
		$b_{2s}(m)$	64	0,25	0,024	$9,55 \cdot 10^{-3}$	$6,67 \cdot 10^{-3}$	1/180
		$\eta_s(m)$	8	2,2	1,328	1,101	1,032	1
		$c_s(m)$	32	0,86	0,153	0,056	0,026	0

Таблица 2. Значения коэффициентов разложения в ряд критериев качества χ , S , μ при различных m : интеграла перекрытия χ без компенсации $a_{1t}(m)$ формула (1.4.24) и с компенсацией $a_{2t}(m)$ формула (1.4.28); числа Штреля S без компенсации $b_{1t}(m)$ формула (1.4.33) и с компенсацией $b_{2t}(m)$ формула (1.4.37); отношения μ $c(m)$ формула (1.4.43).

Значения $\xi(m)$ формула (1.4.27) и $\eta(m)$ формула (1.4.36).

Формулы (1.4.24, 1.4.28) для коэффициентов $a_{1t}(m)$ и $a_{2t}(m)$ совпадают с результатом, полученным в работе [94]. Заметим, что для гауссова пучка ($m=1$) формулы (1.4.24, 1.4.28) для коэффициентов $a_{1t}(m)$ и $a_{2t}(m)$ станут проще, и

$$R_{opt}(m=1) = \frac{P_i}{4}. \quad (1.4.29)$$

Вычисление числа Штреля S

Чтобы вычислить число Штреля по определению (1.4.6), необходимо найти распределение поля в фокальной плоскости линзы, для чего нужно осуществить пространственное Фурье-преобразование пучка. Отсюда легко получить, что

$$S = \frac{\left| \iint_{\Omega} E_{out} dS \right|^2}{\left| \iint_{\Omega} E_{in} dS \right|^2}. \quad (1.4.30)$$

Подставив (1.4.12, 1.4.19) в (1.4.30), получим:

$$S = \frac{m^2}{\Gamma(1/m)^2} \left| \int_0^{\infty} \exp(-t^m) \exp(-i \cdot q \cdot u(t\sqrt[m]{2})) dt \right|^2. \quad (1.4.31)$$

Сравнив (1.4.31) с выражением (1.4.22), легко заметить, что χ и S отличаются только аргументами функции $u(t)$. Более того, для П-образного пучка ($m=\infty$) результат полностью совпадает. Это обстоятельство существенно упрощает процесс исследования параметра Штреля S . Проведя разложение (31) в ряд Тейлора по малому параметру $|qu(t\sqrt[m]{2})|$, получаем:

$$S_0 = S(q \rightarrow 0) = 1 - q^2 b_1(m), \quad (1.4.32)$$

где

$$b_{1t}(m) = \frac{m}{\Gamma(1/m)} \int_0^{\infty} \exp(-t^m) u_t^2(\sqrt[m]{2} \cdot t) dt - \frac{m^2}{\Gamma(1/m)^2} \left[\int_0^{\infty} \exp(-t^m) u_t(\sqrt[m]{2} \cdot t) dt \right]^2, \quad (1.4.33)$$

$$b_{1e}(m) = 5^{\frac{-1}{m}} - 9^{\frac{-1}{m}},$$

$$b_{1s}(m) = 16^{\frac{1}{m}} a_{1s}(m) = 16^{\frac{1}{m}} \left[\frac{\Gamma(5/m)}{\Gamma(1/m)} - \frac{\Gamma(3/m)^2}{\Gamma(1/m)^2} \right].$$

Аналогично можно увеличить число S , компенсируя искажения с помощью линзы (20). Проведя разложение в ряд Тейлора, но уже по малому параметру $|\sqrt[m]{2}tR - qu(\sqrt[m]{2}t)|$, получим оптимальное значение R_{opt} и максимальное S_{max} :

$$R_{opt} = q \cdot \eta(m), \quad (1.4.34)$$

$$S_{0max} = S_{max}(q \rightarrow 0) = 1 - q^2 b_2(m), \quad (1.4.35)$$

где

$$\eta_t(m) = -\frac{1}{\sqrt[m]{2}} \frac{m\Gamma(2/m)}{\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma(2/m)^2} \int_0^\infty u_t(\sqrt[m]{2} \cdot t) \left[1 - t \frac{\Gamma(1/m)}{\Gamma(2/m)} \right] \exp(-t^m) dt,$$

$$\eta_e(m) = \frac{1}{\sqrt[m]{2}} \frac{\Gamma(2/m)\Gamma(1/m)}{\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma(2/m)^2} \left(3^{\frac{-1}{m}} - 9^{\frac{-1}{m}} \right), \quad (1.4.36)$$

$$\eta_s(m) = \sqrt[m]{2} \xi_s(m) = -\sqrt[m]{2} \frac{\Gamma(2/m)}{\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma(2/m)^2} \left[\Gamma(3/m) - \frac{\Gamma(1/m)}{\Gamma(2/m)} \Gamma(4/m) \right],$$

а также

$$b_{2t}(m) = b_{1t}(m) - \frac{m^2 \Gamma(2/m)^2}{\Gamma(1/m)^2 (\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma(2/m)^2)} \left\{ \int_0^\infty u_t(\sqrt[m]{2} \cdot t) \left[1 - t \frac{\Gamma(1/m)}{\Gamma(2/m)} \right] \exp(-t^m) dt \right\}^2,$$

$$b_{2e}(m) = b_{1e} - \frac{\Gamma(2/m)^2}{\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma(2/m)^2} \left(2^{\frac{-1}{m}} - 4^{\frac{-1}{m}} \right)^2, \quad (1.4.37)$$

$$b_{2s}(m) = 16^{\frac{1}{m}} a_{2s}(m) = b_{1s}(m) - \frac{16^{\frac{1}{m}} \Gamma(2/m)^2}{(\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma(2/m)^2)} \left[\Gamma(3/m) - \frac{\Gamma(1/m)}{\Gamma(2/m)} \Gamma(4/m) \right]^2.$$

Для случая обычного гауссова пучка кривизна оптимизирующей линзы считается по формуле.

$$R_{opt} = \frac{P_i}{6}. \quad (1.4.38)$$

Как видно из (1.4.29, 1.4.38), фокусное расстояние оптимизирующей линзы для числа Штреля S в полтора раза больше, чем для интеграла перекрытия χ .

Вычисление параметра M^2

Используя определение (1.4.7), M^2 несложно вычислить в случае плоской фазы. Реально же добавки к фазе сдвигают перетяжку вдоль оси распространения z , и для нахождения ее положения как раз и нужно знать значение этого самого параметра M^2 . В работе [117] показано, как, используя метод моментов [121, 122], можно существенно упростить расчет M^2 :

$$M^2 = k \sqrt{A\sigma_0^2 - b^2/4}, \quad (1.4.39)$$

где

$$A = \frac{1}{k^2} \frac{\int_0^\infty (\nabla E)^2 r dr}{\int_0^\infty E^2 r dr} + \frac{\int_0^\infty (\nabla \Psi / k)^2 E^2 r dr}{\int_0^\infty E^2 r dr}, \quad (1.4.40)$$

$$b = \frac{2}{k} \frac{\int_0^\infty (r \nabla \Psi) E^2 r dr}{\int_0^\infty E^2 r dr}. \quad (1.4.41)$$

Подставив выражения (1.4.12), (1.4.13), (1.4.15), и (1.4.17) в формулы (1.4.39)–(1.4.41), а полученный результат в формулу (1.4.11), получим:

$$\mu = \frac{1}{1 + q^2 c(m)}, \quad (1.4.42)$$

где для тепловых искажений, самофокусировки и сферических aberrаций соответственно:

$$c_t(m) = \frac{m}{\Gamma(1/m)^2} \int_0^\infty \left[\int_0^t \exp(-y^m) dy \right]^2 \exp(-t^m) \frac{dt}{t} - \frac{1}{4} \frac{\Gamma(1/m)^2}{m^2 \Gamma(2/m)},$$

$$c_e(m) = \frac{4}{9} - 4 \frac{-1}{m} \frac{\Gamma(1/m)^2}{m^2 \Gamma(2/m)}, \quad (1.4.43)$$

$$c_s(m) = \frac{16}{m^2 \Gamma(1/m)^2} (\Gamma(2/m) \Gamma(4/m) - \Gamma(3/m)^2).$$

Для сравнения с предыдущими результатами разложим это выражение в ряд Тейлора по малому параметру $q^2 c(m)$. Получим

$$\mu \approx \mu_0 = \mu(q \rightarrow 0) = 1 - q^2 c(m). \quad (1.4.44)$$

Как уже упоминалось после формулы (1.4.21), в отличие от χ и S , параметр M^2 не меняется при постановке фазового корректора (1.4.20) [111, 117].

Обсуждение результатов

Анализ полученных результатов показывает, что для широкого круга параметров вид искажений качественно на параметры качества χ , S , μ не влияет. Некоторые отличия, тем не менее, существуют, и эти случаи будут оговариваться отдельно. Далее, как и выше, под аргументом q будем иметь ввиду один из параметров p_i , B или V , характеризующих соответствующий ему вид искажений.

Прежде всего обсудим, насколько точно приближенные формулы (1.4.27) для R_{opt} описывают точные значения R_{ex} , полученные численно. На рисунках 22-24 построены зависимости $R_{opt}(q)$ и R_{ex} , из которых видно, что на довольно большом участке они хорошо совпадают.

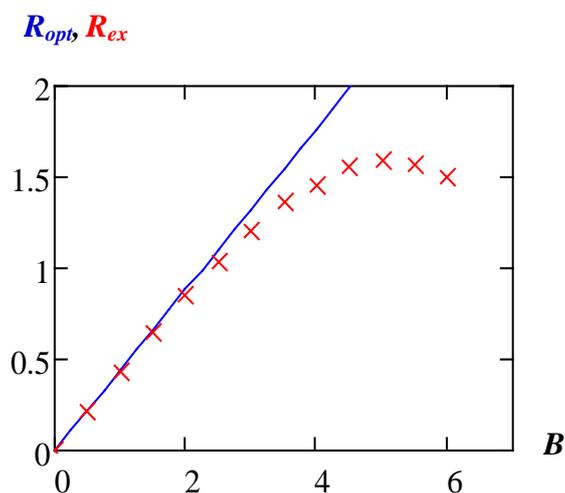


Рис. 22. Зависимости $R_{opt}(B)$ (сплошная линия) и $R_{ex}(B)$ (кресты) при оптимизации интеграла перекрытия χ при $m=8$.

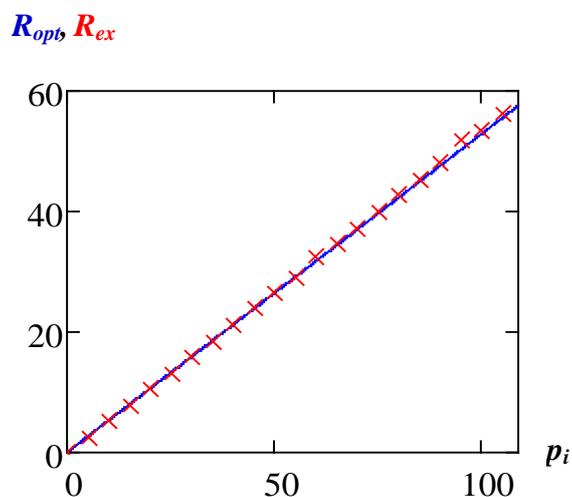


Рис. 23. Зависимости $R_{opt}(p_i)$ (сплошная линия) и $R_{ex}(p_i)$ (кресты) при оптимизации интеграла перекрытия χ при $m=4$.

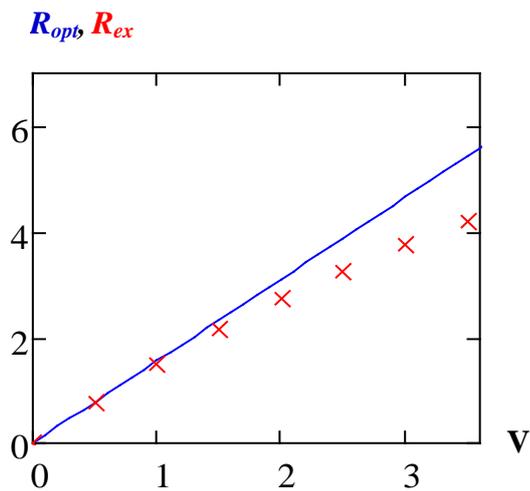


Рис. 24. Зависимости $R_{opt}(V)$ (сплошная линия) и $R_{ex}(V)$ (кресты) при оптимизации интеграла перекрытия χ при $m=2$.

На рисунках 25-27 изображены соответствующие графики $\chi_{max}(q)$ и $\chi(q)$, точные и приближенные. Из этих рисунков видно, что при небольших значениях q точные зависимости хорошо аппроксимируются полученными теоретически параболой, причем при компенсации искажений аппроксимация выполняется в гораздо более широком диапазоне q . Соответствующие зависимости для числа Штреля S качественно очень похожи на зависимости для интеграла перекрытия χ , так что результаты абсолютно те же. Как говорилось выше, одним из основных свойств параметра M^2 является то, что он не меняется при постановке на входе безабберационной линзы, поэтому его мы таким образом улучшить не можем.

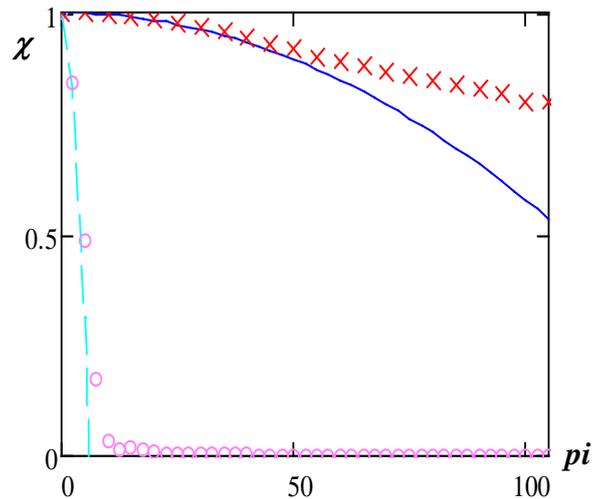


Рис. 25. Зависимости интеграла перекрытия χ от параметра p_i при $m=4$: без компенсации, построенные по формуле (24) $\chi_0(p_i)$ (пунктирная линия) и численно $\chi(p_i)$ (круги); с компенсацией, построенные по приближенной формуле (1.4.28) $\chi_{0max}(p_i, R_{opt})$ (сплошная линия) и численно $\chi_{max}(p_i, R_{ex})$ (кресты).

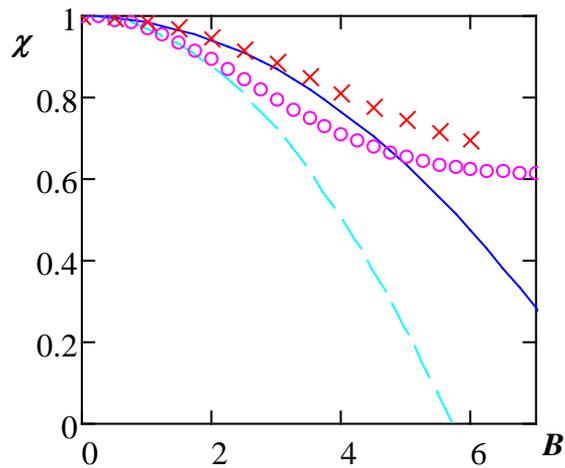


Рис. 26. Зависимости интеграла перекрытия χ от параметра B при $m=8$: без компенсации, построенные по формуле (1.4.24) $\chi_0(B)$ (пунктирная линия) и численно $\chi(B)$ (круги); с компенсацией, построенные по приближенной формуле (1.4.28) $\chi_{0max}(B, R_{opt})$ (сплошная линия) и численно $\chi_{max}(B, R_{ex})$ (кресты).

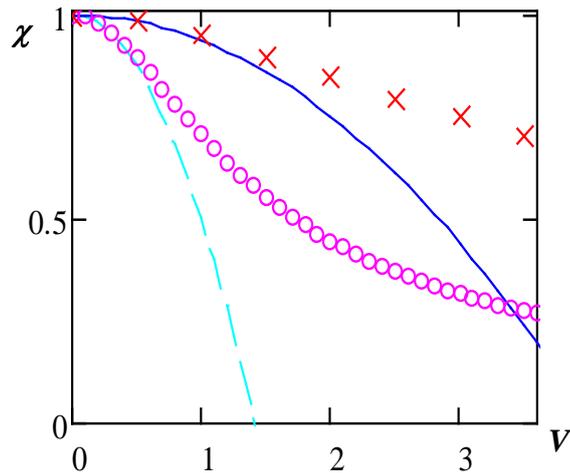


Рис. 27. Зависимости интеграла перекрытия χ от параметра V при $m=2$: без компенсации, построенные по формуле (1.4.24) $\chi_0(V)$ (пунктирная линия) и численно $\chi(V)$ (круги); с компенсацией, построенные по приближенной формуле (1.4.28) $\chi_{0max}(V, R_{opt})$ (сплошная линия) и численно $\chi_{max}(V, R_{ex})$ (кресты).

Теперь сравним параметр R_{opt} (1.4.21), обратно пропорциональный фокусному расстоянию компенсационной линзы, для χ и S и различных типов искажений. Как видно из таблицы 2 рисунка 28, значение параметра R_{opt} больше для интеграла перекрытия χ (ξ_t всегда больше, чем η_t) в случае тепловой линзы и меньше для числа Штреля S (ξ_s всегда меньше, чем η_s) в случае сферических aberrаций. В случае обеих aberrаций наибольшее различие имеет место для гауссова пучка: 1,5 раза для тепловой линзы и 2 раза для сферических aberrаций. При самофокусировке возможны оба случая в зависимости от формы пучка: параметр R_{opt} больше для χ и для S . Для гауссова пучка R_{opt} больше для интеграла перекрытия ($\xi_e=2,25\eta_e$), но для супергауссова пучка с параметром $m=16$ R_{opt} больше для числа Штреля ($\xi_e=0,68\eta_e$). Таким образом, выбор компенсационной линзы сильно зависит как от формы, так и от критерия качества пучка.

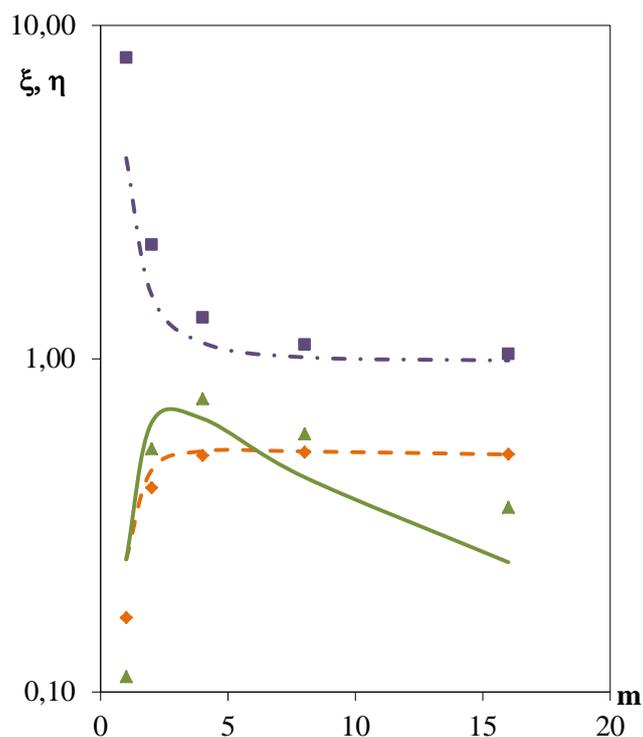


Рис. 28. Зависимость коэффициентов ξ и η для вычисления R_{opt} от параметра m для: тепловых искажений $\xi_t(m)$ (сплошная линия), $\eta_t(m)$ (ромбы); электронной самофокусировки $\xi_e(m)$ (штриховая линия), $\eta_e(m)$ (треугольники); сферических aberrаций $\xi_s(m)$ (штрихпунктирная линия), $\eta_s(m)$ (квадраты); построенные по формулам (1.4.27, 1.4.36).

Далее более детально рассмотрим зависимость критериев качества пучка от формы пучка, которая характеризуется параметром m . Для этого воспользуемся зависимостями коэффициентов разложения критериев качества от m . В случае тепловых искажений, характер зависимостей одинаковый: все пять коэффициентов $[a_{1t}(m), b_{1t}(m), a_{2t}(m), b_{2t}(m), c_t(m)]$ монотонно уменьшаются с увеличением m на всем диапазоне значений (рис 29).

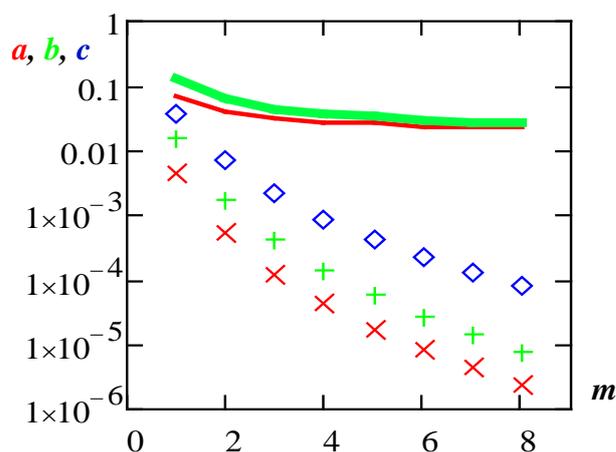


Рис. 29. Зависимости коэффициентов разложения в ряд критериев качества χ , S , μ от параметра m в случае тепловых искажений: интеграла перекрытия χ без компенсации $a_{1i}(m)$ (тонкая линия) формула (1.4.24) и с компенсацией $a_{2i}(m)$ (кресты) формула (1.4.28); числа Штреля S без компенсации $b_{1i}(m)$ (толстая линия) формула (1.4.33) и с компенсацией $b_{2i}(m)$ (плюсы) формула (1.4.37); отношения μ $c_i(m)$ (ромбы) формула (1.4.43).

При $m \rightarrow \infty$ (П-образный пучок) $a_{1i}(m)$ и $b_{1i}(m)$ стремятся к константам, а $a_{2i}(m)$, $b_{2i}(m)$, $c_i(m)$ - к нулю (таблица 2). То есть все три критерия качества стремятся к своему максимально возможному значению, равному единице. Для П-образного пучка искажения фазы имеют параболическую форму, поэтому их можно целиком скомпенсировать с помощью идеальной линзы.

В случае самофокусировки результаты заметно отличаются (рис 30). Прежде всего, при $m \rightarrow \infty$ коэффициенты $a_{1e}(\infty) = 0$ и $b_{1e}(\infty) = 0$, причем, начиная с $m=2$, уменьшение происходит монотонно. Зависимости $a_{2e}(m)$ и $b_{2e}(m)$ имеют по одному локальному минимуму и максимуму в близких, но все же разных точках, и при $m \rightarrow \infty$ стремятся к нулю. Зависимость $c_e(m)$ тоже имеет локальный минимум, но при $m \rightarrow \infty$ $c_e(\infty) = 4/9$.

С точки зрения физики для П-образного пучка явление крупномасштабной самофокусировки отсутствует, так что в этом случае искажений быть не должно, следовательно, компенсировать ничего не нужно.

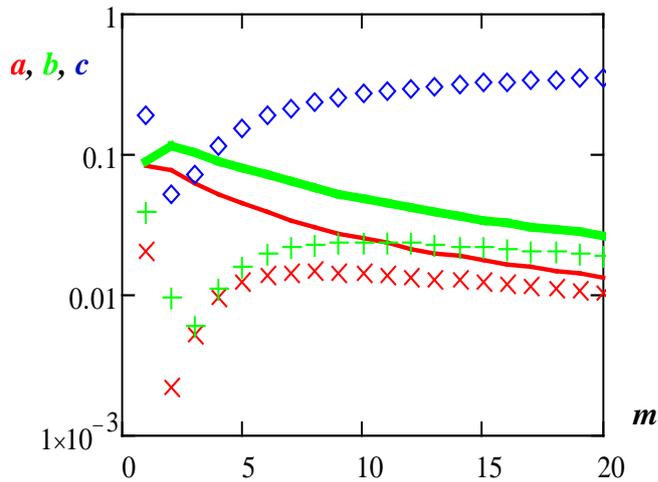


Рис. 30. Зависимости коэффициентов разложения в ряд критериев качества χ, S, μ от параметра m в случае самофокусировки: интеграла перекрытия χ без компенсации $a_{1l}(m)$ (тонкая линия) формула (1.4.24) и с компенсацией $a_{2l}(m)$ (кресты) формула (1.4.28); числа Штреля S без компенсации $b_{1l}(m)$ (толстая линия) формула (33) и с компенсацией $b_{2l}(m)$ (плюсы) формула (1.4.37); отношения $\mu c_i(m)$ (ромбы) формула (1.4.43).

Таким образом, снова получено, что интеграл перекрытия и число Штреля хорошо согласуются с физическими представлениями, и описание с их помощью практически эквивалентно, а вот параметр μ не подходит для описания П-образного пучка. Причиной нефизичности критерия μ для пучков с $m \gg 1$ является тот факт, что параметр M^2 растет с ростом m и даже стремится к бесконечности при $m \rightarrow \infty$ [114, 117]. Таким образом, отношение μ тоже теряет физический смысл.

Ситуация со сферическими aberrациями очень похожа на случай с тепловой линзой (рис 31). Разница состоит в том, что при $m \rightarrow \infty$, $a_{1s}(\infty) = b_{1s}(\infty) = 4/45$. При этом, как и в предыдущем случае, $c_s(\infty) = 0$. Поскольку фаза пропорциональна четвертой степени радиуса, а линза дает квадратичную добавку, полностью скомпенсировать искажения нельзя. Таким образом, интеграл перекрытия χ и параметр Штреля S дают практически одинаковое описание. А $c_s(\infty) = 0$ говорит о том, что параметр μ снова нефизично описывает П-образный пучок.

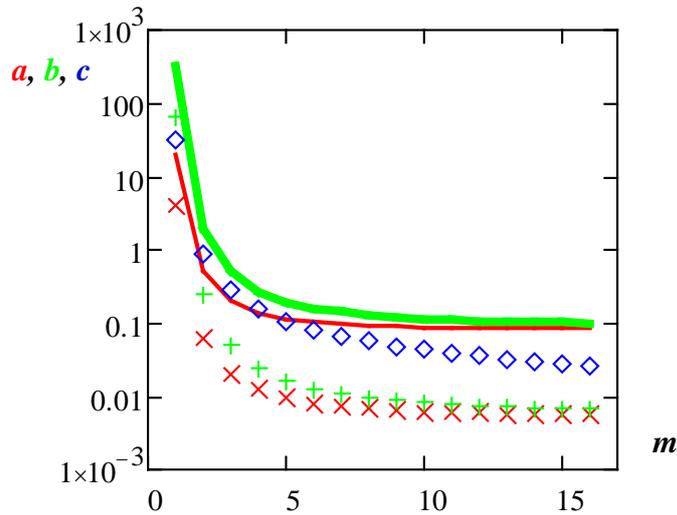


Рис. 31. Зависимости коэффициентов разложения в ряд критериев качества χ , S , μ от параметра m в случае сферических aberrаций: интеграла перекрытия χ без компенсации $a_{1i}(m)$ (тонкая линия) формула (1.4.24) и с компенсацией $a_{2i}(m)$ (кресты) формула (1.4.28); числа Штреля S без компенсации $b_{1i}(m)$ (толстая линия) формула (1.4.33) и с компенсацией $b_{2i}(m)$ (плюсы) формула (1.4.37); отношения $\mu c_i(m)$ (ромбы) формула (1.4.43).

Теперь сравним различные критерии между собой. Для этого в одних осях будем строить зависимости $\chi_{max}(q)$, $S_{max}(q)$ и $\mu(q)$ с учетом компенсации и без нее (рис. 32-34).

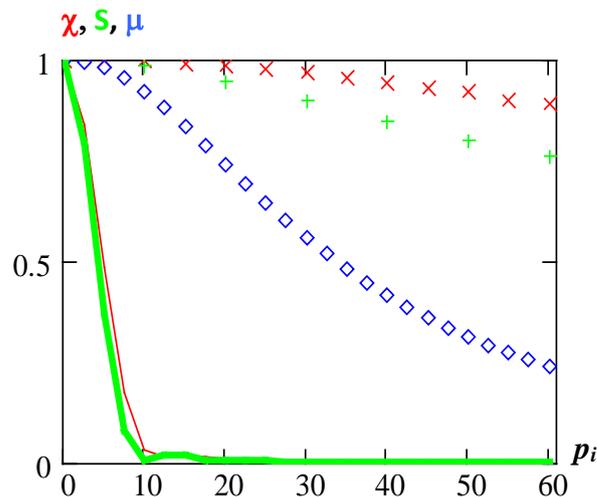


Рис. 32. Численные зависимости критериев качества χ , S , μ от параметра p_i при $m=4$: интеграла перекрытия χ без компенсации $\chi(p_i)$ (тонкая линия) и с компенсацией $\chi_{max}(p_i, R_{ex})$ (кресты); числа Штреля S без компенсации $S(p_i)$ (толстая линия) и с компенсацией $S_{max}(p_i, R_{ex})$ (плюсы); отношения $\mu(p_i)$ (ромбы).

Сначала сравним некомпенсированные значения критериев. Для этого также воспользуемся рис. 29-31, на которых изображены коэффициенты

разложения в ряд: чем меньше коэффициент, тем больше соответствующее значение критерия. Удалось установить лишь одну общую для всех трех типов искажений закономерность: $\chi > S$. Сравнение максимизированных значений $\chi_{max}(q)$, $S_{max}(q)$ и $\mu(q)$ также актуально, поскольку описанная в работе компенсация легко реализуема на практике.

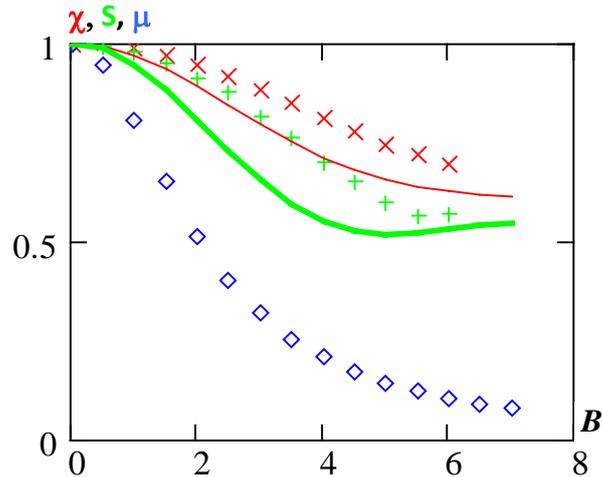


Рис. 33. Численные зависимости критериев качества χ , S , μ от параметра B при $m=8$: интеграла перекрытия χ без компенсации $\chi(p_i)$ (тонкая линия) и с компенсацией $\chi_{max}(p_i, R_{ex})$ (кресты); числа Штреля S без компенсации $S(p_i)$ (толстая линия) и с компенсацией $S_{max}(p_i, R_{ex})$ (плюсы); отношения $\mu(p_i)$ (ромбы).

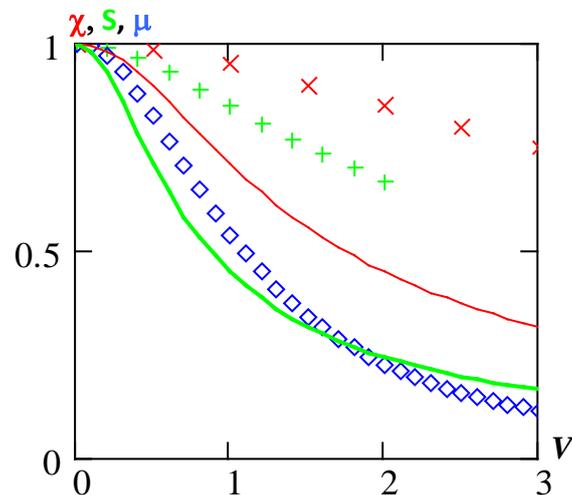


Рис. 34. Численные зависимости критериев качества χ , S , μ от параметра V при $m=2$: интеграла перекрытия χ без компенсации $\chi(p_i)$ (тонкая линия) и с компенсацией $\chi_{max}(p_i, R_{ex})$ (кресты); числа Штреля S без компенсации $S(p_i)$ (толстая линия) и с компенсацией $S_{max}(p_i, R_{ex})$ (плюсы); отношения $\mu(p_i)$ (ромбы).

Как видно из рисунков 32-34, ниже всего всегда идет график $\mu(q)$, затем $S_{max}(q)$, и выше всего проходит график $\chi_{max}(q)$. Лишним подтверждением этому

факту могут являться зависимости коэффициентов разложения $a_2(m)$, $b_2(m)$ и $c(m)$ для любого рассмотренного вида искажений (в случае сферических аберраций для параметров χ и S это видно прямо из формулы (1.4.33)). А именно: при $m \geq 1$ неравенство $a_2(m) < b_2(m) < c(m)$ выполняется всегда, кроме $a_{2s}(1) < c_s(m) < b_{2s}(1)$ (смотри таблицу 2). Отсюда можно сделать вывод о том, что критерий μ является самым жестким, а χ самым мягким во всех случаях, кроме гауссова пучка со сферическими аберрациями.

Из сравнения критериев χ , S , μ следует еще один весьма интересный результат. Вспомним про физический смысл параметра χ . Представим поле на выходе в виде (1.4.2) и каким-либо образом уберем (отфильтруем) из поля составляющую $E_0(r)$. Такая фильтрация может быть выполнена при помощи высокочастотного резонатора или устройства, теоретически и экспериментально исследованного в работе [123]. Тогда останется только $\hat{E}_{out}(r) = NE_{in}(r)$, причем, согласно формуле (1.4.5), $|\hat{E}_{out}(r)| = \sqrt{\chi} |E_{in}(r)|$. Подставив эти выражения для нового поля $\hat{E}_{out}(r)$ на выходе в формулы (1.4.1), (1.4.30), (1.4.7) для χ , S и μ соответственно, несложно получить, что в этом случае χ и μ станут равными 1 (на величины χ и μ мощность излучения не влияет), а S будет равно χ . Поскольку график χ выше графика S (рис. 32-34), получаем, что в результате фильтрации число Штреля S , а, соответственно, и интенсивность на оси пучка в фокальной плоскости, всегда будет увеличиваться, несмотря на уменьшение мощности излучения.

Все вышесказанное справедливо и для случая $m < 1$ за исключением случая самофокусировки. Например, $a_{2e}(m=0,5) < b_{2e}(m=0,5)$ и зависимость $\chi_{max}(B)$ идет ниже, чем $S_{max}(B)$ (рис. 35).

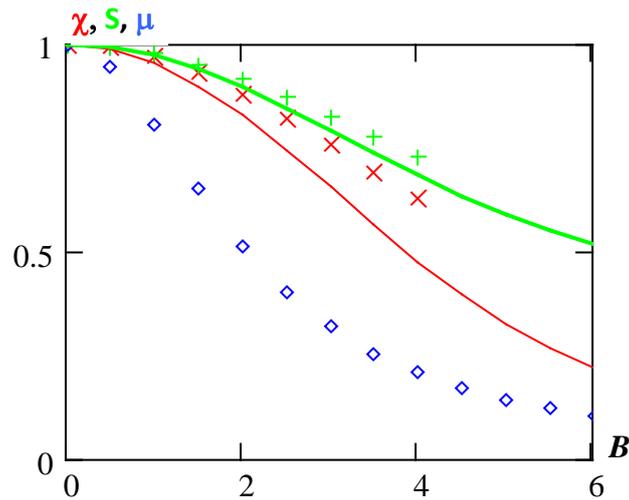


Рис. 35. Численные зависимости критериев качества χ , S , μ от параметра B при $m=0.5$: интеграла перекрытия χ без компенсации $\chi(p_i)$ (тонкая линия) и с компенсацией $\chi_{max}(p_i, R_{ex})$ (кресты); числа Штреля S без компенсации $S(p_i)$ (толстая линия) и с компенсацией $S_{max}(p_i, R_{ex})$ (плюсы); отношения $\mu(p_i)$ (ромбы).

Заключение

В процессе данной работы было проведено сравнение трех критериев качества, наиболее часто используемых при количественном описании искажений пучка, на примере тепловых искажений, самофокусировки и сферических искажений гауссовых и супергауссовых пучков.

Без компенсации искажений удалось установить лишь одну общую для всех трех типов искажений закономерность, справедливую для гауссовых и супергауссовых пучков: интеграл перекрытия χ больше числа Штреля S .

Интеграл перекрытия χ и число Штреля S во многих случаях можно увеличить с помощью обычной линзы, поэтому имеет смысл сравнивать именно улучшенные (максимизированные) значения. В работе показано, что фокусное расстояние компенсирующей линзы можно довольно точно посчитать по приближенным аналитическим формулам. Поведение этих двух параметров очень схоже. В частности, интеграл перекрытия и число Штреля уменьшаются при увеличении искажений и одинаково меняются в зависимости от формы пучка. Тем не менее, какого-то простого и однозначного соответствия для их количественного сравнения найти не удалось.

Параметр μ не подходит для описания П-образного пучка и его поведение при изменении m отличается от поведения других двух критериев. Причиной является рост параметра M^2 для больших m , причем для П-образного пучка $M^2 \rightarrow \infty$, что говорит о его нефизичности в этом случае.

Максимизированный интеграл перекрытия χ всегда больше, чем число Штреля S , а S всегда больше, чем μ для гауссовых и супергауссовых пучков и трех типов фазовых искажений: тепловая линза, электронная самофокусировка и сферические aberrации. Другими словами, интеграл перекрытия – самый мягкий критерий, а μ – самый жесткий.

Отфильтровав часть искаженного пучка, можно увеличить интенсивность на оси пучка в фокальной плоскости линзы, хотя его полная мощность при этом уменьшится. Данное утверждение верно как при компенсации искажений, так и без нее для всех рассмотренных типов фазовых aberrаций и профилей пучка.

Заключение к главе 1

Сформулируем в заключении основные результаты главы, представленные в работах [A2, A6, A8, A9, A11-A15, A24, A25, A27, A30, A33-A35, A38]:

1. Измерены спектральные и лазерные характеристики кристалла Yb:YAG и полупрозрачных оксидов Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃ и Yb:Sc₂O₃ в диапазоне температур 80÷300К. Максимум спектра сечения усиления Yb:YAG сдвигается с 1030,1 до 1029,3 нм, поэтому, с учетом уменьшения его ширины с ~ 10 нм до 1,3 нм, необходимо принимать во внимание данное обстоятельство при усилении сигнала в криогенных усилителях. Однако центральная длина волны усиления λ_{max} Yb:YAG при 300 К очень близка к центральной длине волны усиления Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃ при 80 К, поэтому излучение работающих при комнатной температуре Yb:YAG лазеров можно эффективно усиливать в мощных криогенных оконечных каскадах на базе керамических АЭ из Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃.
2. Поведение лазерных характеристик кристаллов Yb:YAG является одним из критериев качества материала: чем меньше время жизни на верхнем рабочем уровне и чем меньше вырос максимум интенсивности люминесценции при охлаждении до 80 К, тем меньше коэффициент усиления при комнатной и криогенной температурах. При увеличении легирования кристалла Yb:YAG, начиная с некоторого значения, наблюдается значительное ухудшения качества среды.
3. Предложен новый способ термодиффузионной сварки, апробированный на целом ряде гранатов, отличающийся простотой в реализации: достаточно обычной муфельной печи с нагревом в воздушной атмосфере без какого-либо сдавливающего воздействия при высоких температурах. Механическая прочность контакта не хуже, чем у материала свариваемых образцов, а коэффициент отражения от границы близок к френелевскому.
4. Предложены две новые оптические схемы многопроходного дискового лазерного усилителя, названные матричными из-за расположения друг под другом мест отражения лазерного излучения на больших зеркалах телескопов

виде таблицы или матрицы. Данные схемы позволяют полностью задействовать апертуры больших зеркал. Благодаря этому появляется возможность, в зависимости от задачи, увеличить количество проходов через АЭ в усилителе либо уменьшить размеры зеркал. Рассчитаны варианты обеих схем с наименьшим количеством оптических элементов и учетом линзы в активном элементе.

5. Проведены первые эксперименты по созданию дискового усилителя на базе предложенной матричной схемы. При 32 V-проходах излучения через АЭ на выходе усилителя экспериментально получено ~ 80 Вт средней мощности с эффективностью по накачке $\sim 20\%$ в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения 10 кГц импульсов длительностью 2 нс. Усиление слабого сигнала составило 1,26 раза за проход.
6. Проведено сравнение трех критериев качества, наиболее часто используемых при количественном описании искажений пучка, на примере тепловых искажений, самофокусировки и сферических искажений гауссовых и супергауссовых пучков. Интеграл перекрытия χ и число Штреля S во многих случаях можно увеличить с помощью обычной линзы. Максимизированный интеграл перекрытия χ всегда больше, чем число Штреля S , а S всегда больше, чем μ для гауссовых и супергауссовых пучков и трех типов фазовых искажений: тепловая линза, электронная самофокусировка и сферические aberrации. Другими словами, интеграл перекрытия – самый мягкий критерий, а μ – самый жесткий.
7. Параметр μ не подходит для описания П-образного пучка, и его поведение при изменении m отличается от поведения других двух критериев. Причиной является рост параметра M^2 для больших m , причем для П-образного пучка $M^2 \rightarrow \infty$, что говорит о его нефизичности в этом случае.
8. Отфильтровав часть искаженного пучка, можно увеличить интенсивность на оси пучка в фокальной плоскости линзы, хотя его полная мощность при этом уменьшится. Данное утверждение верно как при компенсации искажений, так

и без нее для всех рассмотренных типов фазовых aberrаций и профилей пучка.

Глава 2. Криогенное охлаждение дисковых активных элементов

Одним из путей увеличения средней выходной мощности дисковых иттербиевых лазеров является охлаждение АЭ до криогенных температур при помощи жидкого азота. Данный метод был выбран при проведении работ по созданию перспективного лазера, сочетающего достаточно высокую энергию импульса ($\sim 0,5$ Дж) и частоту повторения (~ 1 кГц) при минимальной длительности импульса. На начальном этапе в качестве активной среды было решено использовать широко распространенный Yb:YAG, для которого проводились оценки параметров АЭ, а также необходимой мощности накачки.

В процессе создания установки было выявлено две основные неучтенные в предварительных расчетах физические проблемы, ограничивающие выходные лазерные параметры. На коэффициент усиления слабого сигнала и, соответственно, запасенную в АЭ энергию сильное влияние оказывает эффект УСИ, подавление которого исследовалось в АЭ различной геометрии, в том числе композитных АЭ, а также АЭ из Yb:Y₂O₃ – среды с меньшим сечением усиления. Вторая проблема – тепловая: при увеличении частоты повторения импульсов и, следовательно, средней мощности начинается кипение жидкого азота в районе радиатора. Это приводит к тому, что заливная система охлаждения не подходит, и единственным возможным решением является создание потока жидкого азота у поверхности радиатора. Помимо этого качество выходного излучения сильно зависит от разности коэффициентов теплового расширения АЭ и радиатора, однородности теплового контакта между ними и других нюансов монтажа АЭ на теплоотвод. Появляются и совсем непредвиденные проблемы, связанные, например, с появлением конденсата на АЭ даже при глубоком вакууме внутри криогенной камеры.

При проведении работ по достижению необходимой выходной энергии и измерению качества выходного излучения в роли источника можно использовать наносекундный задающий генератор. Однако для многих приложений требуются существенно более короткие импульсы, и при переходе в пикосекундный диапазон длительностей необходимо создание специальной задающей системы со

стретчером для усиления импульсов по принципу CPA. При этом отдельной серьезной проблемой является сильное растяжение во времени излучения с шириной спектра единицы нанометров. К тому же из-за сильного уменьшения ширины спектра усиления Yb:YAG при охлаждении актуальной становится задача внедрения новых, более широкополосных сред, не уступающих Yb:YAG по другим параметрам.

Данная глава посвящена работам по созданию криогенного дискового лазера с высокой средней и пиковой мощностью как на базе традиционных кристаллов Yb:YAG, так и с применением перспективной Yb:Y₂O₃ керамики. Описываются возникающие проблемы и найденные пути их решения, а также приводятся параметры выходного излучения, полученного на различных стадиях развития установки.

2.1 Коэффициент усиления и запасенная энергия в криогенных дисковых Yb:YAG элементах

Расчет инверсии населенностей в АЭ

Рассмотрим следующую модель. На АЭ длиной L и диаметром D ($L \ll D$) с торца (вдоль оси z) падают прямоугольные импульсы накачки с интенсивностью I_0 , длительностью t_0 и с периодом повторения T (частный случай $T=t_0$ соответствует непрерывному режиму), смотри рис. 36. Будем рассматривать однопроходную или двухпроходную геометрию: излучение проходит АЭ насквозь или отражается от заднего торца без потерь. Пусть в момент окончания импульса накачки ($t=t_0$) через кристалл проходит короткий усиливаемый лазерный импульс. Изменение инверсии $\Delta N(z,t)$ можно разделить на 3 этапа: накопление во время импульса накачки ($0 < t < t_0$), скачкообразное уменьшение при усилении лазерного импульса ($t=t_0$) и уменьшение из-за спонтанного излучения ($t_0 < t < T$).

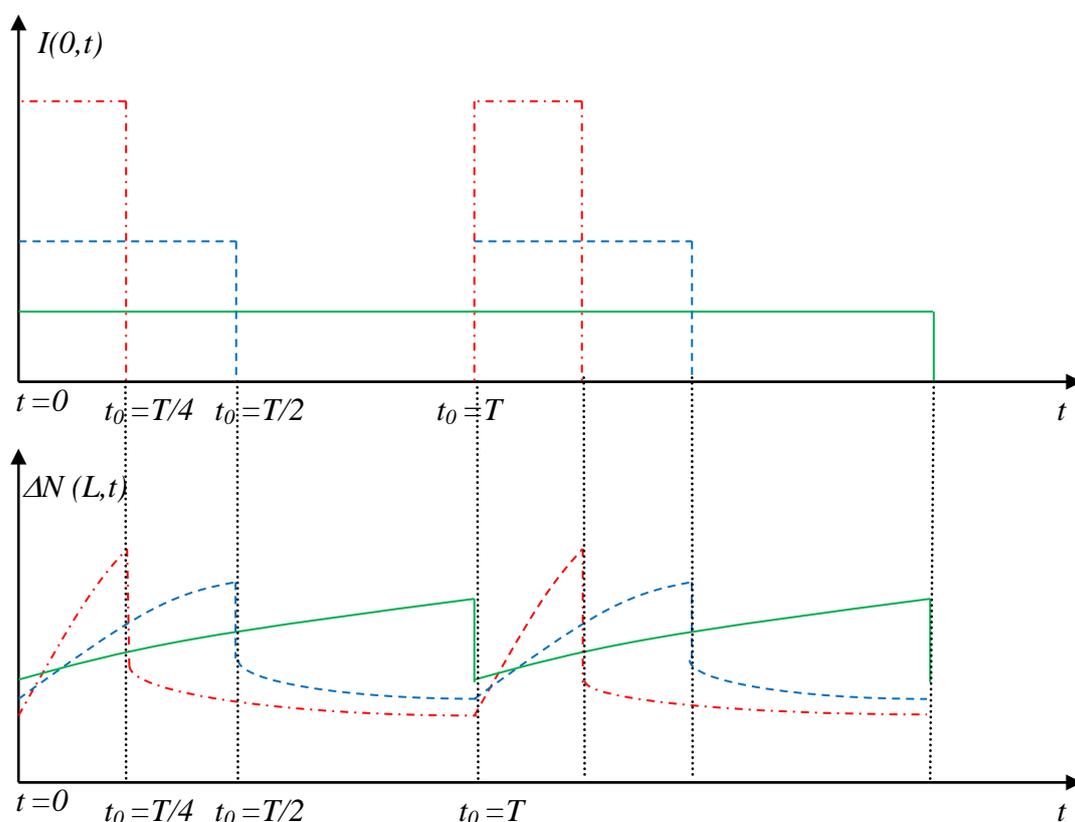


Рис. 36. Зависимость инверсии на рабочем переходе $\Delta N(z_0,t)$ и интенсивности $I(0,t)$ от времени. Сплошная линия – $t_0=T$, штриховая линия – $t_0=T/2$, штрихпунктирная линия – $t_0=T/4$.

Динамика инверсии периодична по времени с периодом T , поэтому необходимо задать условия, связывающие значения инверсии на границе периода, т.е. при $t=0$ и $t=T$. Строго говоря, для этого необходимо использовать формулу Франца-Нодвика [124] для конкретной энергии лазерного импульса. Мы ограничимся упрощенными граничными условиями: при прохождении усиливаемого импульса разность населенностей уменьшается в $1/h$ раз равномерно вдоль оси кристалла:

$$\Delta N(z,0) = h\Delta N(z,t_0)\exp\left(\frac{t_0 - T}{\tau}\right). \quad (2.1.1)$$

Сделаем стандартные для четырехуровневой схемы предположения относительно времени жизни на различных уровнях: $\tau_1, \tau_3 \ll \tau_2 = \tau$, где τ_k – время жизни на k -ом уровне (рис 37).

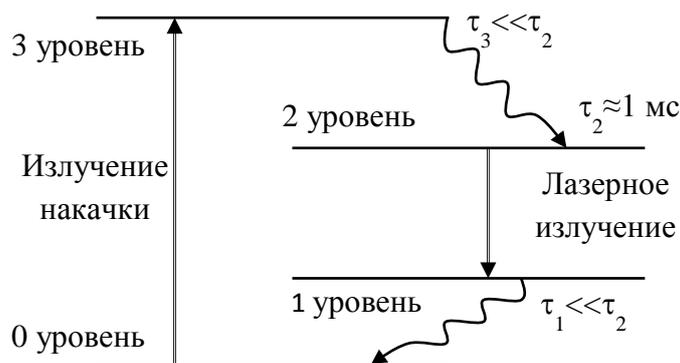


Рис. 37. Система уровней активного элемента

Сначала решим задачу в случае монохроматической накачки, а потом учтем ширину спектра накачки и линии поглощения.

Случай одного прохода

Система балансных уравнений на отрезке $t=[0; t_0]$ для инверсии ΔN_1 и интенсивности I_1 монохроматической накачки имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial I_1(z,t)}{\partial z} = \sigma(\Delta N_1(z,t) - N_0)I_1(z,t) \\ \frac{\partial \Delta N_1(z,t)}{\partial t} = -\frac{I_1(z,t)}{I_s \tau}(\Delta N_1(z,t) - N_0) - \frac{\Delta N_1(z,t)}{\tau} \end{cases}, \quad (2.1.2)$$

где I_s и σ – интенсивность насыщения и сечение перехода накачки, N_0 – концентрация ионов активатора в кристалле. Проинтегрируем первое уравнение

системы (2.1.2) по z от 0 до z , подставим во второе уравнение (2.1.2) и вновь проинтегрируем по z от 0 до z . В результате получаем:

$$\frac{\partial \sigma N_1(z,t)z}{\partial t} \tau = \rho [1 - \exp(\sigma N_1(z,t)z - \sigma N_0 z)] - \sigma N_1(z,t)z, \quad (2.1.3)$$

где $\rho = I_0 / I_s = \text{const}$,

$$N_1(z,t) = \frac{1}{z} \int_0^z \Delta N_1(\xi,t) d\xi. \quad (2.1.4)$$

С точки зрения усиления лазерного излучения наибольший интерес представляет коэффициент усиления слабого сигнала $\exp\left(\sigma_{las} \int_0^L \Delta N_1(\xi,t) d\xi\right) = \exp(\sigma_{las} N_1(L,t_0)L)$, где σ_{las} – сечение рабочего лазерного перехода.

Уравнение (2.1.3) решается только в квадратурах, но в ряде случаев может оказаться, что $\sigma N_1(z,t)z \ll 1$ – малый параметр. В этом случае из (2.1.3) получим:

$$\frac{\partial \sigma N_{11}(z,t)z}{\partial t} \tau = \rho [1 - \exp(-\sigma N_0 z)] - \sigma N_{11} z(z,t) \rho \exp(-\sigma N_0 z) - \sigma N_{11}(z,t)z. \quad (2.1.5)$$

Три слагаемых в правой части (2.1.5) отвечают за накачку, насыщение и спонтанное излучение соответственно. В частности, уравнение (2.1.5) без второго слагаемого получается из (2.1.2), если нет насыщения: $I(z,t) = I(0,t) \exp(-\sigma N_0 z)$.

Уравнение (2.1.5) с учетом граничного условия (2.1.1) имеет точное решение

$$N_{11}(z,t) = \frac{a_1(z)}{a_0(z)+1} \left\{ \frac{\left[h(z) \exp\left(-\frac{T-t_0}{\tau}\right) - 1 \right] \exp\left[-\frac{t}{\tau}(a_0(z)+1)\right]}{1 - h(z) \exp\left[-\frac{t_0 a_0(z)+T}{\tau}\right]} + 1 \right\}, \quad (2.1.6)$$

где

$$a_0(z) = \rho \exp(-\sigma N_0 z), \quad a_1(z) = \frac{\rho [1 - \exp(-\sigma N_0 z)]}{\sigma z}. \quad (2.1.7)$$

Кроме того, легко получить решение (2.1.5), пренебрегая спонтанным излучением N_{11i} , эффектом насыщения N_{11e} , а также пренебрегая обоими этими эффектами N_{110} :

$$N_{11i}(z,t) = \frac{a_1(z)}{a_0(z)} \left\{ \frac{\left[h(z) \exp\left(-\frac{T-t_0}{\tau}\right) - 1 \right] \exp\left[-\frac{t}{\tau} a_0(z)\right]}{1 - h(z) \exp\left[-\frac{t_0}{\tau} a_0(z) - \frac{T-t_0}{\tau}\right]} + 1 \right\}, \quad (2.1.8)$$

$$N_{11i}(z,t) = a_1(z) \left\{ \frac{\left[h(z) \exp\left(-\frac{T-t_0}{\tau}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)}{1 - h(z) \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right)} + 1 \right\}, \quad (2.1.9)$$

$$N_{110}(z,t) = a_1(z) \left\{ \frac{t}{\tau} + \frac{\frac{t_0}{\tau} h(z) \exp\left(-\frac{T-t_0}{\tau}\right)}{1 - h(z) \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right)} \right\}. \quad (2.1.10)$$

Здесь мы не уточняем, при каких условиях можно пользоваться тем или иным приближением, этот вопрос будет рассмотрен ниже.

Слагаемое, отвечающее за спонтанное излучение, можно выделить и в точном уравнении (2.1.3). Общее решение (2.1.3) без учета спонтанного излучения:

$$N_{1i}(z,t) = N_0 - \frac{1}{\sigma z} \ln \left[c_1(z) \exp\left(-\frac{t}{\tau} \rho\right) + 1 \right], \quad (2.1.11)$$

где константа интегрирования $c_1(z)$ при периодических граничных условиях (2.1.1) является решением трансцендентного уравнения:

$$\sigma N_0 z - \ln[c_1(z) + 1] = \left\{ \sigma N_0 z - \ln \left[c_1(z) \exp\left(-\frac{t_0}{\tau} \rho\right) + 1 \right] \right\} h(z) \exp\left(-\frac{T-t_0}{\tau}\right). \quad (2.1.12)$$

В дальнейшем будем считать, что $h=1/2=\text{const}$. Тогда при непрерывной накачке ($t_0=T$):

$$c_1(z) = \frac{1}{2} \left\{ \exp\left(-\frac{t_0}{\tau} \rho + \sigma N_0 z\right) - 2 + \sqrt{\left[2 - \exp\left(-\frac{t_0}{\tau} \rho + \sigma N_0 z\right) \right]^2 - 4[1 - \exp(\sigma N_0 z)]} \right\}. \quad (2.1.13)$$

Для наглядности набор решений представлен в таблице 3.

Спонтанное излучение	Учитывается	Не учитывается
Насыщение		
Учитывается	точное решение, N_1, N_2 (численное)	решение без учета спонтанного излучения, N_{1i} (2.1.11-2.1.13), N_{2i}
Учитывается приближенно (разложение по $\sigma \Delta N_1(z,t) z \ll 1$)	приближенное решение с учетом накачки, насыщения и спонтанного излучения, N_{1l} (2.1.6-2.1.7), N_{2l}	приближенное решение без учета спонтанного излучения, N_{1li} (2.1.8), N_{2li}
Не учитывается	решение без учета насыщения, N_{1li} (2.1.9), N_{2li}	решение без учета спонтанного излучения и эффекта насыщения, N_{110} (2.1.10), N_{210}

Таблица 3. Набор решений системы уравнений (2.1.2).

Случай двух проходов

Для двух проходов система балансных уравнений с учетом насыщения имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial I_1(z,t)}{\partial z} = \sigma(\Delta N_2(z,t) - N_0)I_1(z,t) \\ \frac{\partial I_2(z,t)}{\partial z} = -\sigma(\Delta N_2(z,t) - N_0)I_2(z,t) \\ \frac{\partial \Delta N_2(z,t)}{\partial t} = -\frac{I_1(z,t) + I_2(z,t)}{I_s \tau}(\Delta N_2(z,t) - N_0) - \frac{\Delta N_2(z,t)}{\tau} \end{cases} \quad (2.1.14)$$

Отражение от зеркала будем считать идеальным, т.е. $I_1(L,t) = I_2(L,t)$.

Действуя аналогично случаю одного прохода, получим уравнение для инверсии $N_2(z,t)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma N_2(z,t) z}{\partial t} \tau = & \rho [1 - \exp(\sigma N_2(z,t) z - \sigma N_0 z)] + \\ & + \rho [\exp(2\sigma N_2(L,t)L - 2\sigma N_0 L) [\exp(-\sigma N_2(z,t) + \sigma N_0 z) - 1]] - \sigma N_2(z,t) z \end{aligned} \quad (2.1.15)$$

Уравнение (2.1.15) при $z=L$ совпадает с (2.1.3) с точностью до замены $\sigma \rightarrow 2\sigma$, $I_s \rightarrow I_s/2$, поэтому входящую в (2.1.15) функцию $N_2(L,t)$ можно найти из предыдущего раздела при помощи соответствующей замены. Разложив по малому

параметру $2\sigma N_2(z,t)z \ll 1$, получим аналогичный (2.1.6-2.1.13) набор решений: точное решение N_{2l} , без учета спонтанного излучения N_{2li} , без учета эффекта насыщения N_{2lt} , без учета обоих этих эффектов N_{2l0} . Аналогично, пренебрегая спонтанным излучением в уравнении (2.1.15), находим $N_{2i}(L,t)$.

Анализ полученных решений

Для анализа результатов расчетов определим конкретные параметры используемой активной среды (Yb:YAG при 80 К): $\tau=1$ мс, $\sigma=1,7 \cdot 10^{-20}$ см², $I_s=14$ кВт/см², $\sigma_{las}=15,12 \cdot 10^{-20}$ см², $L=600$ мкм и диаметр накачки: $d=6$ мм, $T=1$ мс, $h=1/2$. Среднюю мощность накачки $P_0=t_0 I_0 \pi d^2 / 4T=1$ кВт считаем одинаковой независимо от скважности t_0/T . В работе рассматривается только накачка на длине волны ~ 940 нм, поскольку линия поглощения в районе 970 нм слишком узкая при криогенных температурах.

Прежде всего найдем области применимости полученных решений, а затем определим оптимальную концентрацию Yb (легирование 1 at% Yb соответствует концентрации $N_0=1,38 \cdot 10^{20}$ см⁻³) и учтем конечную ширину линии поглощения.

Области применимости приближенных решений

Время накачки t_0 сравнимо с временем жизни на верхнем рабочем уровне τ , поэтому насыщением пренебрегать нельзя. Анализ зависимостей логарифмического коэффициента усиления $\sigma_{las} L N_2(L,t)$ от времени для решений, учитывающих спонтанное излучение (N_2 , N_{2l} и N_{2lt}) при $t_0=T$, $T/2$, $T/4$ показывает, что при легировании 10 at% (выбор концентрации приведен ниже) $N_2 \approx N_{2l}$ (разница менее 0.1%), а N_{2lt} немного отличается, хотя и не сильно (менее чем на 2%). Таким образом, далее будем считать решение с приближенным учетом эффекта насыщения в достаточной степени точным и будем сравнивать только N_{2l} и N_{2lt} .

Заметим, что всегда выполняется неравенство: $N_2 < N_{2l} < N_{2lt}$: чем более точно мы учитываем насыщение, тем меньше инверсия населенностей.

При сохранении средней мощности накачки изменение t_0 почти не влияет на погрешность, но ведет к увеличению запасаемой инверсии на рабочем переходе. Далее все зависимости будем рассматривать в момент прихода усиливаемого импульса ($t=t_0$).

Сравним значения $N(L, t_0)$ в различных приближениях. Данная величина выбрана потому, что она определяет коэффициент усиления слабого сигнала $\exp(\sigma_1 N(L, t_0))$ в момент прихода усиливаемого импульса. Как уже говорилось, значения $N(L, T)$ для случаев одного и двух проходов совпадают с точностью до замены $\sigma \rightarrow 2\sigma, I_s \rightarrow I_s/2$, поэтому достаточно рассмотреть только более интересный случай двух проходов. Мы будем сравнивать $N_{21}(L, T)$ с $N_2(L, T)$ для нахождения области, в которой можно производить разложение по малому параметру ($2\sigma N_2(z, t)z \ll 1$); $N_{21i}(L, T)$, $N_{21t}(L, T)$ и $N_{210}(L, T)$ с $N_{21}(L, T)$, а $N_{2i}(L, T)$ с $N_2(L, T)$. Критерием работоспособности приближения будем считать ошибку менее 5%. Ограничимся рассмотрением непрерывной накачки ($t_0=T$) и зададим значение $2\sigma N_0 L = 2,82$, что соответствует выбранной ниже концентрации Yb 10at%. В задаче всего 2 параметра: $\rho, T/\tau$. Области применимости решений показаны на плоскости ($\rho; T/\tau$) на рис. 38.

Поясним физически вид данных кривых. Левее пунктирной и штрихпунктирной кривых можно частично или полностью пренебречь влиянием эффекта насыщения. При периоде повторения T порядка времени жизни τ насыщением можно пренебречь, если интенсивность накачки не сильно превосходит интенсивность насыщения. При $T \ll \tau$ необходимо сравнивать энергию импульса накачки $I_0 t_0$ с энергией насыщения $E_s = I_s \tau$. Далее поясним вид сплошной кривой. Спонтанным излучением можно пренебречь, если $T \ll \tau$ или интенсивность накачки настолько большая, что потери инверсии из-за спонтанного излучения тут же восполняются. Анализируя полученные области, можно заметить еще один интересный факт: вдоль штрихпунктирной кривой параметр $2\sigma N_2(L, T)L = 1,24 \div 1,37$. Таким образом, решение, формально полученное при $2\sigma N_2(L, T)L \ll 1$, справедливо в гораздо более широкой области.

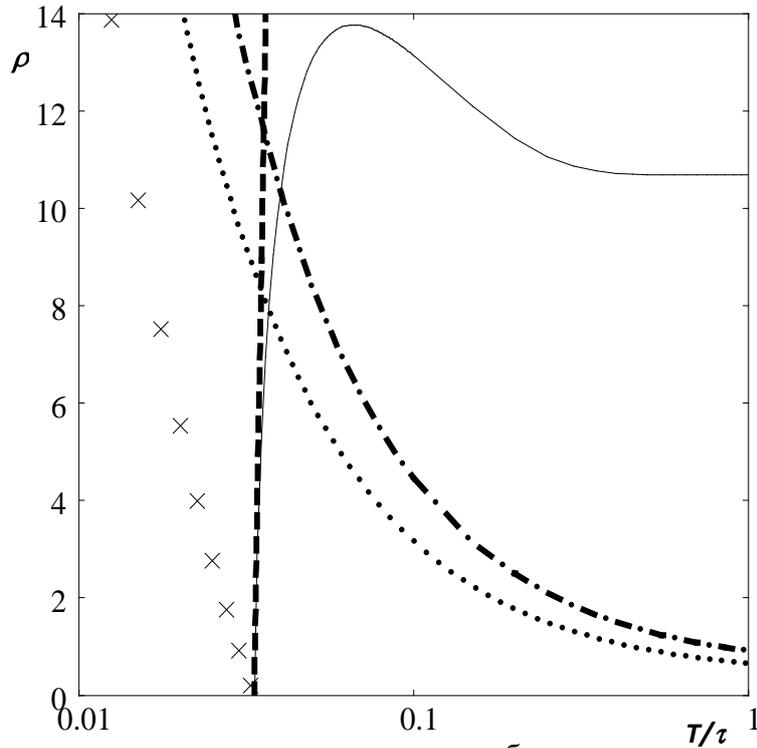


Рис. 38. Области применимости полученных приближенных решений на плоскости $(\rho; T/\tau)$ при $2\sigma N_0 L = 2,82$ (10at% Yb). В области, лежащей слева от штрихпунктирной кривой, можно пользоваться решением $N_{21}(z, t)$, слева от штриховой и штрихпунктирной кривых одновременно — решением $N_{21i}(z, t)$, слева от пунктирной кривой — решением $N_{21t}(z, t)$, слева от кривой из крестов — $N_{210}(z, t)$, слева и выше сплошной кривой — решением $N_{21}(z, t)$. Ниже сплошной кривой и выше штрихпунктирной для получения точности выше 5% необходимо использовать численное решение уравнения (2.1.15).

Объяснение данному факту следующее: уравнение (2.1.15) при $z=L$ принимает вид:

$$\frac{\partial 2\sigma N_2(L, t)L}{\partial t} \tau = 2\rho - 2\rho \exp(2\sigma N_2(L, t)L - 2\sigma N_0 L) - \sigma N_2(L, t)L. \quad (2.1.16)$$

При $2\sigma N_0 L = 2,82$ и $2\sigma N_2(L, t)L = 1,24 \div 1,37$ вклад второго слагаемого много меньше, чем первого, и ошибка, возникающая из-за неточного разложения экспоненты, мала.

Выбор параметров кристалла

КПД накачки по запасенной энергии η_s определяется как отношение запасенной и падающей энергий:

$$\eta_s = \frac{E_s \sigma_{las} N_2(L, t) L}{I_0 t_0}, \quad (2.1.17)$$

где $E_s=1,25$ Дж/см² – энергия насыщения рабочего лазерного перехода.

На рис. 39 изображена зависимость η_s от легирования Yb.

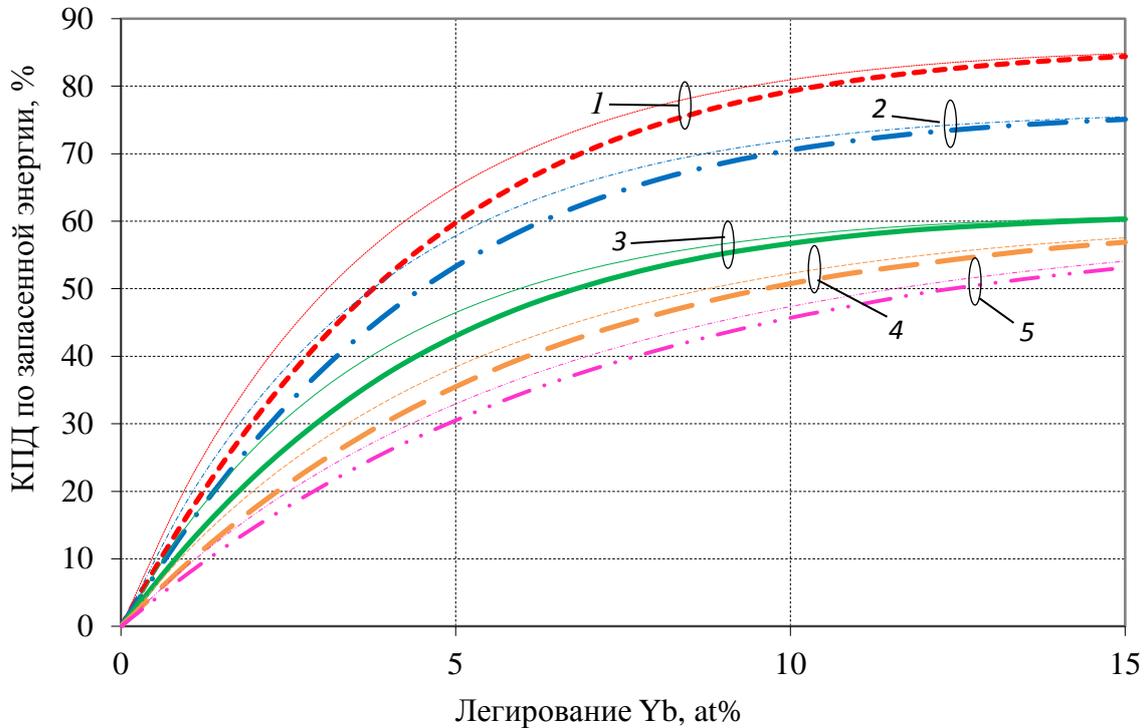


Рис. 39. Зависимость КПД накачки по запасенной энергии η_s от легирования Yb при различных длительностях импульсов t_0 и ширинах спектра накачки $\Delta\lambda$ на оптимальной длине волны λ_{opt} без учета насыщения (тонкие линии) и с учетом насыщения при $d=600$ мкм (толстые линии): $t_0=T/4$, $\Delta\lambda=0$ нм (1); $t_0=T/2$, $\Delta\lambda=0$ нм (2); $t_0=T$, $\Delta\lambda=0$ нм (3); $t_0=T$, $\Delta\lambda=2,5$ нм (4); $t_0=T$, $\Delta\lambda=5$ нм.

Из рисунка видно, что эффект насыщения при $d=6$ мм влияет не сильно. При сохранении средней мощности накачки уменьшение t_0 приводит к увеличению запасаемой энергии, так как уменьшаются потери на спонтанное излучение, но это увеличение непропорционально пиковой мощности накачки. С точки зрения стоимости накачки выгоднее всего использовать непрерывный режим.

При концентрации Yb более 10at% запасенная энергия увеличивается незначительно (рис. 39). Однако увеличение концентрации ведет к ухудшению оптических свойств и уменьшению теплопроводности кристалла. Кроме того, распределение коэффициента усиления и, следовательно, плотности мощности

тепловыделения становятся сильно неравномерными по z . Это может привести к усиленному спонтанному излучению в поперечном направлении и увеличению негативных тепловых эффектов.

Таким образом, учитывая полученные выше результаты, разумно выбрать концентрацию Yb 10 at% и непрерывный режим накачки. При этом $\eta_s \sim 50\%$ (смотри рис. 39), то есть для накачки 1 кВт, частоты повторения 1 кГц и $h=1/2$ энергия одного импульса лазера составит 250 мДж.

Учет ширины линий поглощения и накачки

Пусть спектр накачки будет гауссовым: $I=I_0g(\lambda, \lambda_0, \Delta\lambda)$, где

$$g(\lambda, \lambda_0, \Delta\lambda) = \frac{2}{\Delta\lambda} \left[\frac{\ln(2)}{\pi} \right]^{1/2} \exp \left(-4 \ln(2) \left[\frac{\lambda}{\lambda_0} \right]^2 \left[\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda} \right]^2 \right), \quad (2.1.18)$$

λ_0 – центральная длина волны, $\Delta\lambda$ – ширина спектра. Для контура поглощения $\sigma(\lambda)$ мы использовали данные из [31]. Рассмотрим для начала один проход, но при этом будем считать накачку состоящей из нескольких монохроматических волн:

$$\left\{ \begin{array}{l} I_1(z, t) = I_1(0, t) \exp \left(\int_0^z \sigma(\lambda_1) (\Delta N_1(\xi, t) - N_0) d\xi \right) \\ \dots\dots\dots \\ I_N(z, t) = I_N(0, t) \exp \left(\int_0^z \sigma(\lambda_N) (\Delta N_1(\xi, t) - N_0) d\xi \right) \\ \frac{\partial \Delta N_1(z, t)}{\partial t} = - \sum_{k=1}^N \frac{I_k(z, t)}{I_{Sk} \tau} (\Delta N_1(z, t) - N_0) - \frac{\Delta N_1(z, t)}{\tau} \end{array} \right. , \quad (2.1.19)$$

где $I_{Sk} = I_S(\lambda_{max})\sigma(\lambda_{max})/\sigma(\lambda_k)$, λ_{max} – длина волны, на которой максимальное значение σ .

Переходя к непрерывному спектру и заменяя сумму интегралом, получим, что в формулах (2.1.6-2.1.10) нужно заменить $a_{0,1}(z)$ на $\int_0^\infty a_{0,1}(z) d\lambda$. Случай с двумя проходами решается аналогично. Аналитического решение без учета спонтанного излучения найти не удастся.

Вычислим η_s с учетом контуров линий накачки и сечения поглощения. Для этого найдем оптимальную центральную длину волны накачки $\lambda_0 = \lambda_{0opt}$, при которой запасется максимальная энергия. Построив линии уровня η_s в зависимости от легирования Yb и центральной длины волны λ_0 , находим, при какой λ_0 запасается максимальное количество энергии при фиксированном легировании Yb 10 at%. Для примера на рис. 40 приведены результаты для ширины спектра накачки $\Delta\lambda = 2,5$ нм, что соответствует эксперименту (смотри ниже).

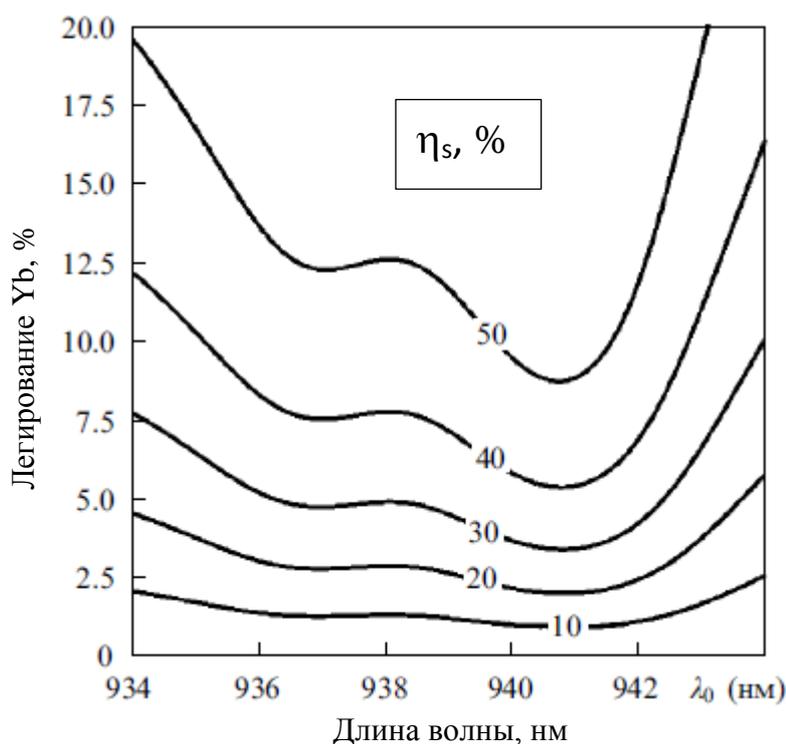


Рис. 40. Линии уровня КПД накачки по запасенной энергии η_s в зависимости от легирования Yb и центральной длины волны излучения накачки λ_0 с шириной спектра

$$\Delta\lambda = 2,5 \text{ нм. } t_0 = T.$$

Как видно из рис. 40 $\lambda_{0opt} = 940,5$ нм. Из аналогичного графика, построенного для $\Delta\lambda = 5$ нм, следует, что $\lambda_{0opt} = 939$ нм. Для этих λ_{0opt} на рис. 39 построены зависимости η_s от легирования Yb с учетом контуров линий накачки и сечения поглощения. Из рис. 39 видно, что контур линий влияет намного сильнее, чем насыщение, и влияние насыщения практически одинаково для разной ширины контура накачки.

Заключение

В работе проведено теоретическое исследование основных параметров двухпроходного криогенного дискового Yb:YAG усилителя с диодной накачкой. Получен набор приближенных решений системы дифференциальных уравнений для 4-х уровневой схемы, на которую падает монохроматическая накачка. Найдены области значений параметров, в которых справедливы те или иные решения. Наиболее интересным представляется решение с частичным учетом эффекта насыщения, хорошо совпадающее с точным численным решением.

Полученные формулы позволяют оценить оптимальное легирование Yb. Для кристалла толщиной 600 мкм оптимальным является легирование 10 at%. Проведен учет контура линии поглощения и спектра накачки (формы, ширины, центральной частоты).

2.2. Система стретчер-компрессор для криогенного Yb:YAG лазера

Как уже говорилось, в силовых каскадах мощных импульсно-периодических лазеров выгодно использовать АЭ из Yb:YAG в форме тонкого диска, охлаждаемого до температуры жидкого азота. При этом в качестве задающего источника для криогенных усилителей на начальном этапе являлся созданный нами генератор на базе Yb:YAG диска с водяным охлаждением и следующими выходными параметрами: частота повторения 1-2 кГц, энергия импульса ~1 мДж, длительность импульса, полученная при помощи модуляции добротности ячейкой Поккельса составила 3-7 нс. Необходимая выходная длина волны получалась при помощи фильтра Вуда [125, 126]. Однако для различных применений систем с высокой энергией и частотой повторения импульсов от накачки параметрических усилителей широкополосных фемтосекундных лазерных источников [43, 44] до создания широкого спектра вторичных источников излучения от терагерцовых до рентгеновских [6, 127-130] требуется уменьшение длительности импульсов до единиц пикосекунд и применение метода усиления чирпированных импульсов (chirped pulse amplification – CPA) [19]. Для перехода из наносекундного в пикосекундный диапазон длительностей нами была приобретена коммерческая лазерная система «Antaus» фирмы «Авеста», состоящая из волоконного фемтосекундного генератора с усилителем со следующими выходными параметрами: энергия 1 мкДж в импульсах длительностью 300 фс при ширине спектра 8 нм и частоте повторения 3 мГц. Часть излучения нового лазера можно также использоваться в качестве сигнального для создания параметрического усилителя. При этом использование общего задающего источника излучения как для фемтосекундного канала, так и для канала накачки позволяет достичь высокоточной синхронизации импульсов усиливаемого сигнала и накачки.

Для создания стретчера и компрессора можно использовать различные диспергирующие элементы, такие как призмы, зеркала с управляемой дисперсией (чирпирующие зеркала), дифракционные решётки (ДР). Согласно экспериментам в криогенных каскадах без искажений усиливаются импульсы с шириной спектра

~ 0,7 нм по полувысоте, что соответствует спектрально-ограниченному импульсу длительностью ~2 пс (раздел 2.3). Для проведения расчетов полная ширина спектра $\Delta\lambda$ считалась по уровню 0,03 и равнялась 1,5 нм. Для того чтобы импульс с таким узким спектром растянуть во времени до запланированной длительности 1 нс, а затем сжать до единиц пикосекунд, необходима большая дисперсия групповой скорости, что сильно сужает набор подходящих для стретчера и компрессора оптических элементов. Призмы сложно настраивать, требуются большие расстояния и размеры самих оптических элементов для получения необходимой дисперсии. Зеркала с управляемой дисперсией не подходят по следующей причине: фазовая задержка пропорциональна геометрической длине пути, поэтому для растяжения импульса до заданной длительности необходимо набрать определённую разность хода (пропорциональную дисперсии). Для импульса длительностью 1 нс разность хода между крайними длинами волн должна составить около 30 см. Толщина покрытия зеркала ~5 мкм, то есть разность хода между двумя лучами разной длины волны $\Delta \sim 10$ мкм. Таким образом, для растяжения импульса до 1 нс необходимо $\sim 10^4$ отражений от зеркала, что достаточно много, поэтому сложно реализуемо. На сегодняшний день для получения большой дисперсии групповой скорости можно использовать голографические ДР и объёмные чирпирующие брэгговские решетки (ОЧБР).

Данный раздел диссертации посвящен расчету параметров стретчера и компрессора для криогенного дискового Yb:YAG лазера и выбору оптимальных вариантов их реализации. Проведено численное моделирование хода лучей в согласованной паре стретчер-компрессор на базе голографических дифракционных решеток. Обсуждаются варианты предварительного усиления сигнала задающего лазера.

Пара стретчер-компрессор на базе голографических дифракционных решеток

Большие значения дисперсии второго порядка, и, следовательно, высокие коэффициенты растяжения или сжатия длительности коротких импульсов обеспечивают системы, построенные на базе голографических ДР.

В 1969 году Эдмонд Трейси предложил первое устройство для компрессии чирпированных импульсов. Предложенный компрессор состоял из двух обращенных друг к другу рабочими поверхностями параллельных ДР [131]. При этом важно, чтобы штрихи ДР были расположены параллельно. Дисперсия групповой скорости (ДГС) данной системы всегда отрицательная.

В 1987 году, разместив между антипараллельными дифракционными решетками телескоп из двух одинаковых конфокальных линз, О. Мартинез изобретет классический стретчер [132]. При помощи переворота изображения и переноса 1:1 есть возможность получать любые значения дисперсии второго порядка – как положительные, так и отрицательные. Нулевая дисперсия получается, когда одна решетка совпадает с изображением второй. Наиболее важным является тот факт, что при совпадении плотности штрихов решеток и угла падения пучка на ДР можно обеспечить равные по модулю, но противоположные по знаку дисперсии всех порядков данного стретчера и компрессора Трейси. Из этого формально следует, что используя пару таких диспергирующих устройств можно растянуть любой импульс во времени до сколь угодно большой длительности, а потом сжать обратно до исходного. Но получается, что для расчета параметров схемы стретчера Мартинеза или аналогичной ей, неизбежно возникает необходимость предварительно провести расчет параметров компрессора Трейси.

Компрессор на базе голографических дифракционных решеток

Помимо расчета параметров компрессора, проведем моделирование хода лучей в нем. Пусть луч, падающий на дифракционную решётку, имеет угол α ,

который отсчитывается от нормали к решётке. Тогда луч, отражённый под углом θ может быть найден из следующего соотношения

$$\sin\alpha + \sin\theta = \frac{p\lambda}{d}, \quad (2.2.1)$$

где p – порядок дифракционного максимума. ($p=0$ соответствует зеркальному отражению), d – период дифракционной решётки.

После падения на дифракционную решётку пучок с длиной волны λ и шириной спектра $\Delta\lambda$ будет заключен между двумя лучами с длинами волн $\lambda + \Delta\lambda/2$ и $\lambda - \Delta\lambda/2$, соответствующих краям спектра. Соответствующие им углы отражения $\theta + \theta/2$ и $\theta - \theta/2$ вычисляются из формул

$$\sin\alpha + \sin\theta_1 = \frac{p(\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2})}{d}, \quad \sin\alpha + \sin\theta_2 = \frac{p(\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2})}{d}. \quad (2.2.2)$$

Рассмотрим компрессор Трейси, состоящий из пары отражающих дифракционных решеток ДРК1 и ДРК2 с одинаковыми параметрами, разделенных плоскопараллельным слоем свободного пространства (рис. 41).

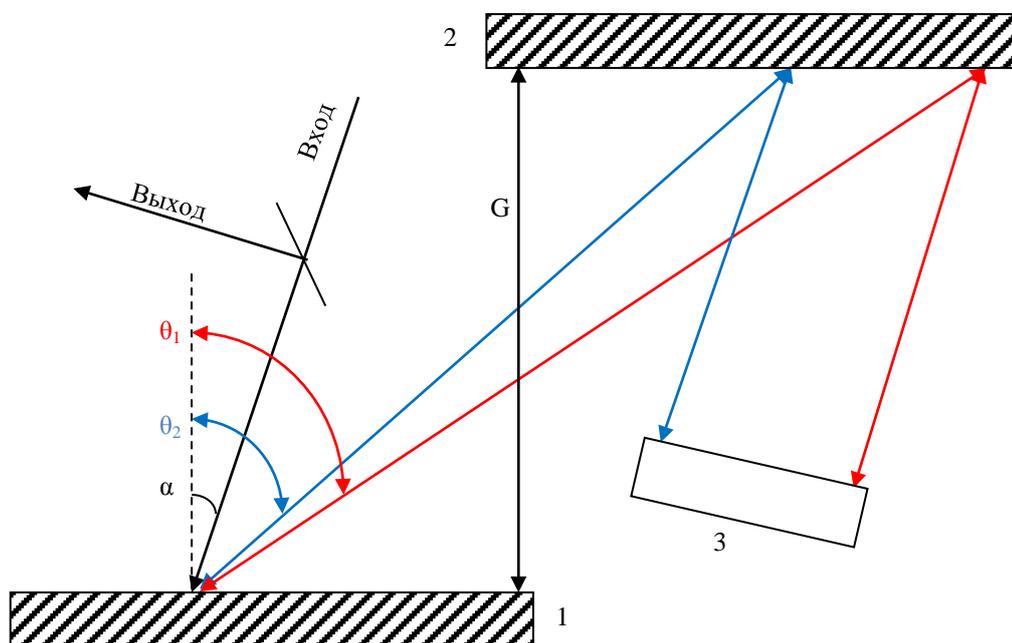


Рис. 41. Классическая схема компрессора Трейси на двух ДР. 1,2 - ДР, 3 - уголкоый отражатель. Штрихи ДР перпендикулярны плоскости рисунка

Входной импульс будем считать гауссовым по времени с длительностью τ_0 по полувысоте (FWHM). Тогда длительность выходного импульса ΔT с учетом

вызванной дисперсией второго порядка добавочной фазой можно найти по формуле [133-135]:

$$\Delta T = \sqrt{1 + \frac{(4 \cdot \ln(2) \cdot \frac{G \cdot \lambda^3}{2\pi \cdot c^2 \cdot d^2 \cdot \cos(\theta)^3})^2}{\tau_0^4}}, \quad (2.2.3)$$

где G – расстояние между плоскостями ДР.

Используя соотношения (2.2.1-2.2.3) была написана программа в среде Mathcad для расчета параметров двухрешеточного компрессора, а также проведено моделирование хода лучей в нем. На практике можно свести схему компрессора Трейси к более простой и компактной однорешеточной, используя еще один уголкового отражателя. При этом значительно упрощается юстировка, так как не требуется настраивать параллельность двух ДР и штрихов на них. Моделирование хода лучей в такой схеме также было проведено (рис. 42).

Выбор угла падения излучения на ДР определяется, в первую очередь, коэффициентом их отражения во всем спектральном диапазоне сигнального излучения. Известно, что наилучшее отражение в максимально широкой полосе частот реализуется для падения излучения вблизи угла Литтроу θ_L , когда угол отражения излучения равен углу падения. В частности, из формулы решетки (2.2.1) легко получить выражение для θ_L при дифракции излучения в первый порядок:

$$\sin \theta_L = \frac{\lambda}{2d}. \quad (2.2.4)$$

На практике обычно используют углы падения отличные от θ_L (в плюс или минус) для разведения падающего и отраженного пучков в пространстве. Чем шире используемые пучки, тем на больший угол приходится их отклонять. Для большой дисперсии нужно, чтобы отражённый луч был под углом θ , стремящимся к 90° . Большой угол отражения при угле падения, близком к углу Литтроу, получается при использовании коммерчески доступных решеток с периодом решётки 1700 штрихов/мм или 1740 штрихов/мм.

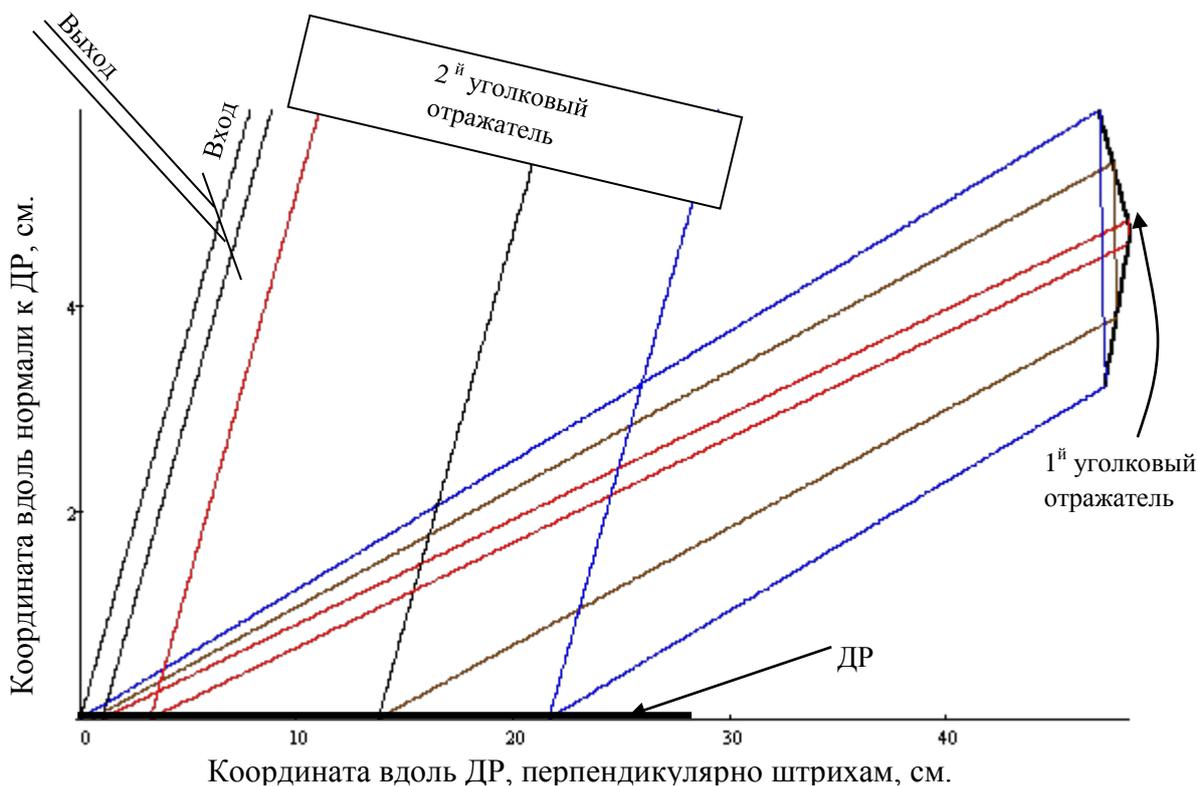


Рис. 42. Моделирование хода лучей в однорешеточном компрессоре на ДР 1740шт/мм.

Штрихи ДР перпендикулярны плоскости рисунка. Диаметр пучка 1 см.

Для запланированной длительности импульса 1 нс с шириной спектра 1,5 нм по уровню 0,03 проведено моделирование схемы компрессора и хода лучей в нем при использовании решетки с периодом 1740 штрихов/мм (рис. 42). При этом $\alpha=53^\circ$, $\theta=83,5^\circ$, $G=9,44$ см. Из рисунка видно, что для пучка диаметром 1 см необходима решетка размером около 22 см. Дополнительным преимуществом является тот факт, что поворачивая ДР можно подстраивать дисперсию компрессора и частично компенсировать дисперсию, набранную в усилительных каскадах. Единственной проблемой является высокая стоимость таких решеток, поэтому идет непрерывный поиск альтернатив ДР.

Стретчер на базе голографических дифракционных решеток

Для создания стретчера можно использовать пару решеток, разделенных произвольной оптической системой с минус единичным увеличением. Такая оптическая система формирует в пространстве изображений "виртуальный компрессор", состоящий из пары параллельных дифракционных решеток: второй

решетки стретчера ДРС2 и изображения первой ДРС1 [136, 137]. Как уже говорилось, при этом абсолютные значения дисперсии всех порядков точно согласованы (равны по абсолютной величине, но имеют противоположный знак) с дисперсиями компрессора Трейси при условии совпадения плотности штрихов ДР и угла падения пучка на решетку.

В качестве оптической системы с минус единичным увеличением удобно использовать $2Nf$ -оптическую систему [138, 139] и ей эквивалентные. Она состоит из двух конфокально расположенных положительных линз с одинаковыми фокусными расстояниями f и расположенной в их общем фокусе коллективной линзой. Фокусное расстояние f_{col} отрицательной коллективной линзы $f_{col} = -f/(2(N-2))$ (рис. 43).

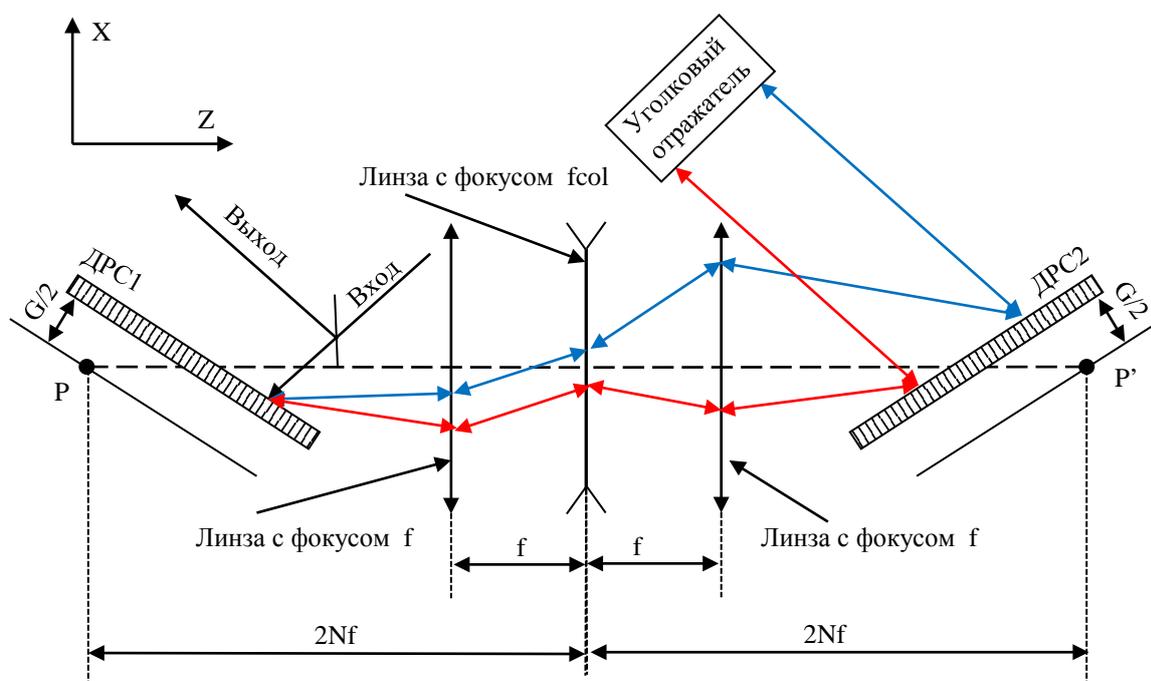


Рис. 43. Схема двухрешеточного стретчера при симметричном смещении обеих решёток на $G/2$. Штрихи ДР перпендикулярны плоскости рисунка

При этом прямая, проходящая через точку P' , является изображением соответствующей прямой, проходящей через точку P . Поскольку ДР раскладывают излучение в спектр в одной плоскости, то достаточно рассмотреть ход лучей только в ней.

Для расчета стретчера необходимо подобрать смещение обеих ДР вдоль (z) и перпендикулярно (x) оптической оси, чтобы получить необходимое вычисленное расстояние между ДР виртуального компрессора G . Если подвинуть первую и вторую дифракционную решётку стретчера на расстояние z вдоль оптической оси, тогда $G=2z\cos(\phi)$, где ϕ – угол наклона нормали ДР относительно оптической оси стретчера. Смещение обеих ДР необходимо для сохранения осевой симметрии и возможности перехода к однорешеточному стретчеру. При смещении первой дифракционной решётки перпендикулярно оптической оси $G=2x\sin(\phi)$. Это смещение нужно, чтобы при переходе к однорешеточному стретчеру луч, падающий на дифракционную решётку, и луч, прошедший через схему, не падали в одну точку ДР, а расходились на ней (рис. 43-45). В целом при произвольном смещении $G=2z\cos(\phi)+2x\sin(\phi)$ [139, 140]. Для проведения корректного расчета необходимо, чтобы проекции вектора нормали к ДР на оси z и x имели одинаковый знак (рис. 43). На практике удобно выбирать $\phi=0$: в этом случае излучение в стретчере проходит близко к оптической оси и под небольшими углами к ней.

На практике оптическую схему можно сделать значительно компактнее с учетом того, что она обладает осевой симметрией. Для этого вместо отрицательной линзы ставится рассеивающее зеркало. К тому же, как и в случае с компрессором, настройка схемы с одной решеткой значительно проще, так как не надо выставлять одинаковые углы двух решеток относительно оптической оси (рис. 44). Чаще всего используется зеркальная оптическая система Мартинеза с плоским коллективным зеркалом, $N=2$ [132, 136] либо $6f$ -оптическая зеркальная система Оффнера [141] с выпуклым коллективным зеркалом, $N=3$ [140, 142-146], обладающая наименьшими среди $2Nf$ -систем aberrациями. Моделирование хода лучей в однорешеточном стретчере на базе ДР 1740 штрихов/мм, соответствующем компрессору, рассчитанному выше ($\alpha=53^\circ$, $\theta=83,5^\circ$, $G=9,44$ см), представлено на рис. 44. При этом $N=3$, а выбранные линзы $f_1=80$ см и $f_{col1}=-40$ см обеспечивают достаточно компактную схему.

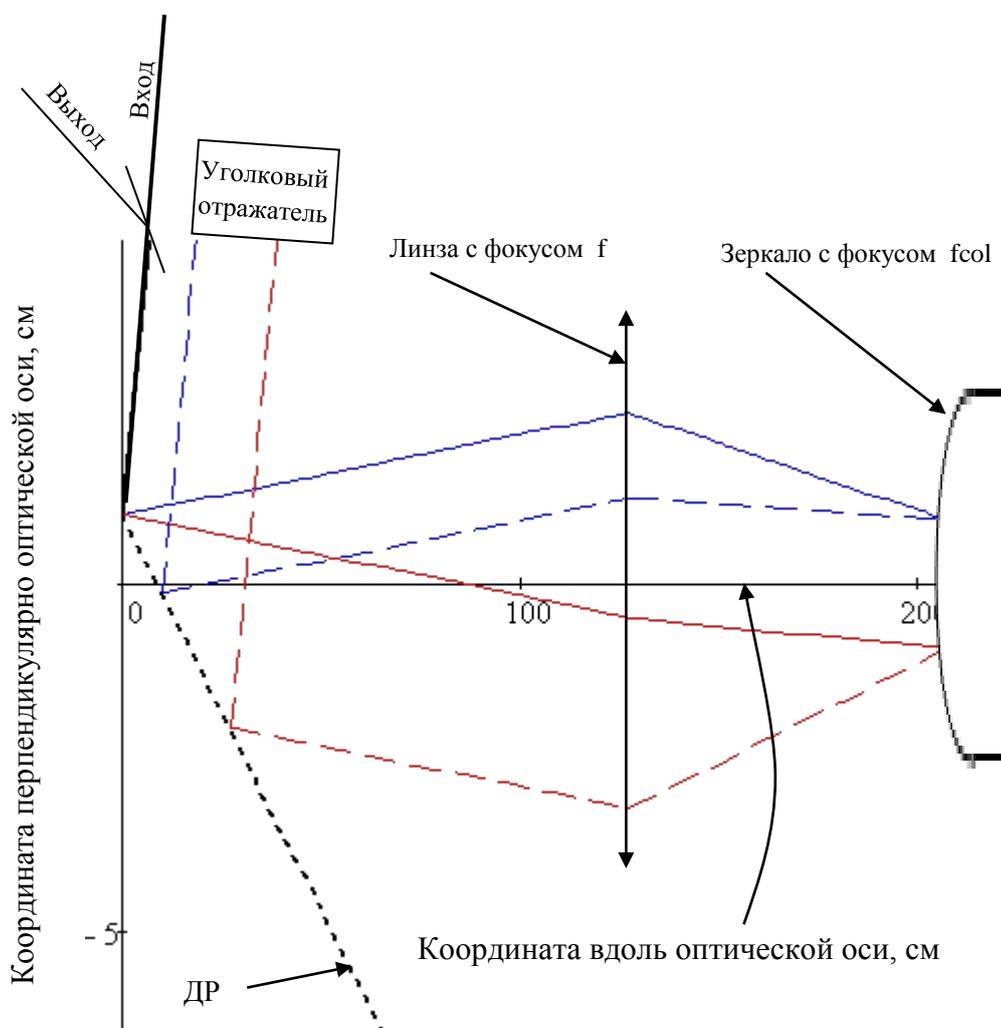


Рис. 44. Моделирование хода лучей в однорешеточном стретчере на ДР 1740шт/мм.

Штрихи ДР перпендикулярны плоскости рисунка.

Для проведения первых экспериментов в наличии имелась всего одна большая ДР с размерами 32x24 см и периодом 1200 штрихов/мм. Согласно расчетам, таких габаритов ДР вполне достаточно для экспериментальной реализации однорешеточного стретчера. Для создания еще более компактной оптической схемы вместо собирающей линзы использовалось сферическое зеркало (рис. 45). Помимо крупногабаритной решетки требуется также достаточно широкоапертурное собирающее зеркало. В наличии имелось зеркало диаметром 10 см и с фокусным расстоянием $f_2=80$ см. Подобрал значение свободного параметра $N=7$, удалось собрать достаточно компактную схему (120x100 см).

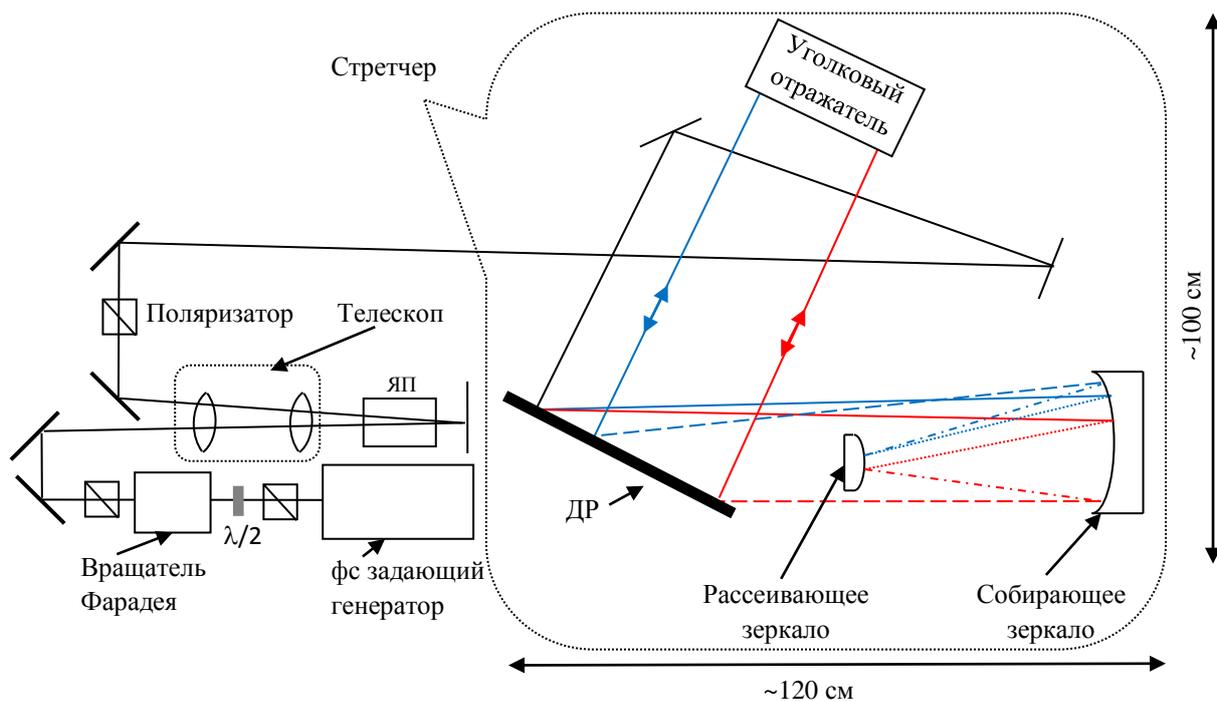


Рис. 45. Схема стретчера на базе голографической ДР 1200шт/мм. Штрихи ДР перпендикулярны плоскости рисунка.

Спектр и временной профиль выходного излучения приведены на рис. 46. Видно, что полученные характеристики удовлетворяют нашим требованиям.

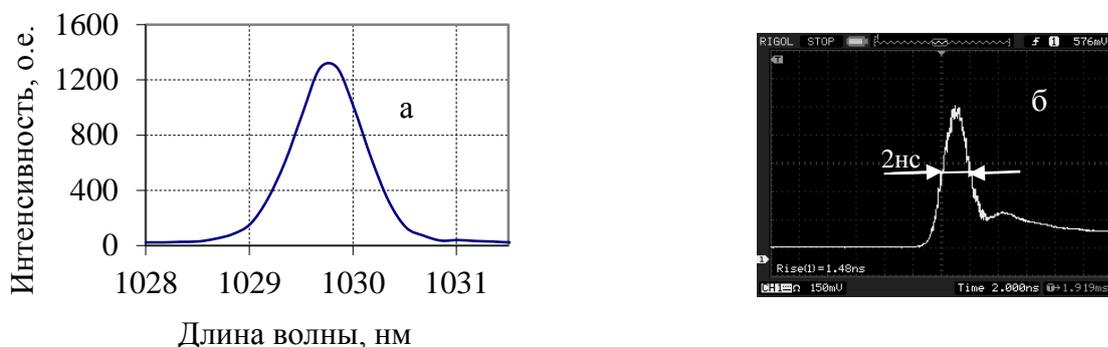


Рис. 46. Распределение спектра (а) и временной профиль (б) импульсов на выходе стретчера на базе голографических ДР.

Существенным недостатком стретчера на решетке 1200 штрихов/мм, заметно влияющим на стоимость, является необходимость использования ДР шириной около 32 см. Однако основной проблемой было то, что угол падения на ДР $\alpha=15^\circ$ сильно отличался для угла Литтроу $\theta_L=38^\circ$, что приводило к большим потерям (из стретчера выходило всего 10% энергии). Обе проблемы решаются при использовании ДР 1740 штрихов/мм.

Основным достоинством стретчера на базе ДР является возможность перестройки дисперсии. Недостатками являются сложность юстировки, большие габариты и высокая стоимость ДР. Устранить указанные недостатки можно построением стретчера на базе объемных чирпирующих брэгговских решеток (ОЧБР).

Стретчер и компрессор на базе объемных чирпирующих брэгговских решеток

В последние годы активно развиваются и совершенствуются технологии по производству еще одного типа диспергирующих элементов – объемной чирпирующей брэгговской решетки (Chirped Volume Bragg Grating CVBG). Принцип её действия похож на чирпирующие зеркала, но при этом набегающая разность фаз между короткими и длинными волнами на несколько порядков больше. ОЧБР не так универсальны, как голографические ДР, но при этом имеют свои преимущества: их легко настраивать, они компактны, могут давать как положительную, так и отрицательную ДГС и т.д. Долгое время коммерчески были доступны ОЧБР с максимальным коэффициентом растяжения во времени 100 пс/нм за одно отражение. То есть при ширине спектра нашего импульса 0,7 нм необходимо было бы более 15 отражений. Учитывая тот факт, что угол падения на ОЧБР задан, а каждая решетка стоит достаточно дорого, реализовать схему стретчера на данных решетках представлялось проблематичным. Однако технология производства данных решеток развивалась, и появились коммерчески доступные ОЧБР с большим коэффициентом растяжения во времени за одно отражение компании OptiGrate [147]. Были приобретены две решетки с коэффициентом растяжения во времени за одно отражение 220 пс/нм при ширине спектра 2,2 нм. Максимум отражения был на необходимой нам длине волны 1029,7 нм при угле падения на решетку 5° к нормали. Используя поляризационные методы развязки, удалось собрать компактный стретчер с четырьмя отражениями от каждой решетки (рис. 47).

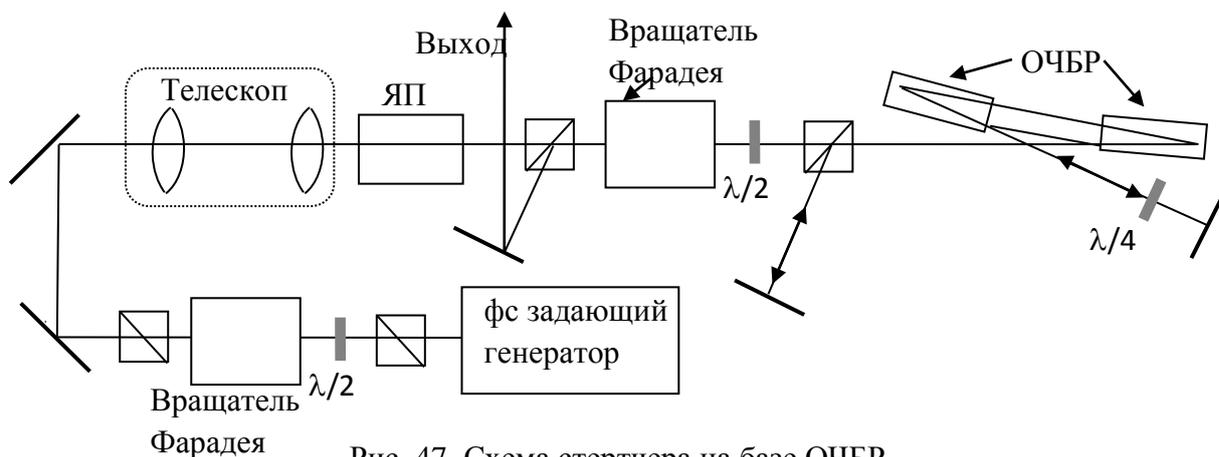


Рис. 47. Схема стретчера на базе ОЧБР.

На выходе получились импульсы длительностью ~ 2 нс и шириной спектра $\sim 1,5$ нм, что соответствует необходимым нам параметрам (рис. 48). Потери в нужном диапазоне спектра составили $\sim 50\%$.

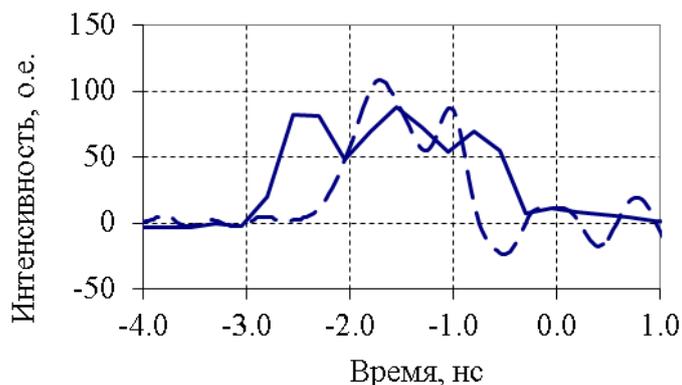


Рис. 48. Временной профиль импульсов на выходе стретчера на базе ОЧБР (сплошная линия) и на выходе регенеративного усилителя (штриховая линия).

Как упоминалось выше, объёмные чирпирующие брэгговские решетки могут давать как положительную, так и отрицательную дисперсию групповой скорости, соответственно, их можно использовать для построения компрессора для сжатия импульса до начальной длительности. В пару к стретчеру можно создавать компрессор на базе таких же, как стретчер, а иногда и тех же самых ОЧБР [148, 149]. Из преимуществ этой схемы нужно рассматривать её компактность и простоту юстировки. Однако следует отметить несколько важных недостатков. Первое – это отсутствие возможности варьировать длительность импульса. Как отмечалось выше, ОЧБР настроены только на определенную ДГС.

Второе – это возможность оптического пробоя при работе с высокой пиковой мощностью и перегрева при работе с высокой средней мощностью.

Предварительное усиление задающего сигнала

Одной из проблем при переходе от наносекундных импульсов к пикосекундным является необходимость усиления сигнала задающего источника с суб-мкДж уровня до нескольких мДж. Для усиления излучения после стретчера на несколько порядков предлагается использовать усилитель на тонком стержне [150]. Такой тип активных элементов может иметь усиление за один проход >10 раз и позволяет обеспечить уровень энергии на выходе более 1 мДж. Этого более чем достаточно в качестве входного сигнала в криогенный дисковый лазер.

Тонкий Yb:YAG стержень с легированием $1\div 2\%$, диаметром около 1 мм и длиной несколько сантиметров используется в геометрии монокристаллического волокна (рис. 49). Для этого накачка заводится с двух торцов и проходит через кристалл, многократно отражаясь от его боковой грани за счет полного внутреннего отражения (total-internal-reflection pump guiding). Сигнальное излучение заводится через дихроичные зеркала и проходит через АЭ свободно, не касаясь его боковых граней. Стержень охлаждается с боковой стороны; для этого он монтируется внутрь медного радиатора с использованием индиевого припоя в качестве промежуточного материала. Радиатор охлаждается проточной водой, протекающей по внутренним каналам.

Для достижения большей величины усиления слабого сигнала (>20 раз за проход) можно использовать АЭ в форме усеченного конуса вместо цилиндрического [151]. Применив такой АЭ в обычной 4-х проходной схеме, можно усилить сигнал после стретчера в $>10^4$ раз с суб-мкДж уровня до нескольких мДж. Частота повторения импульсов при этом может составлять от 1 до 20 кГц при сохранении энергии в импульсе. Отметим, что величина усиления при импульсной и непрерывной накачке практически одинакова, что свидетельствует об отсутствии влияния тепловых эффектов [152].

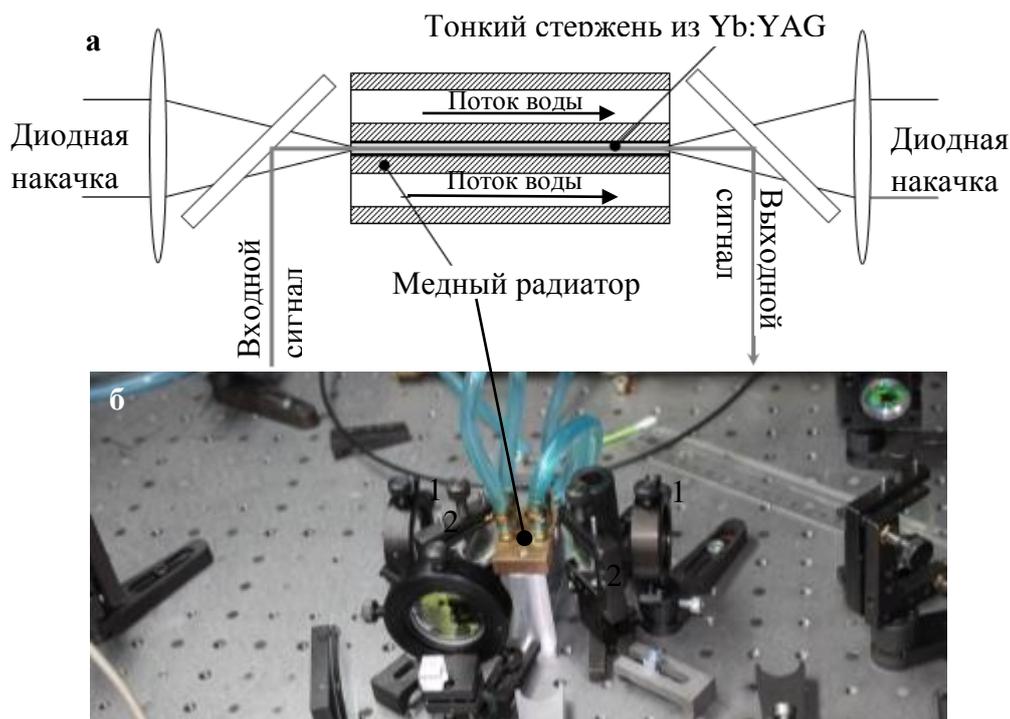


Рис. 49. Схема охлаждения и накачки тонкого Yb:YAG стержня (а) и внешний вид квантрона на тонком стержне (б).

Важно отметить, что необязательно собирать две независимые схемы: отдельно для стретчера на базе ОЧБР и для усилителя. Решетки могут быть помещены вместо одного или обоих обратных зеркал 4-х проходной схемы усилителя. Пример реализации такой уникальной гибридной задающей системы (ЗС) с высоким коэффициентом усиления и сильным стретчированием импульсов внутри предусилителя упоминается в разделе 1.3 и подробно описан в работе [153]. Данная возможность «встроить» стретчер в предусилитель является дополнительным преимуществом ОЧБР перед ДР.

Заключение

Для построения стретчера для криогенного дискового Yb:YAG лазера подходят как голографические ДР, так и ОЧБР за счет своей большой дисперсии. В процессе выполнения работы написан программный код в среде Mathcad для расчета пары стретчер-компрессор на базе ДР. Сначала рассчитываются параметры компрессора, а затем, используя полученные данные (расстояние между двумя ДР и угол падения луча на них), рассчитывается стретчер в пару к

данному компрессору. Проведено моделирование хода лучей в одно- и двухрешеточном стретчере и компрессоре и вычисление габаритов и фокусных расстояний необходимых оптических элементов.

Рассчитана и экспериментально реализована схема стретчера на ДР 1200 штрихов/мм. Согласно расчетам, для построения более оптимальных с точки зрения пропускания, размеров и стоимости стретчера и компрессора на базе ДР необходимо использовать решетки 1740 штрихов/мм: при этом размер ДР уменьшится с 32 см до 22 см, а рабочий угол падения станет ближе к углу Литтроу, что приведет к увеличению эффективности отражения в первый порядок дифракции.

Экспериментально реализован стретчер на базе двух ОЧБР с четырьмя отражениями от каждой. Полученная схема значительно компактнее предыдущей и проще в юстировке. Использование компрессора на базе ОЧБР на выходе импульсно-периодического лазера с высокой средней мощностью весьма затруднительно из-за опасности перегрева и оптического пробоя. На сегодняшний день для реализации СРА схемы криогенного дискового Yb:YAG лазера оптимальным представляется использование пары стретчер на ОЧБР и компрессор на ДР с подстройкой дисперсии.

Для предварительного усиления задающего сигнала удобно и эффективно использовать многопроходные или регенеративные усилители на базе активных элементов в форме тонкого стержня. Также перспективным является совмещение многопроходного усилителя и стретчера на базе ОЧБР в одной оптической схеме.

2.3 Криогенный дисковый лазер на кристаллах Yb:YAG

У криогенного охлаждения АЭ из Yb:YAG есть целый ряд преимуществ, которые ранее упоминались: улучшение термооптических характеристик, увеличение сечения усиления и опустошение нижнего лазерного уровня. Однако при этом приходится сталкиваться с некоторым количеством негативных последствий и сложностей.

Одной из основных проблем при создании иттербиевых лазерных систем с высокой энергией в импульсе является эффект усиленного спонтанного излучения (УСИ) и сопутствующий эффект паразитной генерации внутри АЭ [154, 155]. Эта проблема особенно актуальна в дисковых АЭ, поскольку небольшая длина взаимодействия между лазерным излучением и активной средой приводит к необходимости большого погонного коэффициента усиления. Более того, при охлаждении дискового АЭ до криогенных температур, эффект УСИ увеличивается за счет роста сечения усиления, а порог паразитной генерации снижается за счет уменьшения потерь на поглощение с нижнего рабочего уровня внутри АЭ.

Стоит заметить, что уменьшение УСИ приводит не только к увеличению запасенной энергии, но и к уменьшению тепловой нагрузки на АЭ. Однако тепловыделение все равно достаточно высокое, и при пассивном охлаждении азот начинает кипеть, что приводит к значительному ухудшению теплоотдачи из-за образования газовой прослойки вокруг радиатора. Для решения данной проблемы была разработана проточная система охлаждения жидким азотом, с помощью которой удалось существенно увеличить частоту следования импульсов лазера.

Описанные выше сложности весьма серьезные, но вполне предсказуемые. Однако помимо них неожиданно возникла еще одна непростая проблема, в которой необходимо было разобраться и решать: после охлаждения АЭ начинала увеличиваться интенсивность блика, отраженного от просветляющего покрытия.

В данном разделе диссертации речь пойдет о решении указанных проблем, связанных с криогенным охлаждением, а также результатах, достигнутых при создании мощного криогенного дискового Yb:YAG лазера.

Эффект УСИ в криогенных Yb:YAG дисках

В работе исследован эффект УСИ в Yb:YAG дисковом АЭ, охлажденном до температуры жидкого азота. Изучены несколько геометрий дискового АЭ, определена наилучшая геометрия АЭ с точки зрения наибольшей запасенной энергии. В качестве исследуемых образцов были использованы Yb:YAG диск толщиной 900 мкм, диск толщиной 900 мкм со скошенной под 30 градусов боковой поверхностью, такой же диск с покрашенной насыщающимся поглотителем боковой поверхностью (для уменьшения отражения) и композитный АЭ, состоящий из термодиффузионно сваренных кристаллов Yb:YAG (толщиной 600 мкм) и YAG (толщиной 4 мм) (рис. 50).

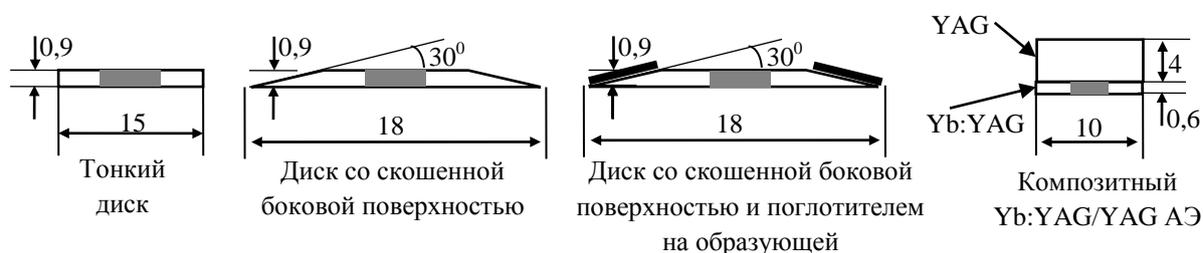


Рис. 50. Различные геометрии АЭ. Серым цветом обозначена область накачки: 6 мм в трех первых геометриях и 4 мм в композитном Yb:YAG/YAG АЭ. Черным цветом обозначена боковая поверхность кристалла, покрытая поглотителем.

На всех образцах на один торец Yb:YAG нанесено диэлектрическое зеркало, с другой стороны нанесено диэлектрическое просветление на длины волн 1030 нм и 940 нм. Использование диска со скошенной боковой поверхностью предложено в работе [156] для уменьшения отражения спонтанного излучения от боковой поверхности назад в область накачки. В одном из наших экспериментов мы покрасили эту поверхность лаком с разведенным в нем красителем для еще большего уменьшения отражения от этой поверхности. Подробно о преимуществах использования композитных АЭ рассказано в п. 1.2. Использование «сэндвича» из Yb:YAG и YAG в качестве активного элемента лазера впервые предложено в работе [157].

В ходе проведения серии экспериментов по схеме, описанной в п. 1.1, рис. 1, была исследована динамика роста интенсивности люминесценции в АЭ перечисленных выше геометрий. Данную динамику можно характеризовать

эффективным временем установления люминесценции τ_{ef} при непрерывной накачке. Для определенности будем считать τ_{ef} равным времени, прошедшему с начала включения накачки до времени, при котором интенсивность люминесценции составила $(1-1/e)$ от своей максимальной величины. На рис. 51 а представлена интенсивность люминесценции в диске в зависимости от времени при разных мощностях накачки. Зависимости нормированы в максимуме на единицу для того, чтобы отразить различие в динамике в различных случаях.

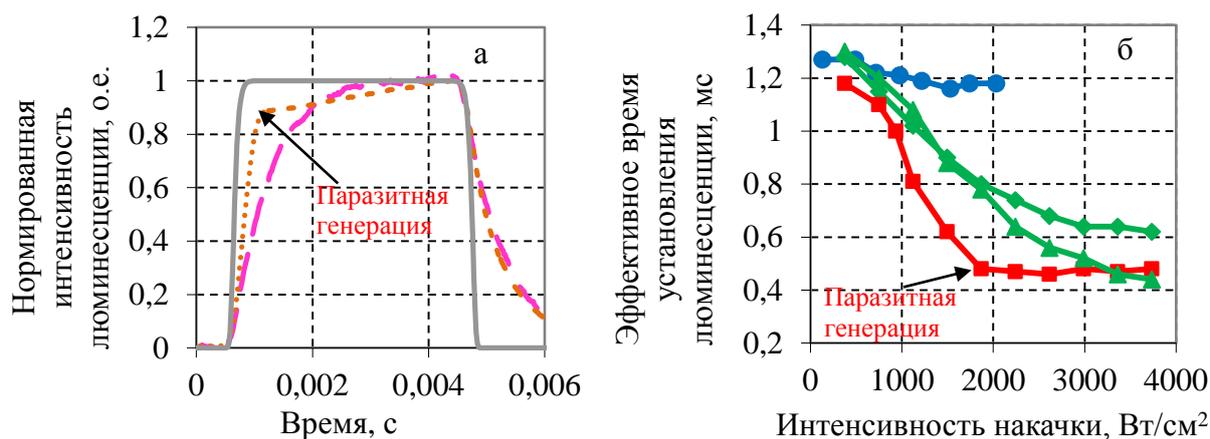


Рис. 51. Зависимость нормированной интенсивности люминесценции от времени в дисковом АЭ (а) и зависимость времени установления люминесценции τ_{eff} от интенсивности накачки в АЭ различной геометрии (б). На рис. а показаны зависимости при низкой (розовая штриховая линия) и высокой (оранжевая пунктирная линия) интенсивности накачки; серой сплошной линией показан временной профиль накачки. На рис. б зависимости для диска (красные квадраты), диска со скошенной боковой поверхностью (зеленые треугольники), диска со скошенной боковой поверхностью и поглотителем на образующей (зеленые ромбы) и композитного Yb:YAG/YAG АЭ (синие круги).

Если при слабой мощности накачки τ_{ef} близко к времени жизни в среде Yb:YAG, то при большой мощности накачки это время значительно меньше. Кроме того, на зависимости можно выделить излом, отображающий начало паразитной генерации, резонатором для которой является боковая поверхность АЭ. Небольшой рост интенсивности люминесценции после этого излома объясняется нагревом АЭ, что приводит к уменьшению сечения усиления и, соответственно, увеличению порога паразитной генерации. На рис. 51 б показаны зависимости τ_{ef} в зависимости от интенсивности накачки для всех исследованных вариантов АЭ.

Геометрии АЭ и диаметра пятна накачки изображены на рис. 50. Видно, что в трех первых вариантах соотношение диаметра накачки и толщины АЭ одинаковы, а в последнем варианте соотношение диаметра накачки и толщины легированной части АЭ близко к первым трем вариантам. Для дисковой геометрии четко отслеживается порог паразитной генерации в АЭ. В дисках со скошенной боковой поверхностью такого порога не наблюдается, однако при больших интенсивностях накачки τ_{ef} в образце без поглотителя на боковой поверхности меньше. Следовательно, отражение спонтанного излучения от боковой поверхности назад в область накачки оказывает влияние на интенсивность спонтанного излучения и, соответственно, на запасенную энергию. Этот эффект особенно заметен, если сравнивать геометрии диска и диска со скошенной боковой поверхностью. В диске τ_{ef} меньше при любой интенсивности накачки. Следовательно, спонтанное излучение, отраженное от боковой поверхности, влияет на величину запасенной энергии не только путем возникновения паразитной генерации.

Вариант геометрии в виде Yb:YAG и YAG “сэндвича” сильно отличается от первых трех геометрий. Как видно, эффективное время установления τ_{ef} практически не меняется с увеличением интенсивности накачки. Следовательно, эффект УСИ незначителен в данной геометрии при данных плотностях мощности накачки. Столь разительное отличие можно объяснить следующим образом. В дисковой геометрии спонтанного излучения быстро достигает торцов АЭ (либо зеркала либо просветления) и большая часть этого излучения отражается от торцов обратно в кристалл из-за эффекта полного внутреннего отражения. Эта часть спонтанного излучения опять усиливается в АЭ и остается в кристалле, испытывает много переотражений от торцов АЭ, потому что толщина АЭ значительно меньше диаметра накачки. В “сэндвич”-геометрии основная часть спонтанного излучения быстро покидает область накачки, поскольку один из торцов находится далеко от легированной части АЭ. При этом важно, чтобы толщина нелегированной части “сэндвича” была соразмерна с диаметром накачки.

Эффект значительного уменьшения УСИ в Yb:YAG/YAG «сэндвиче» при криогенных температурах был также подтвержден в прямом эксперименте. Слабый сигнал с центральной длиной волны 1029,3 нм и шириной 0,8 нм проходил через центр накачанной области АЭ и усиливался. Как известно, усиление слабого сигнала полностью определяет величину запасенной энергии при известном сечении усиления. В качестве АЭ исследован описанный выше Yb:YAG/YAG «сэндвич» и Yb:YAG диск толщиной 0,6 мм и диаметром 10 мм. Диаметр накачки составил 4 мм.

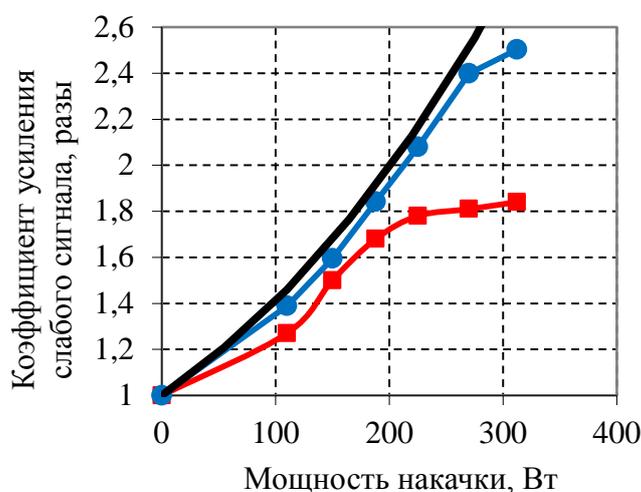


Рис. 52. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от мощности накачки в дисковом (красные квадраты) и композитном Yb:YAG/YAG АЭ (синие круги) при частоте повторения накачки 50 Гц. Черной сплошной линией показан расчет коэффициента усиления без учета эффекта УСИ.

Согласно результатам измерений (рис. 52) усиление слабого сигнала в «сэндвиче» действительно значительно больше, чем в диске и близко к теоретически рассчитанному усилению без учета УСИ.

Задающая система и предусилитель криогенного дискового Yb:YAG лазера

Схема первой криогенной задающей лазерной системы и предусилителя (ПУ) изображена на рис. 53.

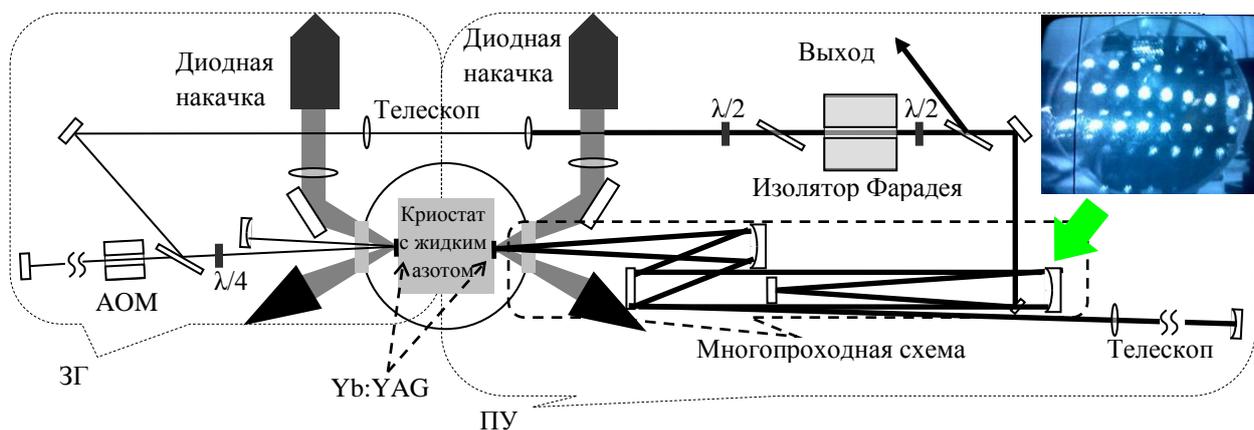


Рис. 53. Принципиальная схема криогенно задающей лазерной системы и предусилителя, а также фотография со следами отражения излучения от больших сферических зеркал телескопической многопроходной схемы.

Два дисковых АЭ из кристаллов Yb:YAG помещены внутрь общей вакуумной криогенной камеры с противоположных сторон. Каждый кристалл со стороны зеркала припаян при помощи индия к теплоотводу из CuW, охлаждаемому до температуры жидкого азота. Сплав CuW выбран по причине того, что имеет близкий к YAG коэффициент теплового расширения.

Криогенная задающая система

В задающем генераторе (ЗГ) использовались диодная накачка с волоконным выходом и максимальной мощностью 70 Вт, а также АЭ с легированием 10 at %, диаметром 15 мм различной толщины. Для получения генерации реализована 1V-проходная схема, режим модуляции добротности получен при помощи акустооптического модулятора. При диаметре пятна накачки на АЭ 1,5 мм удалось получить на выходе пучок высокого качества с энергией 2 мДж в импульсе длительностью 70 нс при частоте повторения 1кГц (рис 54). При этом отклонения выходной энергии составляли ~1% в течение двух часов работы. Также хорошо заметно увеличение дифференциального КПД с 7% до 14% при замене дискового АЭ (рис. 54, красные квадраты) на композитный АЭ (рис. 54, синие круги).

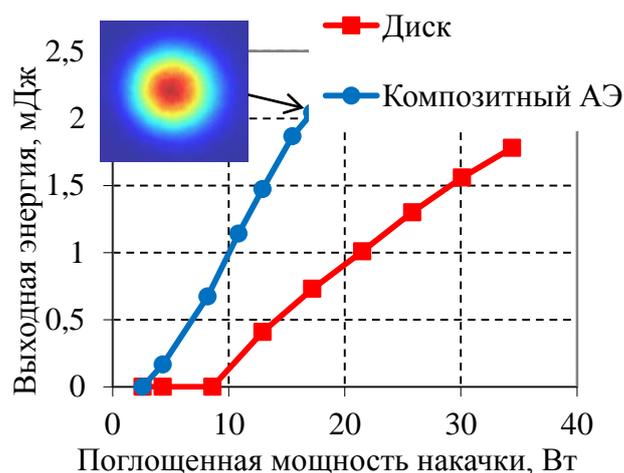


Рис. 54. Зависимость энергии на выходе криогенного задающего генератора в зависимости от поглощенной мощности накачки в случае активного элемента в виде Yb:YAG диска (красные квадраты) и композитного Yb:YAG/YAG АЭ (синие круги), а также профиль излучения при максимальной выходной мощности в случае композитного АЭ.

Дальнейшее увеличение выходной энергии было ограничено пробоем АЭ и мощностью накачки, а дифференциального КПД – в значительной мере высоким коэффициентом отражения просветляющего покрытия на входном окне и небольшим временем жизни имеющегося кристалла Yb:YAG при температуре жидкого азота (500 мкс вместо возможных 900 мкс).

Комбинированная задающая система

В предыдущей схеме выходные импульсы были длительностью десятки наносекунд (70 нс), а также имели высокочастотную модуляцию интенсивности, приводящую к увеличению пиковой мощности и пробоем оптических элементов. К тому же в дальнейшем планировалось использование криогенного дискового лазера (КДЛ) для усиления чирпированных импульсов длительностью единицы наносекунд. Поэтому была разработана комбинированная задающая система (ЗС) (рис. 55), состоящая из ЗГ и первого предварительного усилителя энергии (ППУ) до нескольких мДж в импульсе.

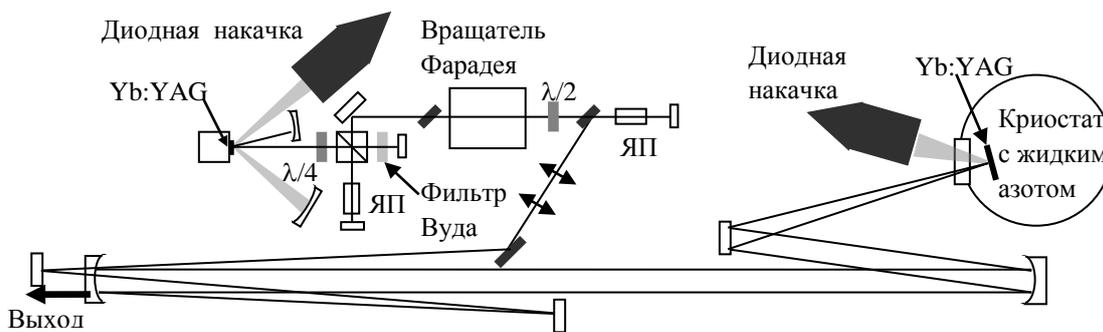


Рис. 55. Принципиальная схема комбинированной задающей системы.

ЗГ представлял собой дисковый Yb:YAG лазер, работающий при комнатной температуре с водяным охлаждением. В схеме резонатора лазера использовалась ячейка Погкельса на кристалле ВВО с двойным переключением напряжения (производства Латвийской компании ЕКСМА), что позволило генерировать импульсы длительностью 7 нс и энергией ~0,2 мДж (рис. 56а).

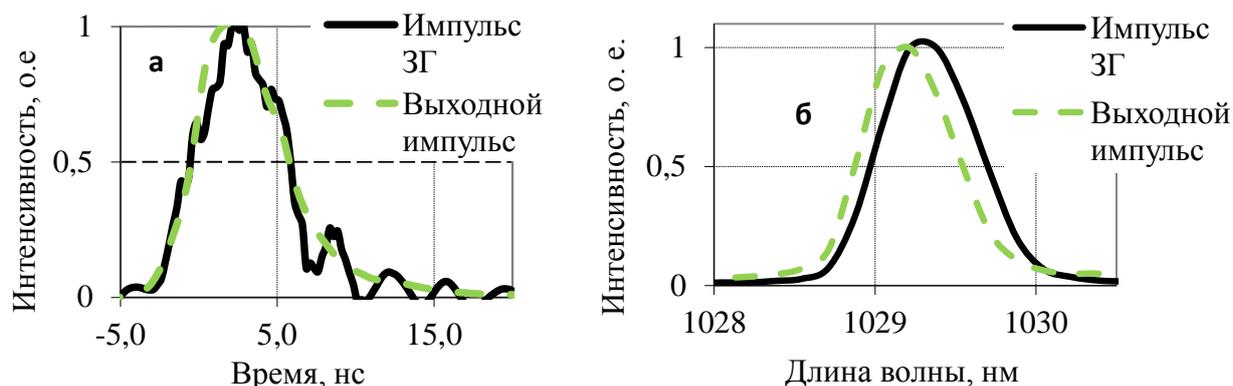


Рис. 56. Временной (а) и спектральный (б) профили импульса из задающего генератора (черные сплошные линии) и импульса на выходе первого предварительного усилителя (зеленые штриховые линии).

Совпадение длины волны генерации с максимумом спектра усиления криогенного дискового лазера обеспечено фильтром Вуда [125, 126], который позволил перестраивать длину волны генерации в диапазоне 1028,5÷1032 нм. На выходе ЗГ установлена дополнительная ячейка Погкельса, на которую подается полуволновое напряжение. Это позволяет уменьшить длительность импульса до 3 нс и увеличить контраст выходящего импульса на 2 порядка.

Сигнал с ЗГ направляется в ППУ на базе композитного Yb:YAG/YAG АЭ, охлажденного до криогенных температур. Многопроходная телескопическая схема усилителя позволяет осуществлять до 16 проходов через АЭ (рис. 55), что

соответствует полному усилению слабого сигнала до $7 \cdot 10^4$ раз и позволяет усиливать импульсы суб-мкДж уровня до нескольких мДж при частоте повторения импульсов ~ 1 кГц. В первых экспериментах достигнуто усиление наносекундных импульсов из ЗГ до энергии 5 мДж при ширине спектра выходящего излучения 0,7 нм (рис. 56 б). По таким параметрам, как энергия на выходе и полный коэффициент усиления разработанная схема ППУ близка к регенеративным усилителям [43], однако избавлена от главного их недостатка – плохого контраста. Согласно выполненным измерениям, контраст импульсов в наносекундном диапазоне составлял более 10^5 . Кроме того, в регенеративном усилителе, всегда есть обратное зеркало, и сигнал необходимо усилить до того как развилась свободная генерация в отличие от многопроходного усилителя, в котором обратного зеркала нет. Соответственно, порог генерации в многопроходном усилителе гораздо выше, и такой усилитель более устойчив к самовозбуждению.

Предварительный усилитель

Излучение, выходящее из ЗГ или ЗС, увеличивается в диаметре до 3мм при помощи телескопа, проходит через изолятор Фарадея и попадает в ПУ. Одним из ключевых факторов, ограничивающих рабочую частоту ПУ, является высокая плотность тепловыделения, что приводит к закипанию азота и резкому ухудшению теплоотвода. Для решения данной проблемы нами разработана система проточного охлаждения жидким азотом. Yb:YAG диск припаян к радиатору, обратная сторона которого находится в резервуаре с жидким азотом. Сам АЭ при этом находится в вакуумной камере с окном для прохода накачки и усиливаемого излучения. Криогенный насос погружен в резервуар с жидким азотом, при этом выходное отверстие насоса направлено на радиатор (рис. 57).

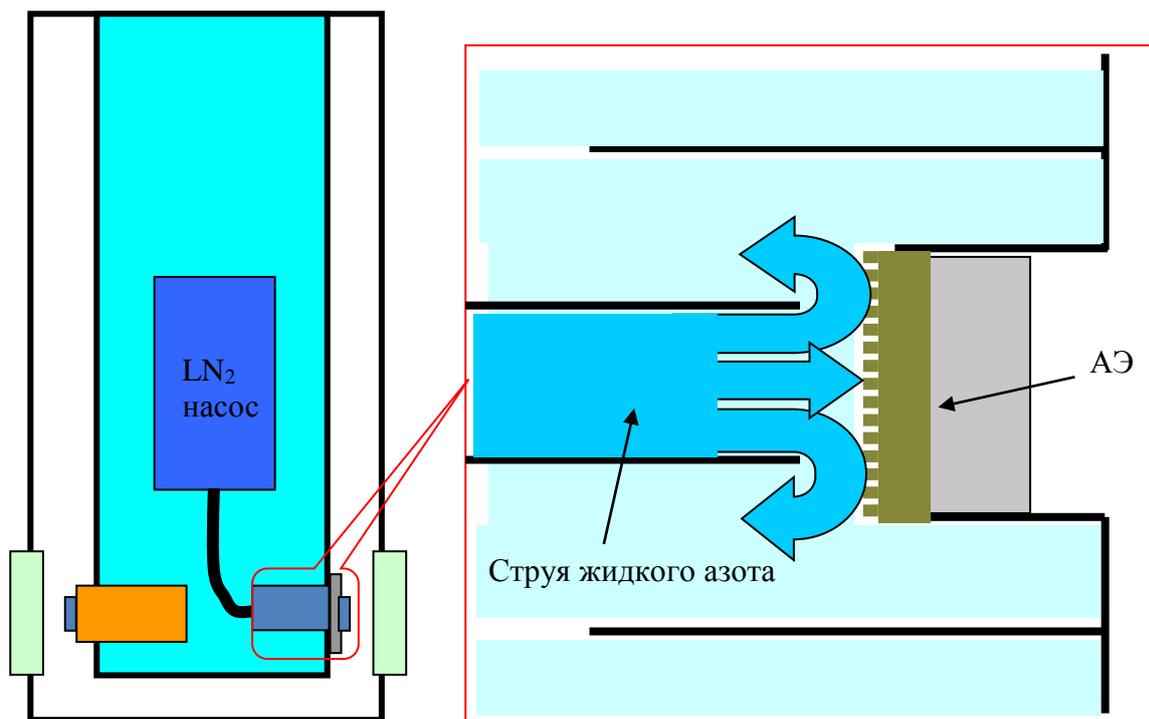


Рис. 57. Схема проточной системы охлаждения жидким азотом активного элемента предварительного усилителя при помощи погружного насоса.

Преимущества проточной системы охлаждения по сравнению с заливной видны из экспериментов по измерению коэффициента усиления слабого сигнала и фазовых искажений в АЭ толщиной 900 мкм, диаметром 15 мм, легированием 10at%. Диаметр пятна накачки 3,8 мм. Результаты по измерению фазовых искажений при помощи интерферометра Майкельсона представлены на рис. 58 а (поглощенная мощность накачки 140 Вт). Толстая сплошная линия соответствует заливной системе охлаждения, тонкая сплошная линия – проточной. Видно, что в случае пассивного охлаждения искажения состоят из тепловой линзы и деформации диска как целого, тогда как в случае проточного охлаждения деформации отсутствуют. Это означает, что при проточном охлаждении средняя температура АЭ значительно ниже. Преимущество системы проточного охлаждения хорошо видно и из экспериментов по измерению коэффициента усиления слабого сигнала (рис. 58 б).

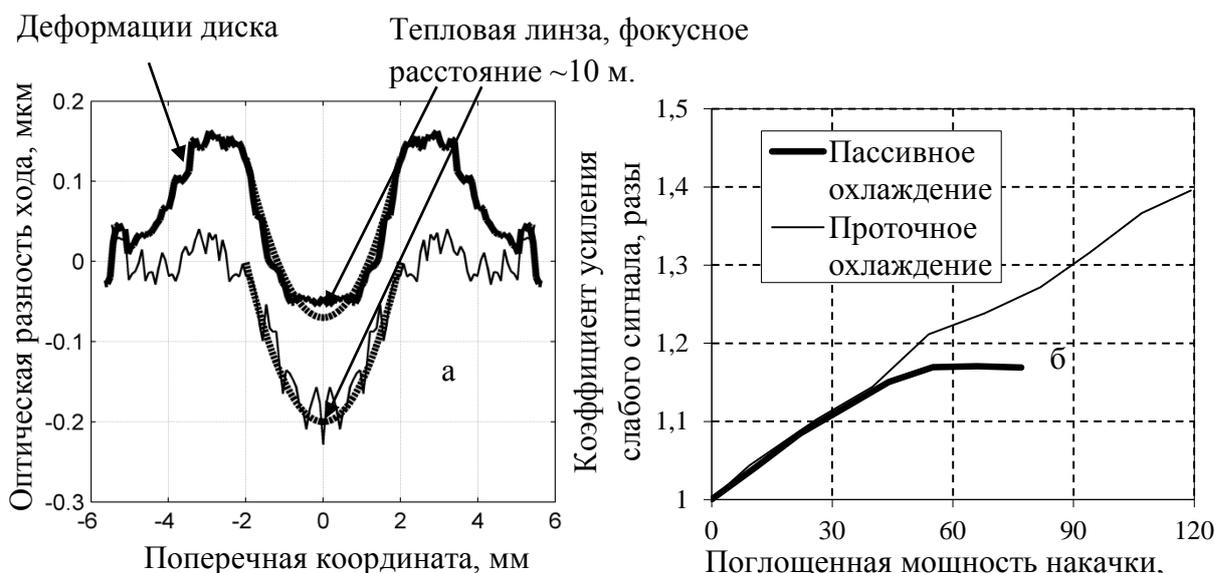


Рис. 58. Зависимость оптической разности хода от поперечной координаты (а) и коэффициента усиления слабого сигнала (б) при проточном (тонкая сплошная линия) и пассивном (толстая сплошная линия) охлаждении активного элемента.

При пассивном охлаждении усиление ограничено мощностью накачки, при которой начинает закипать азот (толстая сплошная линия), а при активном охлаждении усиление продолжает расти при увеличении мощности накачки (тонкая сплошная линия).

Для экспериментов по усилению в ПУ использовались диодная накачка с волоконным выходом максимальной мощностью 300 Вт и композитные АЭ с легированием 5 at% или 10 at%, диаметром 15 мм различной толщины. Для организации 9 V-проходов через АЭ использована многопроходная схема, описанная в работе [158]. На рис. 59а представлены зависимости коэффициента усиления слабого сигнала от пиковой поглощенной мощности накачки. При частоте сигнала 300 Гц длительность импульса накачки составила 1 мс, а при частоте 1 кГц накачка работала непрерывно. Из рисунка видно, что при непрерывной накачке (рис. 59 а, квадраты), коэффициент усиления выше. В результате получен высокий коэффициент усиления (~1000 раз), что говорит о возможном использовании данной схемы в качестве альтернативы регенеративному усилителю. Выходная энергия также больше в случае непрерывной накачки (рис. 59 б).

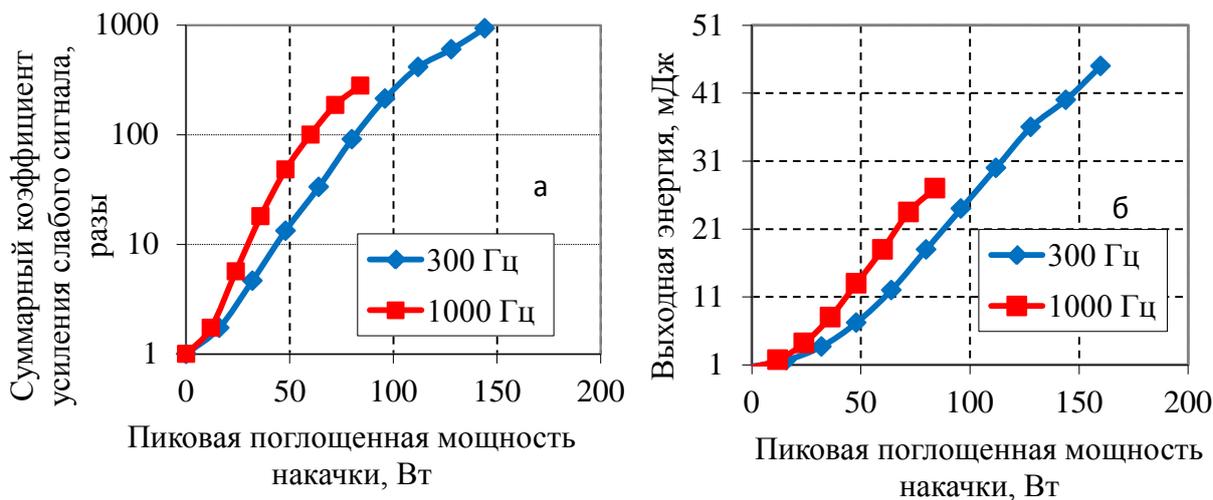


Рис. 59. Зависимость суммарного коэффициента усиления слабого сигнала (а) и выходной мощности предварительного усилителя (б) от пиковой поглощенной мощности накачки при частоте повторения 300 Гц (синие ромбы) и 1000 Гц (красные квадраты).

Это связано с тем, что в этом случае накопление энергии происходит не с нуля, как при 300 Гц, а с некоторого остаточного значения (усиливаемый импульс забирает не всю накопленную энергию). В целом на выходе ПУ удалось получить 47 мДж на частоте 300 Гц и 27 мДж на частоте 1 кГц. Значения выходной энергии изменялись в пределах 3%. При этом КПД по накачке составил ~33%, что является достаточно высоким значением для импульсно-периодических лазерных систем. Дальнейшее увеличение энергии в импульсном режиме накачки ограничивалось пробоем, поэтому для стабильной долгосрочной работы при непрерывной накачке было принято решение ограничиться выходной энергией 27 мДж.

Оконечный усилитель

W-проходный оконечный усилитель

Схема W-проходного оконечного усилителя (ОУ) представлена на рис. 60, внешний вид вакуумной криогенной камеры – на рис. 63 а.

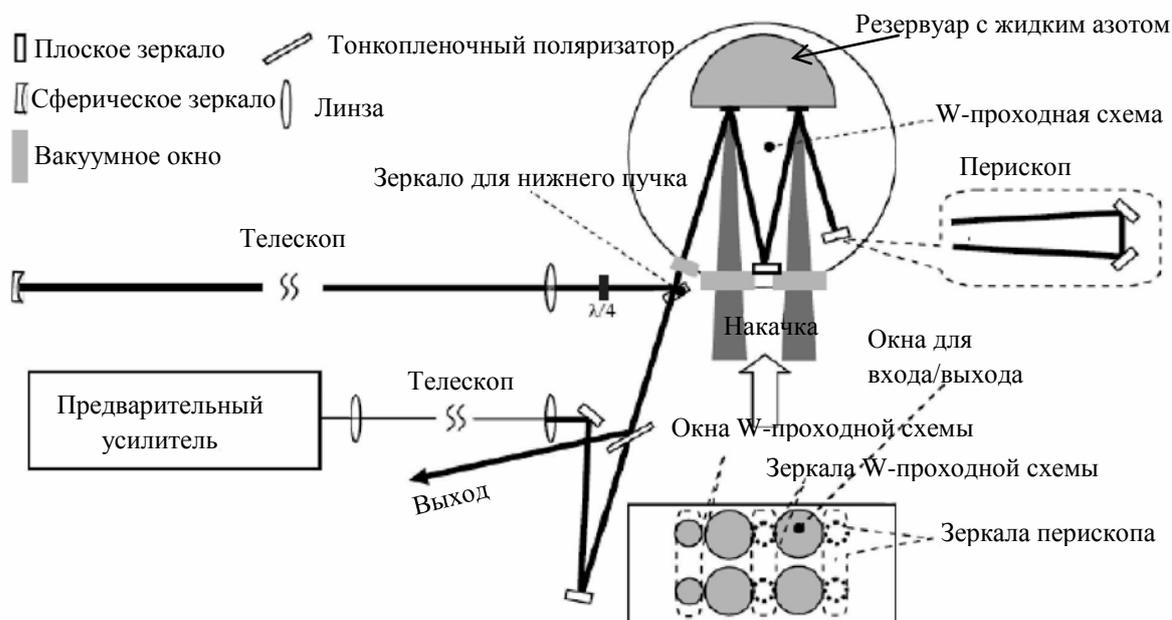


Рис. 60. Принципиальная схема W-проходного основного усилителя.

Для усиления в ОУ сигнала с энергии несколько десятков мДж до нескольких сотен мДж реализовано 4 V-прохода через каждый кристалл или 4 W-прохода через АЭ усилителя. Выходящий из ПУ пучок увеличивается телескопом до диаметра 6 мм, проходит через поляризатор и входит в вакуумную камеру чуть выше плоскости расположения АЭ через верхнее окно W-проходной схемы. Затем пучок направляется на первый АЭ, отражается в нижнее зеркало W-проходной схемы и отражается на второй АЭ. От него пучок попадает в верхнее зеркало перископа и смещается на нижнее зеркало. Затем пучок проходит через второй АЭ, верхнее зеркало W-проходной схемы, первый АЭ и выходит в нижнее окно W-проходной схемы. Здесь пучок отражается обратно, меняя свою поляризацию на ортогональную, и выходит из схемы ОУ через поляризатор. Телескоп переносит изображение с перископа назад на перископ, сохраняя приемлемое качество пучка. Диаметр пятна накачки на каждом кристалле 8 мм.

Первые значимые результаты удалось получить, используя в качестве АЭ диски со скошенной боковой поверхностью и поглотителем на этой поверхности (вариант 3 на рис. 50). Для накачки каждого АЭ использовался модуль диодной накачки с волоконным выходом и максимальной пиковой мощностью 1,2 кВт. Были исследованы процессы усиления слабого и сильного сигнала. Результаты представлены на рис. 12.

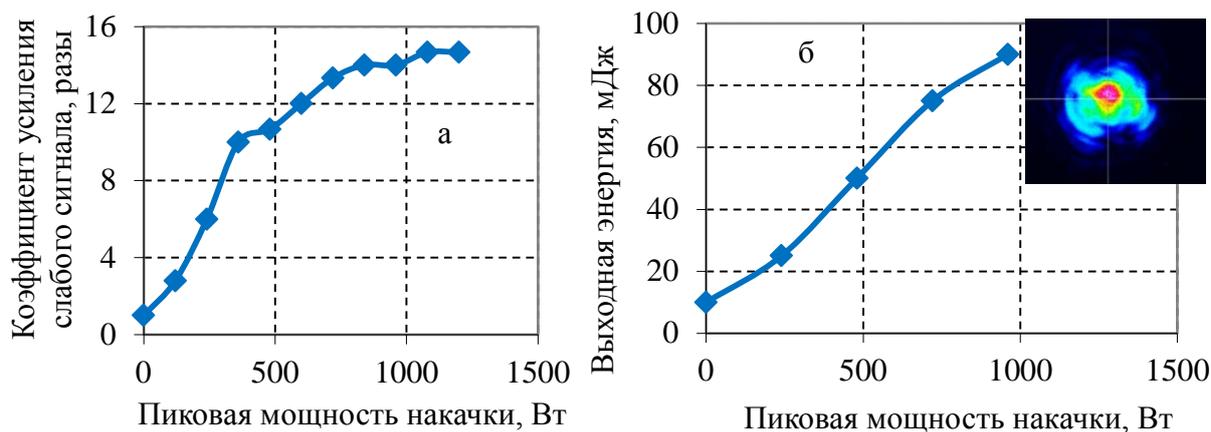


Рис. 61. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала (а) и выходной энергии W-проходного основного усилителя с заливной системой охлаждения (б) от пиковой мощности накачки с длительностью импульсов 1,2 мс и частотой 200 Гц, а также профиль выходного излучения при максимальной мощности.

Согласно графику усиления слабого сигнала (рис. 61 а) в каждом из АЭ запасено около 180 мДж энергии. Если посмотреть на рисунок 61 а, то видно, что запасенная энергия в АЭ сильно ограничивается эффектом УСИ. Другой ключевой проблемой в ОУ являлось наличие больших потерь, вызванных изгибом АЭ при охлаждении до криогенных температур, а также крайне высоким нерезонансным поглощением в кристаллах. Однако при потерях 50% при прохождении через ОУ выходной сигнал удалось усилить с 10 мДж до 95 мДж при частоте повторения 200 Гц и длительности импульсов 1,2 мс (рис. 61 б). Как и в первых экспериментах с ПУ, средняя мощность была сильно ограничена заливной системой охлаждения жидким азотом.

Кроме того, в процессе работы с криогенными лазерными каскадами появилась неожиданная проблема, природа которой была не очень понятна: после охлаждения начинали увеличиваться потери на просветляющем покрытии АЭ. Проведенная серия экспериментов с использованием термодатчика показала, что интенсивность блика от просветляющего покрытия АЭ (в дальнейшем просто блика) начинает расти при охлаждении теплоотвода до температуры в районе 0⁰С, а в процессе нагрева от криогенной температуры до комнатной интенсивность блика резко становится такой же, как до охлаждения также при температуре в районе 0⁰С. Отсюда был сделан вывод о появлении конденсата, по всей

видимости, паров воды, на поверхности АЭ при его охлаждении. При помощи гелиевого течеискателя были обнаружены существенные натекания внутрь вакуумных криостатов, особенно в местах вклейки вакуумных окон с использованием герметика. Благодаря замене герметика на специальный вакуумный клей данные течи удалось устранить, после чего интенсивность бликов при охлаждении АЭ стала расти значительно медленнее. При этом попытки обезгазить вакуумные камеры путем нагрева и продолжительной откачки позволяли лишь добиваться более низкого давления, а скорость роста интенсивности бликов не менялась, что явилось дополнительным подтверждением того, что проблема в натеканиях. После этого форвакуумный насос был заменен на турбомолекулярный, а все резиновые уплотнительные кольца на разработанные нами металлические прокладки. В результате в вакуумной камере криостата ПУ удалось добиться давления менее 10^{-8} мБар и полного решения проблем с бликами. К сожалению, из-за большого объема и большой площади вакуумных соединений криостата ОУ не удалось защитить кристаллы ОУ от обмерзания так же, как в ПУ. Однако проблему удалось решить, создав внутри камеры небольшой поток газообразного азота. При таком методе требования к качеству вакуумных уплотнений становятся значительно ниже.

Для получения большего коэффициента усиления (и, соответственно, большей запасенной энергии) мы заменили АЭ на Yb:YAG/YAG «сэндвичи» диаметром 20мм, толщиной Yb:YAG 900 мкм и легированием 10 at%. Для повышения средней мощности, как и в ПУ, внутри резервуара с жидким азотом был помещен насос для создания проточной системы охлаждения. Зависимость выходной энергии от пиковой поглощенной мощности накачки представлена на рис. 62. При этом длительность импульса накачки составляла 1,2 мс. В итоге удалось увеличить энергию в импульсе длительностью 70 нс с 13 мДж до 120 мДж при частоте повторения 500 Гц и 145 мДж при частоте 400 Гц.

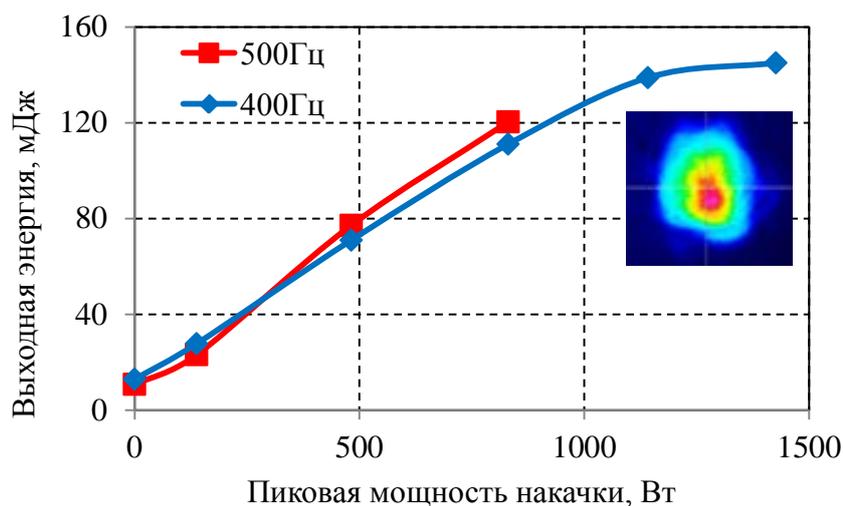


Рис. 62. Зависимость энергии на выходе основного усилителя от пиковой поглощенной мощности накачки с длительностью импульсов 1,2 мс и частотой повторения 400 Гц (красные квадраты) и 500 Гц (синие ромбы), а также профиль выходного излучения при максимальной энергии.

Кристаллы выдерживали необходимую тепловую нагрузку. Однако даже незначительное влияние паразитных тепловых эффектов оказалось весьма существенным. Из-за тепловой линзы образовывались разные диаметры сигнального пучка на кристаллах, а из-за теплового клина, возникающего после включения накачки, переставали совпадать центры пучков различных W-обходов. Поэтому для дальнейшего увеличения выходной энергии необходимо усовершенствовать криостат и переходить к использованию многопроходной схемы, хорошо зарекомендовавшей себя в ПУ. При этом появляется возможность компенсации тепловой линзы, а значит и точного согласования диаметров пучков накачки и сигнала на каждом обходе через АЭ, а также можно выбрать оптимальное количество обходов. Угловые отклонения пучка из-за теплового клина также легко компенсируются.

Оконечный усилитель на базе криогенных дисковых квантронов с активным охлаждением

Дальнейшее увеличение средней мощности в прежней схеме ОУ ограничивалось тепловой линзой в АЭ и разъюстировкой системы при увеличении мощности накачки. Для подавления этих эффектов и перехода к

многопроходной телескопической схеме были разработаны и изготовлены новые квантроны, конструктивно похожие на те, что используются для дисковых лазеров, работающих при комнатной температуре, только вместо протока воды используется проток жидкого азота, а АЭ находится в вакуумной камере во избежание появления на нем конденсата (рис. 63 б).

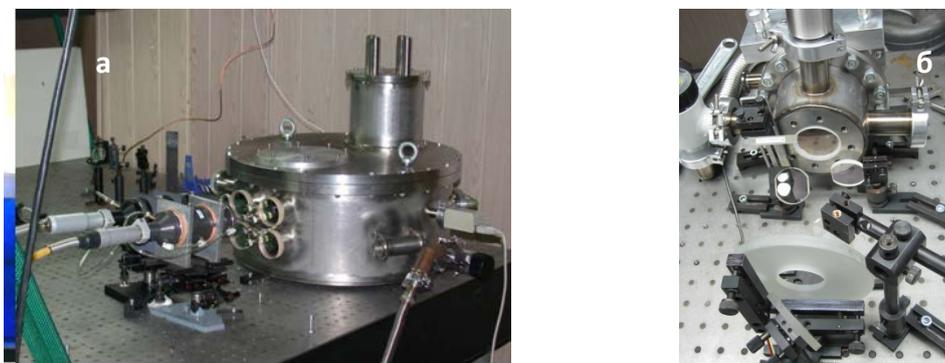


Рис. 63. Внешний вид вакуумной криогенной камеры W-проходного основного усилителя (а) и нового криогенного дискового квантрона с оптической системой завода накачки (б).

Для создания новой проточной системы охлаждения была разработана и изготовлена отдельная криогенная помпа с датчиками контроля скорости потока, давления и уровня жидкого азота (рис. 64). Были проведены первые эксперименты с сигналом новой гибридной ЗС и многопроходной схемой ОУ (рис. 65). Удалось обеспечить до 6 проходов излучения через АЭ с коэффициентом усиления слабого сигнала не менее 1,4 раза за один проход при диаметре накачки 10 мм.

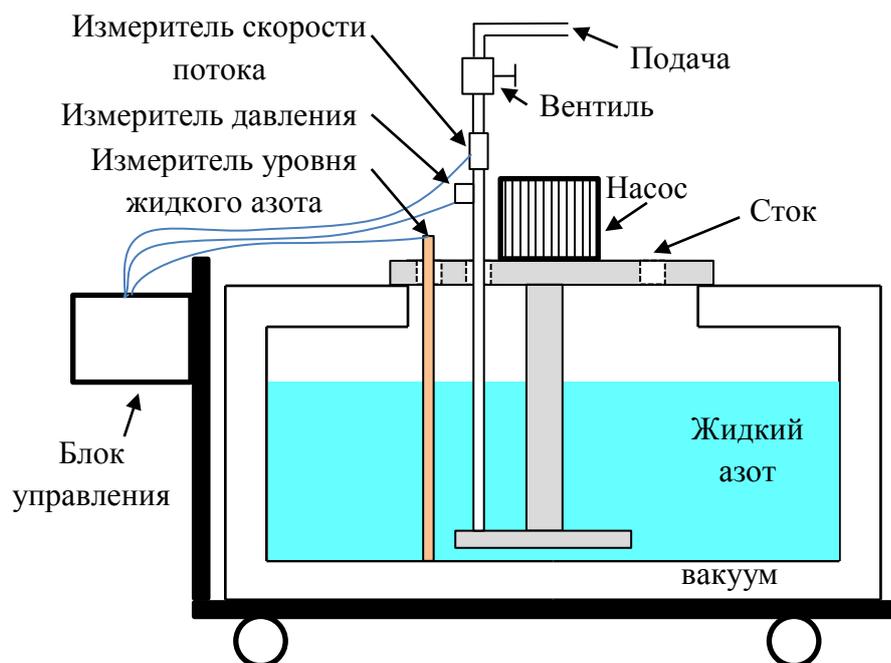


Рис. 64. Схема и внешний вид криогенной помпы для создания проточной системы охлаждения нового криогенного дискового квантрона.

Увеличение числа проходов накачки с одного до четырех позволило использовать ее более эффективно. Наблюдалась стабильная работа лазера при мощности непрерывной накачки до 0,6 кВт на АЭ, качество выходного пучка значительно улучшилось. Согласно расчетам, проведенным с помощью разработанного нами программного кода, при данных условиях можно рассчитывать на получение 250 мДж на выходе лазера.

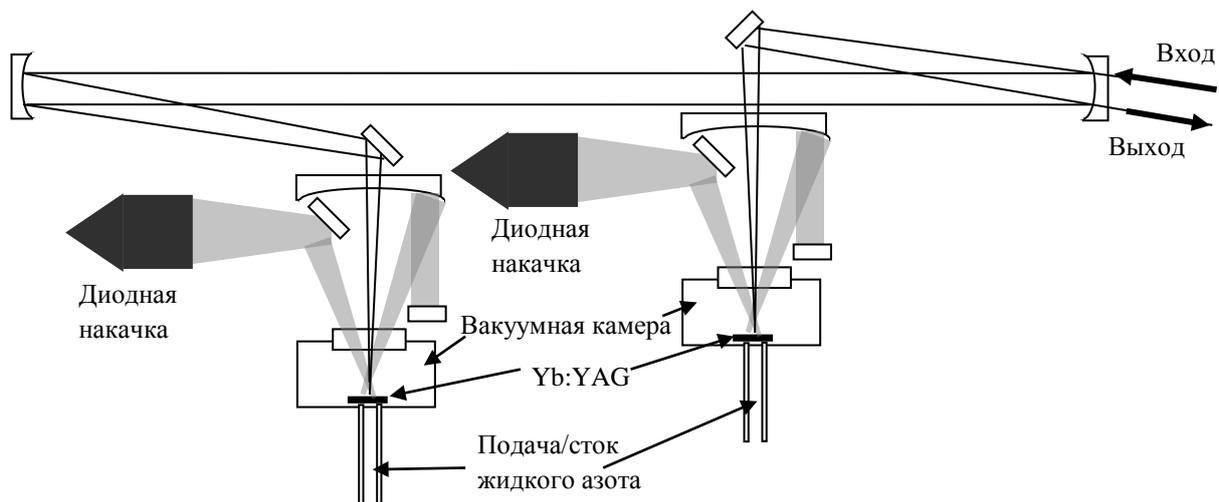


Рис. 65. Принципиальная схема основного усилителя на базе криогенных дисковых квантронов с активным охлаждением.

К сожалению, не удалось продемонстрировать увеличение энергии в импульсе, что связано с большими потерями в схеме ОУ. Тем не менее, видно, что выходная энергия не зависит от тепловой нагрузки (рис. 66), что говорит об эффективном отводе тепла от АЭ за счет проточного охлаждения жидким азотом со скоростью до 3-х л/мин.

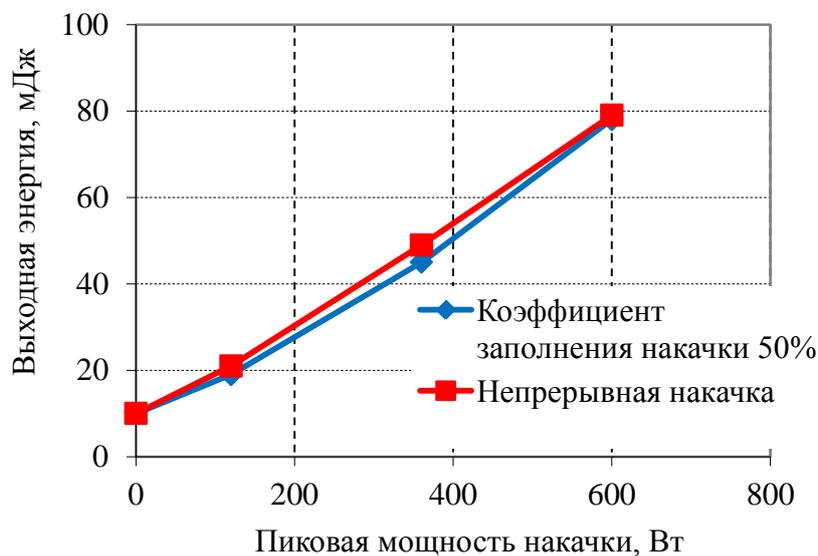


Рис. 66. Зависимость выходной энергии лазера от пиковой мощности накачки при коэффициенте заполнения накачки 50% (синие ромбы) и при непрерывной накачке (красные квадраты).

Дальнейшее увеличение запасенной энергии ограничено появлением паразитной генерации в АЭ. Это подтверждается результатами измерений зависимости интенсивности спонтанного излучения от времени. При пиковой мощности

импульсов накачки более 600 Вт и длительности 1,25 мс зависимость интенсивности спонтанного излучения от времени, а значит и запасенной энергии, перестает расти (рис. 67).

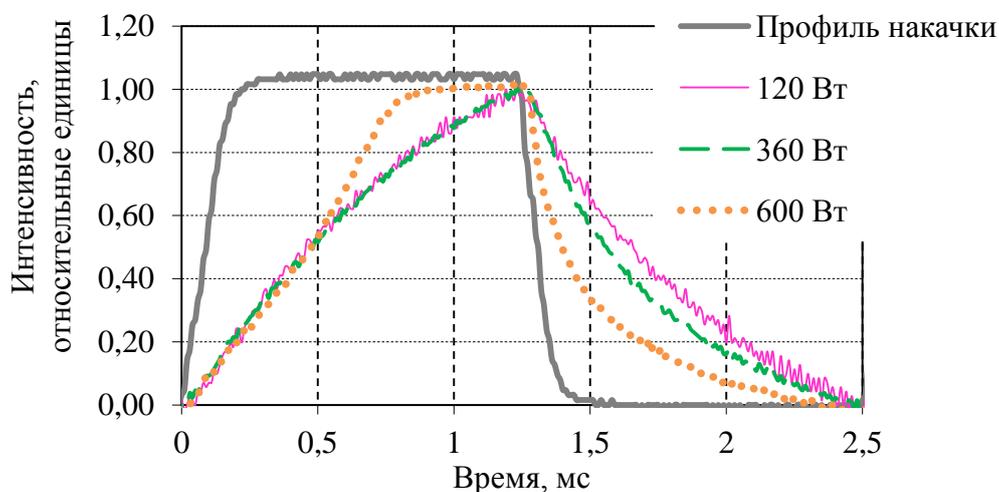


Рис. 67. Зависимость интенсивности спонтанного излучения от времени при пиковой мощности накачки 120 Вт (тонкая розовая сплошная линия), 360 Вт (штриховая зеленая линия) и 600 Вт (пунктирная оранжевая линия), а также профиль накачки во времени (толстая серая линия).

Другим важным параметром при усилении стретчированных импульсов являются искажения временного и спектрального профиля импульса. Согласно нашим измерениям, оба профиля остаются неизменными по мере прохождения импульсом усилительных каскадов (соответствуют зеленым штриховым линиям на рис. 56 а, б). Спектр остается шириной 0,7 нм, что соответствует спектрально ограниченному импульсу длительностью ~ 2 пс. Коэффициент усиления слабого сигнала всей схемы составил 10^8 .

Заключение

Исследован эффект УСИ в АЭ из Yb:YAG различной геометрии: тонкий диск, тонкий диск со скошенной боковой поверхностью (в том числе с поглощающим покрытием на образующей) и композитный Yb:YAG / YAG АЭ. Ниже всего порог паразитной генерации в АЭ дисковой геометрии. В дисках со скошенной боковой поверхностью порог существенно выше, однако при больших интенсивностях накачки, даже после покрытия образующей поглотителем,

отражение спонтанного излучения от боковой поверхности назад в область накачки оказывает большое влияние на запасенную энергию. В композитном АЭ эффект УСИ существенно слабее, чем во всех остальных исследованных геометриях.

Важную роль при создании криогенных лазеров играет герметичность вакуумных криостатов. Наличие небольших натеканий внутрь объема с АЭ даже при условии глубокого вакуума приводит к появлению конденсата на АЭ и, как следствие, увеличению интенсивности отраженного от просветляющего покрытия излучения, а также к снижению порога пробоя просветляющего покрытия. Одним из альтернативных способов решения проблемы с образованием конденсата является создание небольшого потока газообразного азота внутри вакуумной криогенной камеры, однако это существенное технологическое усложнение установки.

Разработана импульсно-периодическая лазерная система на криогенно охлаждаемых Yb:YAG-дисках с задающим генератором на базе Yb:YAG-диска с водяным охлаждением и выходными импульсами длительностью несколько наносекунд. Согласование длины волны генерации с максимумом спектра усиления криогенного дискового лазера обеспечивается фильтром Вуда. При использовании заливной системы охлаждения средняя мощность накачки в каждом каскаде усиления сильно ограничена закипанием жидкого азота вокруг радиатора АЭ, поэтому для получения необходимой выходной энергии приходится работать в импульсно-периодическом режиме накачки. Для решения данной проблемы создана и опробована оригинальная проточная система охлаждения жидким азотом при помощи погружного насоса, позволившая работать с диодной накачкой в непрерывном режиме. При переходе от непрерывной накачки к импульсной с частотой повторения 300 Гц уменьшается выходная энергия ПУ. Это говорит о хорошем теплоотводе от АЭ при непрерывной накачке. Иначе за счет нагрева происходило бы уменьшение сечения усиления, а значит и запасенной в кристаллах энергии. Используя W-проходный ОУ на базе заливного криостата с проточной системой охлаждения на

выходе лазера получено 120 мДж при частоте повторения 500 Гц и и 145 мДж при частоте 400 Гц.

Для повышения стабильности работы и средней мощности ОУ разработан криогенный дисковый квантрон с апертурой АЭ 20 мм. Для создания проточной системы охлаждения данных квантронов была разработана и изготовлена криогенная помпа с датчиками контроля скорости потока, давления и уровня жидкого азота. В сочетании с телескопической схемой усиления, хорошо зарекомендовавшей себя в ПУ, усилитель с двумя такими квантронами позволяет значительно улучшить согласование между пучками сигнала и накачки на кристаллах, компенсировать тепловую линзу и организовать необходимое количество проходов сигнала через кристалл. Результаты первых экспериментов показали улучшение качества пучка и стабильную работу ОУ при мощности непрерывной накачки до 0,6 кВт/АЭ. Запасенная энергия ограничена появлением паразитной генерации поперек АЭ. Для решения данной проблемы планируется изготовить АЭ с кладдингом по периметру. Также с новыми квантронами удалось реализовать 4 прохода накачки через АЭ, что позволяет использовать ее более эффективно и переходить к АЭ с более тонкой легированной частью для уменьшения влияния негативных тепловых эффектов.

В итоге первый предварительный усилитель, предварительный усилитель и окончательный усилитель можно выделить в виде полностью криогенного лазерного усилителя, способного усиливать стретчированные импульсы наносекундной длительности. Согласно проведенным измерениям, спектральный и временной профили остаются неизменными по мере прохождения импульсом усилительных каскадов. Ширина спектра по полувысоте составляет 0,7 нм, что соответствует спектрально ограниченному импульсу длительностью ~2 пс.

Увеличение КПД возможно за счет снижения потерь на просветляющих и отражающих покрытиях, уменьшения искажений, возникающих при охлаждении АЭ, а также подавления эффекта УСИ. Согласно нашим расчетам, после устранения указанных проблем на выходе лазера можно получить 500 мДж энергии.

2.4 Иттербиевая керамика для мощных криогенных дисковых лазеров

Иттербиевые лазеры получают все большее распространение в рамках тенденции по увеличению выходной средней мощности. При создании лазеров с высокой средней и пиковой мощностью часто применяется Yb:YAG из-за хорошего сочетания лазерных (большое время жизни и сечение усиления) и материальных (высокая теплопроводность) характеристик, а также невысокой стоимости [1, 37, 39, 90, 127-130, 159]. В различных странах ведутся работы по созданию импульсно-периодических Yb:YAG лазеров с высокой средней и пиковой мощностью для научных и промышленных приложений: HiLASE (Чехия) [1], Genbu (Япония) [159], DiPOLE (Англия) [90] и другие. Однако для получения выходной энергии единицы и десятки Джоулей апертуры доступных монокристаллических элементов недостаточно.

Есть еще ряд особенностей, которые нужно учитывать при использовании Yb:YAG. В дисковых лазерных усилителях возникает серьезная проблема: за счет большого усиления в среде запасенная в активном элементе энергия сильно ограничена эффектами усиленного спонтанного излучения и паразитной генерации. К тому же при криогенном охлаждении происходит как значительное нежелательное уменьшение ширины спектра усиления, так и смещение его центральной длины волны λ_{max} . При температуре 80 К ширина спектра соизмерима со сдвигом λ_{max} , поэтому для криогенного Yb:YAG усилителя необходимо либо искусственно сдвинуть длину волны генерации Yb:YAG-генератора, работающего при комнатной температуре, либо охладить кристалл Yb:YAG генератора. Длительность выходных импульсов при этом ограничивается слишком большой для ряда приложений величиной ~ 2 пс. Одним из вариантов решения данных проблем является использование среды с меньшим, чем Yb:YAG, сечением усиления для подавления эффекта усиленного спонтанного излучения и спектром, дающим возможности работать при криогенных температурах. На сегодняшний день подходящими под данное описание являются распространенные широкополосные среды Yb:KYW, Yb:KGW, Yb:CaF₂, применяемые при работе с ультракороткими импульсами [88, 160, 161], однако у

Yb:CaF_2 сечение усиления слишком мало для эффективного извлечения запасенной в активном элементе энергии, а меньшая, чем у Yb:YAG , теплопроводность Yb:KYW и Yb:KGW ограничивает среднюю выходную мощность.

Таким образом, для повышения выходной энергии и эффективности современных дисковых лазеров с высокой средней и пиковой мощностью необходимо развитие и внедрение технологий изготовления широкоапертурных АЭ, а также новых активных лазерных сред с более подходящим спектром усиления и высокой теплопроводностью. Перспективным подходом к решению указанных задач на сегодняшний день является использование оптической лазерной керамики. Имеющиеся на данный момент технологии дают возможность изготавливать широкоапертурные элементы диаметром десятки сантиметров [61], а также позволяют создавать активные элементы из сред, которые на практике сложно или не удастся вырастить в виде монокристаллов больших размеров. Как уже говорилось ранее, примерами таких сред являются керамики из полупрозрачных оксидов редкоземельных металлов $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$, $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$ и $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$, теплопроводность которых выше, чем у Yb:YAG , а спектр усиления шире [47-49]. За счет меньшего, чем в Yb:YAG , коэффициента усиления появляется возможность запасать энергию в активном элементе более эффективно. За счет большего, чем в Yb:CaF_2 , коэффициента усиления – возможность извлекать запасенную энергию более эффективно. А большая, чем в Yb:KYW и Yb:KGW , теплопроводность позволяет усиливать широкополосное излучение при более высокой средней мощности. К тому же центральная длина волны и ширина полосы усиления $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ и $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$ дает возможность использовать созданный криогенный усилитель вместе с имеющейся задающей частью на базе кристаллов Yb:YAG с водяным охлаждением. Однако на сегодняшний день данные перспективные полупрозрачные оксиды применялись лишь для создания мощных дисковых генераторов или регенеративных усилителей [162-165]. В связи с этим актуальным является выполнение научных исследований по улучшению

характеристик дисковых многопроходных усилителей за счет применения данных сред.

Первая часть данного раздела посвящена созданию криогенного дискового усилителя на базе керамического АЭ из традиционного материала Yb:YAG. Во второй части раздела рассказывается о создании первого многопроходного криогенного импульсно-периодического усилителя на базе АЭ из Yb:Y₂O₃ керамики.

W-проходный криогенный усилитель на керамических Yb:YAG дисках

Первые эксперименты с лазерной керамикой проводились с использованием АЭ из Yb:YAG – популярной, доступной и хорошо изученной среды, технология изготовления которой оказалась широко востребованной, относительно несложной и хорошо отработанной различными производителями. В рамках договоренности о совместном сотрудничестве нам был предоставлен ряд образцов Yb:YAG керамики диаметром 20 мм, толщиной 1,4 мм и легированием 5 at%, изготовленной в AMRC LAB, Nanyang Technological University, Singapore. Керамика была изготовлена методом реакционного спекания в вакууме при температуре 1770⁰С. Подробности данной технологии изготовления описаны в работе [166]. При варьировании продолжительности спекания при температуре 1770⁰С в диапазоне 8 ÷ 40 часов можно получать керамику со средним размером гранул от 6 до 25 мкм. Исследования лазерных характеристик трех образцов с различным размером гранул показало, что при охлаждении максимум спектра люминесценции возрастает примерно в 7 раз (рис. 68). Из-за большой толщины образцов время жизни было измерено только при температуре жидкого азота (когда отсутствовало перепоглощение с нижнего рабочего лазерного уровня) и составило ~900 мкс.

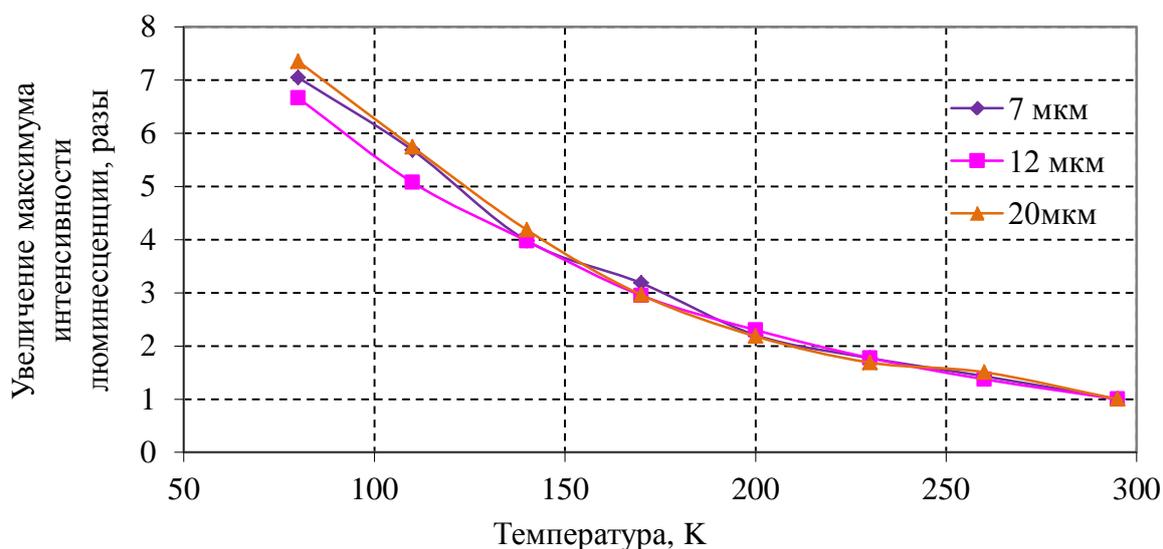


Рис. 68. Зависимость увеличения максимума интенсивности люминесценции от температуры в Yb:YAG керамике с легированием 5 at.% со средним размером гранул 7 мкм (розовые ромбы), 12 мкм (фиолетовые квадраты) и 20 мкм (оранжевые треугольники).

Исходя из полученных данных, предоставленные нам образцы оказались лучше имевшихся у нас монокристаллов российских производителей и близки к кристаллам китайского производителя (рис. 3, 4. п. 1.1.), с использованием которых были получены лучшие результаты, описанные в п. 2.3. Единственным выявленным недостатком оказались потери на рассеяние $\sim 1,5\%$ за проход.

Использование АЭ из данной керамики стало продолжением описанных в п. 2.3 работ по созданию W-проходного дискового криогенного ОУ с заливной системой охлаждения жидким азотом. Заметное улучшение выходных параметров было обусловлено целым рядом причин: лазерные параметры керамики были лучше, чем у имевшихся на тот момент монокристаллов российского производства; более толстые АЭ (1,4 мм вместо 0,9 мм) были менее подвержены деформациям при охлаждении; путем создания внутри вакуумной камеры небольшого потока газообразного азота была решена проблема с увеличением потерь на просветляющем покрытии АЭ при их охлаждении.

Коэффициент усиления слабого сигнала за одно отражение от АЭ в зависимости от поглощенной мощности накачки с длительностью импульса 1,3 мс и частотой повторения 143 Гц представлен на рис. 69 а (синие ромбы). Зеленая

сплошная и красная штриховая линии на рис. 69 а, б получены с использованием разработанного в нашей лаборатории программного 3D кода, учитывающего зависимость параметров лазерной среды и радиатора от температуры, а также эффект УСИ. Зеленая сплошная линия на рис. 69 б показывает рассчитанные значения запасенной в двух АЭ ОУ энергии; величина экспериментально извлеченной энергии после 4-х отражений от каждого АЭ показана синими ромбами.

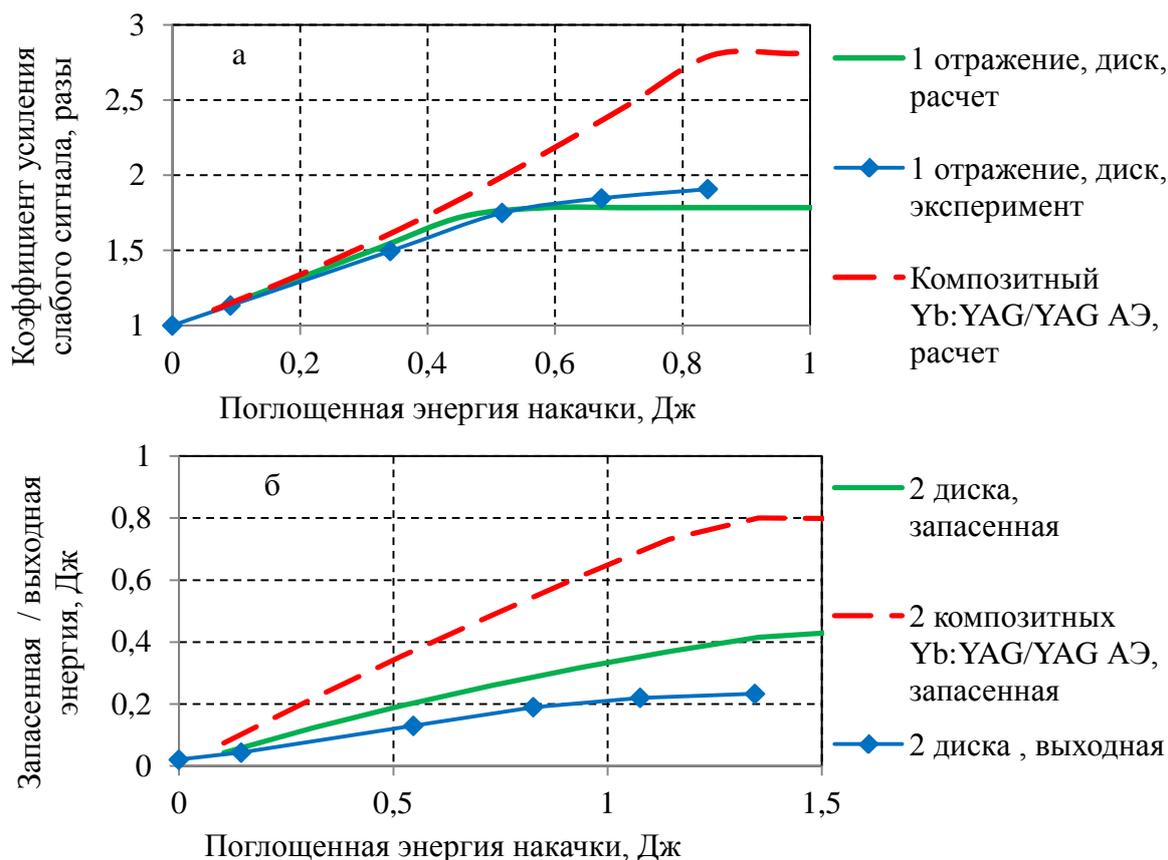


Рис. 69. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала за одно отражение от АЭ (а) и запасенной в АЭ энергии (б) от поглощенной мощности накачки. Сплошные зеленые линии показывают результаты расчета при помощи 3D кода для керамического Yb:YAG диска, штриховые красные – для композитного Yb:YAG/YAG АЭ. Синими ромбами показаны экспериментальные результаты.

В итоге на выходе ОУ было получено 233 мДж с частотой повторения 143 Гц при энергии входного сигнала 30 мДж и длительности импульсов 70 нс. Таким образом, удалось извлечь около половины запасенной в АЭ энергии и добиться достаточно высокой эффективности по накачке 20%.

Красные штриховые линии на рис. 69 а, б показывают, что существенное увеличение выходных параметров ОУ возможно за счет перехода от дискового к композитному Yb:YAG / YAG АЭ. При этом удастся существенно уменьшить влияние УСИ, что позволит работать при более высокой мощности накачки, добиться существенно большего коэффициента усиления слабого сигнала и, как следствие, более эффективного извлечения запасенной в АЭ энергии. Также существенно более толстый АЭ будет менее подвержен искажениям при охлаждении до температуры жидкого азота, что приведет к уменьшению фазовых искажений излучения. Для увеличения выходной средней мощности необходимо переходить от заливной к проточной системе охлаждения жидким азотом.

Многопроходный криогенный усилитель на керамических Yb:Y₂O₃ дисках

Для создания многопроходного дискового усилителя была выбрана телескопическая схема с переносом изображения (АМС scheme) [85], при расчете параметров которой необходимо знать фокусное расстояние линзы в АЭ, обусловленной различными фазовыми искажениями (п. 1.3). Использовался дисковый АЭ с диэлектрическим зеркалом, нанесенным с одного торца, и просветляющим покрытием – с другого. «Холодные» фазовые искажения возникают при монтаже АЭ на теплоотвод и дальнейшем охлаждении до температуры жидкого азота из-за разности коэффициентов теплового расширения АЭ и радиатора. Далее при работе с высокой средней мощностью в АЭ возникают термонаведенные фазовые искажения, приводящие к появлению тепловой составляющей линзы.

Измерения фазовых искажений проводились с высокой точностью методом фазово-сдвиговой интерферометрии [92, 93]. Для этого кристалл, помещенный в вакуумную криогенную камеру, устанавливался в одно из плеч интерферометра Майкельсона в качестве обратного зеркала (рис. 70).

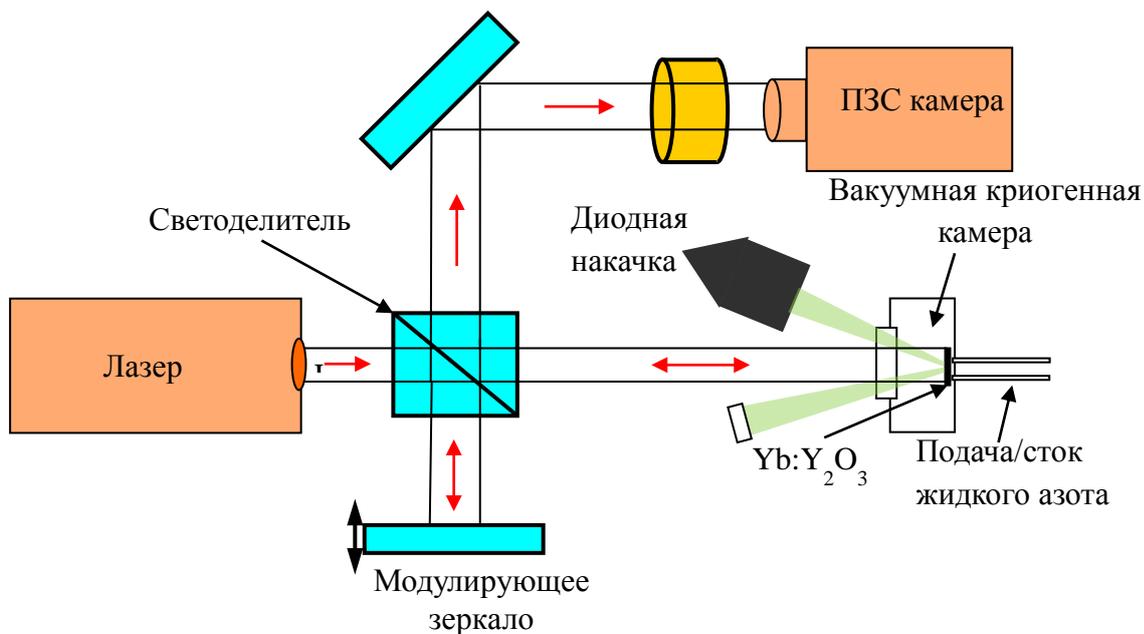


Рис. 70. Схема измерения фазовых искажений в дисковом активном элементе криогенного квантрона методом фазово-сдвиговой интерферометрии.

Примеры полученного распределения изменения оптического пути от поперечной координаты при отражении от АЭ для диаметра накачки 3 мм представлены на рис. 71 а.

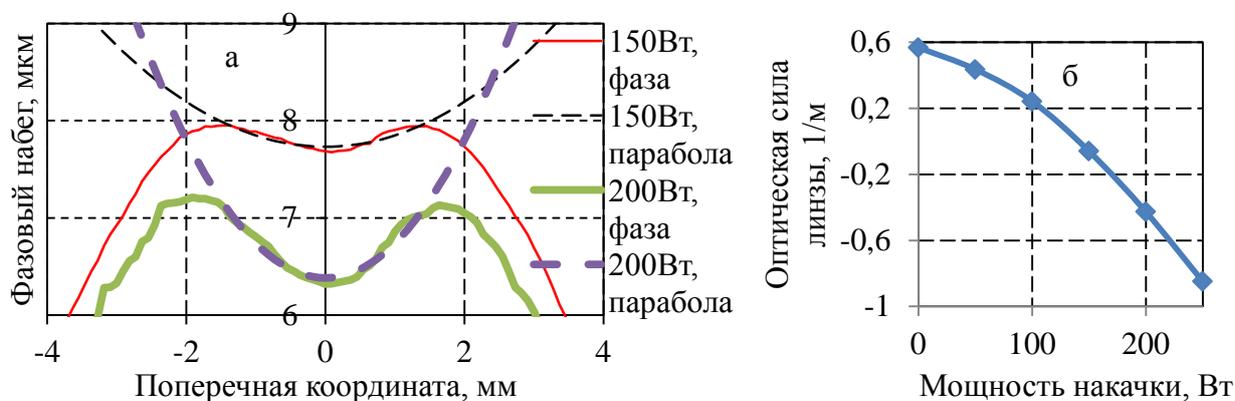


Рис. 71. (а) Зависимость изменения оптического пути от поперечной координаты в криогенном квантроне на базе дискового $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ АЭ диаметром 15 мм при мощности накачки 150 Вт (красная тонкая сплошная линия) и 200 Вт (зеленая толстая сплошная линия), а также аппроксимация параболой в центральной области пучка при мощности накачки 150 Вт (черная тонкая штриховая линия) и 200 Вт (фиолетовая толстая штриховая линия). Зависимость оптической силы линзы от мощности накачки (б).

Оптическая сила линзы в АЭ за одно отражение вычисляется при помощи аппроксимации параболой в области накачки (рис. 71 а, б). Из графиков видно одно из достоинств предложенного метода монтажа, заключающееся в том, что «холодная» линза и тепловая имеют разный знак и частично компенсируются. Благодаря этому можно выбрать любую удобную рабочую мощность до ~200 Вт.

Далее были проведены измерения коэффициента усиления слабого сигнала за одно отражение от АЭ. Сначала при малой тепловой нагрузке – длительность импульсов накачки 3 мс, частота повторения 5 Гц, а затем при высоком тепловыделении – непрерывная накачка (рис. 72).

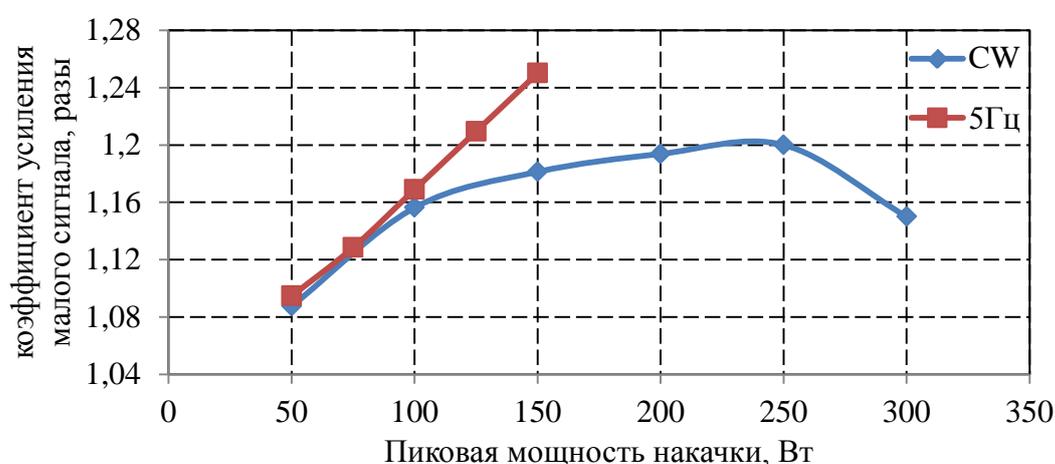


Рис. 72. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от пиковой мощности накачки при непрерывной накачке (ромбы) и при частоте повторения накачки 5 Гц (квадраты).

Как и ожидалось, в импульсно-периодическом режиме коэффициент усиления слабого сигнала K растет линейно от мощности накачки и ограничен (при ~150Вт) появлением паразитной генерации в поперечном направлении АЭ. При непрерывной накачке сечение усиления уменьшается из-за нагрева АЭ, что позволяет работать при более высокой пиковой мощности накачки, не доходя до порога паразитной генерации ($K=1,25$ раза).

При создании многопроходного усилителя для простоты и удобства юстировки использовалась простейшая модификация телескопической многопроходной схемы с одним большим сферическим зеркалом для переноса изображения с АЭ на обратное зеркало [86], п. 1.3. Исходя из данных, представленных на рис. 71 б и рис. 72, при помощи формул 1.3.1, 1.3.2 была

рассчитана оптическая схема для работы при непрерывной мощности накачки 200 Вт, когда еще не слишком большая тепловая линза в АЭ, а рост коэффициента усиления слабого сигнала от мощности накачки практически прекращается. Расстояние от АЭ до большого сферического зеркала с радиусом кривизны $R=1600$ мм составило 1500 мм, а расстояние от большого сферического зеркала до обратного зеркала с радиусом кривизны $r=800$ мм составило 1715 мм (рис. 73).

Для испытаний многопроходного дискового усилителя использовалась специально разработанная задающая система (ЗС). Излучение созданного нами задающего источника [167] со средней выходной мощностью 0,84 Вт и спектрально ограниченной длительностью импульсов $\sim 1,2$ пс при частоте повторения 11,5 кГц попадало в стретчер на базе объемной чирпирующей брэгговской решетки (производство компании «OptiGrate», США, коэффициент растяжения во времени за одно отражение 220 пс/нм при ширине спектра 2,2 нм), в результате чего длительность импульсов увеличивалась до $\sim 0,5$ нс. После этого мощность увеличивалась с 0,6 Вт до 7 Вт при помощи 2-х проходного усилителя, созданного на базе АЭ в форме тонкого стержня из Yb:YAG [152], и подавалась на вход дискового криогенного Yb:Y₂O₃ усилителя (рис. 73). Для накачки дискового АЭ была реализована 4-V проходная схема с диаметром пятна на кристалле 3 мм, диаметр усиливаемого излучения на кристалле составлял 1,5 мм. Для непрерывной накачки АЭ использовался модуль с волоконным выходом и максимальной мощностью 600 Вт производства компании LaserLine, Германия.

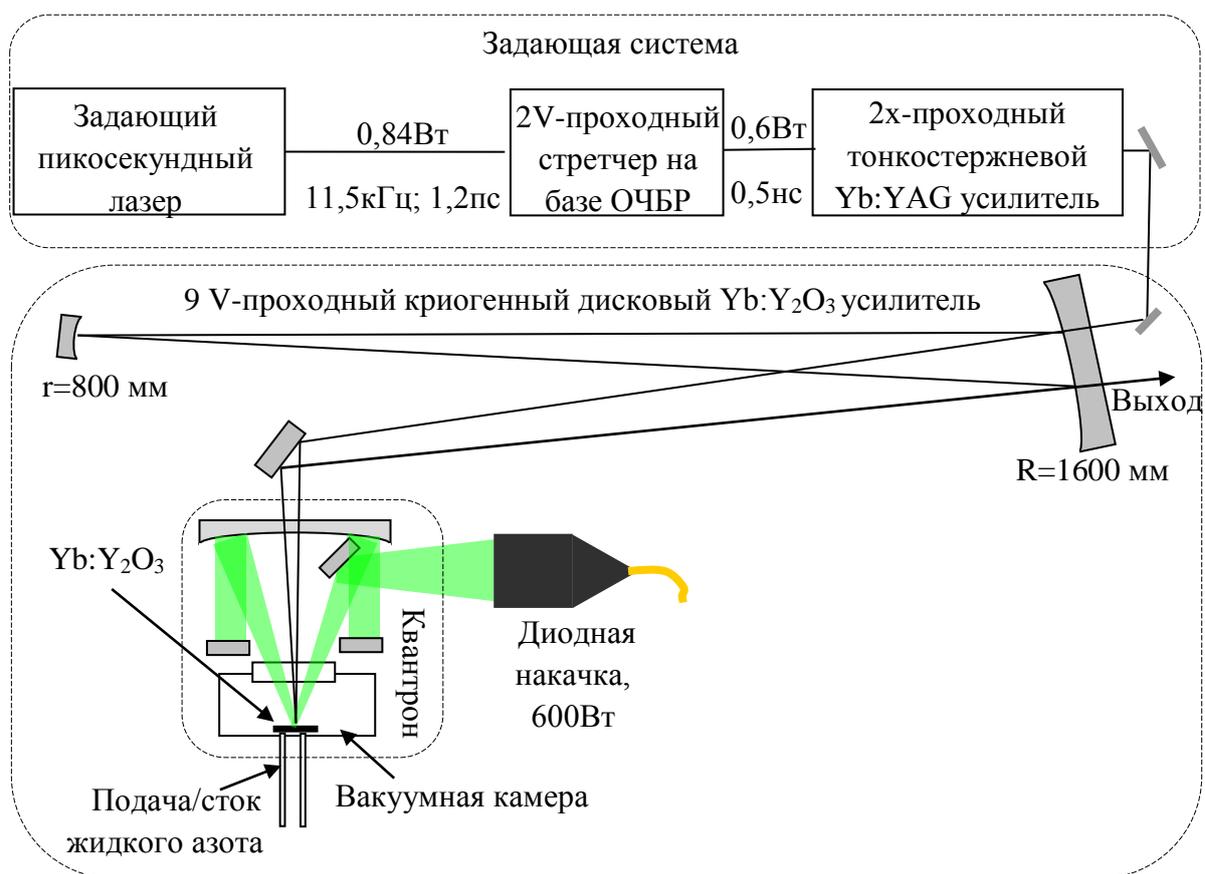


Рис. 73. Блок-схема задающей системы и схема 9 V-проходного криогенного дискового Yb:Y₂O₃ усилителя.

Максимальную выходную мощность 15,8 Вт удалось получить при 9 отражениях усиливаемого излучения от АЭ (рис. 74 а). Необходимо отметить, что из-за сильного изменения линзы в АЭ (рис. 71 б) выходная мощность измерялась, начиная с мощности накачки 50 Вт, при которой практически пропадали дифракционные потери, связанные с несоответствием параметров оптической схемы и силы линзы в АЭ.

При помощи спектрометра (AvaSpec Dual, разрешение 0,3 нм, диапазон 180÷1100 нм) были также измерены спектры входного и выходного сигналов (рис. 74 б). Их полное совпадение при ширине ~1,2 нм говорит о хорошем согласовании центральной длины волны задающей системы на базе Yb:YAG и длины волны с максимальным сечением усиления охлажденного до криогенной температуры Yb:Y₂O₃, а также о возможности усиления в данной среде импульсов субпикосекундной длительности. Заметим, что в криогенно охлажденных АЭ из Yb:YAG ширина полосы усиления ограничена ~0,7 нм (п.2.3).

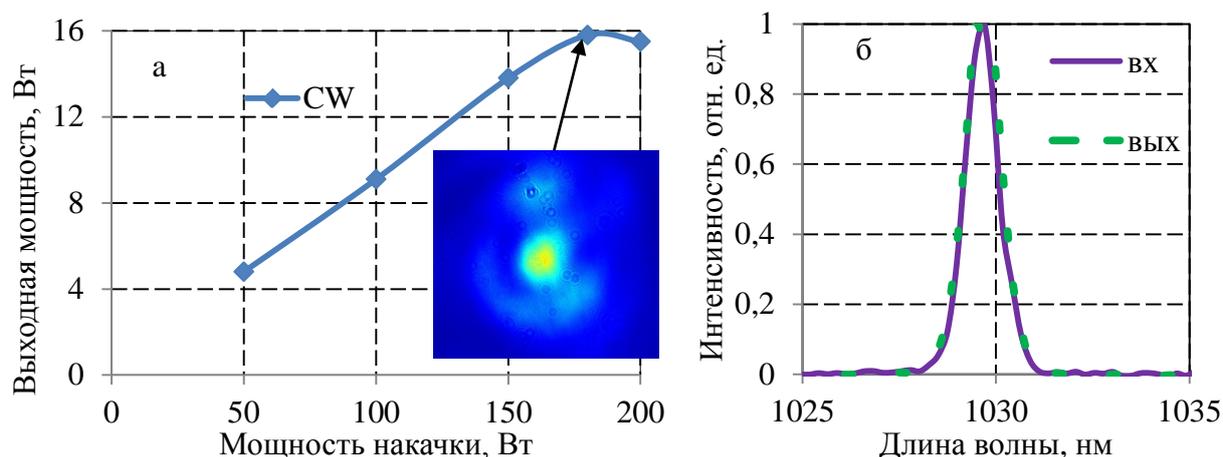


Рис. 74. (а) Зависимость выходной мощности 9V-проходного дискового криогенного $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ усилителя от мощности накачки, а также пространственное распределение пучка при максимальной выходной мощности. (б) Зависимость спектра входного (сплошная линия) и выходного (штриховая линия) излучения дискового криогенного $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ усилителя от длины волны.

Выходные параметры усилителя были ограничены ухудшением качества пучка при увеличении количества проходов. На рис. 74 а можно видеть появляющееся вокруг основного пучка кольцо, которое, по мнению автора, связано с отличием профиля фазовых искажений от параболических, особенно при высокой мощности накачки. Для устранения данной проблемы необходимо повышать качество монтажа АЭ на теплоотвод. Для более эффективного извлечения запасенной в АЭ энергии планируется повышение выходной мощности ЗС. Также планируются работы по переходу к более широкополосной ЗС с частотой повторения 15 кГц и энергией импульсов $\sim 0,5$ мДж при длительности < 300 фс.

Заключение

Используя 2 дисковых АЭ из Yb:YAG керамики диаметром 20 мм, толщиной 1,4 мм и легированием 5 at%, удалось получить 233 мДж в импульсах длительностью 70 пс при частоте повторения 143 Гц на выходе W-проходного криогенного усилителя. Эффективность по накачке составила при этом 20%, что является достаточно высоким значением для импульсно-периодических лазеров. Обзор имеющихся открытых источников показал, что данные выходные

параметры являются наилучшими среди созданных на сегодняшний день криогенных импульсно-периодических лазерных систем на базе тонких дисков из Yb:YAG керамики. Увеличение выходной энергии импульсов и средней мощности возможно при использовании композитных Yb:YAG / YAG АЭ и проточной системы охлаждения жидким азотом.

При создании лазеров с высокой средней мощностью важны как спектральные (ширина линии усиления, сечение усиления и время жизни), так и тепловые (теплопроводность) свойства лазерной среды. Переход от Yb:YAG к Yb:Y₂O₃ позволяет, по мнению автора, повысить эффективность дисковых импульсно-периодических усилителей, а также увеличить один из ключевых параметров - пиковую мощность - за счет более широкого спектра усиления. В системах с криогенным оконечным усилителем появляется возможность использовать недорогую задающую систему на базе кристаллов Yb:YAG, работающую при комнатной температуре, без потери в ширине спектра и необходимости согласования частот каскадов, работающих при комнатной и криогенной температурах.

Впервые создан многопроходный дисковый импульсно-периодический усилитель на базе керамического Yb:Y₂O₃ АЭ с криогенным охлаждением. Выходная мощность составила 15,8 Вт при частоте повторения 11,5 кГц, длительности импульсов 0,5 нс и ширине спектра 1,2 нм. При наличии соответствующего источника возможно усиление более широкополосного излучения с дальнейшей компрессией в субпикосекундный диапазон длительностей импульсов. Предложен метод монтажа АЭ в криогенном квантроне, при использовании которого «холодная» линза, возникающая из-за разности коэффициентов теплового расширения между АЭ и радиатором, при включении накачки компенсируется в рабочей области тепловой линзой.

Заключение к главе 2

Сформулируем в заключении основные результаты главы, представленные в работах [A1, A3-A5, A7, A10, A12, A16-A23, A25, A26, A28, A29, A31-A37]:

1. Проведено теоретическое исследование основных параметров двухпроходного дискового Yb:YAG усилителя с диодной накачкой. Получен набор приближенных решений системы дифференциальных уравнений для 4-х уровневой схемы, на которую падает монохроматическая накачка. Найдены области значений параметров, в которых справедливы те или иные решения. Наиболее интересным представляется решение с частичным учетом эффекта насыщения, хорошо совпадающее с точным численным решением. Проведен учет контура линии поглощения и спектра накачки (формы, ширины, центральной частоты).
2. Для построения стретчера криогенного дискового Yb:YAG лазера подходят как голографические ДР, так и ОЧБР за счет своей большой дисперсии. Для расчета пары стретчер-компрессор на базе ДР создан программный код в среде Mathcad, с помощью которого проведено моделирование хода лучей в одно- и двухрешеточном стретчере и компрессоре и вычисление габаритов и фокусных расстояний необходимых оптических элементов. Рассчитана и экспериментально реализована схема стретчера на ДР 1200 штрихов/мм. Для построения оптимальных с точки зрения пропускания, размеров и стоимости стретчера и компрессора на базе ДР необходимо использовать решетки 1740 штрихов/мм.
3. Экспериментально реализован стретчер на базе двух ОЧБР с четырьмя отражениями от каждой. Полученная схема значительно компактнее предыдущей и проще в юстировке. Использование компрессора на базе ОЧБР на выходе импульсно-периодического лазера с высокой средней мощностью весьма затруднительно из-за опасности перегрева и оптического пробоя. На сегодняшний день для реализации СРА схемы криогенного дискового иттербиевого лазера оптимальным представляется использование пары стретчер на ОЧБР и компрессор на ДР.

4. Исследован эффект УСИ в АЭ из Yb:YAG различной геометрии: тонкий диск, тонкий диск со скошенной боковой поверхностью (в том числе с поглощающим покрытием на образующей) и композитный Yb:YAG / YAG АЭ. Ниже всего порог паразитной генерации в АЭ дисковой геометрии. В дисках со скошенной боковой поверхностью порог существенно выше, однако даже после покрытия образующей поглотителем при больших интенсивностях накачки отражение спонтанного излучения от боковой поверхности назад в область накачки оказывает большое влияние на запасенную энергию. В композитном АЭ эффект УСИ существенно слабее, чем во всех остальных исследованных геометриях.
5. Важную роль при создании криогенных лазеров играет герметичность вакуумных криостатов. Наличие небольших натеканий внутрь объема с АЭ даже при условии глубокого вакуума приводит к появлению конденсата на АЭ и, как следствие, увеличению интенсивности отраженного от просветляющего покрытия излучения, а также к снижению порога пробоя просветляющего покрытия. Одним из альтернативных способов решения проблемы с образованием инея является создание небольшого потока газообразного азота внутри вакуумной криогенной камеры, однако это существенное технологическое усложнение установки.
6. Используя 2 дисковых АЭ из Yb:YAG керамики на выходе W-проходного криогенного усилителя с заливной системой охлаждения, удалось получить 233 мДж в импульсах длительностью 70 нс при частоте повторения 143 Гц с высокой (20%) эффективностью по накачке. Данные выходные параметры являются наилучшими среди созданных на данный момент криогенных импульсно-периодических лазерных систем на базе тонких дисков из Yb:YAG керамики. Используя W-проходный ОУ на базе заливного криостата с проточной системой охлаждения и композитные кристаллические Yb:YAG / YAG АЭ, на выходе получено 120 мДж при частоте повторения 500 Гц и 145 мДж при частоте 400 Гц.

7. Для повышения стабильности работы и средней мощности усилителей разработан криогенный дисковый квантрон с апертурой АЭ 20 мм. Для создания проточной системы охлаждения данных квантронов была разработана и изготовлена криогенная помпа с датчиками контроля скорости потока, давления и уровня жидкого азота. В сочетании с телескопической схемой усилитель на базе таких квантронов позволяет значительно улучшить согласование между пучками сигнала и накачки на кристаллах, компенсировать тепловую линзу и организовать необходимое количество проходов сигнала через кристалл. Результаты первых экспериментов показали улучшение качества пучка и стабильную работу ОУ при мощности непрерывной накачки до 0,6 кВт/АЭ.
8. Впервые создан многопроходный дисковый импульсно-периодический усилитель на базе керамического $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ АЭ с криогенным охлаждением. Выходная мощность составила 15,8 Вт при частоте повторения 11,5 кГц, длительности импульсов 0,5 нс и ширине спектра 1,2 нм. При наличии соответствующего источника возможно усиление более широкополосного излучения с дальнейшей компрессией в субпикосекундный диапазон длительностей импульсов. Предложен метод монтажа АЭ в криогенном квантрон, при использовании которого «холодная» линза, возникающая из-за разности коэффициентов теплового расширения между АЭ и радиатором, при включении накачки компенсируется в рабочей области тепловой линзой.

Заключение

В заключение приведем основные результаты данной диссертационной работы, оценим возможности их применения, а также обсудим перспективы и направления дальнейших исследований.

Можно выделить следующие основные результаты данной работы:

1. Измерены спектральные и лазерные характеристики Yb:YAG и полупрозрачных оксидов Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃ и Yb:Sc₂O₃ в диапазоне температур 80÷300К. Центральная длина волны усиления λ_{max} Yb:YAG при 300 К очень близка к центральной длине волны усиления Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃ при 80 К, поэтому излучение работающих при комнатной температуре Yb:YAG лазеров можно эффективно усиливать в мощных криогенных усилителях на Yb:Y₂O₃ и Yb:Lu₂O₃. Впервые создан многопроходный криогенный дисковый усилитель на Yb:Y₂O₃. Средняя выходная мощность составила 15,8 Вт при частоте повторения 11,5 кГц, длительности импульсов 0,5 нс и ширине спектра 1,2 нм. Полученные результаты демонстрируют возможность усиления широкополосного излучения с дальнейшей компрессией в субпикосекундный диапазон длительностей импульсов.
2. Поведение характеристик Yb:YAG при охлаждении является важным критерием качества материала: чем меньше время жизни на верхнем рабочем уровне и чем меньше рост максимума интенсивности люминесценции при охлаждении до 80 К, тем меньше коэффициент усиления при комнатной и криогенной температурах. При увеличении легирования кристалла Yb:YAG, начиная с некоторого значения, наблюдается значительное ухудшение качества среды.
3. Предложен простой метод термодиффузионной сварки оптических элементов при помощи обычной муфельной печи с нагревом в воздушной атмосфере без какого-либо сдавливающего воздействия при высоких температурах. Проведена успешная апробация на целом ряде гранатов (YAG, GGG, TGG). Показано, что механическая прочность контакта не хуже, чем у материала

свариваемых образцов, а коэффициент отражения от границы близок к френелевскому.

4. Проведен сравнительный анализ трех наиболее часто используемых при количественном описании искажений пучка критериев качества – интеграл перекрытия χ , число Штреля S и M^2 – на примере тепловых искажений, самофокусировки и сферических искажений гауссовых и супергауссовых пучков. В рассмотренных случаях χ больше S , а S больше, чем параметр μ , являющийся отношением $(M^2)^2$ пучка без фазовых искажений и с ними. В перечисленных случаях, выделив неискаженное (входное) поле в искаженном (выходном) поле, можно увеличить интенсивность на оси пучка в фокальной плоскости линзы, хотя полная мощность излучения при этом уменьшится. Поведение параметра μ при изменении степени супергауссова пучка m отличается от поведения других двух критериев. Причиной является рост параметра M^2 для больших m , причем для П-образного пучка $M^2 \rightarrow \infty$, что говорит о его нефизичности в этом случае.
5. Проведено сравнение стретчеров и компрессоров на базе ДР (дифракционных решеток) и ОЧБР (объемных чирпирующих брэгговских решеток) в криогенном дисковом иттербиевом лазере. Создан программный код для расчета пары стретчер-компрессор на базе ДР. Рассчитана и экспериментально реализована схема стретчера на ДР 1200 штрихов/мм и показано, что более оптимально использовать решетки 1740 штрихов/мм. Экспериментально реализован компактный и простой в юстировке стретчер на базе двух ОЧБР с четырьмя отражениями от каждой. Показано, что для криогенного дискового иттербиевого лазера оптимальным является использование стретчера на ОЧБР и компрессора на ДР.
6. Предложены две новые оптические схемы многопроходного дискового лазерного усилителя, названные матричными из-за расположения мест отражения лазерного излучения на больших зеркалах телескопов в виде таблицы или матрицы. С учетом паразитной линзы в активном элементе рассчитаны варианты обеих схем с наименьшим количеством оптических

элементов. При 32-х отражениях излучения от АЭ на выходе собранного по одной из схем усилителя экспериментально получено ~80 Вт средней мощности с КПД по накачке ~20% при частоте повторения 10 кГц импульсов длительностью 2 нс.

7. Созданы W-проходные криогенные усилители:

- на 2-х дисковых АЭ из Yb:YAG керамики с выходной энергией 233 мДж в импульсах длительностью 70 нс при частоте повторения 143 Гц. Данные параметры являются лучшими среди созданных на данный момент аналогичных криогенных импульсно-периодических лазерных систем на базе тонких дисков из Yb:YAG керамики;

- на 2-х дисковых композитных монокристаллических Yb:YAG/YAG АЭ с проточной системой криогенного охлаждения и выходной энергией 120 мДж при частоте повторения 500 Гц. Разработаны и изготовлены новый криогенный дисковый квантрон и криогенная помпа для повышения стабильности работы и увеличения средней мощности усилителей.

Диссертационная работа посвящена исследованию целого спектра научных и технических проблем в рамках задачи по созданию дисковых иттербиевых импульсно-периодических лазерных систем с одновременно высокой средней по времени и пиковой мощностью с криогенным охлаждением. Сюда входит как диагностика и выбор подходящих лазерных сред, так и разработка методов и подходов борьбы с усиленным спонтанным излучением, выбор подходящей системы стретчер-компрессор, поиск и реализация новых оптических схем многопроходных усилителей, а также внедрение технологии охлаждения при помощи жидкого азота.

На сегодняшний день Yb:YAG является одной из самых подходящих и доступных активных лазерных сред для создания лазеров с высокой средней мощностью, однако качество материала очень сильно варьируется в зависимости от производителя, поэтому необходимо производить тщательную диагностику и отбор. Ситуация усугубляется еще и тем, что для изготовления дисковых АЭ

необходимы кристаллы с высокой концентрацией ионов Yb^{3+} , а проблемы с качеством материала проявляются гораздо сильнее с увеличением легирования. Необходимо также отметить безусловно высокий потенциал применения бурно развивающейся технологии изготовления лазерной керамики для создания как широкоапертурных АЭ, так и новых сред с лучшими, чем Yb:YAG , характеристиками.

Большое усиление в поперечном направлении является одним из основных недостатков дисковой геометрии АЭ. Из-за этого запасенная в АЭ энергия ограничена эффектом усиленного спонтанного излучения. Особенно остро данная проблема проявляется при криогенном охлаждении за счет увеличения сечения усиления и уменьшения поглощения на рабочей длине волны. По результатам проведенных исследований наибольших успехов в подавлении данного негативного эффекта удалось добиться, используя композитные Yb:YAG / YAG АЭ, изготовленные по специально разработанной технологии термодиффузионной сварки. Дальнейшее увеличение запасенной энергии возможно за счет добавления кладдинга по образующей АЭ при помощи как термодиффузионной сварки, так и изготовления композитных керамических лазерных элементов необходимой геометрии.

Схема усиления чирпированных импульсов не имеет альтернативы при создании лазеров с высокой пиковой мощностью. При этом увеличение длительности импульсов от пикосекунд до наносекунд, требуемое для создания систем Джоульного уровня энергии, является непростой задачей, поскольку не так много оптических элементов обладают достаточно большой дисперсией. Появление объемных чирпирующих брэгговских решеток, безусловно, можно считать прорывом и началом новой эпохи компактных, недорогих и удобных стертчеров с большим коэффициентом растяжения во времени. Но из-за высокого коэффициента поглощения в стекле, из которого они изготовлены, а также небольшой апертуры ОЧБР пока не могут конкурировать с дифракционными решетками при создании компрессора лазера с высокой средней и пиковой мощностью.

Применяя комплекс разработанных методов, подходов и технологических решений, в том числе проточного охлаждения при помощи жидкого азота, были получены высокие лазерные результаты на базе керамических и монокристаллических АЭ различных геометрий. Дальнейшее увеличение КПД возможно за счет снижения потерь на просветляющих и отражающих покрытиях, уменьшения искажений, возникающих при охлаждении АЭ, а также подавления эффекта УСИ. Дополнительное увеличение выходной энергии возможно за счет масштабирования лазерной системы. Также в будущем планируется создание вакуумного компрессора на базе диэлектрических дифракционных решеток для получения на выходе высокоэнергетичных пикосекундных импульсов.

Список работ по теме диссертации

- 1.А. *Е. А. Перевезенцев, Мухин И.Б., О. В. Палашов, Е. А. Хазанов* Усиление лазерного излучения в дисках из YAG:Yb, охлажденных до температуры жидкого азота // Квантовая Электроника. - 2009. - Т.39. - №9. - С.807-813.
- 2.А. *И. Б. Мухин, О. В. Палашов, Е. А. Хазанов, А. Г. Вяткин, Е. А. Перевезенцев* Лазерные и тепловые характеристики кристалла Yb:YAG в диапазоне температур 80-300К // Квантовая Электроника. - 2011. - Т.41. - С.1045.
- 3.А. *Е. А. Перевезенцев, И. Б. Мухин, И. И. Кузнецов, О. В. Палашов, Е. А. Хазанов* Криогенный дисковый Yb : YAG-лазер с энергией 120 мДж при частоте повторения 500 Гц // Квантовая электроника. - 2013. - Т.43. - №3. - С.207-210.
- 4.А. *Е. А. Перевезенцев, И. Б. Мухин, И. И. Кузнецов, О. Л. Вадимова, О. В. Палашов* Криогенный дисковый Yb:YAG-лазер с выходным импульсом наносекундной длительности // Квантовая электроника. - 2014. - Т.44. - №5. - С.448-451.
- 5.А. *Е. А. Перевезенцев, И. Б. Мухин, И. И. Кузнецов, О. Л. Вадимова, О. В. Палашов* Задающая система криогенного дискового Yb:YAG-лазера // Квантовая электроника. - 2015. - Т.45. - №5. - С.451-454.
- 6.А. *Е. А. Perevezentsev, A.K. Poteomkin, E. A. Khazanov* Comparison for phase aberrated laser beams quality criteria // Applied Optics. - 2007. - Vol.46. - №5. - P.774-784.
- 7.А. *Е. А. Perevezentsev, I. B. Mukhin, O. L. Vadimova, O. V. Palashov, E. A. Khazanov, D. Luo, J. Zhang, D. Tang* Yb:YAG ceramics application for high energy cryogenic disk amplifier development // Physica Status Solidi a-Applications and Materials Science. - 2013. - Vol.210. - №6. - P.1232-1234.
- 8.А. *I. B. Mukhin, E. A. Perevezentsev, O. V. Palashov* Fabrication of composite laser elements by a new thermal diffusion bonding method // Optical Materials Express. - 2014. - Vol.4. - №2. - P.266-271.

- 9.A. *E. A. Perevezentsev, I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, O. V. Palashov* Matrix multipass scheme disk amplifier // *Applied Optics*. - 2017. - Vol.56. - №30. - P.8471-8476.
- 10.A. *E. A. Perevezentsev, I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, M. R. Volkov, O. V. Palashov* Multipass cryogenic Yb:Y₂O₃ ceramic disk amplifier, отправлено в *Applied Physics B*. - 2019
- 11.A. *E. A. Perevezentsev, A.K. Poteomkin, E. A. Khazanov* Comparison of laser beam quality criteria presented // *Proc. SPIE*. - 2006. - Vol.6101. - P.610119.
- 12.A. *I. B. Mukhin, E. A. Perevezentsev, A. G. Vyatkin, O. L. Vadimova, O. V. Palashov, E. A. Khazanov* One kilohertz cryogenic disk laser with high average power // *Proc. SPIE*. - 2011. - Vol.8080. - P.80800B.
- 13.A. *И. Б. Мухин, О. В. Палашов, Е. А. Перевезенцев* Способ соединения деталей оптического элемента из кристаллов гранатов // Патент РФ № 2560438, приоритет от 21.07.2015.
- 14.A. *О. В. Палашов, И. Б. Мухин, Е. А. Перевезенцев* Многопроходный лазерный усилитель на дисковом активном элементе // Патент РФ № 2607839, приоритет от 20.01.2017.
- 15.A. *Е. А. Перевезенцев, А. К. Потемкин, Е. А. Хазанов* Сравнение критериев качества лазерных пучков // X Научная конференция по радиофизике. - 2006, Нижний Новгород, Россия.
- 16.A. *Е. А. Перевезенцев* Расчет параметров мощного дискового Yb: YAG лазерного усилителя с диодной накачкой // XI Научная конференция по радиофизике. - 2007, Нижний Новгород, Россия.
- 17.A. *Е. А. Перевезенцев* Использование дисковых активных элементов Yb:YAG в криогенных лазерах // XII Научная конференция по радиофизике. - 2008, Нижний Новгород, Россия.
- 18.A. *Е. А. Перевезенцев* Оптимизация мощного лазерного усилителя на Yb:YAG с диодной накачкой // XIV научная школа "Нелинейные волны-2008". - 2008, Нижний Новгород, Россия.

- 19.A. *Е. А. Перевезенцев* Расчет мощного Yb:YAG лазерного усилителя с диодной накачкой // XIII Нижегородская сессия молодых ученых. - 2008, Нижний Новгород.
- 20.A. *Е. А. Перевезенцев, И. Б. Мухин* Криогенный дисковый Yb:YAG лазер с высокой средней и пиковой мощностью // XV Нижегородская сессия молодых ученых. - 2010, Нижний Новгород, Россия.
- 21.A. *Е. А. Перевезенцев, И. Б. Мухин* Мощный дисковый криогенный Yb:YAG лазер с диодной накачкой // XV научная школа "Нелинейные волны-2010". - 2010, Нижний Новгород, Россия.
- 22.A. *Е. А. Перевезенцев, И. Б. Мухин* Особенности генерации и усиления лазерного излучения охлаждаемыми Yb:YAG дисками // IV Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов. - 2010, Нижний Новгород, Россия.
- 23.A. *Е. А. Перевезенцев, И. И. Кузнецов, И. Б. Мухин, Д. Е. Силин, М. Р. Волков, О. В. Палашов* Применение фазово-сдвиговой интерферометрии для измерения параметров оптических сред // Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям. -2018, Нижний Новгород, Россия.
- 24.A. *Е. А. Perevezentsev, I. V. Mukhin, O. V. Palashov, E. A. Khazanov* Laser amplification in disk Yb:YAG crystal cooled to the liquid nitrogen temperature // 13th International Conference on Laser Optics "LO-2008". – 2008, St.Petersburg, Russia.
- 25.A. *Е. А. Perevezentsev, I. B. Mukhin, O. V. Palashov, E. A. Khazanov* Sub-Joule diode-pumped cryogenic Yb:YAG disk laser at high repetition rate // The 6th International Conference of High Energy Class Diode Pumped Solid State Lasers (HEC-DPSSL). - 2010. - , Versailles, France.
- 26.A. *Е. А. Perevezentsev, I. B. Mukhin, O. V. Palashov, E. A. Khazanov* Particularities of generation and amplification in cryogenically cooled Yb:YAG disks // 14th International Conference on Laser Optics "LO-2010". - 2010, St. Petersburg, Russia.

- 27.A. *E. A. Perevezentsev, I. B. Mukhin, O. V. Palashov, E. A. Khazanov* Experimental and theoretical studying of generation and amplification in Yb:YAG disc crystals // *Frontiers in Optics (FiO)/Laser Science XXVI (LS) 2010*. - 2010, Rochester, New York, USA.
- 28.A. *E. A. Perevezentsev, I. B. Mukhin, O. V. Palashov, E. A. Khazanov* Development of a DPSS cryogenic Yb:YAG disk laser in the IAP RAS // *HiPER WP13-14 Meeting*. - 2010, Versailles, France.
- 29.A. *V. V. Zelenogorsky, E. A. Perevezentsev, I. B. Mukhin, O. V. Palashov* Optical properties of oxide ceramics // *8th Laser Ceramics Symposium: International Symposium on Transparent Ceramics for Photonic Applications*. - 2012, Nizhny Novgorod, Russia.
- 30.A. *E. A. Perevezentsev, I. B. Mukhin, O. L. Vadimova, O. V. Palashov, E. A. Khazanov* Amplifier with high energy capacity and average power based on cryogenically cooled disk shaped Yb:YAG laser ceramics // *8th Laser Ceramics Symposium: International Symposium on Transparent Ceramics for Photonic Applications*. - 2012, Nizhny Novgorod, Russia.
- 31.A. *E. A. Perevezentsev, I. B. Mukhin, O. L. Vadimova, O. V. Palashov, E. A. Khazanov* Sub-Joule level cryogenic disk laser based on Yb:YAG ceramics // *15th International Conference on Laser Optics "LO-2012"*. - 2012, St. Petersburg, Russia.
- 32.A. *I. B. Mukhin, E. A. Perevezentsev, O. L. Vadimova, I. I. Kuznetsov, O. V. Palashov, E. A. Khazanov* 233 mJ 143 Hz Yb:YAG ceramic cryogenic disk laser presented // *SPIE's 2013 Optics + Optoelectronics International Symposium*. – 2013, Prague, Czech Republic.
- 33.A. *E. A. Perevezentsev, I. B. Mukhin, O. V. Palashov, I. I. Kuznetsov, O. L. Vadimova* High power cryogenic Yb:YAG disk laser with nanosecond output pulse duration // *16th International Conference on Laser Optics "LO-2014"*. - 2014, St. Petersburg, Russia.
- 34.A. *E. A. Perevezentsev, I. B. Mukhin, O. V. Palashov, I. I. Kuznetsov, O. L. Vadimova* Nanosecond Cryogenic Disk Laser for Stretched Picosecond Pulse

Amplification // The 8th International Conference of High Energy Class Diode Pumped Solid State Lasers (HEC-DPSSL). - 2014, Oxford, Great Britain.

- 35.A. *E. A. Perevezentsev, I. B. Mukhin, I. I. Kuznetsov, O. V. Palashov* High power kHz cryogenic Yb:YAG CPA laser system // Conference on Lasers & Electro-Optics / Europe and European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC). - 2015, Munich, Germany.
- 36.A. *E. A. Perevezentsev, I. B. Mukhin, O. V. Palashov* High power CPA cryogenic Yb:YAG laser // 17th International Conference on Laser Optics “LO-2016”. - 2016, St. Petersburg, Russia.
- 37.A. *E. A. Perevezentsev, I. B. Mukhin, I. I. Kuznetsov, O. L. Vadimova, O. V. Palashov* Application of composite Yb:YAG/YAG active elements for high power laser systems // The 21st International Symposium on High Power Laser Systems and Applications. - 2016, Gmunden, Austria.
- 38.A. *E. Perevezentsev, I. Kuznetsov, I. Mukhin, O. Palashov* New Optical Scheme for a Multi-Pass Disk Laser Amplifier // The OSA Laser Congress (ASSL, LAC), OSA Technical Digest. - 2017, Nagoya, Japan.

Список использованной литературы и ссылки

- [1] <http://www.hilase.cz/>.
- [2] *Y. Deng, A. Schwarz, H. Fattahi, M. Ueffing, X. Gu, M. Ossiander, T. Metzger, V. Pervak, H. Ishizuki, T. Taira, T. Kobayashi, G. Marcus, F. Krausz, R. Kienberger, N. Karpowicz* Carrier-envelope-phase-stable, 1.2 mJ, 1.5 cycle laser pulses at 2.1 μm // *Optics Letters*. - 2012. - Vol.37. - №23. - P.4973-4975.
- [3] *K.-H. Hong, S.-W. Huang, J. Moses, X. Fu, C.-J. Lai, G. Cirmi, A. Sell, E. Granados, P. Keathley, F. X. Kärtner* High-energy, phase-stable, ultrabroadband kHz OPCPA at 2.1 μm pumped by a picosecond cryogenic Yb:YAG laser // *Optics Express*. - 2011. - Vol.19. - №16. - P.15538-15548.
- [4] *W. S. Graves, J. Bessuille, P. Brown, S. Carbajo, V. Dolgashev, K. H. Hong, E. Ihloff, B. Khaykovich, H. Lin, K. Murari, E. A. Nanni, G. Resta, S. Tantawi, L. E. Zapata, F. X. Kärtner, D. E. Moncton* Compact x-ray source based on burst-mode inverse Compton scattering at 100 kHz // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. - 2014. - Vol.17. - №12. - P.120701.
- [5] *C.-L. Chang, P. Krogen, H. Liang, G. J. Stein, J. Moses, C.-J. Lai, J. P. Siqueira, L. E. Zapata, F. X. Kärtner, K.-H. Hong* Multi-mJ, kHz, ps deep-ultraviolet source // *Optics Letters*. - 2015. - Vol.40. - №4. - P.665-668.
- [6] *S. Hädrich, A. Klenke, J. Rothhardt, M. Krebs, A. Hoffmann, O. Pronin, V. Pervak, J. Limpert, A. Tünnermann* High photon flux table-top coherent extreme-ultraviolet source // *Nature Photonics*. - 2014. - Vol.8. - P.779.
- [7] *V. Petrov* Parametric down-conversion devices: The coverage of the mid-infrared spectral range by solid-state laser sources // *Optical Materials*. - 2012. - Vol.34. - №3. - P.536-554.
- [8] *Y. Ochi, K. Nagashima, M. Maruyama, M. Tsubouchi, F. Yoshida, N. Kohno, M. Mori, A. Sugiyama* Yb:YAG thin-disk chirped pulse amplification laser system for intense terahertz pulse generation // *Optics Express*. - 2015. - Vol.23. - №11. - P.15057-15064.
- [9] *J. W. Dawson, J. K. Crane, M. J. Messerly, M. A. Prantil, P. H. Pax, A. K. Sridharan, G. S. Allen, D. R. Drachenberg, H. H. Phan, J. E. Heebner, C. A.*

- Ebbers, R. J. Beach, E. P. Hartouni, C. W. Siders, T. M. Spinka, C. P. J. Barty, A. J. Bayramian, L. C. Haefner, F. Albert, W. H. Lowdermilk, A. M. Rubenchik, R. E. Bonanno* High average power lasers for future particle accelerators // AIP Conference Proceedings. - 2012. - Vol.1507. - №1. - P.147-153.
- [10] *M. E. Fermann, I. Hartl* Ultrafast fibre lasers // Nature Photonics. - 2013. - Vol.7. - P.868.
- [11] *F. Lesparre, J. T. Gomes, X. Délen, I. Martial, J. Didierjean, W. Pallmann, B. Resan, F. Druon, F. Balembois, P. Georges* Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for picosecond lasers using the divided pulse amplification technique // Optics Letters. - 2016. - Vol.41. - №7. - P.1628-1631.
- [12] *M. Kienel, M. Müller, S. Demmler, J. Rothhardt, A. Klenke, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann* Coherent beam combination of Yb:YAG single-crystal rod amplifiers // Optics Letters. - 2014. - Vol.39. - №11. - P.3278-3281.
- [13] *V. Markovic, A. Rohrbacher, P. Hofmann, W. Pallmann, S. Pierrot, B. Resan* 160 W 800 fs Yb:YAG single crystal fiber amplifier without CPA // Optics Express. - 2015. - Vol.23. - №20. - P.25883-25888.
- [14] *B. E. Schmidt, A. Hage, T. Mans, F. Légaré, H. J. Wörner* Highly stable, 54mJ Yb-InnoSlab laser platform at 0.5kW average power // Optics Express. - 2017. - Vol.25. - №15. - P.17549-17555.
- [15] *P. Russbuedt, T. Mans, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, R. Poprawe* Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier // Optics Letters. - 2010. - Vol.35. - №24. - P.4169-4171.
- [16] *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* 1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system // Optics Letters. - 2017. - Vol.42. - №7. - P.1381-1384.
- [17] *J.-P. Negel, A. Loescher, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, M. A. Ahmed, T. Graf* Second Generation Thin-Disk Multipass Amplifier Delivering Picosecond Pulses with 2 kW of Average Output Power // Lasers Congress 2016 (ASSL, LSC, LAC), OSA Technical Digest (online). - 2016. - ATu4A.5.

- [18] *D. Kouznetsov, J.-F. Bisson* Role of undoped cap in the scaling of thin-disk lasers // *JOSA B*. - 2008. - Vol.25. - №3. - P.338-345.
- [19] *D. Strickland, G. Mourou* Compression of amplified chirped optical pulses // *Optics Communications*. - 1985. - Vol.55. - №6. - P.447-449.
- [20] *P. P. Sorokin, M. J. Stevenson* Stimulated Infrared Emission from Trivalent Uranium // *Physical Review Letters*. - 1960. - Vol.5. - №12. - P.557-559.
- [21] C. Bowness, "Liquid Cooled Solid State Laser," U.S. Patent 3339150, Aug. 29, 1967.
- [22] D. H. McMahon, "Cooling system for lasing media," U.S. Patent 3676798, July 11, 1972.
- [23] *J. Doehler, S. Solin* A compact efficient liquid nitrogen system for cooling solid state lasers: Application to YAG:Nd³⁺ and ABC-YAG // *Review of Scientific Instruments*. - 1972. - Vol.43. - №8. - P.1189-1193.
- [24] *R. Beck, K. Gürs* Ho laser with 50-W output and 6.5% slope efficiency // *Journal of Applied Physics*. - 1975. - Vol.46. - №12. - P.5224-5225.
- [25] *P. F. Moulton* Spectroscopic and Laser Characteristics of Ti³⁺:Al₂O₃ // *Journal of the Optical Society of America B*. - 1986. - Vol.3. - P.125.
- [26] *P. A. Schulz, S. R. Henion* Liquid-nitrogen-cooled Ti:Al₂O₃ laser // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 1991. - Vol.27. - №4. - P.1039-1047.
- [27] *T. Y. Fan, J. L. Daneu* Thermal coefficients of the optical path length and refractive index in YAG // *Applied Optics*. - 1998. - Vol.37. - №9. - P.1635-1637.
- [28] *G. L. Bourdet, H. Yu* Longitudinal temperature distribution in an end-pumped solid-state amplifier medium: application to a high average power diode pumped Yb:YAG thin disk amplifier // *Applied Optics*. - 2007. - Vol.46. - №23. - P.6033-6041.
- [29] *D. C. Brown* Nonlinear thermal distortion in YAG rod amplifiers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 1998. - Vol.34. - №12. - P.2383-2392.
- [30] *J. Dong, M. Bass, Y. Mao, P. Deng, F. Gan* Dependence of the Yb³⁺ emission cross section and lifetime on temperature and concentration in yttrium aluminum

- garnet // Journal of the Optical Society of America B, . - 2003. - Vol.20. - №9. - P.1975-1979.
- [31] *D. C. Brown, R. L. Cone, Y. Sun, R. W. Equall* Yb:YAG absorption at ambient and cryogenic temperatures // IEEE Journal of Selected Topics In Quantum Electronics. - 2005. - Vol.11. - №3. - P.604-612.
- [32] *P. Lacovara, H. K. Choi, C. A. Wang, R. L. Aggarwal, T. Y. Fan* Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser // Optics Letters. - 1991. - Vol.16. - №14. - P.1089-1091.
- [33] *D. C. Brown* The promise of cryogenic solid-state lasers // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. - 2005. - Vol.11. - №3. - P.587-599.
- [34] *T. Y. Fan, D. J. Ripin, R. L. Aggarwal, J. R. Ochoa, B. Chann, M. Tilleman, J. Spitzberg* Cryogenic Yb³⁺-doped solid-state lasers // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. . - 2007. - Vol.13. - P.448-459.
- [35] *D. Brown, S. Tornegard, J. Kolis, C. McMillen, C. Moore, D. Sanjeewa, C. Hancock* The Application of Cryogenic Laser Physics to The Development of High Average Power Ultra-Short Pulse Lasers // Applied Sciences. - 2016. - Vol.6. - №1. - P.23.
- [36] *D. C. Brown, J. M. Singley, K. Kowalewski, J. Guelzow, V. Vitali* High sustained average power cw and ultrafast Yb:YAG near-diffraction-limited cryogenic solid-state laser // Optics Express. - 2010. - Vol.18. - №24. - P.24770-24792.
- [37] *C. Baumgarten, M. Pedicone, H. Bravo, H. Wang, L. Yin, C. S. Menoni, J. J. Rocca, B. A. Reagan* 1 J, 0.5 kHz repetition rate picosecond laser // Optics Letters. - 2016. - Vol.41. - №14. - P.3339-3342.
- [38] *S. Tokita, M. Divoky, S. Hwang, K. Iyama, T. Kawashima, H. Nishioka, J. Kawanaka* Development of 1 J, 100 Hz Yb:YAG laser amplifier system for OPCPA pumping // 2015 11th Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR), - 2015. - P.1-2.
- [39] *L. E. Zapata, H. Lin, A.-L. Calendron, H. Cankaya, M. Hemmer, F. Reichert, W. R. Huang, E. Granados, K.-H. Hong, F. X. Kärtner* Cryogenic Yb:YAG

- composite-thin-disk for high energy and average power amplifiers // *Optics Letters*. - 2015. - Vol.40. - №11. - P.2610-2613.
- [40] *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* Kilowatt average power 100 J-level diode pumped solid state laser // *Optica*. - 2017. - Vol.4. - №4. - P.438-439.
- [41] *W. Leemans, E. Esarey* Laser-driven plasma-wave electron accelerators // *Physics Today*. - 2009. - Vol.62. - №3. - P.44-49.
- [42] *A.-L. Calendron, J. Meier, M. Hemmer, L. E. Zapata, F. Reichert, H. Cankaya, D. N. Schimpf, Y. Hua, G. Chang, A. Kalaydzhyan, A. Fallahi, N. H. Matlis, F. X. Kärtner* Laser system design for table-top X-ray light source // *High Power Laser Science and Engineering*. - 2018. - Vol.6. - P.e12.
- [43] *S. Klingebiel, C. Wandt, C. Skrobol, I. Ahmad, S. A. Trushin, Z. Major, F. Krausz, S. Karsch* High energy picosecond Yb:YAG CPA system at 10 Hz repetition rate for pumping optical parametric amplifiers // *Optics Express*. - 2011. - Vol.19. - №6. - P.5357-5363.
- [44] *D. C. Brown, S. Tornegård, K. Kowalewski, V. Envid, J. Zembek* High average power-high peak power cryogenic Yb:YAG lasers for pumping Ti:Sapphire and OPCPA ultrafast lasers // *SPIE Defense, Security, and Sensing*, - 2012. - P.11.
- [45] <http://www.hiper-laser.org/>
- [46] *A. Ikesue, I. Furusato, K. Kamata* Fabrication of polycrystalline, transparent YAG ceramics by a solid-state reaction method // *Journal of the American Ceramic Society*. - 1995. - Vol.78. - №1. - P.225-228.
- [47] *L. D. Merkle, G. Alex Newburgh, N. Ter-Gabrielyan, A. Michael, M. Dubinskii* Temperature-dependent lasing and spectroscopy of Yb:Y₂O₃ and Yb:Sc₂O₃ // *Optics Communications*. - 2008. - Vol.281. - №23. - P.5855-5861.
- [48] *A. Pirri, G. Toci, M. Vannini* First laser oscillation and broad tunability of 1 at. % Yb-doped Sc₂O₃ and Lu₂O₃ ceramics // *Optics Letters*. - 2011. - Vol.36. - №21. - P.4284-4286.

- [49] *J. Kong, D. Y. Tang, J. Lu, K. Ueda* Spectral characteristics of a Yb-doped Y₂O₃ ceramic laser // *Applied Physics B*. - 2004. - Vol.79. - №4. - P.449-455.
- [50] *I. L. Snetkov, A. V. Voitovich, O. V. Palashov, E. A. Khazanov* Review of Faraday Isolators for Kilowatt Average Power Lasers // *Ieee Journal of Quantum Electronics*. - 2014. - Vol.50. - №6. - P.434-443.
- [51] *R. Peters, C. Kränkel, S. T. Fredrich-Thornton, K. Beil, K. Petermann, G. Huber, O. Heckl, C. R. E. Baer, C. Saraceno, T. Südmeyer, U. Keller* Thermal analysis and efficient high power continuous-wave and mode-locked thin disk laser operation of Yb-doped sesquioxides // *Applied Physics B*. - 2011. - Vol.102. - P.509-514.
- [52] *M. Tokurakawa, A. Shirakawa, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, A. A. Kaminskii, K. Beil, C. Kränkel, G. Huber* Continuous wave and mode-locked Yb³⁺:Y₂O₃ ceramic thin disk laser // *Optics Express*. - 2012. - Vol.20. - №10. - P.10847-10853.
- [53] *W. Krupke* Ytterbium solid-state lasers. The first decade // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. - 2000. - Vol.6. - №6. - P.1287-1296.
- [54] *T. Y. Fan* Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 1993. - vol. 29. - P.1457-1459.
- [55] *A. Giesen, H. Hugel, A. Voss, K. Witting, U. Brauch, H. Opower* Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers // *Applied Physics B*. - 1994. - Vol.58. - №5. - P.365-372.
- [56] *T. Y. Fan, T. Crow, B. Hoden* Cooled Yb:YAG for high-power solid state lasers // *SPIE*, - 1998. - P.200-205.
- [57] *D. C. Brown* Cryogenically-Cooled Solid-State Lasers // *USA Patent US Patent 6195372*, Feb. 27, 2001.
- [58] *J. Kawanaka* Conceptual Design of IFE Laser Reactor Driver Using Diode-Pumped Cryogenic Yb:YAG Ceramics // *HEC-DPSSL USA*, California, 2006, May 17-19
- [59] *D. J. Ripin, J. R. Ochoa, R. L. Aggarwal, T. Y. Fan* 165-W cryogenically cooled Yb:YAG laser // *Optics Letters*. - 2004. - Vol.29. - №18. - P.2154-2156.

- [60] *J. Dong, A. Shirakawa, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, A. Kaminskii* Laser-diode pumped heavy-doped Yb:YAG ceramic lasers // *Optics Letters* -2007. - Vol.32. - №13. - P.1890-1892.
- [61] *Jianren Lu, Jie Song, Mahendra Prabhu, Jianqiu Xu, Kenichi Ueda, Hideki Yagi, Takakimi Yanagitani, Alexis Kudryashov* High-Power Nd:Y₃Al₅O₁₂ Ceramic Laser // *Japanese Journal of Applied Physics*. - 2000. - Vol.39. - №10B. - P.L1048.
- [62] *H. W. Brusselbach, D. S. Sumida* Low-heat high-power scaling using InGaAs-diode-pumped Yb:YAG lasers // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. - 1997. - Vol.3. - №1. - P.105-116.
- [63] *F. D. Patel, E. C. Honea, J. Speth, S. A. Payne, R. Hatcheson, R. Equall* Laser demonstration of Yb₃Al₅O₁₂ (YbAG) and materials properties of highly doped Yb:YAG // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 2001. - Vol.37. - №1. - P.135-144.
- [64] *O. Casagrande, N. Deguil-Robin, B. L. Garrec, G. L. Bourdet* Time and Spectrum Resolved Model for Quasi-Three-Level Gain-Switched Lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 2007. - Vol.43. - №2. - P.206-212.
- [65] *X. He, G. Zhao, X. Xu, X. Zeng, J. Xu* Comparison of spectroscopic properties of Yb:YAP and Yb:YAG crystals // *Chinese Optics Letters*. - 2007. - Vol.5. - №5. - P.295-297.
- [66] *T. Gonçalves-Novo, D. Albach, B. Vincent, M. Arzakantsyan, J.-C. Chanteloup* 14 J / 2 Hz Yb³⁺:YAG diode pumped solid state laser chain // *Optics Express*. - 2013. - Vol.21. - №1. - P.855-866.
- [67] *O. L. Vadimova, I. B. Mukhin, I. I. Kuznetsov, O. V. Palashov, E. A. Perevezentsev, E. A. Khazanov* Calculation of the gain coefficient in cryogenically cooled Yb : YAG disks at high heat generation rates // *Quantum Electron*. - 2013. - Vol.43. - №3. - P.201-206.
- [68] *M. Azrakantsyan, D. Albach, N. Ananyan, V. Gevorgyan, J. C. Chanteloup* Yb³⁺:YAG crystal growth with controlled doping distribution // *Optical Materials Express*. - 2012. - Vol.2. - №1. - P.20-30.

- [69] *Y. Cheng, J. Dong, Y. Ren* Enhanced performance of Cr,Yb:YAG microchip laser by bonding Yb:YAG crystal // *Optics Express*. - 2012. - Vol.20. - №22. - P.24803-24812.
- [70] *H.-C. Lee, P. L. Brownlie, H. E. Meissner, J. E. C. Rea* Diffusion-bonded composites of YAG single crystals // *Proc. SPIE*. - 1992. - Vol.1624. - P.2-10.
- [71] *A. Sugiyama, H. Fukuyama, T. Sasuga, T. Arisawa, H. Takuma* Direct bonding of Ti:sapphire laser crystals // *Applied Optics*. - 1998. - Vol.37. - №12. - P.2407-2410.
- [72] *N. Traggis, N. Claussen* Epoxy Free Bonding for High Performance Lasers // 11th Annual Directed Energy Symposium, Honolulu, Hawaii, 2008.
- [73] *S. N. Bagayev, A. A. Kaminskii, Y. L. Kopylov, I. M. Kotelyanskii, V. B. Kravchenko* Simple method to join YAG ceramics and crystals // *Optical Materials*. - 2012. - Vol.34. - №6. - P.951-954.
- [74] *С. Н. Багаев, Ю. Л. Копылов, И. М. Котелянский, В. Б. Кравченко, В. А. Лузанов* Способ соединения деталей из тугоплавких оксидов // РФ патент RU 2477342 от 10.03.2013, 2013.
- [75] *I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, D. E. Silin, A. G. Vyatkin, O. L. Vadimova, O. V. Palashov* Thermal effects in end-pumped Yb:YAG thin-disk and Yb:YAG/YAG composite active element // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 2014. - Vol.50. - №3. - P.133-140.
- [76] *D. S. Zheleznov, A. V. Starobor, O. V. Palashov, E. A. Khazanov* Cryogenic Faraday isolator with a disk-shaped magneto-optical element // *Journal of the Optical Society of America B* -2012. - Vol.29. - №4. - P.786-792.
- [77] *A. V. Mezenov, L. N. Soms, A. I. Stepanov* *Thermooptics of Solid-state Lasers / Mashinebuilding, Leningrad, 1986.*
- [78] *W. Koechner* *Solid-state laser engineering / - Berlin: Springer-Verlag, 1999.*
- [79] *M. Bass, L. Weichman, S. Vigil, B. K. Briceen* The temperature dependence of Nd³⁺ doped solid-state lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 2003. - Vol.39. - №6. - P.741-748.

- [80] *A. Rapaport, Z. Zhao, G. Xiao, A. Howard, M. Bass* Temperature dependence of the 1.06-mm stimulated emission cross section of neodymium in YAG and in GSGG // *Applied Optics*. - 2002. - Vol.41. - №33. - P.7052-7057.
- [81] *S. S. Schad, V. Kuhn, T. Gottwald, V. Negoita, A. Killi, K. Wallmeroth* Near fundamental mode high-power thin-disk laser // *Proc. SPIE*. - 2014. - Vol.8959. - P. 9590U.
- [82] *H. Plaessmann, W. M. Grossman, T. E. Olson* Multi-pass light amplifier // Patent US 5546222: H01S 3/23; H01S 5/40; H01S 5/50; H01S 5/00, 13.08.1996.
- [83] *J.-P. Negel, A. Loescher, A. Voss, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, M. Abdou Ahmed, T. Graf* Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm // *Optics Express* -2015. - Vol.23. - №16. - P. 21064-21077.
- [84] *A. Giesen, M. Larionov, K. Schuhmann* Laser amplifier system // Patent WO 2012150257 A1: H01S3/06; H01S3/094, 08.11.2012.
- [85] *J. Neuhaus, J. Kleinbauer, A. Killi, S. Weiler, D. Sutter, T. Dekorsy* Passively mode-locked Yb:YAG thin-disk laser with pulse energies exceeding 13 μ J by use of an active multipass geometry // *Opt. Lett.* . - 2008. - Vol.33. - №7. - P.726-728
- [86] *J. Körner, J. Hein, H. Liebetrau, M. Kahle, F. Seifert, D. Klöpfel, M. Kaluza* Cryogenically Cooled Laser Amplifiers // 7th HEC-DPSSL Workshop, Tahoe City CA USA, 2012.
- [87] *J. Körner, H. Liebetrau, R. Seifert, D. Klöpfel, M. Kahle, M. Loeser, M. Siebold, U. Schramm, M. C. Kaluza* Efficient burst mode amplifier for ultra-short pulses based on cryogenically cooled Yb³⁺:CaF₂ // *Optics Express*. - 2013. - Vol.21. - №23. - P.29006-29012.
- [88] *G. Andriukaitis, E. Kaksis, G. Polonyi, J. Fülöp, A. Baltuska, A. Pugzlys* 220-fs 110-mJ Yb:CaF₂ Cryogenic Multipass Amplifier // CLEO: Science and Innovations 2015, San Jose, California United States, 2015.
- [89] *E. I. Gacheva, V. V. Zelenogorskii, A. V. Andrianov, M. Krasilnikov, M. A. Martyanov, S. Y. Mironov, A. K. Potemkin, E. M. Syresin, F. Stephan, K. E.A.*

- Disk Yb:KGW amplifier of profiled pulses of laser driver for electron photoinjector // *Opt. Express* -2015. - Vol.23. - №8. - P.9627-9639.
- [90] *P. Mason, A. Lintern, S. Tomlinson, K. Ertel, S. Banerjee, J. Phillips, J. Greenhalgh, J. Collier* Design of a Multi-Pass Extraction Architecture for the DiPOLE Prototype Amplifier // 7th HEC-DPSSL Workshop, 12-14th September 2012, Lake Tahoe, California, 2012.
- [91] *I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, O. L. Vadimova, O. V. Palashov, K. Ueda* Thin-tapered-rod Yb:YAG single-crystal laser amplifier // *ASSL-2015*, Berlin, 2015.
- [92] *K. Creath* Phase-measurement interferometry techniques // *Progress in Optics*. - 1989. - Vol. 26. - P. 349-393.
- [93] *Д. Е. Силин, И. Е. Кожеватов* Интерферометр с дифракционной волной сравнения на основе одномодового световода // *Оптика и спектроскопия*. - 2012. - Т.113. - №2. - С.242-247.
- [94] *A. E. Khazanov* Characteristic features of the operation of different designs of the Faraday isolator for a high average laser-radiation power // *Quantum Electronics*. - 2000. - Vol.30. - №2. - P.147-151.
- [95] *G. Mueller, R. S. Amin, D. Guagliardo, D. McFeron, R. Lundock, D. H. Reitze, D. B. Tanner* Method for compensation of thermally induced modal distortions in the input optical components of gravitational wave interferometers // *Classical and Quantum Gravity* -2002. - Vol.19. - P.1793-1801.
- [96] *E. A. Khazanov, N. F. Andreev, A. N. Mal'shakov, O. V. Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev, A. A. Shaykin, V. V. Zelenogorsky, I. Ivanov, R. S. Amin, G. Mueller, D. B. Tanner, D. H. Reitze* Compensation of thermally induced modal distortions in Faraday isolators // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 2004. - Vol.40. - №10. - P.1500-1510.
- [97] *K. Strehl* Uber Luftschlieren und Zonenfehler // *Z. Instrumentenk.* - 1902. - Vol.22. - P.213-217.
- [98] *M. Born, E. Wolf* Principles of Optics / New York, 1980.

- [99] *V. N. Mahajan* Strehl ratio for primary aberrations in terms of their aberration variance // *Journal of the Optical Society of America*. - 1983. - Vol.73. - №6. - P.860-861.
- [100] *V. N. Mahajan* Strehl ratio for primary aberrations: some analytical results for circular and annular pupils // *Journal of the Optical Society of America* -1982. - Vol.72. - №9. - P.1258-1266.
- [101] *V. N. Mahajan* Strehl ratio for primary aberrations: some analytical results for circular and annular pupils: erratum // *Journal of the Optical Society of America A*. - 1993. - Vol.10. - №9. - P.2092.
- [102] *D. D. Lowenthal* Marechal intensity criteria modified for Gaussian beams // *Applied Optics*. - 1974. - Vol.13. - №9. - P.2126-2133.
- [103] *D. D. Lowenthal* Maréchal Intensity Criteria Modified for Gaussian Beams: Errata // *Applied Optics*. - 1974. - Vol.13. - №12. - P.2774-2774.
- [104] *V. N. Mahajan* Strehl ratio of Gaussian beam // *Journal of the Optical Society of America A*. - 2005. - Vol.22. - №9. - P.1824-1833.
- [105] *R. Herloski* Strehl ratio for untruncated aberrated Gaussian beams // *Journal of the Optical Society of America A*. - 1985. - Vol.2. - P.1027-1030.
- [106] *A. van den Bos* Rayleigh wave-front criterion: comment, // *Journal of the Optical Society of America A*. - 1999. - Vol.16. - P.2307-2309.
- [107] *A. van den Bos* Aberration and the Strehl ratio // *Journal of the Optical Society of America A*. - 2000. - Vol.17. - №2. - P.356-358.
- [108] *Y. F. Chen, T. M. Huang, C. F. Kao, C. L. Wang, S. C. Wang* Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: influence of thermal effect // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 1997. - Vol.33. - №8. - P.1424-1429.
- [109] *P. J. Gardner, M. C. Roggemann, B. M. Welsh, R. D. Bowersox, T. E. Luke* Comparison of measured and computed Strehl ratios for light propagated through a channel flow of a He-N₂ mixing layer at high Reynolds numbers // *Applied Optics*. - 1997. - Vol.36. - №12. - P.2559-2567.

- [110] *S. Stallnga* Strehl ratio for focusing into biaxially birefringent media // Journal of the Optical Society of America A. - 2004. - Vol.21. - №12. - P.2406-2413.
- [111] *A. E. Siegman* New developments in laser resonators // Optical Resonators, - 1990. - 2-14.
- [112] *N. Reng, B. Eppich* Definition and measurements of high-power laser beam parameters // Optical and Quantum Electronics. - 1992. - Vol.24. - P.S973-S992.
- [113] *S. Amano, T. Mochizuki* Propagation characteristics of a diffracted M^2 beam // Applied Optics. - 2002. - Vol.41. - №30. - P.6325-6331.
- [114] *A. Parent, M. Morin, P. Lavigne* Propagation of super-Gaussian field distribution // Opt. Quant. Electron. - 1992. - Vol.24. - P.S1071-S1079.
- [115] *R. Borghi, M. Santarsiero* M^2 factor of Bessel-Gauss beams // Optics Letters. - 1997. - Vol.22. - №5. - P.262-264.
- [116] *R. M. Herman, T. A. Wiggins* Rayleigh range and the M^2 factor for Bessel-Gauss beams // Applied Optics. - 1998. - Vol.37. - №16. - P.3398-3400.
- [117] *A. K. Poteomkin, E. A. Khazanov* Calculation of the laser-beam M^2 factor by the method of moments // Quantum Electronics. - 2005. - Vol.35. - №11. - P.1042-1044.
- [118] *B. J. Neubert, B. Eppich* Influences on the beam propagation ratio M^2 // Optics Communications. - 2005. - Vol.250. - №4-6. - P.241-251.
- [119] *W. W. Simmons, J. T. Hunt, W. E. Warren* Light propagation through large laser systems // IEEE Journal of Quantum Electronics. - 1981. - Vol.QE-17. - №9. - P.1727-1744.
- [120] *A. K. Poteomkin, E. V. Katin, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal'shakov, M. A. Martyanov, A. Z. Matveev, O. V. Palashov, E. A. Khazanov, A. A. Shaykin* Compact neodymium phosphate glass laser emitting 100-J, 100-GW pulses for pumping a parametric amplifier of chirped pulses // Quantum Electronics. - 2005. - Vol.35. - №4. - P.302-310.
- [121] *S. N. Vlasov, V. A. Petrishchev, V. I. Talanov* Averaged description of wave beams in linear and nonlinear media // Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii, Radiofizika. - 1971. - Vol.14. - №9. - P.1353-1363.

- [122] *C. Pare, P.-A. Belanger* Beam propagation in a linear or nonlinear lens-like medium using ABCD ray matrices: the method of moments // *Optical and Quantum Electronics*. - 1992. - Vol.24. - P.S1051-S1070.
- [123] *M. R. Duparre, B. Luedge, S. Schroeter*, "ETALONS for pure and composite transversal modes," presented at the Laser beam control and applications, 2006.
- [124] *L. M. Frantz, J. S. Nodvik* Theory of pulse propagation in a laser amplifier // *Journal of Applied Physics*. - 1963. - Vol.34. - №8. - P.2346-2349.
- [125] *А. Н. Зайдель, Г. В. Островская, Ю. И. Островский* Серия: Физика и техника спектрального анализа // *Наука* -1976. - С.375.
- [126] *R. W. Wood* *Physical optics* / Ney York, 1911.
- [127] *W. Schneider, A. Ryabov, C. Lombosi, T. Metzger, Z. Major, J. A. Fülöp, P. Baum* 800-fs, 330- μ J pulses from a 100-W regenerative Yb:YAG thin-disk amplifier at 300 kHz and THz generation in LiNbO₃ // *Optics Letters*. - 2014. - Vol.39. - №23. - P.6604-6607.
- [128] *I. Pupeza, D. Sánchez, J. Zhang, N. Lilienfein, M. Seidel, N. Karpowicz, T. Paasch-Colberg, I. Znakovskaya, M. Pescher, W. Schweinberger, V. Pervak, E. Fill, O. Pronin, Z. Wei, F. Krausz, A. A. J. Biegert* High-power sub-two-cycle mid-infrared pulses at 100 MHz repetition rate // *Nature Photonics*. - 2015. - Vol.9. - №11. - P.721–724.
- [129] *F. Emaury, A. Diebold, C. Saraceno, U. Keller* Oscillator-Driven High Harmonic Generation // *Advanced Solid State Lasers, OSA Technical Digest* (online). - 2015. - ATu4A.5.
- [130] *B. A. Reagan, M. Berrill, K. A. Wernsing, C. Baumgarten, M. Woolston, J. J. Rocca* High-average-power, 100-Hz-repetition-rate, tabletop soft-x-ray lasers at sub-15-nm wavelengths // *Physical Review A*. - 2014. - Vol.89. - №5. - P.053820.
- [131] *E. B. Treacy* Optical pulse compression with diffraction gratings // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 1969. - Vol.QE-5. - P.454-458.

- [132] *O. Martinez* 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6 μm region // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 1987. - Vol.23. - №1. - P.59-64.
- [133] *И. В. Яковлев* Особенности системы стретчер-компрессор для параметрических усилителей чирпированных импульсов с преобразованием частоты // ИПФ РАН, Нижний Новгород. - 2013.
- [134] *J. D. McMullen* Analysis of compression of frequency chirped optical pulses by a strongly dispersive grating pair // *Applied Optics*. - 1979. - Vol.18. - №5. - P.737-741.
- [135] *I. Walmsley, L. Waxer, K. Dorrer* The role of dispersion in ultrafast optics // *Review Of Scientific Instruments*. - 2001. - Vol.72. - №1. - P.1-29.
- [136] *C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer, N. Blanchot, S. Seznec, A. Migus* Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 1994. - Vol.30. - №7. - P.1662-1670.
- [137] *P. A. Naik, A. K. Sharma* Calculation of Higher Order Group Velocity Dispersion in a Grating Pulse Stretcher / Compressor Using Recursion Method // *Journal of Optics*. - 2000. - Vol.29. - №3. - P.105-113.
- [138] *Z. Zhang, T. Yagi, T. Arisawa* Ray-tracing model for stretcher dispersion calculation // *Applied Optics*. - 1997. - Vol.36. - №15. - P.3393-3399.
- [139] *А. В. Гутин* Геометрический метод расчета дисперсии групповых скоростей стретчера, позволяющий учесть влияние параметров оптической системы // *Квантовая электроника*. - 2008. - Т.38. - №11. - С.1021–1026.
- [140] *A. Suzuki* Complete analysis of a two-mirror unit magnification system. Part 1 // *Applied Optics*. - 1983. - Vol.22. - №24. - P.3943-3949.
- [141] *A. Offner, Darien, Conn* Unit power imaging catoptric anastigmat // US patent 3,748,015, 1971.
- [142] *G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J. P. Chambaret, B. Walker, L. F. Dimauuro* Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification // *Optics Letters*. - 1996. - Vol.21. - №6. - P.414-416.

- [143] *J. Jiang, Z. Zhang, T. Hasama* Evaluation of chirped-pulse-amplification systems with Offner triplet telescope stretchers // *Journal of the Optical Society of America B*. - 2002. - Vol.19. - №4. - P.678-683.
- [144] *Z. Zhang, Y. Song, D. Sun, L. Chai, H. Sun, C.-y. Wang* Compact and material-dispersion-compatible Offner stretcher for chirped pulse amplifications // *Optics Communications*. - 2002. - Vol.206. - №1. - P.7-12.
- [145] Central Laser Facility Annual Report. - 1999-2000.
- [146] Central Laser Facility Annual Report. - 2001-2002.
- [147] *L. B. Glebov, V. Smirnov, E. Rotari, I. Cohanoschi, L. Glebova, O. V. Smolski, J. Lumeau, C. Lantigua, A. Glebov* Volume-chirped Bragg gratings: monolithic components for stretching and compression of ultrashort laser pulses // *Optical Engineering*. - 2014. - Vol.53. - №5. - P.051514.
- [148] *S. Kaim, S. Mokhov, B. Y. Zeldovich, L. B. Glebov* Stretching and compressing of short laser pulses by chirped volume Bragg gratings: analytic and numerical modeling // *Optical Engineering*. - 2014. - Vol.53. - №5. - P.051509.
- [149] *C. João, H. Pires, L. Cardoso, T. Imran, G. E. D. H. G. Figueira, P. Moulton* Dispersion compensation by two-stage compression of a millijoule Yb:CaF₂ amplifier // *Advanced Solid-State Lasers Congress, OSA Technical Digest (online)*. - 2013. - ATu3A.11.
- [150] *X. Délen, S. Piehler, J. Didierjean, N. Aubry, A. Voss, M. A. Ahmed, T. Graf, F. Balembois, P. Georges* 250 W single-crystal fiber Yb:YAG laser // *Optics Letters*. - 2012. - Vol.37. - №14. - P.2898-2900.
- [151] *I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, O. V. Palashov, K. Ueda* Thin-tapered-rod Yb:YAG laser amplifier // *Optics Letters*. - 2016. - Vol.41. - №22. - P.5361-5364
- [152] *I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, O. V. Palashov* Yb : YAG thin-rod laser amplifier with a high pulse energy for a fibre oscillator // *Quantum Electronics*. - 2016. - Vol.46. - №4. - P.375-378.
- [153] *I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, E. A. Perevezentsev, M. R. Volkov, O. L. Vadimova, O. V. Palashov* High average and high peak power MOPA laser based on

- Yb:YAG elements of different geometries // Advanced Solid State Lasers Conference and Exhibition (ASSL), Boston, Massachusetts, USA, 2016.
- [154] *G. I. Peters, L. Allen* Amplified spontaneous emission I. The threshold condition // *Journal of Physics A: General Physics*. - 1971. - Vol.4. - №2. - P.238-243.
- [155] *L. Allen, G. I. Peters* Amplified Spontaneous Emission and External Signal Amplification in an Inverted Medium // *Physical Review A*. - 1973. - Vol.8. - №4. - P.2031-2047.
- [156] *A. Antognini, K. Schuhmann, F. D. Amaro, F. Biraben, A. Dax, A. Giesen, T. Graf, T. W. Hansch, P. Indelicato, L. Julien, C. Y. Kao, P. E. Knowles, F. Kottmann, E. L. Bigot, Y. W. Liu, L. Ludhova, N. Moschuring, F. Mulhauser, T. Nebel, F. Nez, P. Rabinowitz, C. Schwob, D. Taqqu, R. Pohl* Thin-Disk Yb:YAG Oscillator-Amplifier Laser, ASE, and Effective Yb:YAG Lifetime // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 2009. - Vol.45. - №8. - P.993-1005.
- [157] *D. Kouznetsov, J.-F. Bisson* Role of undoped cap in the scaling of thin-disk lasers // *Journal of the Optical Society of America B*. - 2008. - Vol.25. - №3. - P.338-345.
- [158] *J. Neuhaus, J. Kleinbauer, A. Killi, S. Weiler, D. Sutter, T. Dekorsy* Passively mode-locked Yb:YAG thin-disk laser with pulse energies exceeding 13 μ J by use of an active multipass geometry // *Optics Letters*. - 2008. - Vol.33. - №7. - P.726-728.
- [159] *H. Furuse, Y. Takeuchi, T. Nakanishi, A. Yoshida, R. Yasuhara, T. Kawashima, H. Kan, N. Miyanaga, K. J.* Recent progress in GENBU laser // *The 6th HEC-DPSSL International workshop*, - 2010.
- [160] *C. P. João, J. Körner, M. Kahle, H. Liebetrau, R. Seifert, M. Lenski, S. Pastrik, J. Hein, T. Gottschall, J. Limpert, G. Figueira, V. Bagnoud* High-power Yb:KYW picosecond regenerative amplifier for optical parametric amplifier pumping // *International Conference on Applications of Optics and Photonics*, - 2011. - .
- [161] *G.-H. Kim, J. Yang, B. Lee, B. Jeong, S. Chizhov, E. Sall, V. Yashin, G. Kang* High-Power Diode-Pumped Short Pulse Lasers Based on Yb:KGW Crystals for

- Industrial Applications // *High Energy and Short Pulse Lasers*, R. Viskup, Ed., ed Rijeka: InTech, 2016, p. 2.
- [162] A. Shirakawa, K. Takaichi, H. Yagi, M. Tanisho, J. F. Bisson, J. Lu, K. Ueda, T. Yanagitani, A. A. Kaminskii First mode-locked ceramic laser: Femtosecond Yb³⁺:Y₂O₃ ceramic laser // *Laser Physics*. - 2004. - Vol.14. - №11. - P.1375-1381.
- [163] M. Maruyama, H. Okada, Y. Ochi, K. Nagashima Sub-picosecond regenerative amplifier of Yb-doped Y₂O₃ ceramic thin disk // *Optics Express*. - 2016. - Vol.24. - №2. - P.1685-1692.
- [164] E. Caracciolo, S. D. Di Dio Cafiso, F. Pirzio, M. Kemnitzer, M. Gorjan, A. Guandalini, F. Kienle, A. Agnesi, J. Aus der Au High Power Femtosecond Yb:Lu₂O₃ Amplifier and Sub-100 fs Yb:Lu₂O₃ Oscillator // *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (2016)*. - 2016. - SF2I.6.
- [165] E. Caracciolo, F. Pirzio, M. Kemnitzer, A. Guandalini, F. Kienle, A. Agnesi, J. Aus-der-Au Performance of the Yb:Lu₂O₃ laser crystal in diode-pumped femtosecond oscillators and high-power regenerative amplifiers // *Solid State Lasers XXV: Technology and Devices*, - 2016. - 97260Z.
- [166] D. Luo, J. Zhang, C. Xu, X. Qin, D. Tang, J. Ma Fabrication and Laser Properties of Transparent Yb:YAG Ceramics // *Optical Materials* -2012. - Vol.34. - №6. - P.936-939.
- [167] M. R. Volkov, I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, O. V. Palashov, A. V. Konyashchenko, S. Y. Tenyakov, R. A. Liventsov Thin-rod active elements for amplification of femtosecond pulses // *QUANTUM ELECTRON*. - 2019. - Vol.49. - №4. - P.350-353.