

На правах рукописи

ПАЛАШОВ Олег Валентинович

**ПОДАВЛЕНИЕ ТЕРМОНАВЕДЕННЫХ ЭФФЕКТОВ В ОПТИЧЕСКИХ
ЭЛЕМЕНТАХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ**

1.3.19 – лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук
в виде научного доклада

Нижний Новгород – 2023

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном
учреждении «Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики имени А.В. Гапонова-Грехова
Российской академии наук»
(ИПФ РАН, г. Нижний Новгород)

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Основное содержание работы	23
Глава 1. Исследование термооптических характеристик перспективных лазерных материалов при комнатной температуре	23
1.1. Характеристики кристалла CaF_2 в зависимости от допирования ионами Yb^{3+} и Tb^{3+}	28
1.2. Характеристики новых магнитоактивных кристаллов TSAG, NTF и ZnSe	29
1.3. Характеристики кристалла CeF_3 : возможность использования одноосных кристаллов в изоляторах Фарадея	32
1.4. Характеристики керамических гранатов TGG, TAG и Re:TAG	34
1.5. Характеристики полуторнооксидных керамик Y_2O_3 , Lu_2O_3 и Sc_2O_3 допированных ионами Yb^{3+}	36
1.6. Характеристики магнитоактивной полуторнооксидной керамики Tb_2O_3	38
1.7. Характеристики борогерманатных и фосфатных стекол содержащих тербий	39
1.8. Заключение к Главе 1	40
Глава 2. Исследование термооптических характеристик перспективных лазерных материалов при криогенном охлаждении	41
2.1. Автоматизированная криогенная система: охлаждение кристалла TGG и стекла МОС-04	41
2.2. Характеристики кристаллов CaF_2 , BaF_2 и SrF_2	42
2.3. Характеристики магнитоактивных кристаллов GGG, TSAG, CeF_3 ..	43
2.4. Характеристики тербийсодержащих фианита TCZ и стекла TBG ..	45
2.5. Характеристики керамик TGG, TAG, Tb_2O_3 и Dy_2O_3	46
2.6. Охлаждение и термостабилизация лазерных элементов при помощи элементов Пельтье	49
2.7. Заключение к Главе 2	50
Глава 3. Исследование подавления термонаведенных эффектов за счет ориентации оптических осей и геометрии лазерных элементов	50
3.1. Подавление поляризационных искажений в кубических кристаллах с ориентацией [110]	51
3.2. Подавление термдеполяризации в кристалле CaF_2 с ориентацией [111]	52
3.3. Подавление термдеполяризации в кристалле TSAG с ориентацией [001]	52
3.4. Подавление термдеполяризации в кристалле NTF с ориентацией [C]	54
3.5. Влияние анизотропии одноосного кристалла CeF_3 на характеристики оптического изолятора	55

3.6. Ослабление поляризационных искажений в дисковых магнитооптических элементах	55
3.7. Заключение к Главе 3.....	57
Глава 4. Исследование подавления термонаведенных эффектов в магнитооптических элементах за счет различных схем компенсаций	58
4.1. «Внутренняя компенсация термодеполяризации» на кристалле TSAG и керамиках TGG, TAG.....	59
4.2. Широкоапертурный изолятор Фарадея на кристаллах TGG.....	60
4.3. «Внешняя компенсация термодеполяризации» на кристаллах и керамиках TGG.....	61
4.4. Одновременная компенсация термодеполяризации и тепловой линзы	63
4.5. Вакуумный изолятор Фарадея для интерферометров LIGO и VIRGO	64
4.6. Заключение к Главе 4.....	65
Заключение	66
Список литературы.....	69
Список научных публикаций, в которых изложены основные научные результаты диссертации.....	75

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

На рубеже веков, благодаря бурному развитию диодной накачки, наступил существенный прогресс в области развития лазеров с одновременно высокой пиковой и средней по времени мощностью (далее “средней мощностью”). Такие лазеры являются незаменимым инструментом в самых различных сферах жизнедеятельности человека: от промышленных станков для обработки [1] и микроструктурирования [2] материалов; источников рентгеновского, инфракрасного и терагерцового диапазонов в спектроскопии [3]; до амбициозных проектов по удалению космического мусора орбитальными лазерами [4] и т.п. В различных приложениях требуется лазерное излучение с различными параметрами (длина волны, энергия и длительность импульса). Однако, в большинстве из них, требуется высокая производительность, которая, как правило, обеспечивается высокой частотой следования импульсов (от сотен герц до десятков килогерц). Поэтому повышение средней мощности лазеров стало одним из главных направлений развития лазерной физики, где наибольших успехов достигли твердотельные и волоконные лазеры.

Волоконные лазеры обладают рядом неоспоримых достоинств (компактность, надежность, устойчивость к внешним воздействиям, простота обслуживания), благодаря чему они практически полностью охватили технологи-

ческие задачи непрерывных лазеров (например, резка и сварка металлов). Непрерывные иттербиевые волоконные лазеры позволяют достигать рекордных средних мощностей при идеальном качестве пучка. В импульсно-периодическом режиме такие лазеры позволяют сохранять идеальное качество пучка [5] при киловаттном уровне средней мощности. Однако, из-за малости диаметра волокна (~10 мкм) существенно ограничены по пиковой мощности нелинейными эффектами и лучевой прочностью материала [6]. Например, коммерчески доступные волоконные лазеры с длительностью импульсов ~1 пс и менее, средней мощностью ~10 Вт и пиковой ~20 МВт в России представлены двумя компаниями: «Авеста-Проект» [7] и «IPG photonics» [8]. Волокна с увеличенным размером моды (LMA – Large Mode Area) [9] позволяют достигать средней мощности мультикиловаттного уровня [10] и пиковой мощности мегаваттного уровня [11]. Этим параметрам недостаточно для многих промышленных приложений. К тому же, LMA-волокна имеют схожие черты с твердотельными тонкостержневыми усилителями [12], существенно теряя преимущества волоконной техники. Для достижения более высоких энергетических характеристик необходимы твердотельные лазеры.

Твердотельные лазеры, используемые в промышленности, традиционно строятся на основе кристаллов, легированных ионом неодима («Eksma optics» [13], «Ekspla» [14] и т.п.). В таких лазерах мощность тепловыделения составляет десятки процентов от мощности накачки (из-за большого дефекта кванта и паразитных процессов поглощения в возбужденном состоянии, кросс-релаксации и т.д.), что ограничивает среднюю мощность. С появлением высокоэффективной диодной накачки с излучением на длинах волн 900...1000 нм, наиболее перспективными являются лазерные материалы, легированные ионом иттербия (например, кристаллы или керамика Yb:YAG). Этот ион обладает простой схемой электронных уровней (представляющей собой только два уровня, расщепленных на несколько штарковских подуровней), малым дефектом кванта и отсутствием поглощения из возбужденного состояния [15],[16]. Довольно большое время жизни этого состояния позволяет, несмотря на малую пиковую мощность диодной накачки, запасать в нем энергию, сравнимую с энергией, запасаемой в возбужденных ионах Nd при ламповой накачке. Благодаря высокому легированию, дисковые лазеры на ионах Yb могут иметь высокую эффективность при большой средней мощности [17]. Недостатком является частичная населенность нижнего лазерного уровня, приводящая к повышению порога генерации (что требует использования диодной накачки более высокой интенсивности). Необходимо также отметить тенденцию последних лет – логический шаг в развитии мощных импульсных лазеров – создание гибридных лазеров, представляющих собой волоконный генератор и твердотельный усилитель. Такой подход позволяет создавать надежные, стабильные и качественные лазерные импульсы со значительно более высокой (на два порядка и более) средней и пиковой мощностью, которые востребованы в самых различных сферах жизнедеятельности человека.

Сегодня лазеры с одновременно высокой пиковой и средней мощностью активно используются в различных областях промышленности, включая автомобиле- и авиастроение, производство электроники и т.д. Спектр промышленных лазерных приложений очень широк и разнообразен (резка и сварка автомобильных корпусов, сверление высококачественных отверстий в двигателях, резка стекол для дисплеев смартфонов, сверление сопел для принтеров, микрообработка солнечных модулей и т.д.). Для промышленных процессов, подразумевающих тепловое воздействие на вещество применяются непрерывные лазеры. Для процессов микрообработки материалов применяются импульсные лазеры, которые взаимодействуют с веществом в режиме холодной абляции. При этом максимальную точность изготовления обеспечивают лазеры с длительностью импульсов 100фс...10пс. Использование такого типа лазеров позволяет минимизировать тепловое воздействие на материал, которое приводит к оплавлению поверхностей, появлению микротрещин и микрорызг, и достигнуть максимального качества обработки. Таким образом, лазеры должны обладать высокой пиковой мощностью, определяющей процесс абляции, высокой средней мощностью, определяющей скорость процесса, и качеством пучка, определяющим качество обработки. Одновременное достижение перечисленных параметров усугубляется требованием их точной подстройки для оптимизации каждого промышленного процесса.

Импульсные лазеры с высокой средней мощностью могут использоваться, как элемент более сложных приборов. Например, лазерно-плазменные источники рентгеновского излучения могут применяться в области рентгеновской литографии [18]. Для решения этой задачи требуется лазер с киловаттным уровнем средней мощности и пиковой мощностью в сотни ГВт. Другим перспективным приложением являются лазерно-плазменные ускорители частиц, которые, в частности, востребованы в области адронной терапии, рассматриваемой сегодня как один из самых перспективных методов лечения раковых заболеваний. Лечение основано на воздействии пучком ускоренных ионов на опухолевые клетки, в результате чего происходят многократные разрывы двойной спирали ДНК и, как следствие, гибель клеток опухоли. Сегодня в центрах адронной терапии применяются громоздкие и дорогие традиционные циклотронные и синхротронные ускорители ионов. Развитие технологии лазерного ускорения частиц позволит сделать источник ионов компактным, доступным и недорогим прибором. Для достижения нужной энергии ионов требуются лазеры с пиковой мощностью до 100 ТВт, а высокая средняя мощность необходима для требуемой дозы облучения. На протяжении уже более десяти лет твердотельные лазеры с высокой средней мощностью используются в задачах специального назначения. В 2008 г. компания «Northrop Grumman» преодолела 100 кВт-й барьер средней мощности лазера, построенного на семи усилительных модулях, выполненных на керамических активных элементах (АЭ) Nd:YAG слабовой геометрии. В 2011 г. появились аналогичные результаты компании «Textron», на шести Nd:YAG элементах в

пластинчатой геометрии ThinZag [19]. Таким образом, увеличение средней мощности лазерного излучения, благодаря широкому кругу научных, технологических и специальных приложений, является одним из важнейших современных направлений развития лазерной физики.

Дополнительным подтверждением актуальности рассматриваемой темы является большое количество реализованных отечественных проектов, направленных на создание лазеров с высокой пиковой и средней мощностью (например, проекты НУК "Э" МГТУ, регистрационный номер НИОКТР 01200903521; ФГУП "НИИ "Полус" им. М.Ф. Стельмаха, регистрационный номер НИОКТР 01200965499; ЦФП ИОФ РАН, регистрационный номер НИОКТР 01201271507). Также хочется отметить проект «Создание Лаборатории диагностики новых оптических материалов для перспективных лазеров» (ИПФ РАН, регистрационный номер НИОКТР 01201367134), в рамках которого под руководством автора были созданы измерительные лазерные стенды, отработана методология и получена значительная часть научных результатов предлагаемой диссертации.

Степень разработанности темы

Неуклонный рост интереса к твердотельным лазерам, создающим излучение с одновременно высокой средней и пиковой мощностью, приводит к необходимости постоянного усовершенствования лазерных узлов (квантроны, усилители, изоляторы). При создании компонент с предельно допустимыми характеристиками наиболее актуальным является вопрос о влиянии ограничивающего фундаментального фактора – тепловыделения – на неизбежное возникновение негативных тепловых, т.е. термонаведенных эффектов (увеличение средней по объему температуры и появление градиента температуры) в лазерных элементах. В твердотельных лазерах есть два узла, наиболее подверженных тепловому самовоздействию: АЭ квантрона и магнитооптический элемент (МОЭ) изолятора. Оптические изоляторы, используемые в лазерах, работают, как правило, на эффекте Фарадея и называются изоляторами Фарадея (ИФ). Наиболее сильным источником тепла в АЭ твердотельных лазеров, как отмечалось выше, является излучение накачки [15],[16]. МОЭ наиболее подвержены тепловому самовоздействию из-за относительно высокого поглощения ($\sim 10^{-3} \text{см}^{-1}$) лазерного излучения [20].

Увеличение средней по объему температуры может приводить к нежелательному изменению потребительских свойств лазерных компонент (например, уменьшение сечения перехода в АЭ [21] или уменьшение постоянной Верде в МОЭ [22]). Градиент температуры может приводить к двум негативным физическим эффектам: поляризационным искажениям – термонаведенной деполаризации (или **термодеполаризации**) [23] и фазовым искажениям – **тепловой линзе** [24]. (Возможное физическое разрушение материала из-за существенно больших термонаведенных напряжений в работе не рассматри-

вается). Термонаведенное двулучепреломление в МОЭ, в отличие от АЭ, представляет собой интерференцию двух видов двулучепреломления. Наряду с наведенным линейным двулучепреломлением (фотоупругий эффект), характерным для АЭ, в МОЭ дополнительно присутствует исходное циркулярное двулучепреломление (эффект Фарадея). Зависимость постоянной Верде V от температуры [25], [22] из-за градиента температуры приводит к зависимости V от поперечных координат. Это приводит к изменению разности хода между двумя собственными циркулярными поляризациями, не изменяя их. Термонаведенное двулучепреломление в каждой точке поперечного сечения изменяет как разность хода между собственными поляризациями, так и сами собственные поляризации, которые становятся эллиптическими. Оба эффекта приводят к неоднородному изменению поляризации излучения. Аберрации, вызванные тепловой линзой, не приводят к поляризационным искажениям лазерного излучения, но влияют на его модовый состав [26].

Существуют различные методы ослабления термонаведенных эффектов, которые можно разделить на **два физически разных направления**: либо за счет уменьшения количества выделяемого в лазерном элементе тепла, либо за счет уменьшения его влияния. Причем во втором направлении количество выделяемого тепла остается неизменным или меняется (т.е. может, как уменьшаться, так и увеличиваться) незначительно.

Ключевым фактором первого направления являются исследования, направленные на поиск и диагностику новых материалов (лазерные, термооптические и магнитооптические характеристики, включая их температурные зависимости вплоть до азотных температур) с целью определения перспективности их использования в конкретных диапазонах параметров лазерного излучения. Такие исследования, на фоне постоянного роста требований к производительности, точности и качеству лазерных устройств, и, как следствие, к повышению требований к уже существующим материалам (уменьшение поглощения, светорассеяния, увеличение апертуры и т.п.), необходимы и для хорошо известных материалов, изготовленных новыми способами.

Важный метод первого направления – охлаждение лазерных элементов до температуры жидкого азота [27] [28]. При этом улучшаются тепловые и лазерные константы вещества (увеличивается теплопроводность [29], уменьшается «холодная» деполяризация, характеризующая оптическое качество материала (свильность, неоднородность кристаллической решетки), ослабляется тепловая линза [27] [28], линейное поглощение и т.д.). Для парамагнетиков (например, TGG) обратно пропорциональная зависимость постоянной Верде от температуры позволяет существенно укорачивать их при криогенном охлаждении [30]. Поскольку величина магнитного поля для некоторых ферромагнитных сплавов увеличивается при охлаждении магнитной системы, можно дополнительно укоротить МОЭ.

Наиболее популярными материалами для АЭ являются гранаты и фториды. Спектральные, лазерные и термооптические характеристики Yb:YAG

хорошо изучены [31],[32], созданы криогенные дисковые лазеры [33], планируются на них мегаджоульные лазеры [34]. Кристаллы CaF_2 широко используются в качестве пассивных оптических элементов (линзы, окна, поляризаторы) [35], а допированные иттербием CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 используются в качестве АЭ благодаря высоким тепловым [36], лазерным [37], спектроскопическим свойствам [38],[39]. Однако исследование термооптических характеристик практически не проводилось, мы исследовали фториды в зависимости от температуры и допированных ионами Yb , ионами Tb^{3+} [1A], [2A].

В последние два десятилетия огромное внимание уделяется созданию и использованию в лазерах керамики. Разработанная на рубеже веков технология изготовления керамики [40],[41] привела к появлению принципиально нового материала, который обладает уникальным набором свойств, недоступных ни для монокристалла, ни для стекла. В работах [42],[43] было показано, что перспективными кандидатами на роль АЭ являются полупрозрачные оксиды редкоземельных металлов Y_2O_3 , Lu_2O_3 и Sc_2O_3 благодаря высоким (по сравнению с $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) значениям коэффициента теплопроводности, сечений поглощения и усиления. Однако термооптические константы этих сред, ответственные за тепловую линзу и термодеполаризацию, в литературе не изучены. В то же время, технология оптических керамик на сегодняшний день позволяет изготавливать элементы высокого качества и большой апертуры [44],[45] практически из любых материалов, в том числе и из полупрозрачных оксидов [46],[47],[48]. В работе [3A] мы исследовали термооптические характеристики керамик $\text{Yb}^{3+}(1.8\%):\text{Lu}_2\text{O}_3$, $\text{Yb}^{3+}(1.8%):\text{Y}_2\text{O}_3$ и $\text{Yb}^{3+}(2.5%):\text{Sc}_2\text{O}_3$.

Самым популярным материалом для МОЭ еще с 90-х годов прошлого века является TGG благодаря высокой магнитооптической добротности и возможности выращивать его высокотехнологичным методом Чохральского. Поиск перспективных магнитоактивных материалов с большей постоянной Верде и лучшими термооптическими свойствами [49] ведется постоянно. В 60...80-х годах прошлого столетия основное внимание уделялось созданию и исследованию различных стекол (МОС) [50]. В статьях [4A], [5A], [6A], [7A], [8A] мы исследовали новые материалы – кристаллы TCZ, TSAG, ZnSe, NTF, CeF_3 ; в статьях [9A], [10A] исследовались характеристики керамик TGG, TAG; большое внимание уделено керамике Tb_2O_3 [11A], имеющей наибольшую постоянную Верде из известных нам материалов. Отметим статью [38A], которая является, на сколько нам известно, первой работой по исследованию термооптических свойств отечественной керамики.

Криогенное охлаждение ИФ было предложено еще в 1967г [25] и мотивировалось отсутствием МОЭ требуемого качества, обеспечивающих степень изоляции хотя бы 15-20 дБ. Благодаря развитию технологий получения чистых МОЭ и высокоэнергетических ферромагнитных сплавов такой способ на долгое время был забыт. Сегодня охлаждение жидким азотом не выглядит излишне громоздким, поскольку широко используется в мощном лазеростроении. Улучшение целого ряда характеристик МОЭ при уменьшении темпера-

туры послужило поводом для создания криогенного ИФ (**КИФ**) [39А], [40А] и исследования характеристик Dy_2O_3 [12А], CeF_3 [13А] и др. Отметим, работы по созданию КИФ послужили основой для наших последующих разработок дисковых лазеров [51] и вакуумных ИФ [41А], которые использовались в интерферометрах LIGO, VIRGO при регистрации гравитационных волн [52]. Отметим, применительно к ИФ существует еще один способ ослабления паразитных тепловых эффектов – посредством изменения магнитного поля, вынесенный за рамки диссертационной работы (например, [53], [54], [55]).

Второе направление включает в себя различные методы компенсации термонаведенных эффектов, использование оптимальных геометрий и ориентаций (в случае кристаллов) лазерных элементов, теплоотводов и т.п. Впервые схема компенсации деполаризации в лазерных элементах была предложена в работе [56]. Предлагалось между двумя идентичными АЭ поместить 90° поляризационный вращатель, что полностью компенсировало в них деполаризацию. Схема компенсации термодеполаризации в ИФ, названная впоследствии схемой «ИФ с компенсацией внутри магнитного поля», была предложена в [23] и успешно реализована в [57],[58],[55А]. Идея заключается в замене в традиционном ИФ одного 45° -ного МОЭ на два идентичных $22,5^\circ$ -ных с помещенным между ними $67,5^\circ$ взаимным поляризационным вращателем. Это позволяет частично компенсировать термодеполаризацию, возникающую в первом МОЭ, за счет наведенной термодеполаризации во втором МОЭ. Все оптические элементы в такой схеме находятся внутри МС, МОЭ идентичны и кристаллографические оси в них ориентированы одинаково.

Позднее была предложена качественно другая схема ИФ с так называемой «компенсацией вне магнитного поля». Идея заключается в дополнении традиционного ИФ компенсатором, состоящим из кварцевого вращателя и дополнительного оптического элемента (ДОЭ), который может быть выполнен из аналогичного МОЭ материала [42А] или другого материала [43А]. Использование в качестве ДОЭ другого материала дает качественно новые возможности. При выборе материала с противоположным по знаку значением dn/dT , можно частично компенсировать не только термодеполаризацию, но и тепловую линзу. Функцию ДОЭ могут выполнять другие оптические элементы лазерной системы, например АЭ, поляризатор и другие. И, наоборот, идею можно использовать для компенсации не только в ИФ, но и в других элементах мощных твердотельных лазеров. В статье [14А] разработан уникальный ИФ с рекордной апертурой МОЭ диаметром 40мм из кристалла TGG, выполненный по схеме с внутренней компенсацией. Результаты по внутренней компенсации в ИФ на новых материалах: керамике TGG и TAG и кристаллах TSAГ опубликованы в статьях [15А], [16А] и [17А]. В статье [18А] реализован ИФ с компенсацией термодеполаризации вне магнитного поля на TGG керамике. В работе [44А] исследован способ с внешней компенсацией термодеполаризации в КИФ на новом магнитооптическом материале – кристалле GGG. Теоретически и экспериментально продемонстрирована одновременная

компенсация термодеполяризации и тепловой линзы при помощи стекла FK51 (поскольку при охлаждении ξ_{GGG} становится близка к единице), обладающего отрицательным значением dn/dT .

Изучению термонаведенных поляризационных искажений в кристаллах с наиболее популярной кубической симметрией для мощных твердотельных лазеров, посвящено много работ. Исследования термодеполяризации в АЭ были начаты еще в 1960-х годах [60]. Деполяризация в аморфной среде была достаточно быстро и подробно исследована [61],[62],[63]. Термонаведенные искажения в кубических кристаллах изучались во многих работах [64],[65],[66],[67]. Впервые термодеполяризация в кубических кристаллах с ориентацией [111] была исследована в [68]. Деполяризация в ориентации [110] была рассчитана в [69] для равномерного нагрева. В работе [70] были получены аналитические выражения для тензора диэлектрической непроницаемости (обратной диэлектрической проницаемости) для ориентации [001] и показано, что деполяризация в этой ориентации может быть меньше, чем в [111] при малом тепловыделении. В [71] рассмотрены три фундаментальные ориентации, решена задача о наилучшей и наихудшей из них. В статье [45А] проведено экспериментальное исследование термодеполяризации в кубическом кристалле с ориентацией [110] при больших тепловых нагрузках, продемонстрировано ее преимущество перед ориентациями [001] и [111] и рассмотрены особенности поляризационных искажений в [110]. В статье [46А] обсуждается ключевое значение знака параметра оптической анизотропии ξ для уменьшения термодеполяризации в изотропных кристаллах и показано, что в кристаллах с отрицательным значением ξ термодеполяризация может быть существенно уменьшена за счет выбора ориентации.

При разработке усилителей на кристаллах Yb:YAG важнейшим параметром является геометрия АЭ. Она определяет, как эффективность усиления сигнала, так и эффективность охлаждения среды. Можно выделить три группы геометрий, обеспечивающих эффективное отведение тепла: тонкий стержень, тонкий слэб и тонкий диск [72]. Каждая группа оптимальна для работы в определенном диапазоне выходных параметров и на каждой сегодня созданы коммерческие продукты. Дисктовую геометрию МОЭ в ряде случаев актуализирует криогенное охлаждение. В статье [40А] впервые экспериментально обнаружена и измерена деполяризация, связанная с зависимостью постоянной Верде от температуры и показано, что при охлаждении в тонких МОЭ она может давать основной вклад в термодеполяризацию. Создан КИФ на TGG диске, исследовано уменьшение термонаведенных эффектов при торцевом теплоотводе. В статье [47А] рассмотрены варианты зеркал Фарадея с магнитной системой на базе сверхпроводящих соленоидов, размещенных в криостате с двумя контурами охлаждения (азотным и гелиевым) и создающими на своей оси однородное магнитное поле величиной до 5 Тл. Замечательной особенностью конструкции криостата является размещение МОЭ на оси соленоида при комнатной температуре.

В ряде работ использовались несколько методов подавления термонаведенных искажений одновременно. Например, в статье [19А] исследовался новый материал TSAG при криогенном охлаждении, в котором принципиальное значение имеет ориентация кристаллографических осей; в [44А] – на GGG реализовано одновременно и охлаждение, и компенсация термодеполяризации и тепловой линзы и др.

Резюмируя выше изложенное, можно констатировать, что в диссертации рассмотрены все основные методы подавления термонаведенных эффектов в твердотельных лазерах. Результаты исследований являются актуальными, оригинальными, соответствуют мировому уровню, современным тенденциям развития лазеров с одновременно высокой пиковой и средней мощностью и вносят существенный вклад в развитие данной области.

Цель и задачи исследования

Целью диссертационной работы являлись разработка методов и исследование возможности подавления термонаведенных эффектов в лазерных элементах, ограничивающих среднюю мощность твердотельных лазеров, используемых для решения фундаментальных и прикладных задач. В рамках диссертационной работы **решались следующие задачи:**

1. исследование характеристик (включая термооптические и магнитооптические) перспективных и новых лазерных материалов в зависимости от длины волны; температуры (вплоть до температур жидкого азота); вида и степени допирования;
2. исследование возможности компенсации термонаведенных эффектов в лазерных элементах (включая разработку надежных и технически простых методов и схем компенсаций);
3. исследование оптимальных ориентаций кристаллов и перспективных геометрий активных и магнитооптических лазерных элементов;
4. разработка на базе проведенных исследований лазерных узлов (ИФ, зеркала Фарадея, дисковые квантроны, «сэндвич»-структуры) с рекордными параметрами.

Научная новизна

Осуществлен комплексный подход к теме подавления термонаведенных эффектов в твердотельных лазерах с высокой средней мощностью, включающий в себя все основные направления исследований, такие как поиск новых и диагностика свойств лазерных материалов и поведения их при охлаждении (вплоть до температуры жидкого азота); в зависимости от ориентаций (в случае кристаллов) кристаллографических осей и геометрии лазерных элементов и теплопроводов; а также, разработку различных методов компенсации термонаведенных эффектов.

Предложен метод компенсации термонаведенного двулучепреломления при помощи компенсатора, представляющего собой взаимный вращатель и дополнительный оптический элемент (ДОЭ). Принципиальным отличием метода от существующих, в которых ключевую роль выполняет одинаковость характеристик ДОЭ с термонагруженным лазерным элементом (длина, поглощение, ориентация), является возможность изготавливать их из различных материалов, что позволяет компенсировать не только термодеполяризацию, но и тепловую линзу. Экспериментально продемонстрирован ряд преимуществ метода на изоляторах Фарадея, выполненных по схеме с внешней компенсацией.

Предложен метод измерения параметра оптической анизотропии ζ по поведению термодеполяризации в кубических кристаллах: вращая кристалл в ориентации [001] вокруг двух осей (оси цилиндрического лазерного элемента и перпендикулярной ей оси), по отношению величин интегральной термодеполяризации и качественному поведению локальной термодеполяризации можно определить параметр оптической анизотропии. Метод апробирован на кристаллах TGG и TSAG как надежный экспресс-метод определения в лазерном материале наличия/отсутствия критической ориентации [C] и близости ее к фундаментальным ориентациям [001] и [111].

Исследовано влияние критической ориентации [C] на термодеполяризацию в кристаллах с отрицательным параметром оптической анизотропии ζ . Достигнуто подавление термодеполяризации в кристаллах CaF_2 и NTF относительно термодеполяризации в ориентации [001] в 20 и 10 раз, соответственно. Показана возможность значительного увеличения допустимой мощности ($P_{\max} = 7$ кВт) в ИФ на NTF в ориентации [C].

Исследовано влияние ориентации [110] на термодеполяризацию при большой мощности тепловыделения, продемонстрирована перспективность ее использования в дисковых активных элементах с торцевой накачкой.

Исследована деполяризация, определяемая температурной зависимостью постоянной Верде $V(T)$, рассмотрены условия, при которых она может давать основной вклад в термодеполяризацию. Данный вид деполяризации наблюдался как в кристаллах (TGG, TSAG), так и в керамиках (TGG, TAG, Tb_2O_3). Продемонстрировано ослабление ее влияния в ~ 4 раза при помощи торцевого теплоотвода в КИФ на примере TGG дисковой геометрии. Продемонстрировано существенное ослабление термодеполяризации при помощи сапфира (> 30 раз при аспектном отношении 0,6).

Определена перспективность целого ряда лазерных материалов по результатам измерений таких характеристик, как: параметр оптической анизотропии ζ для кристаллов NTF, TCZ; зависимость ζ кристалла CaF_2 от допирования ионами Yb и Tb; термооптическая постоянная Q для кристаллов NTF, TCZ, керамик Yb: Lu_2O_3 , Yb: Y_2O_3 , Yb: Sc_2O_3 ; Tb_2O_3 ; термооптическая постоянная P для кристалла TCZ, керамик TGG, Yb: Lu_2O_3 , Yb: Y_2O_3 , Sc_2O_3 , Tb_2O_3 ; дисперсия константы Верде V в зависимости от допирования редкоземельны-

ми ионами кристалла TSAG, керамик TAG, Tb₂O₃, тербий-содержащих фосфатных стекол; $V(\lambda)$ кристаллов ZnSe, NTF, TCZ, керамики TAG; стекла TBG; магнитооптическая добротность кристаллов TSAG, NTF, TCZ, CeF₃, керамик TGG, TAG и др.

Показано, что новый класс материалов – полуторные оксиды редкоземельных металлов, обладают существенным преимуществом по сравнению с популярными сегодня гранатами для использования в лазерах с высокой средней мощностью. Например, керамики Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃ и Yb:Sc₂O₃ вносят в лазерное излучение меньшие поляризационные и фазовые искажения, чем кристалл Yb:YAG; а керамики Tb₂O₃ и Dy₂O₃ обладают еще и существенно большей константой Верде и, как следствие, большей максимальной рабочей мощностью, чем кристалл или керамика TGG.

Предложено использовать известные материалы: селенид цинка, тисонит и фторид кальция в новом качестве – в ИФ на высокую лазерную мощность. В поликристалле ZnSe диамагнитные свойства обеспечивают отсутствие деполяризации, определяемой зависимостью $V(T)$; широкий спектр прозрачности материала дает возможность изготовления ИФ мощного излучения в «безопасном для глаз» и среднем ИК-диапазонах. На ZnSe создан традиционный ИФ на $P_{\max} \approx 1,3$ кВт и доказана работоспособность прибора при $P_{\max} > 2,5$ кВт. Магнитооптическая добротность одноосного кристалла CeF₃ равна добротности TGG, но параметр $\alpha P/\kappa$, отвечающий за тепловую линзу в 6.5 раз меньше; параметр оптической анизотропии в σ -ориентации $\xi \approx 1$ (т.е. отсутствует необходимость юстировки МОЭ по полярному углу и при использовании в ИФ схемы с компенсацией термдеполяризации, будет обеспечиваться лучшая компенсация); создан ИФ на CeF₃, обеспечивающий $P_{\max} > 700$ Вт; естественная оптическая анизотропия материала практически не накладывает ограничений на юстировку МОЭ в ИФ. Допустимая лазерная мощность ИФ на кристалле Tb(10%):CaF₂ $P_{\max} = 5$ кВт; уменьшение концентрации тербия позволит создать уникальный материал Tb:CaF₂, в котором будет полностью отсутствовать деполяризация, наведенная фотоупругим эффектом (при $\xi = -0,5$ для кристалла Tb:CaF₂ и при $\xi = -0,6$ для керамики Tb:CaF₂).

Определено поведение при криогенном охлаждении характеристик ряда перспективных лазерных материалов: константы Q кристалла и керамики TGG; константы P кристалла и керамики TGG; отношения констант P/Q керамики TAG, Tb₂O₃, стекла МОС-04; параметра ξ кристаллов GGG, CaF₂, BaF₂ и SrF₂; константы Верде кристалла TSAG, керамики Dy₂O₃ и др. Определена перспективность использования лазерных материалов, дающая новые возможности для криогенных изоляторов Фарадея. В частности, определена максимально допустимая мощность P_{\max} , которая составила более 5 кВт, 6 кВт и 10 кВт для кристаллов TGG, TSAG и керамики Tb₂O₃, соответственно.

Теоретическая и практическая значимость работы

Результаты работы могут применяться и применяются в российских и зарубежных организациях, как научно-исследовательских, так и высокотехнологических промышленных, таких как ИПФ РАН, ИОФ РАН, ФИАН, ИЛФ СО РАН, ИЛФИ РФЯЦ-ВНИИЭФ, ИХВВ РАН, НИЯУ МИФИ, LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory), EGO (Европейская гравитационная обсерватория), исследовательский центр DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron), Laser Zentrum Hannover, KERI (Korea Electrotechnology Research Institute), РКК «Энергия», компании «IPG Photonics», «Авеста» и др.

Одним из результатов исследований является разработка вакуумных изоляторов Фарадея для интерферометров LIGO и VIRGO (п.4.5), благодаря которым были экспериментально зарегистрированы гравитационные волны. Создание этих интерферометров номинировано нобелевской премией в 2017 году, диссертант награжден медалью "Breakthrough Prize" (<https://breakthroughprize.org/News/32>) и премией "Gruber" (<http://gruber.yale.edu/cosmology/ligo-discovery-team>). Сотрудничество с коллективом в настоящее время продолжается: разрабатываются изоляторы для интерферометров на длину волны $\sim 2\mu\text{м}$ и интерферометров использующих сжатый свет [73]. В первом случае, необходимо использовать в качестве МОЭ новые материалы (например, ZnSe (п.1.2), кремний [74], поскольку используемый TGG в этом диапазоне длин волн перестает работать); во втором, необходимо разработать изолятор, сочетающий в себе высокую степень изоляции и низкие потери (поскольку степень сжатия света, используемого для уменьшения квантового шума, сильно зависит от потерь).

Результаты исследований характеристик лазерных материалов (глава 1) и поведения их от температуры (глава 2), как известных материалов (например, кристаллы TGG (п.1.4), CeF_3 (п.1.3)), так и новых (например, кристалл TCZ (п.2.4), стекло TBG (п.1.7), керамика Tb_2O_3 (п.1.6),) носят фундаментальный характер и вносят существенный вклад в понимание актуальности использования конкретного материала для конкретной задачи. Результаты исследований характеристик фторидов CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 , (п.1.1, 2.2, 3.2) которые широко используются в качестве материалов пассивной оптики, в качестве активных (при допировании Yb^{3+} , Er^{3+} , Ho^{3+} , Tm^{3+}) и магнитоактивных (при допировании ионами Tb^{3+}) лазерных материалов в различных проектах лазеров с одновременно высокой средней и пиковой мощностью, включая лазеры с криогенным охлаждением [34]. В диссертации исследуются не только лазерные материалы для применения на длинах волн $\sim 1\mu\text{м}$ (с традиционно высокой средней мощностью лазеров), но и в диапазоне 1,5...2 $\mu\text{м}$ и более, где могут применяться результаты исследований исследований поликристаллов ZnSe (п.1.2), одноосных кристаллов CeF_3 (п.1.3, 3.4) и др.

Результаты исследований диссертации могут быть использованы при развитии отечественных технологий производства различных лазерных материа-

лов. Например, на семинаре «Технологии получения и применение лазерной керамики в России: проблемы и перспективы» (г. Саранск, 4-5 октября 2022 г.), где присутствовали и производители, и потенциальные пользователи лазерной керамики, неоднократно подчеркивалась необходимость «систематизации работ в области разработки отечественной технологии получения и исследования характеристик лазерных керамик». В АО «НИИ Материаловедения им. А.Ю. Малинина» в рамках мероприятия, реализуемого в соответствии с комплексной программой «Развитие электронного машиностроения на период до 2030 года» (приказ Минпромторга России от 23.12.2022 № 5470), планируется разработать технологию роста нового материала – кристалла TSAG (п.1.2, 2.3, 3.3, 4.1).

Отметим, также, что результаты исследований дисковой геометрии (п.3.5) и криогенного охлаждения (глава 2) послужили началом наших разработок дисковых лазеров [33], [75] и усилителей на активных элементах тонкостержневой [76] и тонкослэбовой [77] геометриях.

Методология и методы исследования

В работе использовались надежные и хорошо апробированные методы экспериментальных измерений и расчетов. Основные исследуемые характеристики измерялись следующим образом. Величина термодеполяризации γ измерялась в схеме, изображенной на рис.1, подробно описанной в [40А]:

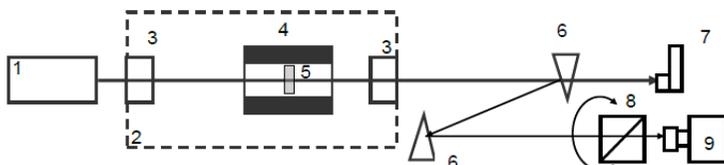


Рис.1. Схема измерения термодеполяризации

Излучение лазера 1 использовалось (если не оговорено дополнительно) в качестве и греющего, и зондирующего, и проходя сквозь лазерный элемент 5. В случае измерений в МОЭ, дополнительно использовалась магнитная система 4; в случае охлаждения элемента 5 использовался криостат 2 с кварцевыми окнами 3. Затем излучение ослаблялось на кварцевых клиньях 6 (основная часть отводилась на охлаждаемый водой поглотитель 7 и попадало на призму Глана 8, закрепленную в оптическом столе с лимбом, и регистрировалось CCD-камерой 9. Если мощность лазерного излучения обозначить P_0 , а мощность ортогональной (деполяризованной) компоненты – P_d , выражение для степени деполаризации:

$$\gamma = P_d/P_0. \quad (1)$$

В случае измерений в МОЭ степень изоляции определяется интегральной степенью деполаризации в [дБ]:

$$I_c [dB] = 10 \lg(1/\gamma). \quad (2)$$

Измеряя в изотропном кристалле с ориентацией [001] величину максимальной и минимальной деполяризации, можно определить параметр оптической анизотропии ξ – один из важнейших термооптических характеристик кристаллов и керамик. При $\gamma \ll 1$ измеряется зависимость γ от угла между падающей поляризацией и одной из кристаллографических осей $\gamma(\theta)$, после чего вычисляется отношение $\gamma_{\max}/\gamma_{\min}$. Как показано в [78],[79], $\gamma_{\max}/\gamma_{\min} = \xi^2$, если $|\xi| > 1$ и $\gamma_{\max}/\gamma_{\min} = 1/\xi^2$, если $|\xi| < 1$. Следовательно, если $\gamma(\theta = \pi/4) = \gamma_{\max}$, то $|\xi| > 1$, а если $\gamma(\theta = 0) = \gamma_{\max}$, то $|\xi| < 1$. Если положение кристаллографических осей, лежащих в плоскости торца стержня, неизвестно (т.е. абсолютное значение θ неизвестно), то определить $|\xi| > 1$ или $|\xi| < 1$ можно, вращая кристалл вокруг оси, перпендикулярной оси стержня [70]. Для определения знака ξ требуется измерять поперечное распределение интегральной γ , вращая кристалл вокруг оси z [46А].

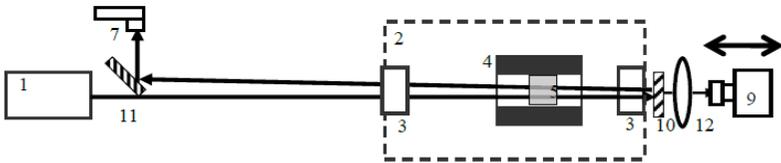


Рис.2. Схема измерения тепловой линзы при помощи каустики

Величина тепловой линзы измерялась в схеме, изображенной на рис.2 подробно описанной в [40А]. Излучение лазера 1 проходит сквозь элемент 5. В случае измерений в МОЭ использовалась магнитная система 4; в случае охлаждения элемента 5 использовался криостат 2 с кварцевыми окнами 3. Для увеличения мощности греющего излучения устанавливалось зеркало 10 и основная часть излучения возвращалась в элемент 5. Часть излучения ($\sim 0,5\% \cdot P_L$), прошедшая за зеркало 10 фокусировалась измерительной линзой 12 и регистрировалась CCD-камерой 9. Перемещая CCD-камеру вдоль луча, вычислялся фокус тепловой линзы F .

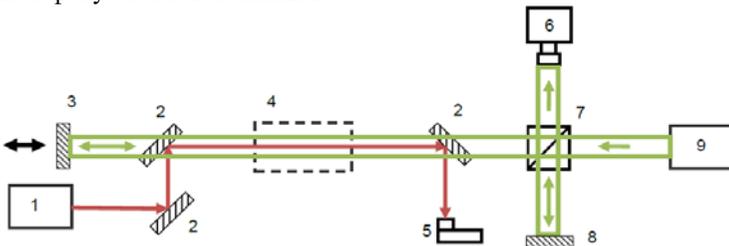


Рис.3. Схема измерения тепловой линзы при помощи интерферометра Майкельсона

Более точный интерферометрический способ определения линзы, позволяющий измерять слабые фазовые искажения [80] представлен на рис.3. Ис-

следуемый элемент 4 помещается в одно из плеч интерферометра Майкельсона. Нагрев образца осуществляется излучением лазера 1, зондирование – лазером 9. Одно из плеч интерферометра оснащается подвижным зеркалом 3, изменяющим свое положение в пределах $\lambda/2$ с помощью пьезоэлектрических подвижек. Для нахождения распределения фазовых искажений измеряются интерферограммы с разным положением зеркала 3, которые затем обрабатываются. Профили искажений фазы измеряются без греющего излучения и при различной его мощности, после чего вычисляется профиль термонаведенных искажений по разнице между нагретым и не нагретым состоянием. На схеме отработан метод определения коэффициента теплового расширения α_T подробно описанный в [3А].

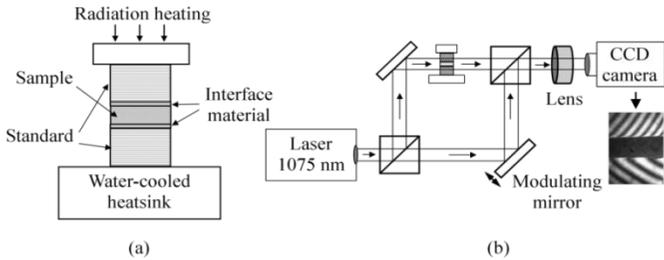


Рис. 4. Схема измерения теплопроводности образцов: (а) используемая конструкция, (б) схема фазово-модуляционного интерферометра Маха-Цендера [81]

Измерения теплопроводности образцов осуществлялись при помощи метода предложенного в [81] (рис.4). Для этого изготавливается конструкция, представленная на рис.4(а), которая с одного торца греется излучением через распределяющий тепло медный цилиндр, с другого охлаждается радиатором, тем самым, создается стационарный одномерный тепловой поток. Для нахождения теплопроводности исследуемого образца измерялась мощность тепла, протекающего через образец и скачок температуры на нем. Распределение температуры внутри эталонных тел измерялась методом фазово-модуляционной интерферометрии в интерферометре Маха-Цендера (рис. 4,б). Метод применим для исследования образцов малых размеров, что особенно важно для новых материалов.

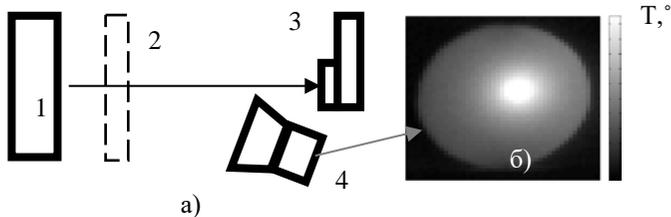


Рис. 5. (а) Схема измерения поглощения в образцах; (б) – изображение образца на мониторе тепловизора [82]

Измерения линейного поглощения α в образцах осуществлялись при помощи метода [82] в схеме рис.5, основанного на анализе динамики нагрева образца лазерным излучением. Образец 2 просвечивается лазерным пучком 1. Тепловизор 3 записывает эволюцию распределения температуры на поверхности образца (рис.5,б). По градиенту температуры вычисляется поток тепла из нагретой области, что позволяет рассчитать коэффициент поглощения.

В случае МОЭ дополнительно проводились измерения константы Верде (в зависимости от температуры, длины волны, допирования) в схеме, подробно описанной в [1А], что позволяло также оценить магнитооптическую добротность. В результате, описанных методов вычислялись все необходимые материальные константы (включая термооптические постоянные P , Q и др). Таким образом, была отработана методология полного цикла исследований (включая теоретические оценки, экспериментальные измерения, анализ результатов и, при необходимости, повторные измерения), позволяющая проводить характеризацию образцов лазерных материалов.

Положения, выносимые на защиту

1. Предложенный метод измерения параметра оптической анизотропии по поведению термодеполяризации в кубических кристаллах позволяет определять не только его модуль, но и знак. А именно, вращая кристалл вокруг двух осей: оси цилиндрического лазерного элемента и перпендикулярной ей оси, по отношению величин интегральной термодеполяризации и качественному поведению локальной термодеполяризации можно измерить параметр оптической анизотропии материала.

2. Предложенный метод одновременной компенсации термодеполяризации и тепловой линзы в изоляторах Фарадея с помощью компенсатора (дополнительного оптического элемента с взаимным вращателем), расположенного вне магнитного поля, позволяет на порядок и более повысить как степень изоляции, так и фокусное расстояние тепловой линзы. Метод может быть использован в активных элементах лазера для подавления термонаведенных искажений. Функцию компенсатора могут выполнять оптические элементы лазера, например, поляризатор.

3. Предложенный метод ослабления паразитных тепловых эффектов путем охлаждения до азотных температур изолятора Фарадея (либо элемента из парамагнитного материала, либо и лазерного элемента и магнитной системы из Ne-Fe-V или Sm-Co, которые практически неотличимы при 80 К по магнитной энергии) позволяет увеличить максимально допустимую лазерную мощность на один-два порядка в зависимости от используемой схемы изолятора. Например, охлаждение до 80К популярного кристалла TGG уменьшает его термооптические константы Q , P и ζ в 5,7; 6,8 и 1,7 раза соответственно, что приводит к существенному ослаблению паразитных тепловых эффектов.

4. Новый класс материалов – полуторные оксиды редкоземельных металлов – обладает существенным преимуществом по сравнению с популярными сегодня гранатами для использования в лазерах с высокой средней мощностью. Например, керамики $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$, $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$ и $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$ вносят в лазерное излучение меньшие поляризационные и фазовые искажения, чем кристалл Yb:YAG ; а керамики Tb_2O_3 и Dy_2O_3 обладают большей константой Верде и максимальной рабочей мощностью, чем кристалл или керамика TGG.

5. В изоляторах Фарадея вклад температурной зависимости постоянной Верде $V(T)$ в термодеполаризацию может быть доминирующим, значительно превышающим вклад фотоупругого эффекта при использовании охлаждения, либо дисковой геометрии, либо термооптических свойств магнитооптического элемента. Например, при использовании кристалла TGG дисковой геометрии, охлажденного до азотных температур вклад в термодеполаризацию $V(T)$ превышает вклад фотоупругого эффекта более чем в 5 раз.

6. Выбор ориентации $[111]$ в кристалле CaF_2 позволяет уменьшить термодеполаризацию более чем на порядок по сравнению с другими физически выделенными ориентациями благодаря величине параметра оптической анизотропии $\xi = -0,47$ близкому к $\xi = -0,5$. Незначительное (несколько %) допирование кристалла CaF_2 ионами Tb позволяет создать кристалл с уникальной величиной $\xi = -0,5$, в котором можно использовать произвольное направление линейной поляризации лазерного излучения (поскольку разность фаз термонаведенного двулучепреломления обращается в ноль).

7. В изоляторах Фарадея на высокую среднюю мощность возможно использование не только изотропных кристаллов, но и кристаллов с естественной анизотропией. Например, при использовании одноосного кристалла CeF_3 в β -ориентации в качестве магнитооптического элемента степень изоляции прибора превышает 30 дБ при лазерной мощности 0.7 кВт, не уступая кристаллу TGG.

8. Новые магнитоактивные кристаллы NTF и TSAG обладают рядом преимуществ по сравнению с распространенным кристаллом TGG. Оба материала обладают большей (в ~ 3 раза и ~ 30 раз, соответственно) магнитооптической добротностью и отрицательным значением параметра оптической анизотропии, что позволяет добиться значительного увеличения максимальной рабочей мощности изолятора при переходе к $[C]$ -ориентации от традиционно используемых ориентаций, соответственно $[001]$ и $[111]$.

Достоверность полученных результатов

Все полученные результаты обладают высокой степенью достоверности и являются обоснованными, имеют качественное и количественное совпадение экспериментальных результатов с теоретическими. В экспериментальных исследованиях использовались надежные и многократно проверенные методы измерений. Экспериментальные результаты сравнивались с хорошо апро-

бированными методами численных расчетов, которые предварительно тестировались на проверенных моделях. Все полученные результаты имеют ясную физическую интерпретацию, согласующуюся с существующими представлениями и данными научной литературы. Все положения и результаты диссертации опубликованы в научных статьях в журналах первого и второго кварталов по базе Scopus, большинство из них докладывались (некоторые в виде приглашенных докладов) на российских и международных конференциях, обсуждались на семинарах.

Апробация работы

Результаты, представленные в диссертации, докладывались автором и обсуждались на семинарах в ИПФ РАН, «Национальном исследовательском МГУ им. Н.П. Огарёва» (г. Саранск), «ГОИ им. С.И. Вавилова» (г. Санкт-Петербург), ИКИ РАН (г. Москва) а также на международных и российских конференциях, включая приглашенные доклады на международных конференциях «13th Laser Ceramics Symposium on Transparent Ceramics for Photonic Applications» (2017 г.); 17th International Conference «Laser Optics 2016»; 16th International Conference «Laser Optics 2014»; 13th International Conference «Laser Optics 2008»; 8th Laser Ceramics Symposium on Transparent Ceramics for Photonic Applications (2012 г.); 13th International Conference «Laser Optics 2008»; доклады на международных конференциях « SPIE European Conference on Optics and Optoelectronics (SPIE EOO 2013)»; SPIE European Conference on Optics and Optoelectronics (SPIE EOO 2011); 14th International Conference «Laser Optics 2010»; CLEO /EUROPE-EQEC 2009 и др.

Результаты, вошедшие в диссертацию, представлялись в доклад Президента РАН в 2016 и 2015 г. как важнейшие результаты ИПФ РАН; представлялись в отчет РАН от ИПФ РАН по разделу «Основные результаты в области естественных, технических, гуманитарных и общественных наук» в 2014 и 2011 г.; были отмечены как результаты, готовые к практическому применению в 2014 г. Результаты диссертации вошли также в отчеты проектов выполненных (и выполняемых) под руководством диссертанта:

- Мега-грант (ИПФ РАН, № НИОКТР 01201367134, 2013-2017);
- РФФ № 18-12-00416 (2018-2022); РФФ № 23-12-00199 (2023-2025);
- РФФИ № 16-52-50006 (2016-2017); РФФИ № 18-02-00500 (2018-2020); РФФИ № 19-52-53014 (2019-2020);
- Проект: «Новая элементная база для фемтосекундных лазеров с высокой средней мощностью на активных средах легированных иттербием» в Программе фундаментальных исследований Президиума РАН № 0035-2015-005 (2015–2017);
- Проект: «Элементная база иттербиевых лазеров для создания экстремально-го лазерного излучения» в Программе фундаментальных исследований Президиума РАН 0035-2018-0023 (2018–2020);

- Государственное задание ИПФ РАН на проведение фундаментальных научных исследований № 0035-2014-0107 (2014-2018);
- Мероприятие №7 «Применение новых материалов и технологий для создания фемтосекундных иттербиевых лазеров со средней мощностью кВт уровня» в Проекте НЦМУ «Центр фотоники» № 075-15-2020-906 (2020-2025).

Публикации по теме работы

Основные научные результаты диссертации опубликованы в 37 статьях [1А..37А] за последние 10 лет в ведущих международных журналах первого (Q1, 29 статей) и второго (Q2, 8 статей) квартилей по базе Scopus, в таких журналах, как Optics Letters, Optical Materials, Optics Express, Optical Materials Express, Journal of the Optical Society of America B, IEEE Journal of Quantum Electronics, Applied Physics Letters и др.

Личный вклад автора

Все выносимые на защиту положения и результаты получены под научным руководством автора или при его непосредственном участии. Автор внес определяющий вклад в концептуализацию направлений и постановку всех задач диссертационного исследования, а также весомый вклад в интерпретацию экспериментальных результатов, численных расчетов и подготовку публикаций. Автором также осуществлялась разработка и оптимизация экспериментальных схем ([3А, 5А, 39А, 42А, 44А, 45А, 20А, 21А, 48А, 49А]) и непосредственное участие в проведении экспериментов ([1А, 10А, 40А, 13А, 41А, 15А, 18А, 47А, 22А, 23А, 24А, 50А]).

Следует отметить большой вклад в работу диссертантов, а впоследствии, научных коллег автора: Железнова Д.С., Мухина И.Б., Миронова Е.А., Снеткова И.Л. и Старобора А.В. без инициативы, и высокого профессионализма которых не состоялись бы работы, опубликованные в [4А, 43А, 45А, 51А, 25А, 26А,]. В работах [5А, 6А, 14А, 47А, 27А,] по исследованию магнитоактивных материалов использовались уникальные системы на постоянных магнитах с рекордными по амплитуде и однородности магнитными полями, разработанные Войтовичем А.В. и Мироновым Е.А. Большое внимание работе уделено Хазановым Е.А., консультации которого в работах [3А, 48А, 24А, 51А] сыграли важную роль в интерпретации экспериментальных результатов, а также помогли автору в написании автореферата диссертации.

Объектами научных исследований диссертации зачастую были новые/уникальные лазерные материалы. Важным аспектом таких исследований является постановка совместных исследовательских работ с другими научными коллективами (оценка необходимых характеристик образцов; планирование ожидаемых результатов; согласование технического задания с изготовителями лазерного материала и т.п.), которая, практически всецело проведе-

на автором. Образцы Tb₂O₃, Re:Tb₂O₃, Dy₂O₃, YAG керамики и поликристаллический селенид цинка предоставлены Балабановым С.С. (ИХВВ РАН); кристаллов GGG, TSAG, NTF, CeF₃, TCZ – Ивановым И.А. и Каримовым Д.Н. (Институт Кристаллографии РАН); кристаллов NTF – Наумовым А.К., Семашко В.В. (Казанский Федеральный университет); борогерманатных стекол – Сигаевым В.Н. (РХТУ им. Д.И. Менделеева); фосфатных стекол – Никоноровым Н. (ИТМО); кристаллов TGG – Булькановым А.М. (НИИ Материаловедения); Y₂O₃, Lu₂O₃ и Sc₂O₃ керамики – Каминским А.А. (Институт Кристаллографии РАН); YAG керамики – Jian Zhang (Nanyang Technological University, Singapore); TGG керамики, кристаллов TSAG, CeF₃ – Ryo Yasuhara (National Institutes of Natural Sciences, National Institute for Fusion Science, Japan); TAG и Re:TAG керамики – Shengming Zhou (SIOM CAS, China); TAG и Tb₂O₃ керамики – Jiang Li (SIC CAS, China).

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Глава 1. Исследование термооптических характеристик перспективных лазерных материалов при комнатной температуре

Введем основные определения, необходимые для рассмотрения представленных в диссертации результатов, на примере ИФ, поскольку, как отмечалось выше, термонаведенное двулучепреломление в МОЭ, в отличие от АЭ, представляет собой интерференцию двух видов двулучепреломления. Рассмотрим простейший ИФ, выполненный по так называемой «традиционной схеме» – с одним МОЭ, изображенный на рис.1.1. В случае «идеального» ИФ, однородное магнитное поле с напряженностью H и высокое оптическое качество МОЭ длиной L обеспечивает пренебрежимо малые «холодную» деполяризацию и поглощение. Тогда, благодаря полуволновой пластинке и эффекту Фарадея в отсутствии тепловых эффектов поляризация излучения, идущего в направлении прямого прохода (от точки В к А), остается горизонтальной (параллельной оси x) и излучение проходит через поляризатор 4. (Поскольку угол вращения поляризации во вращателе $\varphi = VHL$ выбирается равным $\pi/4$). На обратном проходе, после отражения излучения от зеркала 5, поляризация становится вертикальной и излучение выводится из схемы поляризатором 1. В случае неидеального элемента возникает **эффект деполяризации** – превращения поляризованного излучения в деполяризованное. Это приводит к появлению в плоскости В (рис. 1, пунктир) излучения с горизонтальной составляющей. Такое излучение, поляризация которого постоянна во времени, но неоднородна в поперечном сечении, будем называть **деполяризованным излучением**.

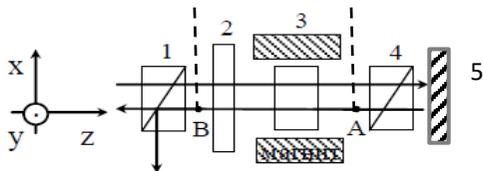


Рис. 1.1. Оптическая схема традиционного ИФ: 1,4 – поляризаторы; 2 – пластинка $\lambda/2$; 3 – МОЭ; 5 – «глухое» зеркало.

Пусть комплексная амплитуда поля в точке А имеет вид:

$$\mathbf{E}_A = E_0 \mathbf{x}_0 \exp(-r^2 / r_h^2) \quad (3)$$

где \mathbf{x}_0 – единичный вектор в направлении оси x ; r_h – характерный поперечный размер поля. Деполаризованное излучение удобно представить в виде суммы двух ортогонально поляризованных. Поскольку выбор поляризационного базиса произволен, выберем такой, в котором одна из поляризаций является поляризацией исходного лазерного излучения. Тогда **локальная степень деполаризации** в точке В определится как:

$$\Gamma = \frac{|\mathbf{E}_B \cdot \mathbf{x}_0|^2}{|\mathbf{E}_A \cdot \mathbf{x}_0|^2}, \quad (4)$$

где \mathbf{E}_B – комплексная амплитуда поля в плоскости В. Большой интерес на практике представляет **интегральная** (по сечению пучка) **степень деполаризации ИФ**, определяемая выражением:

$$\gamma = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \Gamma(r, \varphi) \exp(-r^2 / r_h^2) r dr d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \exp(-r^2 / r_h^2) r dr d\varphi} \quad (5)$$

(Предполагается, что световой диаметр ИФ таков, что апертурными потерями можно пренебречь). «Холодная» деполаризация, характеризующая оптическое качество элемента, как правило, мала ($10^{-5} \dots 10^{-4}$), поэтому γ , в случае «идеальной» магнитной системы определяется «горячей» термодеполаризацией, которая существенно зависит от лазерной мощности. Неоднородность магнитного поля по объему МОЭ, в исследуемых ИФ была, как правило, $< 1\%$, что соответствует $\gamma < 10^{-4}$. Роль «неидеальности» магнитной системы и влияние неоднородности магнитного поля на γ подробно обсуждается в [40А]. В мощных лазерах именно термодеполаризация, значительно превышая «холодную», определяет степень изоляции, которая, при увеличении лазерной мощности, может достигать порогового для практического применения значения. Это значение называют **предельно допустимой** или **максимальной лазерной мощностью ИФ** P_{max} [48А],[51А] со степенью изоляции 30дБ.

Для нахождения \mathbf{E}_B обычно используют формализм **матриц Джонса** [59]. Вращатель плоскости поляризации на угол θ , и полуволновая пластинка с углом θ_{pl} наклона оптической оси относительно оси x описываются соответственно матрицами:

$$\mathbf{R}(\theta_r) = \begin{pmatrix} \cos \theta_r & -\sin \theta_r \\ \sin \theta_r & \cos \theta_r \end{pmatrix}, \quad \mathbf{L}(\theta_{pl}) = \begin{pmatrix} \cos 2\theta_{pl} & \sin 2\theta_{pl} \\ \sin 2\theta_{pl} & -\cos 2\theta_{pl} \end{pmatrix} \quad (6)$$

Рассмотрим лазерный элемент с показателем преломления n , длиной L , температурой T , выполненный из изотропного кристаллического материала в ориентации [001], обладающий одновременно и циркулярным (эффект Фарадея), и линейным (термодеполяризация) двулучепреломлением. Поперечное распределение температуры, а, следовательно, и показателя преломления, зависит только от полярного радиуса r , не зависит от полярного угла φ и однородно вдоль направления распространения пучка, тогда для изотропной части $n(r)$ согласно [78]: $n(r) = n(0) + [T(r) - T(0)]P$. Такой элемент, согласно [83] описывается матрицей Джонса:

$$F(\delta_c, \delta_l, \Psi) = \exp(ikLn_0) \exp(ikL[T(r) - T(0)]P) \sin \frac{\delta}{2} \begin{pmatrix} \cot \frac{\delta}{2} - i \frac{\delta_l}{\delta} \cos 2\Psi & -\frac{\delta_c}{\delta} - i \frac{\delta_l}{\delta} \sin 2\Psi \\ \frac{\delta_c}{\delta} - i \frac{\delta_l}{\delta} \sin 2\Psi & \cot \frac{\delta}{2} + i \frac{\delta_l}{\delta} \cos 2\Psi \end{pmatrix} \quad (7)$$

где Ψ – угол наклона собственной поляризации относительно оси x при линейном двулучепреломлении; δ_c, δ_{lin} – разность фаз при только циркулярном (в отсутствие линейного) и только линейном (при отсутствии циркулярного) двулучепреломлении соответственно, $\delta^2 = \delta_l^2 + \delta_c^2$. Вызванный эффектом Фарадея угол поворота плоскости поляризации равен $\delta_c/2$, собственные поляризации МОЭ – эллиптические, причем разность фаз между ними – δ , угол наклона оси эллипса – Ψ , а эллиптичность равна $(\delta - \delta_l)/\delta_c$. Экспоненциальный множитель в (7) не влияет на поляризационные искажения и представляет собой изотропную тепловую линзу, вклад в которую вносят температурная зависимость показателя преломления и «изотропная» часть фотоупругого эффекта. В работах [84] показано, что вклад теплового расширения в линзу пренебрежимо мал по сравнению с температурной зависимостью показателя преломления $n(r)$, в таком случае в экспоненциальном множителе (7) можно считать $L(T) = Const$. Величины δ_{lin} и Ψ для [001] имеют вид [23]:

$$\delta_{lin} = ph \sqrt{\frac{1 + \xi^2 \tan^2(2\theta - 2\varphi)}{1 + \tan^2(2\theta - 2\varphi)}}, \quad \tan(2\Psi - 2\theta) = \xi \tan(2\varphi - 2\theta) \quad (8)$$

где θ – угол между одной из кристаллографических осей, лежащей в плоскости (x, y) , и осью x (рис.1); p – **нормированная мощность тепловыделения**, характеризующая силу фотоупругого эффекта; h – профиль источника тепловыделения (интеграл от распределения температуры), определяемые выражениями:

$$p = \frac{QP_h}{\lambda \kappa}, \quad h(u_h) = \frac{1}{u_h} \cdot \int_0^{u_h} dz \int_0^z F_h(u) du, \quad (9)$$

где: $P_h = (1 - \exp(-\alpha L))P_0 \approx \alpha LP_0$ – мощность тепловыделения в объеме кристалла; α – коэффициент поглощения на длине волны λ ; κ – коэффициент теплопроводности; r, r_h – полярный радиус и характерный радиус источника нагрева; r_h и F_h – радиус и форма источника тепла, $u_h = (r/r_h)^2$. **Термооптиче-**

ская постоянная P , введенная в [78],[85], характеризует среду с точки зрения тепловой линзы и определяется как:

$$P = \frac{dn}{dT} - \left(\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right) \frac{n_0^3}{4} \frac{1+\nu}{1-\nu} \cdot (p_{11} + p_{12}), \quad (10)$$

где n_0 – «холодный» показатель преломления, ν – коэффициент Пуассона; p_{ij} – элементы тензора фотоупругости в двухиндексном обозначении Ная [86]; ξ – **параметр оптической анизотропии** [78]:

$$\xi = \frac{\pi_{44}}{\pi_{11} - \pi_{12}} = \frac{2 \cdot p_{44}}{p_{11} - p_{12}} \cdot \frac{c_{11} - c_{12}}{2 \cdot c_{44}}, \quad (11)$$

где π_{ij} – пьезооптические коэффициенты, c_{jk} – коэффициенты упругой жесткости. В проведенных исследованиях пренебрегалось анизотропией тензора упругой жесткости (для материалов, обладающих упругой изотропией $2c_{44}/(c_{11}-c_{12}) = 1$):

$$\xi = \frac{\pi_{44}}{\pi_{11} - \pi_{12}} = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}}. \quad (12)$$

Отметим, также, что материалы лазерных элементов (если не оговорено дополнительно), считаются изотропными по теплопроводности, что также является приближением [87]. В статье [70] было показано, что ξ является универсальным для любой ориентации и единственной характеристикой среды, влияющей на зависимость термонаведенного двулучепреломления от ориентации кристалла.

Термооптическая постоянная Q , введенная в [85], характеризует среду с точки зрения термонаведенной анизотропии:

$$Q = \alpha_T \frac{n_0^3}{4} \frac{1+\nu}{1-\nu} (p_{11} - p_{12}), \quad (13)$$

Где α_T – коэффициент теплового расширения. В большинстве рассмотренных случаев (если не оговорено дополнительно) термонаведенное линейное двулучепреломление в МОЭ мало:

$$\delta_{in} \ll 1 \quad (14)$$

и выражение для интегральной термодеполяризации (5) в кристалле ориентацией [001] принимает вид [79]:

$$\gamma = p^2 \frac{A}{8} \left[1 + (\xi^2 - 1) \cos^2 \left(2\theta - \frac{\pi}{4} \right) \right]. \quad (15)$$

Для стекла ($\xi=1$) термодеполяризация не зависит от θ , а в кристаллах принимает наименьшее γ_{\min} и наибольшее γ_{\max} значения:

$$\gamma_{\max} = p^2 \frac{A}{8} \xi^2, \quad \gamma_{\min} = p^2 \frac{A}{8}, \quad (16)$$

где константа $A=0,137$ для гауссова распределения излучения, а в случае МОЭ (т.е. в ИФ) множитель $1/8$ нужно заменить на $1/\pi^2$.

Поперечное распределение интенсивности греющего излучения, как правило, имеет гауссово распределение (3), поэтому распределение температуры

не является параболическим, и, как следствие, наведенная тепловая линза является абберационной. Такую линзу можно представить как сумму параболической линзы и аббератора, не вносящего геометрической расходимости. Основной вклад, как правило, дает параболическая составляющая, характеризующаяся фокусным расстоянием F , для которого, используя метод моментов [88], получено выражение [89]:

$$F = \frac{4\pi r_0^2}{\lambda p_i}, \quad P_i = \frac{L \alpha P}{\lambda \kappa} P_L \quad (17)$$

где r_0 – радиус пучка, p_i – параметр, аналогичный параметру p из (9) с точностью до замены термооптических постоянных Q на P .

Наиболее распространенная ориентация АЭ и МОЭ, выполненных из кристаллов кубической сингонии [111], формулы для которой могут быть получены из соответствующих формул для [001] с помощью замены [78]:

$$\xi_{111} = 1 \quad Q_{111} = Q(1+2\xi)/3 \quad P_{111} = P+Q(1-\xi)/3. \quad (18)$$

В диссертации большое внимание уделено исследованию керамических лазерных материалов, формулы для которых могут быть получены из соответствующих формул для [001] с помощью замены [90], [3A]:

$$\xi_{\text{ceramic}} = 1 \quad Q_{\text{ceramic}} = Q(2+3\xi)/5 \quad P_{\text{ceramic}} = P+ Q(1-\xi)/5. \quad (19)$$

Тогда выражение для термодеполяризации принимает вид:

$$\gamma_p = \frac{A \sin(\varphi)^2}{8 \varphi^2} p^2 X^2, \quad (20)$$

где X – функция от ориентации кристалла и параметра ξ . Для кубического кристалла в ориентации [001] минимальной деполяризации соответствует $X=1$, максимальной $X=\xi$ (если $|\xi|>1$ и, наоборот, в противном случае); в ориентации [111] $X=(1+2\xi)/3$ [23], а для керамического элемента $X=(2+3\xi)/5$ [90]. Для керамики в выражение (20) добавляется еще один член обратно пропорциональный числу гранул на пути лазерного пучка и p^2 . Поскольку характерный размер гранул в исследованных керамиках мал по сравнению с длиной образца, этим членом пренебрегалось.

Для МОЭ удобно ввести минимальную длину L_{45} , при которой в ИФ набирается необходимый угол вращения 45° . Для сравнения материалов МОЭ введена **магнитооптическая добротность M** , которая вначале [25] выражалась отношением $M=V/\alpha$. Позднее в [79],[51A] были определены выражения для M кристаллов:

$$M_{001} = \frac{V\kappa}{\alpha Q}, \quad M_{111} = \frac{V\kappa}{\alpha Q} \frac{3}{1+2\xi}. \quad (21)$$

Как правило, дисперсионные зависимости $V(\lambda)$ хорошо аппроксимируются формулой для парамагнетиков на базе редкоземельных ионов [91]:

$$V = \frac{A}{\lambda^2 - \lambda_0^2}, \quad (22)$$

что позволяет достаточно легко вычислять константы материалов A и λ_0 .

1.1. Характеристики кристалла CaF_2 в зависимости от допирования ионами Yb^{3+} и Tb^{3+}

Фторид кальция является популярным лазерным материалом благодаря высокой прозрачности в чрезвычайно широком диапазоне длин волн и высокой теплопроводности и, допированный Yb^{3+} : CaF_2 , используется в качестве АЭ. Возможности применения CaF_2 в ИФ ограничивает тот факт, что чистый фторид кальция является диамагнетиком, поэтому имеет чрезвычайно низкую постоянную Верде ($0,42 \text{ рад}/(\text{Тл}\cdot\text{м})$ [51А]). В статьях [1А],[26А] проводились исследования характеристик CaF_2 допированного ионами Yb^{3+} и Tb^{3+} .

В статье [1А] приводятся результаты исследования $\text{Tb}(10\text{at}\%):\text{CaF}_2$. Это практически максимальная степень легирования ионами тербия, при которой, с одной стороны, сохраняется кубическая кристаллическая структура материала; с другой, парамагнитные свойства оказываются достаточными для создания ИФ. Наличие ионов тербия приводит к появлению поглощения при $\lambda=485 \text{ нм}$, а также в диапазоне более $1,6 \text{ мкм}$, что открывает перспективы применения в области длин волн эрбиевых лазеров.

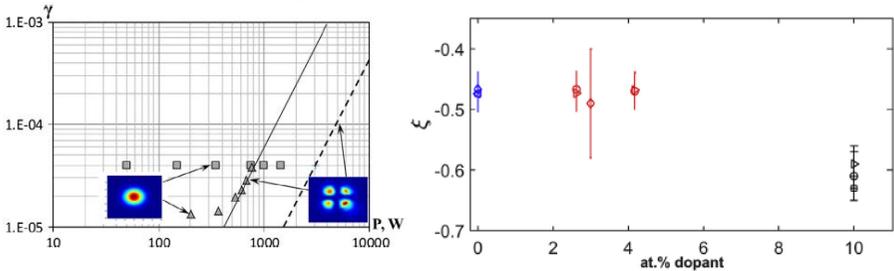


Рис. 1.2. (а) Зависимость деполяризации от мощности в $\text{Tb}:\text{CaF}_2$ (квадраты) и TGG (треугольники); (б) Параметр ξ_{CaF_2} в зависимости от концентрации Yb^{3+} и Tb^{3+}

Коэффициент теплопроводности и оказался ниже чем в CaF_2 и составил $2,2 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, $\alpha < 10^{-5} \text{ см}^{-1}$. На рис. 1.2(а) приведены результаты измерения термодеполяризации от мощности (квадраты), выполненные в схеме рис.1. Обращает на себя внимание тот факт, что при мощности вплоть до $\sim 1.5 \text{ кВт}$ в положении кристалла с γ_{max} деполяризация не зависит от мощности и не превышает уровня $4 \cdot 10^{-5}$ (квадраты). Пунктирной линией изображена расчетная термодеполяризация: видно, что γ_{min} не превысит 10^{-3} при мощности P_L вплоть до 15 кВт . Постоянная Верде оказалась значительно меньше V_{TGG} и составила $V(1076 \text{ нм}) = 4 \text{ рад}/(\text{Тл}\cdot\text{м})$. Поэтому, при использовании магнитной системы с $H = 2,5 \text{ Тл}$ необходимая длина МОЭ из $\text{Tb}:\text{CaF}_2$ на $\lambda=1 \text{ мкм}$ соста-

вит $L_{45} \approx 8$ см, что повлечет увеличение габаритов ИФ. Однако P_{max} составит рекордные 6 кВт. Использование керамических технологий, позволяющих сохранять высокого оптическое качество и низкое поглощение материала [38А] позволяет рассчитывать на увеличение концентрации тербия, которое приведет к укорочению МОЭ. Паразитные эффекты дисперсии деполяризации и фазы во фториде кальция [52А] минимизируются уменьшением размера гранул.

В статье [26А] по измерениям термдеполяризации была исследована зависимость параметра оптической анизотропии ζ от концентрации допанта в кристаллах $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$ (2.7; 3; 4.2at.% Yb^{3+}) и определено значение для 10 at.% $\text{Tb}^{3+}:\text{CaF}_2$. Величина ζ для кристаллов $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ составила -0.47 ± 0.03 , для кристалла $\text{Tb}:\text{CaF}_2$ $\xi \approx -0.62$. Результаты измерения ζ представлены на рис. 1.2(б). Как известно [92], в случае $\zeta < 0$ в кристалле существует ориентация [С], в которой термдеполяризация отсутствует, а при $\zeta = -0.5$ [С] совпадает с [111]. Учитывая изменение ζ от -0.47 (для CaF_2) до -0.62 ($\text{Tb}(10\text{at}\%):\text{CaF}_2$), можно констатировать, что существует концентрация Tb^{3+} , при которой [С] совпадает с [111]. Отметим и перспективность керамики $\text{Tb}:\text{CaF}_2$, поскольку $\zeta = -0.62$, близка к $\zeta = -0.6$, при котором, согласно (19), термонаведенная анизотропия также будет стремиться к нулю.

1.2. Характеристики новых магнитоактивных кристаллов *TSAG*, *NTF* и *ZnSe*

В течение нескольких десятилетий ведутся поиски кристаллов с эффективным фарадеевским вращением [49],[51А]. На настоящее время источники наиболее мощного лазерного излучения сосредоточены в области длин волн ~ 1 мкм, где существует внушительный разрыв между P_L и P_{max} ИФ. Наиболее перспективные магнитоактивные материалы демонстрируют возможность создания ИФ с мощностью киловаттного уровня (TGG [55], CeF_3 [8А], TSAG [24А], NTF [7А], TAG [28А]). Перспективными материалами сегодня являются гранаты, поскольку сочетают в себе преимущества высокой постоянной Верде, низкого поглощения и хороших термооптических свойств. Среди гранатов алюмотербиевый гранат ($\text{Tb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) TAG имеет самую высокую константу Верде [93]. Однако при выращивании кристалла возникают большие трудности из-за нестабильности фазы в системе $\text{Tb}_2\text{O}_3\text{--Al}_2\text{O}_3$, что привело к развитию производства TAG керамики.

Кристалл TSAG. При замене в TAG части ионов Tb^{3+} или Al^{3+} на Sc^{3+} возникает устойчивая фаза и возможен рост кристаллов TSAG из исходного состава $\text{Tb}_3\text{Sc}_{2-x}\text{Al}_{3+x}\text{O}_{12}$ ($x = 0, 2, \dots, 0.8$) методом Чохральского. Его преимуществом перед кристаллом TGG является более высокая константа Верде, а перед кристаллом TAG – возможность выращивания широкоапертурных кристаллов. В [29А] показано влияние состава кристаллов TSAG на величину

постоянной Верде в диапазоне длин волн 400...1060 нм, которая увеличивается с 18% до 38% с уменьшением содержания ионов Sc³⁺.

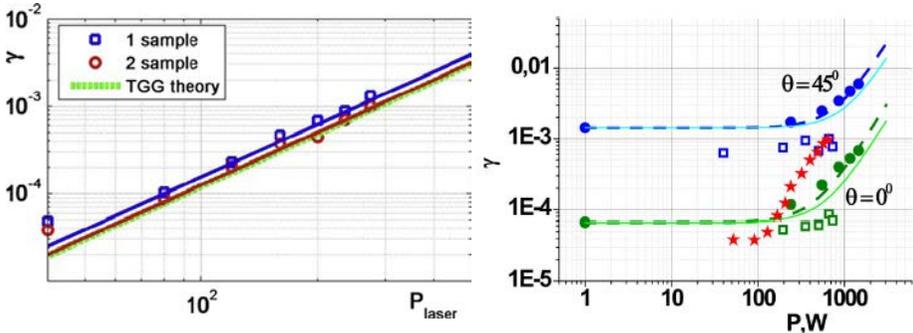


Рис. 1.3. Зависимость термодеполяризации от мощности в TSAG (а) и NTF (б)

На рис. 1.3(а) представлена зависимость $\gamma(P_L)$ в TSAG с ориентацией близкой [111] [17А] и (зеленой линией) приведена зависимость $\gamma_{TGG}(P_L)$ с аналогичными $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ и ориентацией. Сравнение графиков позволяет оценить M_{111} материала TSAG согласно (21), оценена величина $P/\kappa = 7.65 \cdot 10^{-6} \text{ м/Вт}$. Образец TSAG демонстрировал в 1.5 раза более сильную тепловую линзу (при прочих равных условиях). В статье [5А] представлен ИФ на TSAG с $P_{max} > 0,5 \text{ кВт}$. Оценки показали, что при ожидаемом уменьшении α и уменьшении γ в $((1+2\xi)/3)^2$ раз, за счет использования ориентации [001], можно повысить P_{max} до $> 1 \text{ кВт}$. Статья [5А] стала началом подробного исследования TSAG, часть которого приведена также во 2-й и 3-й главах.

Кристалл NTF. До недавнего времени не было известно магнитоактивных материалов с отрицательным ξ . Кристалл TSAG, как оказалось, обладает таким свойством, но $|\xi|$ настолько велик, что не позволяет получить существенного снижения термодеполяризации при переходе к [С]-ориентации [24А], как будет показано в 3-й главе. В статье [7А] исследовались термооптические характеристики кристалла твердого раствора $\text{Na}_{0.37}\text{Tb}_{0.63}\text{F}_{2.26}$ (NTF), постоянная Верде которого на $\sim 20\%$ меньше, чем у TGG [94], $\kappa = 1 \text{ Вт/(м К)}$ [7А]. Величина γ не зависела от мощности излучения вплоть до 750 Вт (рис. 1.3(б) квадраты). Для того, чтобы выделить составляющую деполяризации, обусловленную фотоупругим эффектом, схема измерений γ (рис.1) была модернизирована: в качестве зондирующего излучения использовался дополнительный лазерный пучок большего диаметра, позволяющий зарегистрировать γ (круги), согласно которой $P_{max} \sim 2 \text{ кВт}$. Для сравнения на графике показаны результаты измерения γ в ИФ на кристалле TGG (звезды) [55], из результатов расчета: $M_{NTF} / M_{TGG} \approx 3$.

Поскольку результаты исследований [7А] показали перспективность NTF в статье [30А] проводились модельные эксперименты на образцах с повышенным поглощением. Измерена $V(\lambda)$ в диапазоне 400...1310 нм, которая

позволила по формуле (22) рассчитать константы A и λ_0 . На рис. 1.4 приведены результаты измерений $\gamma(P_L)$ (красные круги и зеленые треугольники), аппроксимированные функциями, в которых квадратично зависящие от P_L слагаемые определяются термодеполяризацией (красный и зеленый пунктир).

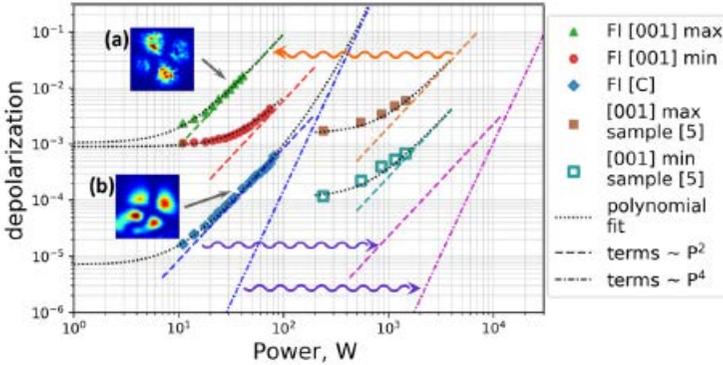


Рис. 1.4. Зависимость $\gamma(P_L)$ в ИФ на NTF. Зеленые треугольники – γ_{\max} ИФ в [001], красные круги – γ_{\min} ИФ в [001], синие ромбы – γ ИФ в [C]. Квадратами показаны результаты измерений γ в [001] из [7A]

Из отношения ξ_{\min} и ξ_{\max} получено $\xi_{\text{NTF}} = -0.26 \pm 0.02$, из зависимости $\xi_{\max}(P_L)$ определена константа $Q_{\text{NTF}} = (3.44 \pm 0.4) \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$.

Поликристалл ZnSe. В последние годы наблюдается серьезный прогресс в разработке мощных твердотельных лазеров среднего ИК диапазона. Селенид цинка известен не только своей уникально широкой областью прозрачности (0,6...22 мкм), но и одной из самых высоких среди оптических материалов теплопроводностью (~18 Вт/м·К). Попытки создания ИФ на ZnSe предпринимались только в видимом диапазоне [95]. В статье [27A] была измерена $V(\lambda)$ в диапазоне 532...1940 нм, рассчитаны константы $A = 2.55 \cdot 10^7 \text{рад} \cdot \text{нм}^2 (\text{Тл} \cdot \text{м})^{-1}$ и $\lambda_0 = 380 \text{нм}$; $V_{\text{ZnSe}}(1940 \text{ нм}) = 7,7 \text{ рад/Тл/м}$, что является довольно высоким значением, тем не менее, в несколько раз ниже характерных значений в видимом и ближнем ИК диапазонах. Поэтому использовались две последовательно расположенные магнитные системы с $H_{\max} = 2.5 \text{ Тл}$ и $H_{\max} = 3 \text{ Тл}$. В результате, согласно (20), оценена $I > 25 \text{ дБ}$ до ~300 Вт на $\lambda = 1940 \text{ нм}$.

Преимуществом ZnSe является также то, что он демонстрирует сильное диамагнитное поведение в отличие от большинства магнитоактивных материалов. Постоянная Верде в этом случае не зависит от температуры, поэтому не возникает деполяризации излучения, связанной с неоднородным распределением температуры; исчезает необходимость подстройки ИФ, связанная с изменением V . В статье [6A] продолжено исследование ZnSe и создан ИФ на $\lambda \sim 1 \text{ мкм}$ на образце стехиометрического состава. Результаты измерений приведены на рис. 1.5 (треугольники): γ практически не меняется во всем диапазоне мощности; не меняется и структура деполяризованной компоненты, ко-

торая повторяет распределение интенсивности излучения, что характерно для ‘холодной’ деполяризации (рис. 1.5(a,b)). Выделив квадратичную составляющую экспериментальных значений $\gamma(P_L)$ (открытые треугольники) построен соответствующий тренд (пунктирная линия).

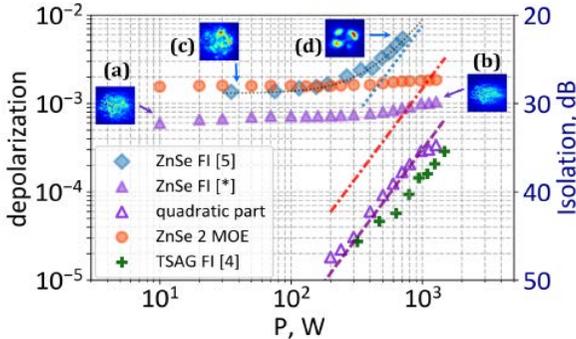


Рис. 1.5. Зависимости $\gamma(P_L)$ в ИФ на поликристалле ZnSe и соответствующие им распределения локальной деполяризации

Дополнительный эксперимент с двумя идентичными последовательно расположенными МОЭ в отсутствие магнитного поля (красные круги) показал отсутствие зависимости $\gamma(P_L)$, т.е. отсутствие термодеполяризации вплоть до $\sim 1,3$ кВт. Более того, увеличение длины МОЭ в 2 раза с точки зрения величины термодеполяризации эквивалентно увеличению мощности излучения в 2 раза при сохранении длины. Поскольку в эксперименте с двумя МОЭ не наблюдалось термодеполяризации, можно сделать вывод, что в созданном ИФ с одним МОЭ, ее не наблюдалось бы при мощности > 2.5 кВт. На рис. 1.5 (кресты) также приведена зависимость степени деполяризации в ИФ на TSAG [24A]. Соответствующие значения расположены рядом с квадратичным трендом деполяризации, наблюдаемой в ZnSe. В отличие от [6A], деполяризация в TSAG обусловлена фотоупругим эффектом самого кристалла, т.е. ограничение P_{max} , накладываемое фотоупругим эффектом, в TSAG наступает раньше, чем в ZnSe, который, является одним из наиболее ярких подтверждений актуальности поиска/исследований перспективных лазерных материалов, которому посвящена данная глава диссертации.

1.3. Характеристики кристалла CeF_3 : возможность использования одноосных кристаллов в изоляторах Фарадея

Абсолютное большинство ИФ созданы на базе оптически изотропных сред – кристаллов кубической сингонии, стекол, керамик, но реализация ИФ на анизотропных средах также возможна. Некоторые из них привлекают внимание уникальными характеристиками, например, одноосный кристалл CeF_3 . Значение V_{CeF_3} практически совпадает с V_{TGG} , при этом он обладает меньшим поглощением и более широкой полосой пропускания [96]. Важным преиму-

ществом CeF_3 перед новыми материалами TSAG и NTF, описанными в предыдущем разделе, является отработанная технология производства широкоапертурных оптических элементов, поскольку он уже долгое время используется в сцинтилляционных детекторах. В статье [22A] исследовались его термооптические характеристики: зависимость $V_{\text{CeF}_3}(\lambda)$ в диапазоне 450...1550 нм. В приближении формулы (22) определены $\lambda_0 = 246$ нм и $A = 4.1 \cdot 10^7$ рад·нм²/(Т·м). На 1076 нм $V_{\text{CeF}_3} = V_{\text{TGG}}$ (отличие < 2 %), на меньших длинах волн V_{TGG} выше, а в более длинноволновой области большим значением обладает CeF_3 , что объясняется нарушением такой зависимости для TGG на длинах волн > 1 мкм. Кроме того, кристалл CeF_3 прозрачен для длин волн до более 2 мкм и согласно измеренным значениям λ_0 и A , $V_{\text{CeF}_3}(2 \text{ мкм}) \approx 10$ рад/(Т·м), что делает CeF_3 перспективным и для мощных ИФ на 2 мкм.

В литературе присутствует неоднозначность относительно класса симметрии CeF_3 (либо тригональной, либо гексагональной сингонии). Тензор упругой податливости и пьезооптический тензор тригональных и гексагональных кристаллов устроены так, что выполняются соотношения [86]:

$$s_{66} = \frac{1}{2}(s_{11} - s_{12}), \quad \pi_{66} = \pi_{11} - \pi_{12} \quad (1.1)$$

(где s_{ij} и π_{ij} – компоненты тензора упругой податливости и пьезооптического тензора в двухиндексной записи), характерные для сред с изотропными упругими и пьезооптическими свойствами, например, стекол. Поэтому в плоскости, перпендикулярной оптической оси, упругие и пьезооптические свойства тригональных и гексагональных кристаллов изотропны. Таким образом, термонаведенные искажения в них, вырезанных в Б-ориентации, могут быть описаны формулами (16), что и в изотропных материалах. Отличия от изотропного случая заключаются: во-первых, под и понимается теплопроводность в направлении, перпендикулярном оптической оси; во-вторых, величина Q определяется отличным от изотропного случая выражением [97]:

$$Q = \frac{n_0^3}{4} \frac{\alpha_{11}^T s_{33} - \alpha_{33}^T s_{13}}{s_{11} s_{33} - s_{13}^2} (\pi_{11} - \pi_{12}), \quad (1.2)$$

здесь α_{ij}^T – компоненты тензора теплового расширения. В изотропном случае, характеризующимся меньшим числом независимых ненулевых компонент тензоров упругой податливости и теплового расширения:

$$s_{11} = s_{33} = \frac{1}{E}; \quad s_{13} = -\frac{\nu}{E}; \quad \alpha_{11}^T = \alpha_{33}^T = \alpha^T$$

выражение для Q принимает вид (13). Изотропия пьезооптических свойств гексагональных и тригональных кристаллов в Б-ориентации, выраженная в отсутствии зависимости γ от угла θ также экспериментально продемонстрирована в [22A], т.е. $\xi_{\text{CeF}_3} = 1$, что является преимуществом перед TGG, поскольку отсутствует необходимость юстировки МОЭ по полярному углу. В случае неизотропных пьезооптических свойств такая зависимость возникает (например, в кубических кристаллах [46A] и тетрагональных кристаллах, вы-

резанных вдоль оптической оси [98]). При мощности ~ 1 кВт γ становится $\sim P_L^2$ (рис. 1.6(a)) и совпадает с аналогичной зависимостью γ для TGG, что позволяет определить $\alpha|Q|/\kappa = 5.7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}^{-1}$, $M_{\text{CeF}_3} (1076\text{нм}) = M_{\text{TGG}}$.

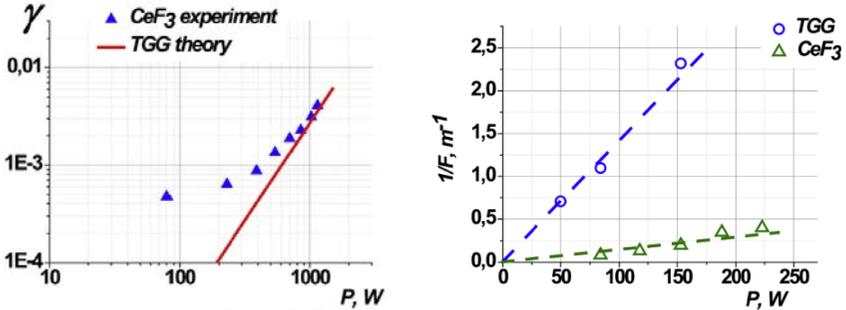


Рис. 1.6. Зависимости $\gamma(P_L)$ в CeF_3 (треугольники) и аналогичная теоретическая зависимость (линия) для TGG с $\alpha = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ (а) и силы тепловой линзы (б)

Изменения показателя преломления, вызванные фотоупругим эффектом, в гексагональных и тригональных кристаллах, вырезанных вдоль оптической оси, качественно не отличаются от соответствующих изменений в средах с изотропными упругими и пьезооптическими свойствами. Поэтому, пренебрегая изменением геометрии элемента в результате нагрева, величина тепловой линзы определяется формулой (17). Выражение для термооптической постоянной P выглядит аналогично формуле (11):

$$P = \left(\frac{dn}{dT} \right)_{\sigma} + \frac{n_0^3}{4} \frac{\alpha_{11}^T s_{33} - \alpha_{33}^T s_{13}}{s_{11} s_{33} - s_{13}^2} (\pi_{11} + 3\pi_{12}) \cdot \quad (1.3)$$

Результаты измерения фокуса тепловой линзы в CeF_3 , выполненного в схеме рис. 2, приведены на рис. 1.6 (б, треугольники). Из зависимости $F^{-1}(P_L)$, можно найти величину $\alpha P/\kappa$ как подгоночный параметр: $(\alpha P/\kappa)_{\text{CeF}_3} = 8.7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}^{-1}$. Для сравнения приведены результаты измерения тепловой линзы в TGG, из чего можно сделать вывод, что $(\alpha P/\kappa)_{\text{CeF}_3}$ в 6.5 раз меньше, чем в TGG, т.е. в CeF_3 индуцируется линза в 6.5 раз слабее; $(P/Q)_{\text{CeF}_3} = 1.53$.

1.4. Характеристики керамических гранатов TGG, TAG и Re:TAG

Керамика TGG имеет высокую V (1 мкм) = $36 \text{ рад}/(\text{Тл} \cdot \text{м})$ и $\kappa = 4,9 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, аналогичные кристаллу TGG, и масштабируемость. В статье [10A] разработан ИФ на TGG керамике. Малый размер гранул ($\sim 1 \text{ мкм}$) в образцах позволяли пренебрегать пространственной модуляцией термодеполяризации, наблюдаемой в экспериментах с керамиками Nd:YAG [99] и CaF_2 [52A]. На рис. 1.7 показаны результаты измерений γ и фокуса тепловой линзы. Из выражений (17), (19) оценена $P_{\text{TGG}} = -17 \times 10^{-6} \text{ 1/К}$. На рис. 1.7(в) показана временная стабильность характеристик ИФ при водяном охлаждении МОЭ: степень изоляции 33 дБ , фокус линзы $\sim 9 \text{ м}$ при $P_L = 257 \text{ Вт}$. Результат срав-

ним с результатом, полученным на кристалле TGG [53A], где также впервые был построен ИФ на высокую среднюю мощность ($P_{\max} = 0,4$ кВт) без использования схем с компенсацией термонаведенных искажений.

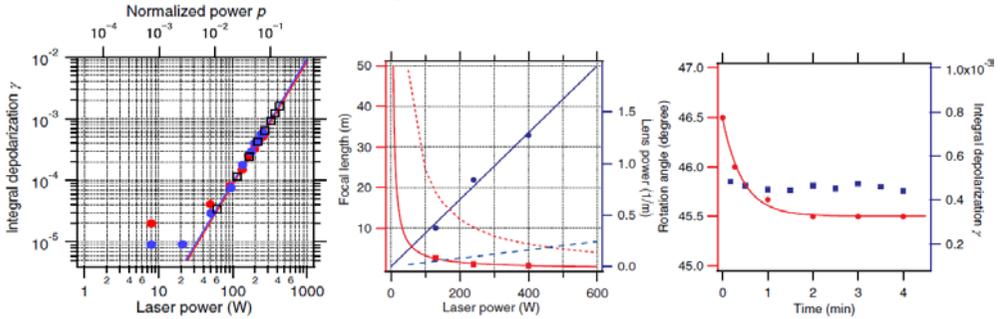


Рис. 1.7. Зависимости $\gamma(P_L)$ и $F(P_L)$ (красные и синие кружки – керамики TGG с магнитным полем и без него; пустые квадраты – для кристалла TGG в [111]; сплошные линии – квадратичные тренды)

Керамика TAG исследовалась в статье [28A]. При сравнимом с TGG $\alpha \approx 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, TAG оказалась лучше по допустимой лазерной мощности в ~ 2 раза чем в TGG из-за большей константы Верде (МОЭ) и $\kappa_{\text{TAG}} = 6,5 \text{ Вт/МК}$. В результате создан ИФ с термостабилизацией МОЭ при помощи водяного охлаждения на TAG с $I = 38 \text{ дБ}$, $F > 8 \text{ м}$ при $P_L = 300 \text{ Вт}$. В статье [9A] представлены результаты исследований первой допированной TAG керамики – Се:TAG в сравнении с TGG керамикой [10A] и TAG керамикой [28A]. Деполяризация в TAG меньше деполяризации в TGG в ~ 4 раза, а в Се:TAG в ~ 2 раза, что позволяет увеличить мощность излучения в ~ 2 и $\sim 1,5$ раза соответственно. Тепловые линзы примерно одинаковы в TAG и TGG, однако в Се:TAG линза в ~ 2 раза сильнее. Поэтому, можно констатировать, что керамика TGG, имеющая такое же поглощение, как и кристалл TGG, уступает ему по P_{\max} в 1,8 раза, имея одинаковую линзу. Керамика TAG сравнима с кристаллами TGG по деполяризации и линзе, однако образцы пока имеют невысокое оптическое качество, что затрудняет их практическое применение.

В статье [25A] исследованы V и термооптические характеристики керамики на основе TAG, легированного кремнием Si(0.2%; 0.4%; 1%):TAG и титаном Ti(0.3%; 0.6%; 0.8%):TAG. Образцы с более высокой концентрацией легирующей добавки обладали меньшим пропусканием, что обусловлено ухудшением оптического качества. Постоянная Верде практически не зависела от концентрации и материала легирующей примеси для всех образцов (с точностью 5 %), $V(\lambda)$ в диапазоне 450...1064 нм и хорошо описывается формулой типичной для парамагнетиков [91].

Термодеполяризация в образцах, легированных титаном и кремнием, различается на два порядка из-за повышенного поглощения титана, причем образцы с более высокой концентрацией легирования имеют более высокое

значение γ из-за уменьшения κ . Тем не менее, лучшие образцы Si:TAG с допированием 0.2% имеют M_{TAG} в $\sim 1,5$ раза выше M_{TGG} . Величина γ в Si:TAG и Ce:TAG примерно одинакова. В статье [31A] приведены результаты анализа образцов керамик Re:TAG с малым процентным допированием (до 2%), приведена диаграмма постоянной Верде (рис. 1.8). Отмечено, что V слабо зависит от концентрации и вида допанта, а существующий в литературе разброс значений измеряемой V в Re:TAG связан, в основном, с погрешностями экспериментальных измерений (зависимости V от температуры; точностью определения угла поворота поляризации, определения интеграла магнитного поля и положения образца в нём; неучтенной концентрации спекающих добавок и примесей, которая может превышать концентрацию (или влияния) заявленных допантов и т.п.), наиболее актуальными при малых допированиях.

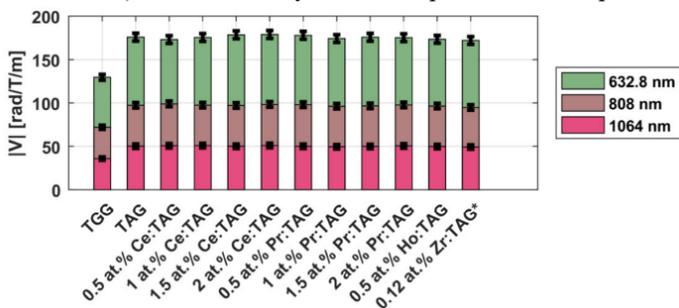


Рис. 1.8. Постоянная Верде образцов керамики Re:TAG

1.5. Характеристики полуторнооксидных керамик Y_2O_3 , Lu_2O_3 и Sc_2O_3 допированных ионами Yb^{3+}

В статье [3A] изучены термооптические характеристики образцов керамик Y_2O_3 , Lu_2O_3 и Sc_2O_3 активированных ионом Yb^{3+} с концентрациями соответственно 1,8%, 1,8% и 2,5% и проведено сравнение с кристаллом $Yb^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$ с концентрацией 10%. Керамики нагревались излучением лазера на 940 нм (рис.1), а тепловые эффекты зондировались излучением лазера на ~ 1 мкм. Для определения мощности тепловыделения образцы через тепловой контакт присоединялись к тестовому элементу из кристалла YAG, у которого измерялась зависимость температуры от времени. Измерив зависимость γ от мощности тепловыделения и используя формулу (20), определялась величина $Q_{eff} = Q(2+3\xi)/5$, которая для всех керамик оказалась значительно меньше аналогичной величины YAG, следовательно, величина поляризационных искажений, вносимых полуторными оксидами существенно меньше. Также, в схеме рис.3, измерена тепловая линза (рис. 1.9).

Результаты исследований термооптических характеристик приведены в таблице 1, из которой видно, что константа P существенно больше Q (значения ξ для полуторных оксидов неизвестно, но ~ 1). Керамики Y_2O_3 и Lu_2O_3

демонстрируют меньшие, чем $Y_3Al_5O_{12}$ значения коэффициента теплового расширения, что является преимуществом для тонких дисковых образцов. В Y_2O_3 и Sc_2O_3 меньшие величины P , что важно учитывать при использовании оптических элементов с соотношением длины к диаметру ~ 1 или больше. Отношение P/k , определяющее силу тепловой линзы, меньше чем аналогичное в YAG для всех трех керамик. К тому же, в керамике Lu_2O_3 коэффициент теплопроводности слабо зависит от концентрации Yb^{3+} [100], что делает ее более чем достойным претендентом на роль АЭ в мощных дисковых лазерах.

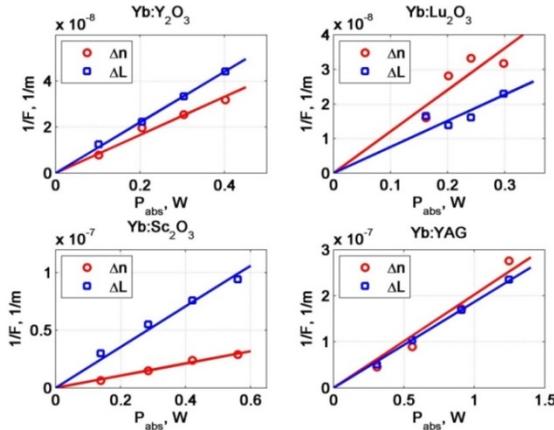


Рис. 1.9. Зависимость силы тепловой линзы (из-за теплового расширения – синие квадраты; из-за изменения показателя преломления в объеме – красные круги) от мощности тепловыделения для полупрозрачных оксидов и кристалла $Y_3Al_5O_{12}$

Material	Y_2O_3	Lu_2O_3	Sc_2O_3
$Q_{sp}/k \times 10^{-7} [m/W]$	-0.79	-1.13	-1.17
$P/k \times 10^{-6} [m/W]$	1.2	1.8	0.8
$a_T/k \times 10^{-7} [m/W]$	8.1	5.5	13

Таблица 1. Термооптические характеристики керамик $Yb^{3+}:Y_2O_3$, $Yb^{3+}:Sc_2O_3$, $Yb^{3+}:Lu_2O_3$

1.6. Характеристики магнитоактивной полупрозрачной оксидной керамики Tb_2O_3

Материалы с большой V могут быть реализованы за счет высокой собственной концентрации магнитоактивных редкоземельных ионов (Tb , Dy , Ho), которые являются парамагнитными и обладают большими магнитными моментами. В обзоре [31A] проведен сравнительный анализ лазерных керамик и определены наиболее предпочтительные спектральные диапазоны их использования. На рис. 1.10(a) приведены $V(\lambda)$ многих из них. Керамика Tb_2O_3 имеет длинноволновый край поглощения, начинающийся с 1.3...1.4 мкм

[32A], поэтому в диапазоне до 1.4 мкм наиболее предпочтительными материалами являются Tb_2O_3 и TAG; в диапазоне 1.5...2.1 мкм – Dy_2O_3 . Поскольку Tb_2O_3 в потребительских размерах может изготавливаться только в виде керамики, в статье [32A] мы исследовали образцы, отработывая технологию ее изготовления. В результате была получена плотная керамика с малым количеством остаточных нанопор и средним размером зерна $\sim 1,3$ мкм, исследована $V(\lambda)$ в диапазоне 405...1064 нм ($V(633\text{нм})=437,3$ рад/Т/м; $V(1064\text{нм})=123,7$ рад/Т/м).

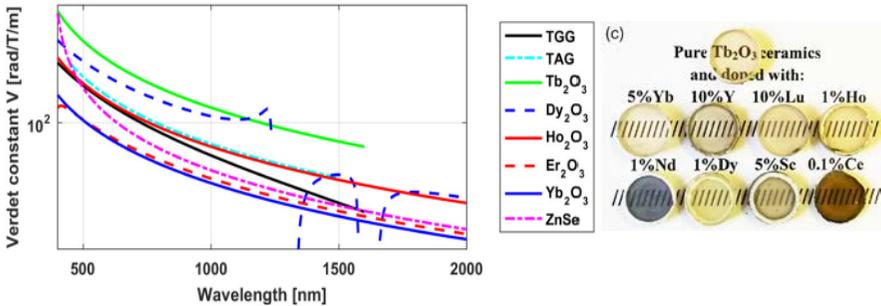


Рис. 1.10. Зависимости $V(\lambda)$ исследуемых керамик (а); образцы керамики Re: Tb_2O_3 (Y, Lu, Sc, Ce, Dy, Ho, Yb, Nd) (б)

В статье [33A] исследовались допированные керамики Re: Tb_2O_3 (Y, Lu, Sc, Ce, Dy, Ho, Yb, Nd). Пропускание образцов (кроме Sc^{3+}) близко к нелегированному оксиду тербия. Разбавление матрицы Tb_2O_3 редкими землями в относительно высоких концентрациях приводило к уменьшению абсолютного значения V , но при пересчете на долю тербия в керамике оно несколько увеличивалось (до 3%) во всех образцах (кроме Yb^{3+} и Nd^{3+}). Легирование редкоземельными ионами, с одной стороны, может улучшить ее спекаемость, с другой стороны – снизить коэффициент теплопроводности, повышать коэффициент линейного поглощения, слабо влияя на величину V .

Статья [11A] посвящена исследованию термооптических свойств недопированной Tb_2O_3 , и $(Tb_{0.9}Y_{0.1})_2O_3$ керамики (#1 и #2). Коэффициент теплопроводности, измеряемый с помощью метода сдвиг-фазовой интерферометрии [81], одинаков $\kappa=4.8\pm 0.3$ Вт/м/К. Рассчитанные постоянные $P_{eff}(\#1) = 5 \cdot 10^{-6} K^{-1}$; $P_{eff}(\#2) = 2,4 \cdot 10^{-6} K^{-1}$; $Q_{eff}(\#1) = 0,64 \cdot 10^{-6} K^{-1}$; $Q_{eff}(\#2) = 0,37 \cdot 10^{-6} K^{-1}$. Большая величина P_{eff}/Q_{eff} говорит о незначительном влиянии фотоупругого эффекта на тепловую линзу, основным фактором, обуславливающим её, является зависимость показателя преломления от температуры. Образец #2 продемонстрировал Q_{eff} в 1,7 раза меньше и P_{eff} более чем в 2 раза меньшее значение; в то же время, V в нем уменьшилась пропорционально уменьшению концентрации Tb, что делает актуальным исследование термооптических свойств других $(Tb_{1-x}RE_x)_2O_3$ керамик. Таким образом, термооптические характеристики Tb_2O_3 меньше чем аналогичные для TGG керамики. При

близких коэффициентах теплопроводности, константа Q_{eff} и длина МОЭ меньше в $\sim 3,5$ раза, чем у керамики TGG. В работе [101] продемонстрирована керамика $(\text{Tb}_x\text{Y}_{x-1})_2\text{O}_3$ с поглощением $\sim 0,01 \text{ см}^{-1}$ что позволяет рассчитывать на $P_{\text{max}}=1 \text{ кВт}$; при равном с TGG $\alpha = 1,3 \dots 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, P_{max} может быть увеличена относительно достигнутого на кристалле TGG ($P_{\text{max TGG}} = 650 \text{ Вт}$ [55A]) более чем на порядок.

1.7. Характеристики борогерманатных и фосфатных стекол содержащих тербий

Несмотря на бурное развитие керамики развитие стеклянных материалов не останавливается благодаря своему качеству и стоимости. Однако стеклообразующая способность, как правило, уменьшается с увеличением концентрации полезных составов оксидов редких земель, что существенно затрудняет получение качественных материалов. Согласно результатам исследований [102] лантаноборогерманатные стекла характеризуются широкой областью стеклообразования, характерной и для стекол тербиевоборогерманатной (TBG) группы. Благодаря варьированию основных компонентов удается уменьшить кристаллизационную способность, сохраняя оптическое качество вплоть до 31 мол.% содержания Tb_2O_3 . В статье [23A] исследованы характеристики TBG стекла мол.% ($31\text{Tb}_2\text{O}_3$, 25GeO_2 , $25\text{B}_2\text{O}_3$, $14\text{Al}_2\text{O}_3$, 5SiO_2). TBG имеет большее окно прозрачности по сравнению с TGG в более длинноволновой области, что открывает перспективы его применения в области “eye-safe”. Величина $V_{\text{TBG}} = 35 \text{ рад/Гл/м}$, что на 20 % выше, чем у МОС-10 (с наибольшим среди стекол значением $V = 1.6 \text{ град/кЭ}\cdot\text{см}$ [24]) и всего на 10% ниже, чем у TGG. Величина κ , измерена интерферометрическим методом и составила $0,8 \pm 0,1 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, что сравнимо с лучшим МОС-04 ($0,74 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ [103]), константы P и Q близки аналогичным характеристикам TGG, но $\alpha=2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ – существенно выше. Согласно оценкам [23A], в случае использования материала с $\alpha \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, заявленное в [104], $P_{\text{max}} \sim 300 \text{ Вт}$, что станет одним из передовых результатов для магнитооптических стекол.

В статье [34A] исследовались характеристики образцов тербий-содержащих фосфатных стекол с концентрацией тербия от 7 до 35 мас.%. Состав шихты: $(\text{Tb}_2\text{O}_3\text{--La}_2\text{O}_3)_x(\text{P}_2\text{O}_5)_{1-x}$ ($x=0,25$ моль). Спектры пропускания демонстрировали максимальный уровень в окне прозрачности, ограниченном стандартными для тербий-содержащих материалов полосами поглощения. Зависимости $V(\lambda)$ находятся в хорошем соответствии с одноосцилляторной моделью (22); определены константы A и λ_0 . Величина V лучшего образца (35%) оказалась в 1.26 раза меньше, чем у МОС-04 [24], но позволит достичь его при увеличении содержания оксида тербия до 42 % (допустимое в этом стекле). Полученные результаты свидетельствуют о перспективности рассматриваемых стекол в качестве МОЭ в видимом и ближнем ИК диапазонах.

1.8. Заключение к Главе 1

Определена перспективность целого ряда лазерных материалов по результатам измерений таких характеристик, как: параметр оптической анизотропии ξ для кристаллов NTF, TCZ; зависимость ξ кристалла CaF_2 от допирования ионами Yb и Tb; константа Q для кристаллов NTF, TCZ, керамик Yb:Lu₂O₃, Yb:Y₂O₃, Yb:Sc₂O₃; Tb₂O₃; константа P для кристалла TCZ, керамик TGG, Yb:Lu₂O₃, Yb:Y₂O₃, Sc₂O₃, Tb₂O₃; $V(\lambda)$ в зависимости от допирования редкоземельными ионами кристалла TSAG, керамик TAG, Tb₂O₃, тербий-содержащих фосфатных стекол; $V(\lambda)$ кристаллов ZnSe, NTF, TCZ, керамики TAG; стекла TBG; магнитооптическая добротность кристаллов TSAG, NTF, TCZ, CeF₃, керамик TGG, TAG и др.

Показано, что новый класс материалов – полуторные оксиды редкоземельных металлов, обладают существенным преимуществом по сравнению с популярными сегодня гранатами для использования в лазерах с высокой средней мощностью. Например, керамики Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃ и Yb:Sc₂O₃ вносят в лазерное излучение меньшие поляризационные и фазовые искажения, чем кристалл Yb:YAG; а керамики Tb₂O₃ и Dy₂O₃ обладают еще и существенно большей константой Верде и, как следствие, большей максимальной рабочей мощностью, чем кристалл или керамика TGG.

Показано, что опытные образцы керамики TAG не уступают коммерчески доступным кристаллам TGG по максимальной мощности и оптической силе тепловой линзы, обладая преимуществом масштабируемости. Однако, допирование керамики Re:TAG (Re: Ce, Si, Ti) небольшим процентом допирования не приводит к заметному увеличению V, но может ухудшить потребительские свойства.

Предложено использовать известные материалы: селенид цинка, тисонит и фторид кальция в новом качестве – в ИФ на высокую лазерную мощность. В поликристалле ZnSe диамагнитные свойства обеспечивают отсутствие деполаризации, определяемой зависимостью $V(T)$; широкий спектр прозрачности материала дает возможность изготовления ИФ мощного излучения в «безопасном для глаз» и среднем ИК-диапазонах. На ZnSe создан традиционный ИФ на $P_{\max} \approx 1,3$ кВт и доказана работоспособность прибора при $P_{\max} > 2,5$ кВт. Магнитооптическая добротность одноосного кристалла CeF₃ равна добротности кубического TGG, но параметр aP/k , отвечающий за тепловую линзу в 6.5 раз меньше; параметр оптической анизотропии в σ -ориентации $\xi \approx 1$ (т.е. отсутствует необходимость юстировки МОЭ по полярному углу и при использовании в ИФ схемы с компенсацией термодеполаризации, будет обеспечиваться лучшая компенсация). Допустимая лазерная мощность ИФ на кристалле Tb(10%):CaF₂ $P_{\max} = 5$ кВт; уменьшение концентрации тербия позволит создать уникальный материал Tb:CaF₂, в котором будет полностью от-

существовать деполяризация, наведенная фотоупругим эффектом (при $\xi = -0,5$ для кристалла Tb:CaF₂ и при $\xi = -0,6$) для керамики Tb:CaF₂).

Разработаны ИФ на новых материалах: кристаллах TSAG и NTF и стекле ТВГ с $P_{\max} = 1$ кВт; 2 кВт и 300 Вт, соответственно.

Глава 2. Исследование термооптических характеристик перспективных лазерных материалов при криогенном охлаждении

Ключевым фактором подавления паразитных тепловых эффектов за счет уменьшения тепловыделения является криогенное ($T < 120\text{K}$) охлаждение. Охлаждение до температур жидкого азота сегодня не выглядит излишне громоздким, поскольку широко используется в мощном лазеростроении для улучшения характеристик АЭ [28], электрооптических затворов [105] и т.п. Создано большое количество лазеров на материалах Nd:YAG [106], Yb:YAG [28], [32], Ti:sapphire [27]. Возможность существенного укорочения МОЭ за счет увеличения V в парамагнетиках [25] [22] [30] [50] и поля постоянных магнитов [107],[108] выглядит очень привлекательной.

2.1. Автоматизированная криогенная система: охлаждение кристалла TGG и стекла МОС-04

Для криогенного охлаждения исследуемых элементов была разработана автоматизированная криогенная система (АКС) [39А], представляющая собой криостат, в который из сосуда Дьюара по алгоритму оригинального программного кода (использующего принцип ПИД-регуляции температуры), под давлением подается жидкий азот. На базе АКС был разработан КИФ для одновременного криогенного охлаждения МОЭ и магнитных систем. Исследованы системы на постоянных магнитах из ферромагнитных сплавов Sm-Co и Nd-Fe-B. Магниты Sm-Co при охлаждении до 90 К демонстрируют увеличение магнитного поля на ~ 20 %, магниты из Nd-Fe-B не приводят к увеличению магнитного поля, а его значение повторяется от реализации к реализации с точностью не хуже 2%. Наличие экстремума делает привлекательным КИФ, работающий при температурах ~160К, в котором может быть использована холодильная установка с хладагентом из спирта, керосина или фреона. В дальнейших исследованиях использовались магниты Nd-Fe-B из-за большей магнитной энергии и лучшей стабильности поля при охлаждении.

В статье [48А] проводилось сравнение двух наиболее известных МОЭ: стекла МОС-04 и кристалла TGG. Результаты экспериментов показали, что при охлаждении TGG до 86К деполяризация γ_{\min} уменьшается в 8 раз, что объясняется уменьшением $\alpha Q/k$ в $\sqrt{8}$ раз. Из рис.2.1 видно, что γ_{\max} уменьшается при охлаждении более чем в 24 раза и ξ уменьшается в $\sqrt{3}$ раз. Аналогично, охлаждение МОС-04 до температуры 82К уменьшает $\alpha Q/k$ в $\sqrt{3}$ раз. При охлаждении параметр $\alpha P/k$ кристалла уменьшается в 3.6 раза, стекла –

1.8 раза. Таким образом, отношение P/Q практически не меняется в исследуемом диапазоне температур как для TGG, так и для МОС-04.

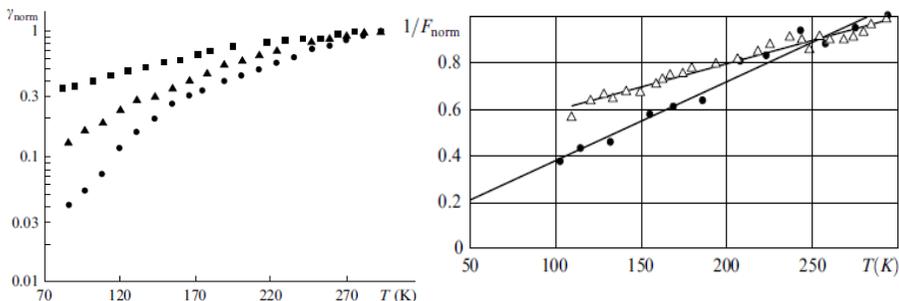


Рис. 2.1. Зависимости $\gamma(T)$ и тепловой линзы: а) в TGG в положении с максимальной (кружки) и минимальной γ (треугольники) и в МОС-04 (квадраты); б) в TGG (кружки) и МОС-04 (треугольники)

В статье [40А] разработан КИФ на кристалле TGG, в котором благодаря криогенному охлаждению, длина МОЭ составила всего 3,4 мм. Расчеты показали необходимость учета в деполяризации компонент γ_{H} , определяемую неоднородностью магнитного поля и γ_{V} , в связи с ростом $1/V \cdot (dV/dT)$ и уменьшением L и Q , что значительно уменьшает γ_{P} . Степень изоляции устройства при $P_{\text{L}} < 400\text{В}$ определялась γ_{H} , при дальнейшем увеличении P_{L} определялась γ_{V} , которая и ограничивала $P_{\text{max}} < 2$ кВт. Таким образом, для увеличения P_{max} необходима разработка механизмов подавления γ_{H} и γ_{V} , а не γ_{P} . Уменьшение γ_{H} может быть достигнуто либо созданием магнитных систем с меньшей поперечной неоднородностью продольной компоненты поля, либо уменьшением диаметра лазерного пучка. Уменьшение γ_{V} можно получить уменьшением поперечного градиента температуры в МОЭ, за счет, например, торцевого теплоотвода (описанного в главе 3).

2.2. Характеристики кристаллов CaF_2 , BaF_2 и SrF_2

В статье [2А] исследована зависимость параметра ξ кристаллов CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 изготовленных в ориентации [001] от температуры в диапазоне 80...300°K (содержащие малую концентрацию ионов самария (0.01%Sm) для поглощения на 1070 нм). Модуль параметра ξ определялся по измерениям деполяризации, согласно (16), знак – по поведению распределения $\gamma(\theta)$; $\gamma(T)$ аппроксимировались степенной функцией вида $\gamma_{1,2}(T) = a_{1,2} \times T^{b_{1,2}}$, по которым определялась величина $\xi(T)$. Для всех образцов параметр ξ увеличивался при понижении температуры: 5.8% (для CaF_2); 6.4% (для BaF_2); 28% (для SrF_2). Анализ выражений для углов Эйлера, зависящих от $|\xi|$, показывает, что около каждого направления [111] располагаются по три ориентации [С], отклоненные от направления [111] на угол ζ (для одной из эквивалентных ориентаций угол $\zeta = \beta$). С уменьшением температуры, направление ориентаций [С] моно-

тонно удаляются от направления [111]. Поскольку ξ не проявляет явно выраженной зависимости в диапазоне длин волн (0.3...3) мкм, можно предположить, что полученные зависимости $\xi(T)$ справедливы для других длин волн.

Кристалл Tb:CaF₂. Согласно результатам [1A] для Tb(10ат%):CaF₂ зависимость $V(T) \sim 1/T^{1.16}$. Для сравнения, на рис. 1.2(а) также приводится зависимость $\gamma(P)$ в кристалле TGG длиной 3,4 мм в положении γ_{\min} . при 80 К, описанная в [40A] (треугольники). Сравнение с TGG обусловлено тем, что CaF₂ не обнаруживает температурной зависимости V [51A], поэтому основной вклад в эффект Фарадея даёт парамагнитный ион тербия и $V(T=80K)$ на 20% превосходит $V_{TGG}(T=80K)$. Поэтому в КИФ на Tb:CaF₂ охлаждение дает существенное укорочение МОЭ до ~17 мм, что позволяет, используя стандартные магнитные системы, ожидать увеличение P_{\max} ($\lambda=1\text{мкм}$) до 25 кВт.

2.3. Характеристики магнитоактивных кристаллов GGG, TSAG, CeF₃

Кристалл GGG. В статье [51A] исследуются характеристики гадолиний-галлиевого граната (GGG), известного с 60-х годов прошлого века [109] и используемого в качестве АЭ, подложек для пленок ферритов-гранатов и т.п.. Зависимость $V(T)$ может быть представлена в виде [110]:

$$V = \frac{A}{T} + B$$

где A и B определялись из экспериментальной зависимости $V(T)$: $A=56,1$; $B=0,23$ (отличаются на < 20% из [110] пересчитанных на $\lambda = 1,07$ мкм). Измерены зависимости γ для ориентаций [001] и [111], максимальное снижение при охлаждении наблюдалось для $\gamma_{\max} - 151$ раз, минимальное для $\gamma_{\min} - 34$ раза; для $\gamma_{111} - 106$ раз. Таким образом, GGG значительно эффективнее улучшает свои характеристики при охлаждении, чем TGG.

Разные зависимости $\gamma(T)$ для разных ориентаций обусловлены зависимостью $\xi(T)$: $\xi(293K)=2,28$ вычисленное на основе измерений γ_{\max} и γ_{\min} , при охлаждении $\xi = 1,08$, т.е. уменьшается в 2,4 раза и γ практически перестает зависеть от ориентации. Эти обстоятельства позволяют рассматривать GGG в качестве МОЭ, несмотря на сравнительно низкое $V(293K)$. Исследуемый образец обладал $\alpha=7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$; при использовании в КИФ кристалла GGG с $\alpha \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, согласно оценкам, $P_{\max} > 3$ кВт. Важно отметить, что в настоящее время кристаллы GGG доступны с апертурой 10...12 см [111].

Кристалл TSAG, как отмечалось в 1-й главе, обладает уникальными свойствами как магнитоактивная среда. В статье [19A] показано значительное уменьшение термонаведенных искажений при охлаждении, разработан КИФ на TSAG. При комнатной температуре γ_v пренебрежимо мала, однако, при охлаждении, как было отмечено в [40A], вклад γ_v необходимо учитывать:

$$\gamma_v = B \left(\frac{\varphi}{\pi/4} \frac{\alpha P_{\text{из}}}{\kappa} \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \right)^2 \quad (2.1)$$

В статье [51А] введен параметр L^* – длина МОЭ, при которой $\gamma_v = \gamma_p$. В экспериментах [19А] исследовались цилиндрические МОЭ в ориентациях [001] и [111]. Измеренная $V(T)$ хорошо аппроксимируется $\sim 1/T$. При охлаждении в магнитном поле характерное пространственное распределение деполяризации: γ_v – азимутально симметричная картина, представляющая собой точку в центре и кольцо вокруг неё (рис. 2.2,б), что отличает её от γ_p в форме «мальтийского креста» (а). Для оценки P_{max} измерены $\gamma(P_L)$ при комнатной (квадраты) и азотной (ромбы) температурах в ориентации [111] в магнитном поле и в [001] без магнитного поля (рис. 2.2(в)): $P_{max} = 2$ кВт. Построение специальных магнитных систем [112] позволяет компенсировать эффект γ_v практически полностью, что позволит увеличить P_{max} до ~ 6 кВт.

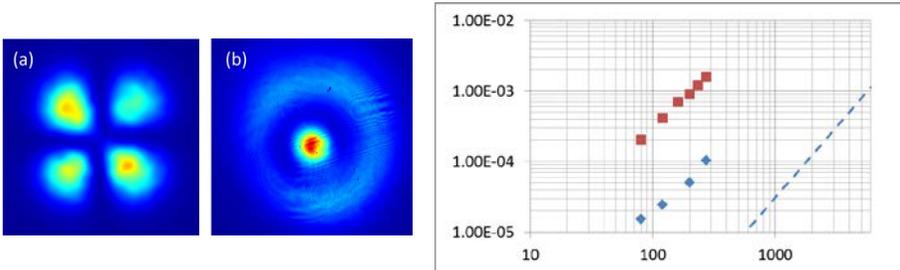


Рис. 2.2. Пространственное распределение γ при 293 К (а), 90 К (б) и $\gamma(P_L)$ (в) в TSAG

Оптическая сила тепловой линзы измерялась методом фазовой сканирующей интерферометрии: при 80К уменьшается в 2.5 раза, поэтому при длине образца L_{45} , уменьшение составляет 9 раз. По зависимостям $\gamma(T)$ и $F(T)$ определена температурная зависимость $P/(Q\xi)$: при комнатной температуре отношение $P/(Q\xi)$ составляет ~ 4 , а при охлаждении увеличивается до ~ 7 .

Кристалл CeF_3 . В статье [13А] изучаются температурные зависимости характеристик кристалла CeF_3 . Согласно работе [98] и формулам (1.1), (1.2) γ_p в тетрагональном кристалле в б-ориентации вычисляется по формуле:

$$\gamma_p = \frac{1}{96} \cdot \left(\frac{L \alpha Q}{\lambda \kappa} P_0 \right)^2.$$

Зависимость $\gamma(P_L)$ представлена на рис. 2.3(а): при охлаждении до 79К снижение γ составило > 7 раз, при мощности 1,45 кВт $\gamma(79K) = 9 \cdot 10^{-4}$ и практически полностью определяется «холодной» деполяризацией $7 \cdot 10^{-4}$ (рис. 2.3а, круги). При 295 К деполяризация практически такая же, как у TGG с типичным $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ (уменьшение γ_{TGG} при охлаждении 8 раз [48А]).

Постоянная $V \sim 1/T$ в диапазоне $\lambda = 450 \dots 1075$ нм, $V(78K, 1075\text{нм}) = 128$ рад/Т/м и при среднем поле $H = 1.9$ Тл $L_{45}(85K) = 3,2$ мм. Поскольку $\gamma_p \sim L^2$, укорочение с 7,5 мм до 3,2 мм вызовет уменьшение γ_p в 5.5 раз до $1,6 \cdot 10^{-4}$ при 79К и 1.5кВт (что соответствует $P_{max} = 3.7$ кВт). Поскольку в КИФ необходимо учитывать γ_v , согласно (2.1) и в предположении $(\alpha/\kappa)_{CeF_3} \approx (\alpha/\kappa)_{TGG}$, P_{max} для CeF_3 будет таким же, как и у КИФ на TGG ~ 2 кВт.

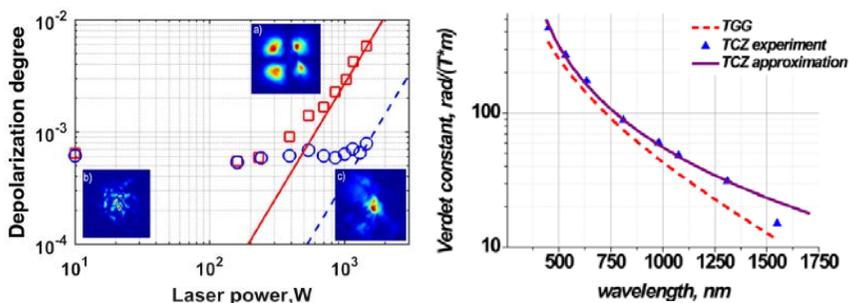


Рис.2.3. (а) Зависимость $\gamma(P_L)$ в CeF_3 при 295К (квадраты) и при 79К (кружки); в TGG ($\alpha=1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$) при 295К (сплошная кривая) и при 77К (штриховая кривая). На вставках показаны поперечные профили γ при: 10 Вт, 295 К; 1 кВт, 295 К; 1 кВт, 79 К. (б) зависимость $V(\lambda)$ TGG (пунктир) и TCZ (треугольники и сплошная линия)

2.4. Характеристики тербийсодержащих фианита TCZ и стекла TBG

В настоящее время хорошо известны фианиты – однофазные кристаллы кубических твердых растворов на основе диоксида циркония [113]. В статье [4А] проведено исследование свойств кристалла тербийсодержащего фианита (TCZ), выращенного с содержанием основных компонентов ~60% Tb_2O_3 и ~40% ZrO_2 ($\text{Tb}_6\text{Zr}_2\text{O}_{13}$). Кристалл показал высокую прозрачность в диапазоне 0,5...1,5 мкм и малое поглощение (для $\lambda = 1075 \text{ нм}$ $\alpha \approx 3 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$). Результаты измерения $V(\lambda)$ представлены на рис. 2.3(б), в приближении (22) определены константы $\lambda_0 = 301 \text{ нм}$, $A = 2,9 \cdot 10^7 \text{ рад} \cdot \text{нм}^2 / \text{Т} \cdot \text{м}$ (сплошная линия). Отклонение $V(1550 \text{ нм})$, вероятно, свидетельствует о наличии в полосе поглощения 1,5...2,2 мкм переходов, испытывающих расщепление в магнитном поле и дающих вклад в эффект Фарадея; для $\lambda = 1075 \text{ нм}$ V_{TCZ} в ~1,3 раза выше, чем у TGG. В [4А] был также определен параметр $\xi = -0,29 \pm 0,02$, из которого определена ориентация [С] кристаллографических осей, близкая к [443].

В статье [35А] продолжено исследование TCZ, определены $Q_{\text{TCZ}} = 3,7 \times 10^5 \text{ К}^{-1}$ и $P_{\text{TCZ}} = 1,55 \times 10^{-4} \text{ К}^{-1}$. К сожалению, из-за существенно большей Q_{TCZ} по сравнению с Q_{TGG} , величина M оказалась в 80 раз меньше, чем у TGG ($M_{\text{TCZ}}(1075 \text{ нм}) = 8,7 \times 10^6 \text{ рад} \cdot \text{Вт} / (\text{Т} \cdot \text{м})$), а $P_{\text{max}} \sim 130 \text{ Вт}$. С целью повышения допустимой мощности проведены исследования $V(T)$, результаты измерений хорошо аппроксимируются $\sim 1/T$. Охлаждение МОЭ приводит к увеличению V_{TCZ} (а значит и M), в ~3,5 раза. Тем не менее, низкое значение M_{TCZ} является недостатком при создании мощных ИФ, однако может позволить исследовать особенности термодеполяризации в лазерных элементах (как АЭ, так и МОЭ) вырезанных в ориентациях, близких к [С]. В частности, близость ξ_{TCZ} к соответствующему значению NTF [7А],[30А] позволит использовать полученные результаты и проводить прецизионные модельные эксперименты по исследованию термонаведенных эффектов в критической ориентации при малых P_L .

К тому же, благодаря высокому значению V данный материал является перспективной альтернативой МОЭ из стекол.

Стекло ТВГ. В статье [23А] исследованы характеристики ТВГ стекла при охлаждении до 80 К. Зависимость $V(T) \sim 1/T$, т.е. основной вклад в эффект Фарадея дают ионы тербия. Измерены также температурные зависимости $\gamma(T)$ и $F(T)$, что позволило вычислить $P/Q(T)$: величина отношения при охлаждении уменьшается в $\sim 1,5$ раза. Благодаря высокой $V(300\text{K}) = 35$ рад/Тл/м в КИФ толщина МОЭ ~ 3 мм, $P_{\text{max}} > 300$ Вт будет ограничиваться γ_v .

2.5. Характеристики керамик TGG, TAG, Tb₂O₃ и Dy₂O₃

В статье [20А] исследовалась керамика TGG. При охлаждении γ уменьшалась в 6 раз (рис. 2.4(в,г)), что меньше измеренного в [40А] значения. Профиль деполяризованной компоненты представляет собой сумму кольца и мальтийского креста (рис.2.4(б)), что связано как с γ_v (соизмеримой с γ_p), так и с другой температурной зависимостью α . Полагая, что χ_{TGG} не зависит от температуры [29] и, учитывая зависимости $Q(T)$ и $\xi(T)$ из [40А],[48А], была определена α . Увеличение α при охлаждении до 88К составило 2.5 раза, что близко к значению 2 раза, измеренному в [40А] для кристалла TGG. Зная изменение поглощения, определено уменьшение γ_p при охлаждении в 12 раз. На рис.2.4(в) построены теоретические кривые γ для TGG керамики длиной L_{45} (сплошная кривая) и $L_{45}(T)$ (пунктир): L_{45} уменьшается с 13,5 мм при 293К до 4 мм, следовательно уменьшение $\gamma(L_{45})$ составляет > 35 раз. Измерены зависимости $\gamma(P_L)$ при комнатной (ромбы) и азотной (круги) температурах. Коэффициент $\alpha(299\text{K})$ вычислен согласно (20) и составил $\alpha=5,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. КИФ на керамике длиной $L=5$ мм стабильно работал в диапазоне мощностей до 450 Вт с $I \approx 28$ дБ, причем, при 88К создавался избыточный угол поворота 55° , что делает возможным укорачивание МОЭ до $L_{45}=4$ мм и увеличение I до 30дБ. При использовании в КИФ керамики с $\alpha=1,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ мощность излучения можно увеличить в 4 раза, т.е. $P_{\text{max}} \sim 2$ кВт.

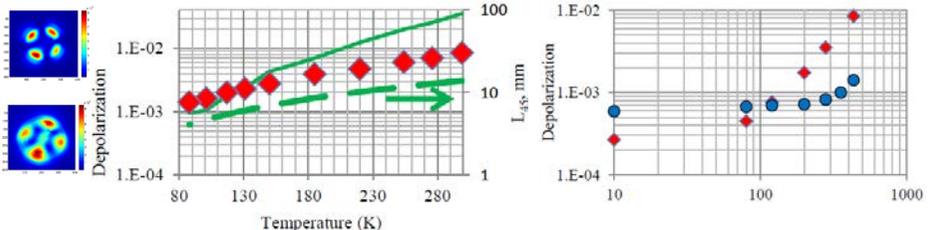


Рис 2.4. Деполяризованная компонента при 293К (а) и при 88К (б) при $P_L=435$ Вт; экспериментальная (ромбы) и теоретическая зависимости $\gamma(T)$ при $P_L=435$ Вт (в); $\gamma(P_L)$ при 300К (ромбы) и 88К (круги) (г)

По результатам измерений оптической силы тепловой линзы (α и dn/dT из [114]) вычислена $P=(16\pm 3) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при комнатной температуре, что согласу-

ется со значением для кристалла $17 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. При 88К сила линзы уменьшается в 2,1 раза, что с учетом увеличения поглощения приводит к уменьшению P в 5.2 раза (6.8 раз для кристалла TGG при 80К [40А]). Разницу можно объяснить температурной зависимостью α_T и dn/dT для TGG при $T < 100\text{K}$ ($dn/dT(T)$ для TGG керамики и кристалла отличаются [114]). Из данных [114] можно оценить уменьшение P на 15% при изменении температуры от 88К до 80К. По экспериментальным зависимостям $\gamma(T)$ и $F(T)$ можно получить зависимость $P/Q(T)$. При комнатной температуре $P/Q=9.7 \pm 1$, что близко к значению $P/Q=10 \pm 1$ для кристалла [26], а при охлаждении незначительно увеличивается до $P/Q=11.6 \pm 1$, что согласуется с измерениями для кристалла TGG [48А].

Керамика TAG исследовалась в статье [21А]. Показано, что γ снижается в > 5 раз, а сила линзы – в > 2 раз при охлаждении (рис.2.5). В КИФ $L_{45}=2,3$ мм, что позволяет рассчитывать на $P_{\max} \approx 3$ кВт. Однако из-за высокого рассеяния при охлаждении в магнитном поле γ растет и $P_{\max}= 500$ Вт при 150К. По измеренным $\gamma(T)$ и $F(T)$ определена температурную зависимость $P_{\text{eff}}/(QX)$ (в). Отношение близко к 70 во всем диапазоне, что на порядок больше чем в TGG, следовательно, при одинаковом уровне мощности и длинах элементов обеспечивающих одинаковую γ линза в TAG будет в ~ 10 раз сильнее чем в TGG.

В статье [36А] исследованы характеристики керамики TAG допированные титаном (0.6 и 0.3 ат.%) или кремнием (0.2, 0.4 и 1.0 ат.%) в диапазоне температур 79...293К. Показано, что уменьшение тепловых эффектов при охлаждении наблюдается у лучших образцов с низким допированием; γ в большинстве образцов при охлаждении, ослабляется и начинает расти, что связано, видимо, с дефектами в материале. В лучшем образце с допированием Si 0.4, как и в чистом TAG наблюдается монотонное ослабление γ в > 10 раз, а линзы в > 2 раз при охлаждении, что дает преимущество над TGG в 1,8 раза. Однако, технология выпекания TAG, очевидно, требует улучшения.

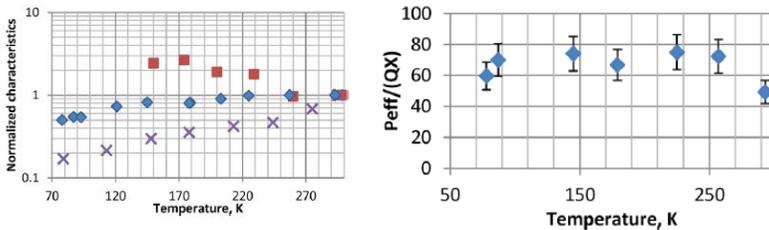


Рис.2.5. (а) зависимости тепловой линзы (ромбы), γ (кресты), γ в магнитной системе (квадраты); (б) зависимость P_{eff}/QX от температуры

Керамика Tb₂O₃. В статье [37А] по измерениям γ , F и α_0 в керамике $(\text{Tb}_{0.88}\text{Y}_{0.1}\text{Zr}_{0.02})_2\text{O}_3$ определены температурные зависимости параметров $\alpha_0 P_{\text{eff}}/k$, $\alpha_0 Q_{\text{eff}}/k$ и $P_{\text{eff}}/Q_{\text{eff}}$. При охлаждении до 79К ослабление линзы составило ~ 5.2 раза, $\gamma \sim 28$ раз. Расчет характеристик $\alpha_0 P_{\text{eff}}/k$ и $\alpha_0 Q_{\text{eff}}/k$ от температуры показал одинаковое уменьшение в ~ 5.2 раза, следовательно, $P_{\text{eff}}/Q_{\text{eff}} = 6.44 \pm 0.61$ и слабо зависит от температуры. К сожалению, известны не все

материальные константы Tb_2O_3 , которые позволяют определить $P(T)$ и $Q(T)$. В частности, сложность определения ξ , который также может проявлять зависимость от температуры, связана со сложностью получения кристалла Tb_2O_3 достаточных размеров. Значение κ керамики Tb_2O_3 известно только при комнатной температуре. Наличие большого поглощения в исследуемом образце позволило определить температурную зависимость $\alpha_0(T)$: $\alpha_0 = 0.63 \pm 0.03 \text{ см}^{-1}$ и не проявляет зависимости от T . В КИФ с полем 2.5 Т, длина МОЭ составляет $\sim 0.7 \text{ мм}$, что приведет к уменьшению γ_p и линзы в 13.7 и 3.7 раза, соответственно.

Керамика Dy_2O_3 , перспективность которой отмечалось в п.1.6., исследовалась в статье [12А]. Измерены $V(T)$ керамик на основе оксида составов $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$, $x = 0.7, 0.85, 0.9$ диспрозия в диапазоне 80...294 К на длинах волн 405...1064 нм, а также проведены оценки для КИФ на длинах волн Tm^{3+} и Ho^{3+} лазеров и видимого спектрального диапазона. Аналогично [115], аппроксимация зависимости $V(\lambda, T)$ задавалась в виде:

$$V(\lambda, T) = -\frac{a}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)} - \frac{c}{(\lambda^2 - \lambda_0^2) \cdot (T - d)} + \frac{f}{T - d},$$

согласно которой $V(T)$ для каждой из длин волн может быть описана в виде:

$$V(T) = \frac{a_1}{T - d_1} + h_1,$$

где a_1 , d_1 и h_1 – константы аппроксимации. На рис.2.6 представлено отношение $V(T)/V(294K)$: при охлаждении V растет в 2.8...4.7 раза в зависимости от длины волны и от состава. Поскольку керамика прозрачна на 2 мкм, измерены V при $T=294 \text{ К}$ на $\lambda=1,94 \text{ мкм}$ (10.7, 13.0 и 13.8 рад/(Т·м) для $x = 0.7, 0.85, 0.9$ соответственно) и оценены значения V для температуры жидкого азота (37.0, 44.9, 47.7 рад/(Т·м) для $x = 0.7, 0.85$ и 0.9 соответственно). При увеличении длины волны излучения, V уменьшается, поэтому необходимо увеличивать длину МОЭ. Вычисленные значения V позволяют оценить длину МОЭ, которая в ИФ с полем 2.5 Тл на 1940 нм при комнатной температуре составит $\sim 2.5 \text{ см}$, при криогенной $\sim 1 \text{ мм}$.

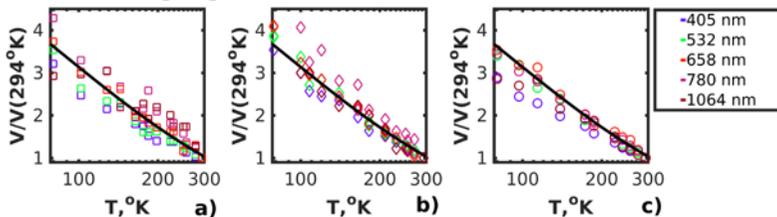


Рис.2.6. Зависимость $V(T)/V(294K)$ измеренной на различных длинах волн и ее аппроксимация (черная линия). Квадрат, ромб, круг для образцов $x=0.7$ (а), 0.85 (б), 0.9 (с).

2.6. Охлаждение и термостабилизация лазерных элементов при помощи элементов Пельтье

Охлаждение до криогенных температур – весьма эффективный, но достаточно дорогой и трудоемкий способ подавления термонаведенных эффектов. Существенно уменьшить температуру лазерного элемента можно более простым способом – при помощи элементов Пельтье (ЭП). Также с помощью ЭП возможна его термостабилизация на заранее выбранной температуре независимо от величины тепловыделения, что может быть удобным в схемах с перестраиваемой лазерной мощностью. В статье [49А] предложен и экспериментально продемонстрирован такой способ, позволяющий достигать температур ~200 К при использовании двух коммерчески доступных ЭП.

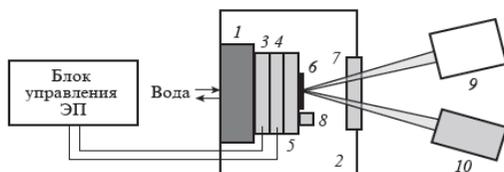


Рис. 2.7. Схема охлаждения оптического элемента: 1 – водяной радиатор; 2 – вакуумная камера; 3 и 4 – элементы Пельтье; 5 – медная пластина; 6 – АЭ; 7 – окно с просветляющим покрытием; 8 – термодатчик; 9 – «греющий» лазер; 10 – поглотитель.

Термостабилизация отрабатывалась в ИФ, выполненных по традиционной схеме и по схеме с внутренней компенсацией γ при помощи блока управления и обратной связи, осуществляемой термодатчиками. Охлаждение отрабатывалось на квантроне, представляющем собой АЭ дисковой геометрии 6, расположенным в вакуумной камере 2, при помощи 2-х ЭП 3 и 4 (рис. 2.7). Экспериментально реализована стабильная работа ИФ при комнатных температурах при уровне поглощенной мощности ~2Вт на МОЭ из TGG, что соответствует $P_L = 1,5$ кВт. Охлаждение до 210 К увеличивает P_{max} в ~2 раза, благодаря укорочению МОЭ и улучшению термооптических свойств TGG. Используя два ЭП, продемонстрирована термостабилизация в диапазоне 300...210 К на АЭ из Yb(10%):YAG при мощности тепловыделения до 25 Вт.

2.7. Заключение к Главе 2

Разработана автоматизированная криогенная система (АКС), позволяющая производить измерения термооптических характеристик лазерных материалов в зависимости от температуры, вплоть до температур жидкого азота. Определено поведение при криогенном охлаждении характеристик ряда перспективных лазерных материалов: константы Q кристалла и керамики TGG, TCZ; константы P кристалла и керамики TGG, TCZ; отношения P/Q кристалла GGG, керамики TAG, Tb₂O₃, стекол МОС-04, ТВГ; параметра ζ кристаллов GGG, CaF₂, BaF₂ и SrF₂; константы Верде кристаллов TSAG, TCZ, керамики Dy₂O₃, стекла ТВГ и др.

На базе АКС разработано новое устройство – криогенный изолятор Фарадея (КИФ), исследовано поведение магнитных систем, выполненных из фер-

ромагнитных сплавов Sm-Co и Nd-Fe-B. Показано, что в КИФ необходимо учитывать деполяризацию γ_V и деполяризацию γ_H , определяемую неоднородностью магнитного поля. Определена перспективность использования лазерных материалов, дающая новые возможности для КИФ. В частности, определена максимально допустимая мощность P_{max} , которая составила более 6 кВт, 25 кВт и 10 кВт для кристаллов TSAG, Tb:CaF₂ и керамики Tb₂O₃, соответственно.

Показано, что благодаря эффективному улучшению своих характеристик при криогенном охлаждении кристалл GGG становится более предпочтительным для использования в КИФ, чем TGG; важным преимуществом является уменьшение ξ до 1.08, поскольку γ перестает зависеть от ориентации; величина $P_{max} > 3$ кВт.

Разработан эффективный способ охлаждения и термостабилизации лазерных элементов при помощи элементов Пельтье, который позволяет обеспечить стабильную работу при лазерной мощности > 10 кВт квантронов на дисковых активных элементах из Yb:YAG и ИФ на TGG при охлаждении до температур 210...240 К.

Глава 3. Исследование подавления термонаведенных эффектов за счет геометрии лазерных элементов и ориентации оптических осей

В настоящее время подавляющее большинство твердотельных АЭ и МОЭ изготавливаются из изотропных кристаллов кубической сингонии. Главной особенностью поляризационных искажений в них является отклонение направления собственных поляризаций термонаведенного двулучепреломления от радиальных и тангенциальных направлений лазерного элемента, свойственных аморфным материалам. Поэтому термонаведенные искажения, включая их поперечную структуру и величину, могут существенно зависеть от ориентации и геометрии кубических кристаллов.

3.1. Подавление поляризационных искажений в кубических кристаллах с ориентацией [110]

В статье [71] исследовано поведение термдеполяризации в фундаментальных ориентациях [001], [111] и [110]. В статье [45А] детально изучено поведение термдеполяризации при большой мощности тепловыделения ($\delta > 1$) в ориентации [110] и экспериментально продемонстрировано, что такая деполяризация может быть меньше, чем в этом же кристалле с [001] или [111]. Анизотропия фотоупругого эффекта приводит к зависимости $\gamma(\theta)$. В случае малого тепловыделения ($\delta \ll 1$) деполяризация квадратично увеличивается, в случае большого тепловыделения ($\delta \gg 1$) – стремится к γ_∞ . Деполяризация γ_∞ в [111] не зависит ни от материальных характеристик кристалла ни от излучения; в [001] – определяется только параметром ξ (для YAG –

12%, для TGG – 15%); в [110] сильно зависит как от величины ξ , так и от радиусов кристалла R_0 , греющего rh и зондирующего излучения r_0 .

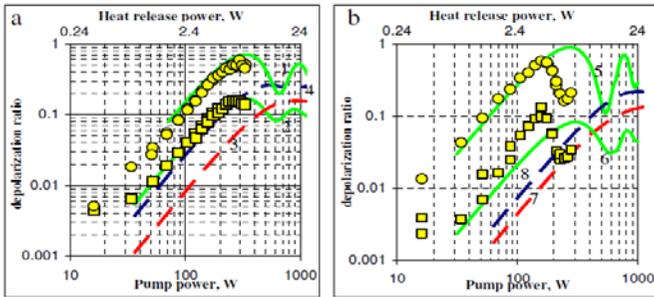


Рис.3.1. Экспериментальные (точки) и рассчитанные (кривые) зависимости $\gamma(P_L)$: $\gamma_{\min}([110])$ – кружки и кривые 1,5; $\gamma_{\min}([110])$ квадраты и кривые 2,6; $\gamma_{\min}([001])$ кривые 3,7; и $\gamma([111])$ кривая 4,8

Из-за технической сложности эксперименты были разделены на две части: достижение максимума термодеполяризации и достижение первого минимума, подтверждающее, что γ в [110] может быть меньше, чем в [001] или [111], на примере кристалла TGG. Результаты приведены на рис. 3.1. Кривыми 4,5 (а) показаны $\gamma(P_L)$ для [111] и [001]. Видно, что для используемых в эксперименте параметров наихудшей ориентацией является [111], а γ в [001] и [110] при дальнейшем увеличении мощности сравнимы.

Во 2-й части экспериментов реализована ситуация с увеличенными R_0/r_h , R_0/r_0 или r_h/r_0 , используя в качестве зондирующего излучение на $\lambda=532$ нм. Результаты представлены на рис. 3.1(б). Экспериментальные и численные результаты совпадают при малой P_L , с ростом которой наблюдается только качественное их соответствие из-за сильных термонаведенных аберраций в кристаллах. Деполяризация сильно зависит от профилей интенсивности как пучка накачки, так и зондирующего пучка, которые проконтролировать при каждом значении P_L трудно. Тем не менее, деполяризация в [110] не превысила 10%, а при дальнейшем увеличении P_L уменьшилась до 3% (что согласуется с теорией). Дальнейшее увеличение мощности привело снова к росту γ второго периода осцилляций термодеполяризации около γ_{∞}^{\min} . Согласно расчетам, $\gamma_{\infty}^{\min}=5\%$, в то время как для [001] $\gamma_{\infty}^{\min}=15\%$.

3.2. Подавление термодеполяризации в кристалле CaF_2 с ориентацией [111]

Согласно [87] если параметр $\xi < 0$, то существует одна выделенная ориентация [C], для которой Ψ не зависит ни от r , ни от φ . Следовательно, термонаведенные собственные поляризации ориентированы одинаково по всей апертуре кристалла и, выбрав поляризацию излучения параллельную любой из собственных поляризаций, термодеполяризацию можно полностью устранить. В этом привлекательном для практических применений диапазоне су-

существует уникальное значение $\zeta = -0.5$, при котором выделенной ориентацией [С] является широко используемая ориентация [111] и в ноль обращается разность фаз δ , т.е. γ равна нулю при любой(!) поляризации излучения.

В статье [46А] обсуждается ключевое значение знака ξ для уменьшения γ в изотропных кристаллах и предложен метод измерения по поведению пространственного распределения γ в ориентации [001]. А именно, вращая кристалл вокруг двух осей: оси цилиндрического лазерного элемента и перпендикулярной ей оси, по отношению величин интегральной термодеполяризации и качественному поведению локальной термодеполяризации (вращению, либо качанию «мальтийского креста», рис. 2.2.(а)) можно измерить параметр оптической анизотропии материала. В статье также продемонстрировано существенное ослабление γ за счет выбора ориентации в кристаллах с отрицательным параметром ζ . Анализировались два кристалла кубической сингонии: TGG и CaF₂, определен знак ζ и абсолютные значения ($\zeta_{TGG} = 2.25$, $\zeta_{CaF_2} = -0.47$). Поскольку ζ_{CaF_2} близок к $\zeta = -0.5$, ориентация [С] очень близка к [111]. Для сравнения γ разных ориентаций кристалла CaF₂ были вырезаны два одинаковых образца в ориентациях [001] и [111]. Величина γ в [111] оказалась в 20 раз меньше чем в [001], что наглядно демонстрирует преимущество ориентации [111] для кристалла CaF₂. Таким образом, при $p \ll 1$ ориентация [111] предпочтительнее [001] с точки зрения термодеполяризации.

3.3. Подавление термодеполяризации в кристалле TSAG с ориентацией [001]

В статье [24А] экспериментально продемонстрирован ИФ на основе кристалла TSAG с ориентацией [001] и достигнут киловаттный уровень лазерной мощности, предсказанный в [5А]. Зависимость $\gamma(P_L)$ в TSAG показана на рис. 3.2, γ значительно возрастает при помещении TSAG в магнитное поле. Такое поведение объясняется вкладом в термодеполяризацию компонент, возникающих из-за зависимости $V(T)$, неоднородности магнитного поля и большого абсолютного значения $\xi_{TSAG} = -101$. Выражения для γ вне магнитной системы – γ_0^{\min} (красная линия) и в ИФ – γ_{45}^{\min} (синяя линия):

$$\gamma_0^{\min} \approx \frac{A_1}{8} p^2 + \frac{A_2}{384} p^4 \xi^2 \quad (3.1)$$

$$\gamma_{45}^{\min} \approx \frac{A_1}{\pi^2} p^2 + \frac{3(\pi-2)^2 A_2}{32\pi^4} \xi^4 p^4 + p_V^2 A_3 \quad (3.2)$$

Первые слагаемые не зависят от ξ , однако вторые члены в обоих уравнениях от ξ зависят. В отсутствие магнитного поля этот член $\sim p^4 \xi^2$; в магнитном поле $\sim p^4 \xi^4$. На рис. 3.2. изображены теоретические кривые: 2-й член (3.2) показан пунктирной, а 3-й – штрихпунктирной линиями. Таким образом, к существенному увеличению γ может приводить магнитное поле и, для кристаллов с $|\xi| \gg 1$ в [001] ориентации, 2-й член разложения в ряде Тейлора; т.е. зависимость $\gamma(P_L) \sim p^2$ при малой P_L и $\sim p^4$ при росте P_L [70]. Увеличение γ в магнит-

ном поле наблюдалось в [001] (кружки), в [111] такого поведения не наблюдается (квадраты и треугольники), поскольку 1-й член термодеполяризации зависит от ξ и $\sim (\rho(1+2\xi))^2$. Помещение кристалла в магнитное поле приводит к уменьшению термодеполяризации в $\sim 8/\pi^2$ для [111]. Следует отметить, что большая величина ξ в ИФ приводит к еще одному отрицательному эффекту: потери мощности, вносимые ИФ, которые определяются термодеполяризацией на прямом проходе $\gamma = A1\xi^2\rho^2/\pi^2$. Тем не менее, продемонстрирован ИФ на TSAG в [001], при $P_L = 1470$ Вт, $I = 35,4$ дБ; подавление γ при использовании [001] позволило уменьшить γ до $2,9 \cdot 10^{-4}$ при $P_L = 1470$ Вт, тогда как в [111] в магнитном поле $\gamma = 3,2 \cdot 10^{-4}$ для $P_L = 196$ Вт, т.е. в 7,5 раз меньше.

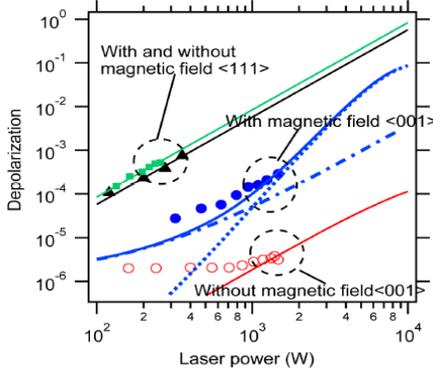


Рис. 3.2. Зависимости $\gamma(P_L)$ в TSAG: красные и синие кружки – в [001] в отсутствие и в магнитном поле; зеленые и черные точки – в [111] в отсутствие и в магнитном поле; теоретические кривые (пунктирная – 2-й и штрихпунктирная линия – 3-й член (3.2))

3.4. Подавление термодеполяризации в кристалле NTF с ориентацией [C]

В статье [30A] проводились модельные эксперименты на двух образцах NTF с повышенным поглощением изготовленных в ориентациях [001] и [C]. На рис. 1.4 приведены результаты измерений $\gamma(P_L)$ (красные круги и зеленые треугольники) и аппроксимирующие функции (красный и зеленый пунктир соответственно). Из зависимостей $\xi_{\max}(P_L)$ в [001]-образцах NTF, используемых в [30A] (зеленые треугольники) и [7A] (коричневые квадраты), можно определить отношение коэффициентов поглощения в них. Оранжевая волнистая стрелка показывает уменьшение мощности излучения при одинаковых γ . С учетом специфики эксперимента в [7A], даже нижняя граница оценки этого отношения превышает 60 раз, т.е. α используемых в [30A] кристаллов существенно превышал достижимый уровень поглощения. Таким образом, проведение модельного эксперимента позволило провести измерения при меньшей P_L , минимизируя тепловые эффекты в трансляционной оптике, что помогло получить более качественные результаты. Для ξ_{NTF} ориентация [C] близка к [111] и отклонена от нее на $\sim 8^\circ$ в сторону [011]. Согласно [116] для ориентации [C] член 4-го порядка малости принимает вид:

$$\gamma_{[C]} = \frac{(\delta_c - \sin(\delta_c))^2}{16\delta_c^4} \cdot \frac{(2\xi+1)^4}{4^4(\xi-1)^4} \cdot \left\{ \frac{3A_3}{8}(2\xi-3)^4 + 3A_4(2\xi-3)^2 + A_5 \right\} \cdot \left(\frac{L}{\lambda} \frac{\alpha Q}{\kappa} P \right)^4,$$

где A_3 , A_4 и A_5 – численные коэффициенты, определяемые профилем лазерного пучка, равные в нашем случае 0.042, 0.374 и 27.73 соответственно. Величина γ в ИФ с [C]-элементом (ромбы) значительно (в ~ 10 раз) меньше минимальной γ в ИФ в ориентации МОЭ [001], что демонстрирует преимущество перехода к критической ориентации NTF. В обоих МОЭ рассчитана $\gamma(P_L)$ (синяя штрих-пунктирная линия для [C] ориентации). В экспериментальной зависимости явно наблюдается составляющая $\sim P_L^2$, видимо, из-за отклонения оси МОЭ от направления [C] при вырезании ($\sim 2^\circ$), что подтверждает пространственное распределение γ в виде ‘мальтийского креста’, повернутого на угол $\pi/8$ относительно плоскости входной поляризации (вставка б).

Экспериментальные результаты позволяют сделать вывод о характеристиках ИФ, которые можно достичь при использовании кристаллов с таким же поглощением, как в [7А]. Поскольку нижняя граница оценки показателей поглощения превышает 60 раз, то при сохранении такой же точности вырезания МОЭ уровень γ в ИФ определялся бы сиреневым пунктиром, т.о. $P_{\max} \sim 7$ кВт. При точном вырезании МОЭ в критической ориентации, термодеполяризация определялась бы сиреневым штрих-пунктиром (стрелки показывают переход к этим ожидаемым зависимостям при соответствующем уменьшении α_{NTF}).

3.5. Влияние анизотропии одноосного кристалла CeF_3 на характеристики оптического изолятора

В статье [8А] описывается уникальный ИФ на киловаттный уровень средней мощности, выполненный на кристалле CeF_3 . Согласно расчетам, ограничения, связанные с анизотропной природой кристалла не приводят к повышению требований на пучок и МОЭ. Степень изоляции прибора $I > 30$ дБ при мощности 700 Вт (рис.3.3(а) треугольники), вычитание «холодной» деполяризации из экспериментальных точек (круги) дают $P_{\max} = 800$ Вт.

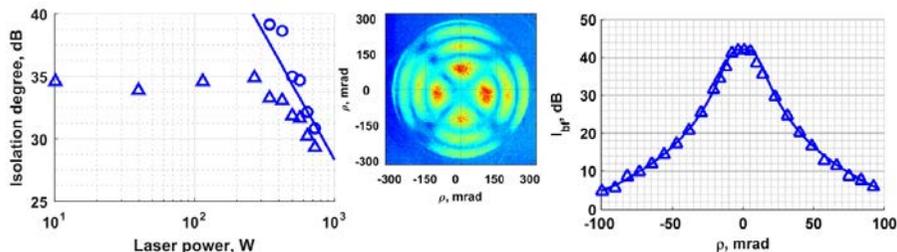


Рис.3.3. (а) зависимость $I(P_L)$: эксперимент (треугольники и круги) и тренд (сплошная линия); (б) «коноскопическая картина»; (в) зависимость $I_Bf(\rho)$ в CeF_3

Поскольку кристалл CeF_3 является одноосным, неизбежно возникают ограничения на точность ориентации оптической оси и параметры лазерного луча. В статье рассмотрена задача одновременного влияния на степень изоляции ИФ естественного двулучепреломления и эффекта Фарадея в пренебрежении термонаведенного двулучепреломления. Для определения I_{bf} , вызываемой деполяризацией, возникающей при распространении луча под некоторым углом ρ к оптической оси была снята «коноскопическая картина» (рис.3.3,б). Для «худшего» направления, соответствующего направлению отклонения от положения плоскости поляризации излучения $\Psi=\pi/4$ (полярный угол, отсчитываемый от направления поляризации) была снята зависимость $I_{bf}(\rho)$ (рис.3.3,в). При отклонении от оси на угол $\rho < 22$ мрад $I > 30$ дБ. Сравнительно большая величина допустимого угла накладывает ограничения не столько на точность вырезания оптического элемента, сколько на его последующую настройку и на расходимость лазерного излучения. Половинному углу расходимости не более 22 мрад соответствует дифракционно ограниченный пучок с диаметром > 60 мкм, что всегда реализуется на практике (может оказаться важным для многомодовых пучков). Учет тепловых эффектов приведет к уменьшению центрального максимума до уровня, определяемого тепловыми эффектами, но не изменит ширины кривой (рис.3.3,в).

3.6. Ослабление поляризационных искажений в дисковых магнитооптических элементах

Разбиение лазерных элементов на диски с торцевым теплоотводом приводит к уменьшению поперечного градиента температуры, и, как следствие, γ . В случае дисковых АЭ толщина может быть минимизирована за счет концентрации активатора, но в случае ИФ, наличие нескольких МОЭ не только делает его технически более сложным, но и ухудшает характеристики из-за большего количества поверхностей, неоптимального использования магнитного поля и т.п. В статье [47А] рассмотрены варианты ИФ, включая зеркала Фарадея с магнитной системой на базе сверхпроводящих соленоидов. Замечательной особенностью криостата является возможность размещения МОЭ при комнатной температуре, увеличение поля (до 5 Тл) позволило существенно укоротить МОЭ. Дисковая геометрия, помимо количественного преимущества (уменьшение поглощенной мощности) имеет качественное – появляется возможность охлаждения через торцы, благодаря чему возникает сильная зависимость γ от аспектного отношения толщины МОЭ L к радиусу греющего излучения r_0 [117]: $\sim(L/r_0)^4$. В модельном эксперименте с сэндвич-структурой МОС/сапфир при аспектном отношении 0.6, наличие сапфира уменьшает γ в ~ 14 раз. Криогенное охлаждение стекла без сапфира не дает эффекта, зато в случае сэндвича деполяризация дополнительно уменьшается в > 2 раза.

В статье [40А] была впервые обнаружена и измерена γ_v ; исследовано уменьшение термонаведенных эффектов при торцевом теплоотводе дискового МОЭ из кристалла TGG при помощи сапфира или YAG. Укорочение МОЭ при охлаждении приводит к уменьшению $\gamma_{хол}$, тогда как γ_H , определяемая неоднородностью магнитного поля:

$$\gamma_H^{\min} \approx \frac{\pi^2}{16} \Delta H^2 \frac{a^4}{H^4}$$

остаётся неизменной, поэтому может оказаться $\gamma_H > \gamma_{хол}$. Вследствие малой длины TGG, низкий уровень «холодной» деполаризации позволил зарегистрировать в КИФ γ_H и γ_v . При большой мощности деполаризованная компонента вместо «мальтийского креста» имела кольцевую структуру. Поперечная неоднородность магнитного поля осесимметрична, поэтому поперечная структура γ_H неотличима от γ_v . Однако γ_H и γ_v могут быть измерены, поскольку γ_H не зависит от P_L , а $\gamma_v \sim P_L^2$, согласно (2.1). Вплоть до 400 Вт (рис. 3.4, треугольники) деполаризация определялась величиной $\gamma_H \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$. При увеличении P_L деполаризованная компонента имела кольцевую структуру, поэтому определялась γ_v . Другим подтверждением $\gamma_H \ll \gamma_v$, является зависимость γ без магнитного поля (ромбы), когда $\gamma_v = 0$.

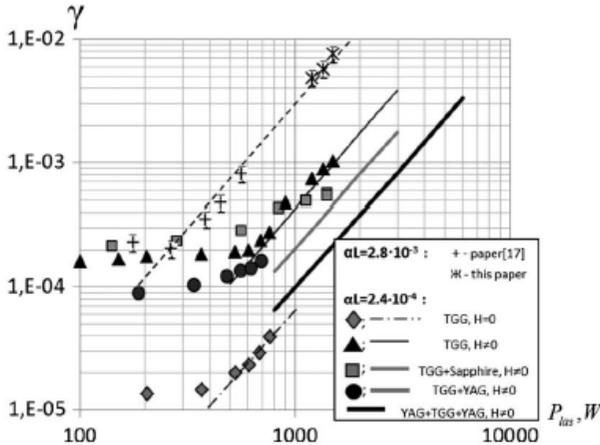


Рис. 3.4. Теоретические (линии) и экспериментальные (точки) зависимости $\gamma(P_L)$ в КИФ на TGG (кресты, звезды) и без магнитного поля (ромбы); без торцевого теплоотвода (треугольники); с торцевым теплоотводом при помощи сапфира (квадраты) и при помощи YAG (круги)

В статье [48А] (глава 2, п.1) было проведено исследование поведения αQ кристалла TGG, но выявить, как меняются при охлаждении эти термооптические характеристики по отдельности, не удалось. Экспериментальное обнаружение γ_v , не зависящей от Q , в [40А] позволяет разделить температурные зависимости Q и α . Показано, что при охлаждении α_{TGG} увеличивается в 2 раза, Q_{TGG} уменьшается в 5,7 раза, P_{TGG} уменьшается в 6,8 раза. Поскольку

КИФ задумывался как устройство на максимальную P_L в [40А] также проведен модельный эксперимент на TGG с повышенным поглощением (звезды): $I > 20$ дБ при $P_L < 1,5$ кВт (тепловыделение ~ 5 Вт). Величина γ согласуется с расчетами (пунктирная линия) и результатами [39А] (кресты). Эксперимент впервые продемонстрировал стабильную работу устройства при мультикиловаттном уровне мощности; использование TGG с $\alpha = 7 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹ позволит получить $P_{max} = 1,5$ кВт (треугольники), ограничиваемую γ_v . Использование сэндвича TGG/сапфир уменьшило γ_v в 1,6 раза при 1,5 кВт (квадраты); использование TGG/YAG уменьшило γ_v в 2 раза при 765 Вт (круги, серая сплошная линия). Также, расчеты показывают дополнительное снижение тепловых эффектов в 2 раза (черная сплошная линия) в случае использования сэндвича YAG/TGG/YAG, что позволит достичь $P_{max} > 3$ кВт. Однако, для продвижения в область больших P_L необходима дальнейшая разработка механизмов подавления не только γ_v , но и γ_p (близость черной линии и ромбов).

3.7. Заключение к Главе 3

Экспериментально исследовано влияние ориентации [110] на термодеполаризацию при большой мощности тепловыделения, продемонстрирована ее оптимальность при условии, что диаметр накачки больше диаметра лазерного излучения и значительно меньше диаметра кристалла. Такое уменьшение деполаризации может быть эффективно использовано в дисковых АЭ, поскольку диаметр диска должен быть значительно больше диаметра рабочей области во избежание паразитной поперечной генерации.

Предложен метод измерения ξ по поведению термонаведенной деполаризации в кубических кристаллах в ориентации [001] который позволяет определять не только его модуль, но и знак. Метод апробирован на кристаллах СаF₂ и TGG, для которых ξ составил $-0,47$ и $+2,25$ соответственно. На примере кристалла СаF₂ экспериментально подтверждено, что кристаллы с отрицательным ξ обладают уникальным свойством, позволяющим значительно уменьшить γ с помощью выбора ориентации кристалла: термодеполаризация в кристалле СаF₂ в ориентации [111] в 20 раз меньше, чем в [001].

Проведен сравнительный анализ двух ИФ на NTF в ориентациях [001] и [С]: продемонстрировано существенное (в ~ 10 раз по γ) преимущество МОЭ в [С]-ориентации и показана возможность создания ИФ с $P_{max} \sim 7$ кВт. Продемонстрирован ИФ на кристалле TSAG с $I = 35,4$ дБ при $P_L = 1470$ Вт. Подавление γ за счет выбора [001], близкой к [С], позволило уменьшить γ до $2,9 \cdot 10^{-4}$ при $P_L = 1470$ Вт, т.е. P_{max} увеличена в 7,5 раз.

Создан ИФ на кристалле СеF₃ с $P_{max} = 800$ Вт. Ограничения, связанные с анизотропной природой кристалла не приводят к значительному повышению требований на пучок и МОЭ, но дают ряд преимуществ: более широкий спектральный диапазон и меньшую силу тепловой линзы по сравнению с TGG.

Исследована деполяризация, определяемая температурной зависимостью постоянной Верде $V(T)$, рассмотрены условия, при которых она может давать основной вклад в термдеполяризацию.

Созданы зеркала и изоляторы Фарадея с укороченными МОЭ из стекла МОС-04 или кристалла TGG за счет использования магнитной системы на базе сверхпроводящих соленоидов или КИФ. Оценены перспективы создания ИФ, которые могут работать при мощности в десятки кВт.

Достигнуто ослабление γ в ~ 30 раз в сэндвиче стекло/сапфир при аспектном отношении 0,6. Разработаны КИФ на TGG стабильно работающие при 1,5 кВт с $I > 30$ дБ. Для снижения термонаведенных эффектов реализован торцевой теплоотвод дисками из Sapphire и YAG, что позволило увеличить I до 33 дБ при $P_L = 1,5$ кВт и до 38 дБ при $P_L = 765$ Вт. Согласно расчетам, при использовании сэндвич-структуры YAG/TGG/YAG, $P_{max} > 3$ кВт.

Глава 4. Исследование подавления термонаведенных эффектов в магнитооптических элементах за счет различных схем компенсаций

Впервые схема компенсации поляризационных искажений была предложена в [23] и реализована в [58],[54A]. В [55A] представлен уникальный ИФ на TGG световой апертурой 20мм с компенсацией термонаведенных поляризационных и фазовых искажений лазерного излучения с $I = 25$ дБ при мощности 750Вт. Идея заключается в делении 45^0 -го МОЭ традиционного ИФ (рис. 4.1,а) на два $22,5^0$ -х, с размещением между ними кварцевого вращателя (рис. 4.1,б), что позволило частично компенсировать термонаведенное двулучепреломление. Все оптические элементы в такой схеме находятся **внутри** магнитной системы, МОЭ идентичны и в одинаковой ориентации. В статьях [42A,43A] предложена и экспериментально исследована новая схема ИФ с компенсацией термонаведенных искажений. Идея заключается в добавлении к традиционному ИФ (рис.1,а) **компенсатора**, состоящего из двух оптических элементов: поляризационного вращателя 6 и дополнительного оптического элемента 7 (ДОЭ) (рис.1,в).

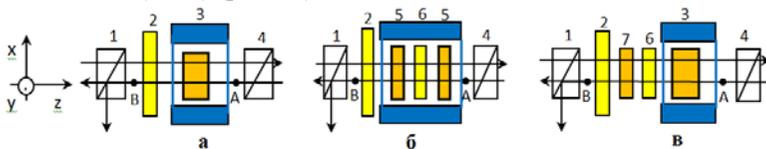


Рис.4.1. Схемы ИФ (а) традиционная (б) с компенсацией в магнитном поле; (в) с компенсацией вне магнитного поля; 1,4 – поляризаторы; 2 – пластинка $\lambda/2$; 3 – 45^0 МОЭ; 5 – $22,5^0$ МОЭ; 6 – поляризационный вращатель; 7 – ДОЭ [42A]

4.1. «Внутренняя компенсация термдеполяризации» на кристалле TSAG и керамиках TGG, TAG

В разделе приводятся результаты по ИФ, выполненным по схеме «внутренней компенсации» (рис.4.1,б) на кристаллах TSAG [17А], TGG керамике [15А] и TAG керамике [16А]. В [17А] использовались TSAG в ориентации [111]. Зависимости $\gamma(P_L)$ в магнитном поле приведены на рис. 4.2(а). Без кварцевого вращателя (красные треугольники) $\gamma \sim P_L^2$. При добавлении кварцевого вращателя между МОЭ (синие круги) γ значительно уменьшается и ее зависимость, согласно [23] меняется с квадратичной на $\sim P_L^4$. (Сплошными линиями представлены аппроксимации $\sim P_L^2$ и $\sim P_L^4$). Максимальная компенсация составила 20 раз при $P_L=200$ Вт, а при $P_L=350$ Вт – 5.4 раза.

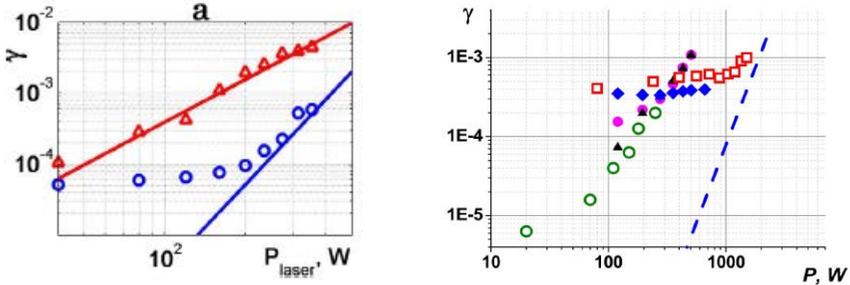


Рис. 4.2. Зависимости $\gamma(P_L)$ ИФ на кристаллах (а) TSAG в случае компенсации (синие круги) и без нее (красные треугольники); (б) TGG (\blacklozenge) и в каждом из используемых TGG в отдельности (\blacktriangle , \bullet), а также в ИФ из [118] (\square) и [41А] (\circ)

В статье [15А] представлен ИФ с внутренней компенсацией на TGG керамике. ИФ продемонстрировал $I = 35$ дБ при $P_L = 740$ Вт; деполяризация $\sim P_L$ (а не $\sim P_L^4$), что объяснялось неидентичностью образцов керамики. Тем не менее, подавление γ за счет схемы компенсации существенно улучшило результат ($P_{max} = 300$ Вт [10А]).

В статье [16А] представлены результаты исследования ИФ на $\text{Ce}(0.1\% \text{ ат.}): \text{TAG}$ керамики. Начиная с $P_L = 100$ Вт, зависимость γ становится квадратичной, которая при $P_L = 300$ Вт увеличивается до $8 \cdot 10^{-4}$. Оценены $\alpha = 2,1 \dots 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, что несколько хуже коммерчески доступных TGG кристаллов. Реализация компенсации термодеполяризации позволило ослабить γ более чем в 7 раз и улучшить I до 39 дБ при $P_L = 300$ Вт. Теоретические расчеты γ в схеме с компенсацией показывают, что в исследованном диапазоне мощностей, уровень холодной деполяризации не позволяют получить совпадения с экспериментальными результатами, но позволяют рассчитывать на него при дальнейшем увеличении мощности. Поэтому можно ожидать, что $P_{max} > 1$ кВт (фокус тепловой линзы в ИФ составил 2,6 м при 400 Вт).

4.2. Широкоапертурный изолятор Фарадея на кристаллах TGG

В статье [14А] исследован ИФ с внутренней компенсацией, выполненный на уникальных широкоапертурных кристаллах TGG диаметром 40 мм в ори-

ентации [001]. Кристаллы выращены методом Чохральского в иридиевом тигле, в который загружалась смесь окислов Tb_4O_7 и Ga_2O_3 с небольшими замещениями галлия ионами тербия, что позволило вырастить кристалл более однородным. Вследствие недостаточной и получить кристалл с чистой апертурой ~ 40 мм с малыми внутренними напряжениями практически невозможно. Для решения проблемы был выращен кристалл диаметром 80 мм с плавно вогнутым внутрь фронтом кристаллизации, что позволило, после обкатки, получить приемлемую «холодную» γ , $\alpha=1.3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, на диаметре 40 мм.

В обоих МОЭ γ близки (рис.4.2(б) \blacktriangle, \bullet), что дает возможность эффективной компенсации: поляризационные искажения не зависят от P_L до 750 Вт (\blacklozenge); согласно теоретической оценке (пунктирная линия) $P_{\max}=2$ кВт. Для сравнения приведены результаты измерений $\gamma(P_L)$ в широкоапертурных ИФ, описанных в работах [118], [41А] со световыми апертурами 30 мм (\square) и 20 мм (\circ), согласно которым созданный ИФ обеспечивает наилучшую I. «Холодная» деполяризация зависит от площади сечения МОЭ и в предположении равномерного распределения по апертуре пропорциональна квадрату радиуса пучка. В [118] использовался гауссов пучок диаметром 7.5 мм, в [14А] – 15 мм. Поскольку $\gamma_{\text{хол}}$ в ~ 1.25 раз меньше, чем в предыдущей работе, можно сделать вывод, что локальная «холодная» деполяризация в исследуемых кристаллах в ~ 5 раз меньше, чем в кристаллах [118]. Увеличение радиуса пучка в 2 раза позволяет ослабить тепловую линзу в 4 раза. С учетом увеличения длины МОЭ на 27% по сравнению с [118], вызванным уменьшением напряженности магнитного поля с большей световой апертурой, и небольшой разницы α ($1.3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ против $1.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ в [118]), ослабление линзы ~ 3.5 раза.

4.3. «Внешняя компенсация термдеполяризации» на кристаллах и керамиках TGG

Появление ДОЭ – компенсирующего элемента, материал которого в общем случае может быть отличным от материала МОЭ, увеличивает число свободных параметров и γ в схеме с внешней компенсацией (рис. 4.1,в) при фиксированной P_L зависит от 4-х параметров: θ_r , D , θ_1 и θ_2 для ориентации [001] и от двух параметров: θ_r и D для ориентации [111], где θ_r – угол поворота вращателя ($\theta_r=67,5^\circ$); $\theta_{1,2}$ – угол между одной из кристаллографических осей в плоскости (x,y) и осью x для МОЭ и ДОЭ, параметр D определяет отношение $p_{1,2}$ (согласно (9)) в МОЭ и ДОЭ.

Помещение МОЭ в магнитное поле приводит к уменьшению γ в $8/\pi^2$, при этом оси «мальтийского креста» поворачиваются на угол $\pi/8$. Следовательно, для ориентации [001], тепловыделение в ДОЭ, согласно (16), должно быть меньше чем в МОЭ в $(8/\pi^2)^{1/2}$, т.е. $D \approx 0,9$. (Для схемы с внутренней компенсацией оптимально $D = 1$). Поскольку в ДОЭ при значениях $\theta_2 = 0; \pi/4; \pi/2$ и т.д. оси «мальтийского креста» совпадают с осями (x,y), оптимальным является угол, близкий к его половинному значению, т.е. $\theta_2 \approx 22,5^\circ$, при котором

осуществляется наилучшее совпадение пространственных распределений γ МОЭ и ДОЭ. В ДОЭ в ориентации [111] оси «мальтийского креста» всегда совпадают с осями (x,y), т.е. отсутствует параметр θ_2 , поэтому компенсация термонаведенного двулучепреломления значительно (> 10 раз) хуже, чем в кристаллах с ориентацией [001].

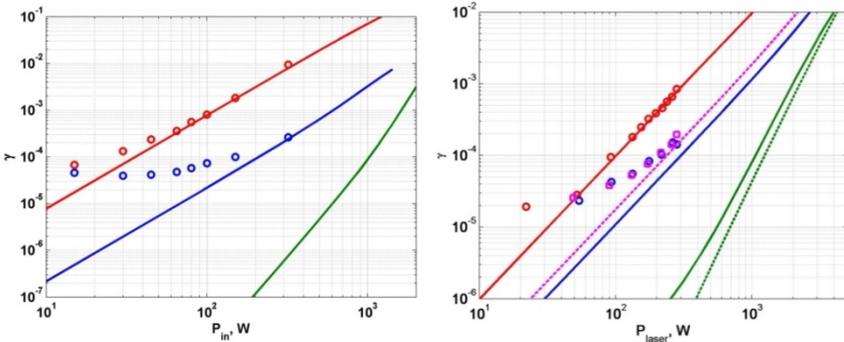


Рис. 4.3. Зависимости $\gamma(PL)$ (а) без компенсации (красным); с компенсацией при экспериментальных (синим) и оптимальных параметрах (зеленым цветом); (б) без компенсатора (красным); с компенсатором из TGG керамики (синим); с компенсатором из TGG керамики с оптимальными параметрами (зеленая сплошная кривая); с компенсатором из TGG кристалла [001] (малиновым); с компенсатором из TGG кристалла [001] с оптимальными параметрами (зеленый пунктир)

В статье [42А] в качестве МОЭ и ДОЭ использовались кристаллы TGG в [001], в качестве поляризационного вращателя – кварц ($\theta_r=67,5^0$). Зависимости $\gamma(PL)$ представлены на рис. 4.3(а). Теоретическая кривая, построенная для параметров $\theta_r = 67.5^0$; $D = 0.75$; $\theta_l = 22.5^0$; $\theta_2 = 22.5^0$, реализованных в эксперименте для схемы с компенсацией (синяя) практически параллельна кривой без компенсации (красная), что свидетельствует о $\gamma \sim P_L^2$, а не P_L^4 . Такое поведение объясняется значительным отличием параметров, реализованных в эксперименте от оптимальных. Тем не менее, использование компенсатора позволило уменьшить γ в 36 раз. Для сравнения приведена γ для оптимальных параметров (зеленая кривая), при которых наблюдать эффект компенсации при имеющейся $\gamma_{хол}$ можно при P_L в три раза превышающих P_{max} лазера.

Отметим, что эффект компенсации сохраняется даже если излучение падает на ДОЭ не по нормали к его поверхности. В подтверждение этого проведен эксперимент по компенсации термонаведенного двулучепреломления при повороте ДОЭ относительно оси y. При плавном повороте ДОЭ из TGG ориентации [001] вокруг оси деполяризация уменьшалась. Улучшение компенсации произошло в основном за счет увеличения длины пути света внутри кристалла при его повороте, что привело к увеличению поглощенной мощности в ДОЭ, следовательно, и увеличению D , которое приближалось к своему оптимальному значению. Таким образом, поворот ДОЭ позволяет плавно увеличивать параметр D , а значит, есть дополнительная возможность получить

лучшую компенсацию. Данное обстоятельство позволяет использовать в качестве ДОЭ, например поляризатор или другой оптический элемент лазера.

В статье [18А] реализован ИФ с внешней компенсацией на **TGG керамике**. Исследовались два образца с размером гранул ~ 1 мкм, что позволяет пренебречь эффектом дисперсии γ [90],[99]. Распределение $\gamma_{\text{хол}} \approx 10^{-5}$ равномерное, сравнимо с качественными кристаллами; $\alpha_1 = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ и $\alpha_2 = 1,9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, следовательно $D=0,7$. ИФ с внешней компенсацией был реализован на образце №1, образец №2 использовался в качестве ДОЭ (рис. 4.3(б)). При мощности 300 Вт, добавление компенсатора позволило уменьшить γ в $\sim 5,5$ раз, что соответствует увеличению I прибора с 30 дБ до 38 дБ. Зеленой сплошной линией изображена теоретическая кривая для оптимального компенсатора с керамикой ($D=0,9$ [42А]). Таким образом, компенсация позволяет увеличить P_{max} в 3 раза с 300 Вт до 900 Вт (красная и синяя кривые), подбор оптимального ДОЭ позволит увеличить P_{max} до > 2 кВт (зеленая кривая). Компенсация γ в TGG керамике кристаллом TGG ($[001]$, $\alpha=1,65 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$) изображена малиновым цветом. Измерена зависимость $\gamma(P_L)$; построены теоретические кривые для ИФ с компенсацией при использовании кристалла и в случае оптимальных параметров (зеленый пунктир).

Оптимальные параметры для компенсации γ керамике при помощи керамического и кристаллического ДОЭ различны. Компенсация в случае, когда оба элемента изготовлены из одного материала, эквивалентна случаю внешней компенсации в кристалле с ориентацией $[111]$ рассмотренной в [42А]. Компенсация, когда оба элемента изготовлены из одного материала, но один элемент керамический, а другой кристаллический с ориентацией $[001]$, эквивалентна компенсации рассмотренной в [43А].

4.4. Одновременная компенсация термодеполяризации и тепловой линзы

В статье [43А] показано, что компенсация возможна для двух материалов, обладающих кубической симметрией и выбором материала ДОЭ можно дополнительно компенсировать тепловую линзу. В качестве материалов использовались кристаллы TGG и CaF_2 в ориентации $[001]$, имеющие противоположные знаки dn/dT и ξ . Поскольку CaF_2 имеет очень слабое поглощение на $\lambda=1$ мкм ($\sim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$), для увеличения термодеполяризации в ДОЭ использовался поглощающий допант – самарий (0,02% SmF_2). При максимальной мощности лазерного излучения 350 Вт удалось уменьшить γ ИФ в 4,2 раза ($\theta_r=73^0$; $D=0,6$; $\theta_1=-22,5^0$; $\theta_2=-20^0$).

Поскольку dn/dT у TGG и CaF_2 имеют разный знак ($dn/dT_{\text{TGG}}= 20 \cdot 10^{-6} \text{ 1/К}$; $dn/dT_{\text{CaF}_2}=-9,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/К}$), тепловая линза при добавлении к ИФ ДОЭ из CaF_2 уменьшилась в 1,25 раза. Незначительное уменьшение обусловлено слабостью тепловой линзы в образце CaF_2 , которая определяется двумя конкурирующими тепловыми эффектами. Один из них определяется константой dn/dT , а второй, связанный с искривлением оптических поверхностей образца

– константой dL/dT . Во флюорите dn/dT и dL/dT имеют разные знаки и сравнимы по величине. Удлинение ДОЭ усиливает вклад связанный с dn/dT и ослабляет вклад, вызванный искривлением поверхностей. Однако, для сохранения компенсации изменение длины не должно менять D , поэтому увеличение L должно сопровождаться уменьшением α за счет концентрации Sm .

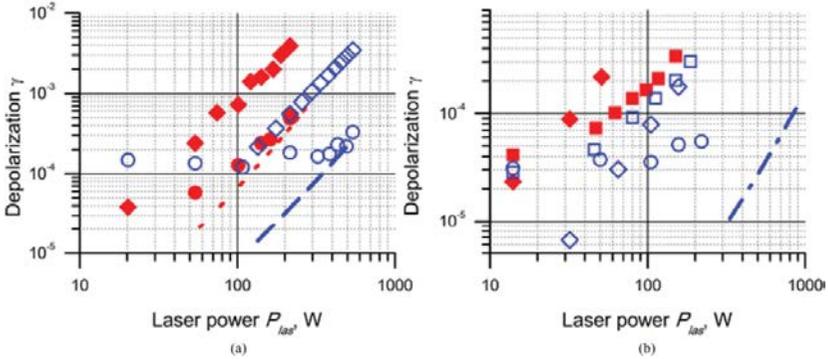


Рис. 4.4. Зависимость $\gamma(P_L)$ для TGG (ромбы), стекла FK51 (квадраты) и случая с компенсацией (круги) с помощью GGG (а) и с помощью стекла FK51 (б). Заполненные символы соответствуют комнатной, контурные – криогенной температуре

В статье [44А] исследован ИФ в схеме с внешней компенсацией γ при **криогенном охлаждении**. Вышеперечисленные способы компенсации не являются эффективными в КИФ на TGG, поскольку компенсируют γ , связанную с фотоупругим эффектом, а основной вклад в данном случае дает γ_V [40А]. Одним из наиболее перспективных материалов в КИФ является GGG, у которого при охлаждении $\xi = 1,08$ [51А], поэтому становится возможным использование стекол в качестве компенсатора, подобрать которые значительно проще для одновременной компенсации γ и линзы. К тому же ДОЭ из аморфного материала не нуждается в выборе ориентации кристаллографических осей, а возможность использования материала отличного от МОЭ позволяет поместить ДОЭ снаружи криостата, что уменьшает его габариты и облегчает настройку схемы. В качестве ДОЭ рассмотрены две среды: GGG и оптическое стекло марки Schott FK51, обладающее значением $dn/dT < 0$.

Согласно [47А] V_{GGG} в 6 раз меньше чем у TGG (38 рад/Тл/м), но κ – выше в 2 раза и при охлаждении увеличивается в 6.7 раз. Согласно [26] для стекла FK51 отношение $P/Q = -2.8$. В случае использования GGG в качестве ДОЭ при $P_L = 100$ Вт получена компенсация $\gamma > 2$ раз. При охлаждении достигнута компенсация γ в 13 раз (контурные круги) при $P_L = 0,5$ кВт. Усовершенствование конструкции криостата позволит, согласно теоретическому расчету, получить $P_{max} = 3,5$ кВт; и при уменьшении поглощения кристаллов до $\sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ достичь $P_{max} \sim 20$ кВт.

Согласно [44А], для одновременной компенсации линзы и γ необходимо выполнение неравенства: $-2 < D \cdot K < 0$, где $K = (P_1 \cdot Q_2) / (P_2 \cdot Q_1)$. При охлажде-

нии тепловая линза ослабляется в 20 раз у GGG и усиливается в 1,5 раза у FK51 (оставаясь отрицательной), а γ в FK51 уменьшается в 1,7 раза, следовательно, в стекле P/Q при охлаждении увеличивается в 1,8 раз. Отношения P/Q у FK51 при комнатной температуре и GGG при азотной отличаются примерно в 1,7 раза; в таких условиях при компенсации γ возможна лишь частичная компенсация линзы. При охлаждении FK51 отношения P/Q отличаются незначительно, что позволяет хорошо компенсировать линзу и γ одновременно.

Эксперименты по одновременной компенсации проведены со стеклом соответствующим D=1.1: F > 200 м и ограничивалась точностью измерений; γ ослаблена в 6,5 раза (рис. 4.4,б) и ограничивалась $\gamma_{\text{хол}}$. Использование стекла с отношением P/Q \approx 4 позволит ДОО из стекла вынести за пределы криостата. Однако, фотоупругие коэффициенты для большинства из стекол с $dn/dT < 0$ неизвестны, что требует дополнительных исследований.

4.5. Вакуумный изолятор Фарадея для интерферометров LIGO и VIRGO

В статьях [41A],[50A] разработаны ИФ с внутренней компенсацией в вакуумном исполнении для интерферометров коллабораций LIGO и VIRGO. Особенностью ИФ, используемых в подобных интерферометрах, является необходимость работы с излучением высокой средней мощности в условиях высокого вакуума ($10^{-7} \dots 10^{-8}$ Торр). Это означает, что все элементы ИФ должны соответствовать общим требованиям к вакуумным материалам, а МОЭ должны быть обеспечены надежным теплоотводом в отсутствие конвективного охлаждения. При разработке приборов мы использовали результаты исследований ИФ [54A],[55A] и КИФ [39A],[40A].

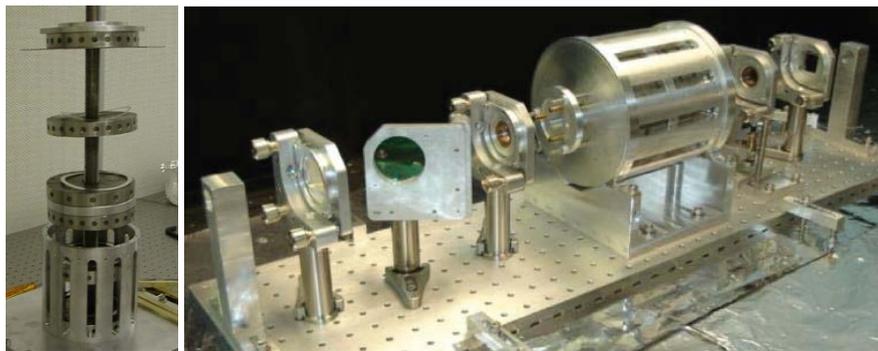


Рис.4.5. Момент сборки магнитной системы [41A]; внешний вид ИФ [50A]

В статье [50A] рассматриваются характеристики узлов лазера и возможности их улучшения. Анализируются возможности: повышения магнитного поля за счет оптимизации конфигурации магнитов; использования тепловой линзы кристалла DKDP для компенсации линзы не только МОЭ [119], но и других лазерных элементов; уменьшения потерь лазерной мощности и т.д.

В статье [41А] описывается принципиальная схема, характеристики магнитных систем и лазерных элементов, особенности конструкции и сборки вакуумных ИФ. Экспериментально исследуются зависимости степени изоляции от мощности падающего излучения и давления, величины тепловой линзы в МОЭ от мощности излучения, теплового дрейфа пучка от времени. Момент сборки магнитной системы и внешний вид ИФ приведен на рис. 4.5.

Вакуумные ИФ [41А], [50А] использовались при регистрации гравитационных волн [52] и, на сколько нам известно, используются в интерферометрах LIGO и VIRGO.

4.6. Заключение к Главе 4

Предложена схема внешней компенсации термонаведенного двулучепреломления, которая имеет преимущества по сравнению со схемой внутренней компенсации. Во-первых, она позволяет модернизировать традиционные ИФ, существенно увеличивая P_{\max} . Во-вторых, позволяет изготавливать ДОЭ из материала отличного от материала МОЭ, что, например, при выборе материала с противоположным по знаку значением dn/dT , дополнительно позволяет компенсировать тепловую линзу. В-третьих, функцию ДОЭ могут выполнять другие оптические элементы лазерной системы, например АЭ, поляризатор. В-четвертых, схема позволяет изготавливать аналогичные компенсаторы для других лазерных элементов.

Созданы ИФ с внутренней компенсацией. В ИФ на TSAG деполяризация подавлена в 20 раз; в ИФ на TGG керамике получена $I = 35$ дБ при $P_L = 740$ Вт и может обеспечить $P_{\max} = 2.7$ кВт. В широкоапертурном ИФ на TGG диаметром 40мм достигнута $I = 34$ дБ, при $P_L = 700$ Вт, $P_{\max} = 2$ кВт.

В ИФ на TGG использование компенсатора вне магнитного поля позволило уменьшить γ в 36 раз; продемонстрирована возможность компенсации γ в ИФ на TGG керамике оценки показывают возможность создания устройства, обеспечивающего $P_{\max} > 2$ кВт. Исследован ИФ в котором МОЭ и ДОЭ выполнены из различных материалов: TGG и $Sm:CaF_2$; подавление γ составило 4,2 раза, ослабление тепловой линзы – в 1,25 раз.

В схеме внешней компенсации в КИФ с помощью стекла FK51 продемонстрирована одновременная практически полная компенсация термодеполяризации (ослабление γ в 6,3 раза, ограничиваемое «холодной» деполяризацией) и тепловой линзы (в 3,5 раза, с остаточным $F > 200$ м). Согласно теоретическим оценкам, при использовании в качестве МОЭ и ДОЭ кристаллов GGG с поглощением 10^{-3} см^{-1} , $P_{\max} > 20$ кВт.

Разработан ряд ИФ для использования в высоком вакууме ($10^{-7} \dots 10^{-8}$ Торр) в интерферометрах LIGO и VIRGO, выполненный по схеме внутренней компенсации термодеполяризации. Исследованы зависимости в МОЭ $I(P_L)$, тепловой линзы от P_L и теплового дрейфа пучка от времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации рассмотрены основные направления исследований подавления термонаведенных эффектов в твердотельных лазерах, включающие:

- поиск и диагностику новых/перспективных лазерных материалов;
- криогенное охлаждение лазерных материалов;
- использование оптимальных ориентаций (в случае кристаллов) и геометрий лазерных элементов и теплоотводов;
- разработку различных методов компенсации термонаведенных эффектов.

Осуществлен комплексный подход к теме, выработана методология полного цикла исследований, включая разработку и оптимизацию лазерных стенов, позволяющая по результатам измерений термодеполяризации γ и тепловой линзы, а также недостающих характеристик, получать новую информацию об исследуемых (новых или широко применяемых) материалах, необходимую для создания твердотельных лазеров с высокой средней мощностью.

Предложен метод компенсации термонаведенного двулучепреломления при помощи компенсатора, представляющего собой взаимный вращатель и дополнительный оптический элемент (ДОЭ). Принципиальным отличием метода от существующих является возможность изготавливать ДОЭ и термонагруженный лазерный элемент из разных материалов, что позволяет компенсировать не только γ , но и тепловую линзу. Экспериментально продемонстрированы преимущества метода на ИФ с внешней компенсацией. Например, с помощью FK51 продемонстрирована практически полная компенсация γ и линзы в КИФ на GGG и возможность достижения $P_{\max} = 20$ кВт.

Предложен метод измерения параметра оптической анизотропии ξ по поведению γ в кубических кристаллах позволяющий определять не только его модуль, но и знак: вращая кристалл вокруг двух осей (оси цилиндрического лазерного элемента и перпендикулярной ей оси), по отношению величин интегральной деполяризации и качественному поведению локальной деполяризации. Метод апробирован на кристаллах TGG и CaF_2 как надежный экспресс-метод определения в лазерном материале наличия/отсутствия критической ориентации и близости ее к фундаментальным ориентациям.

Исследовано влияние критической ориентации [C] на γ в кристаллах с отрицательным параметром ξ . Достигнуто подавление γ в CaF_2 и NTF относительно γ в ориентации [001] в 20 и 10 раз, соответственно. При использовании кристаллов TSAG и NTF в ИФ степень изоляции $I > 35$ дБ и 30 дБ при $P_L = 1,5$ кВт; показана возможность увеличения допустимой мощности P_{\max} в ориентации [C] до 2,2 кВт и 7 кВт, соответственно. Исследовано влияние [110] на γ при большой мощности тепловыделения, продемонстрирована перспективность ее использования в дисковых АЭ с торцевой диодной накачкой.

Исследована деполяризация γ_v , определяемая температурной зависимостью постоянной Верде $V(T)$, рассмотрены условия, при которых она может

давать основной вклад в термодеполаризацию. Данный вид деполаризации наблюдался в кристаллах (TGG, TSAG) и в керамиках (TGG, TAG, Tb₂O₃).

Определена перспективность целого ряда лазерных материалов по результатам измерений следующих характеристик: ξ для NTF, TCZ; зависимость ξ_{CaF_2} от допирования Yb и Tb; Q для NTF, TCZ, Yb:Lu₂O₃, Yb:Y₂O₃, Yb:Sc₂O₃; Tb₂O₃; P для TCZ, керамики TGG, Yb:Lu₂O₃, Yb:Y₂O₃, Sc₂O₃, Tb₂O₃; V(λ) в зависимости от допирования TSAG, TAG, Tb₂O₃, тербий-содержащих фосфатных стекол; V(λ) ZnSe, NTF, TCZ, TAG, TBG; магнитооптическая добротность M для TSAG, NTF, TCZ, CeF₃, керамики TGG, TAG и др.

Показано, что новый класс материалов – полуторные оксиды редкоземельных металлов, обладают преимуществом по сравнению с популярными сегодня гранатами для использования в лазерах с высокой средней мощностью. Например, Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃ и Yb:Sc₂O₃ вносят в излучение меньшие поляризационные и фазовые искажения, чем кристалл Yb:YAG; а Tb₂O₃ и Dy₂O₃ обладают еще и большей V и, как следствие, большей P_{max}, чем TGG.

Предложено использовать известные материалы: селенид цинка, тисонит и фторид кальция в новом качестве – в мощных ИФ. В поликристалле ZnSe диамагнитные свойства обеспечивают отсутствие γ_V ; широкий спектр прозрачности дает возможность изготовления ИФ в среднем ИК-диапазоне. На ZnSe создан ИФ с P_{max} = 1,3 кВт и доказана работоспособность прибора при P_{max} > 2,5 кВт. У одноосного кристалла CeF₃ M не уступает M_{TGG}, а параметр $\alpha P/\kappa$ в 6,5 раз меньше; в σ -ориентации $\xi_{\text{CeF}_3} \approx 1$; создан ИФ на CeF₃, обеспечивающий P_{max} = 800 Вт; естественная анизотропия материала не накладывает ограничений на юстировку МОЭ в ИФ. Для Tb(10%):CaF₂ P_{max} = 5 кВт; уменьшение концентрации Tb позволит создать уникальный материал, в котором отсутствует деполаризация, наведенная фотоупругим эффектом.

Показано, что опытные образцы TAG не уступают коммерчески доступным кристаллам TGG по P_{max} и силе тепловой линзы благодаря большей теплопроводности и V, обладая преимуществом керамических технологий. Однако, процентное допирование ионами Re: (Ce, Si, Ti) не приводит к заметно-му увеличению V, но может ухудшить потребительские свойства Re:TAG.

Показано, что широкоапертурные (диаметром > 40 мм) ИФ на высокую мощность можно изготавливать не только из керамики, но и кристаллов, например, TGG, CeF₃ и ZnSe. В ИФ на TGG, выполненного по схеме внутренней компенсации P_{max} = 2 кВт; разработан ряд ИФ, используемый в условиях высокого вакуума в интерферометрах LIGO и VIRGO.

Разработана АКС, позволяющая измерять характеристики лазерных материалов в зависимости от температуры. Определено поведение характеристик ряда перспективных материалов: Q кристалла и керамики TGG; P кристалла и керамики TGG; P/Q для GGG, TAG, Tb₂O₃, МОС-04, FK-51; ξ для GGG, CaF₂, BaF₂ и SrF₂; V для TSAG, Dy₂O₃ и др. На базе АКС разработано новое устройство – КИФ. Определена перспективность материалов, дающая новые возможности для КИФ, в частности, определена P_{max}, которая составила 6, 25 и 10 кВт

для TSAG, Tb:CaF₂ и Tb₂O₃, соответственно. Разработан эффективный способ охлаждения и термостабилизации при помощи элементов Пельтье, позволяющий обеспечить стабильную работу при P_L > 10 кВт квантронов на дисковых АЭ из Yb:YAG и ИФ на TGG при охлаждении до 210...240 К.

Экспериментально достигнуто ослабление γ в 30 раз в сэндвич-структуре стекло/сапфир при аспектном отношении 0,6. В КИФ на TGG торцевой теплоотвод при помощи сапфира позволил увеличить I до 33 дБ при P_L = 1,5 кВт, использование сэндвич-структуры YAG/TGG/YAG увеличит P_{max} до > 3 кВт.

Все направления исследований, рассмотренных в диссертации, актуальны и имеют не только перспективы дальнейшего развития, которые можно подкрепить уже имеющимися заделами, например:

- теоретические и экспериментальные исследования термонаведенных поляризационных искажений (помимо АЭ и МОЭ), в элементах электрооптических затворов и параметрических преобразователей [120];
- исследование возможности использования в качестве МОЭ новых перспективных материалов – полупроводников Si [74], ZnS и CdSe [121];
- дальнейшая разработка квантронов и усилителей на АЭ перспективных геометрий: тонких дисках [75], тонких стержнях [122] и тонких слэбах [77].

Список литературы

1. C. Zhang, Y. Dong, C. Ye, "Recent developments and novel applications of laser shock peening: A review," *Advanced Engineering Mater.* 23, 2001216 (2021).
2. K. Sugioka and Y. Cheng, "Ultrafast lasers – reliable tools for advanced materials processing," *Light Sci Appl* 3, e149 (2014).
3. J.J. Krauth, K. Schuhmann, F.D. Amaro, M.A. Ahmed, "Measuring the α -particle charge radius with muonic helium-4 ions," *Nature* 589, 527-531 (2021).
4. И.И. Кузнецов, И.Б. Мухин, И.Л. Снетков, О.В. Палашов, Сборник трудов «Космический мусор: фундаментальные и практические аспекты угрозы», стр. 199-206, 2019, ISSN2075-6836. Doi:10.21046/spacedebris2019-199-206.
5. Jauregui C., Limpert J., Tunnermann A., High-power fibre lasers // *Nature Photonics*. 2013. V. 7, № 11. P. 861.
6. Fermann M. E., Hartl I., Ultrafast Fiber Laser Technology // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2009. V. 15, № 1. P. 191.
7. <http://avesta.ru> – сайт компании «Авеста-Проект»
8. <https://www.ipgphotonics.com/ru/site> – сайт компании «IPG photonics».
9. F. Stutzki, et al., Advanced Very-Large-Mode-Area Fibers for Power Scaling of Fiber-Laser Systems. *Optica*, 1, 233–242 (2014).
10. Yang B. et al., Monolithic fiber laser oscillator with record high power // *Laser Physics Letters*. 2018. V. 15, № 7. P. 075106.
11. Eidam T. et al., Fiber chirped-pulse amplification system emitting 38 GW peak power // *Optics Express*. 2011. V. 19, № 1. P. 255.

12. Y. Zaouter, et al., "Direct amplification of ultrashort pulses in u-pulling-down Yb:YAG single crystal fibers," *Opt. Lett.* **36**, 748–750 (2011).
13. <https://eksmaoptics.com> – сайт компании «Eksma optics».
14. <https://ekspla.com> – сайт компании «Ekspla».
15. Krupke W., Ytterbium solid-state lasers, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, **6**, 1287 (2000).
16. Fan T.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1457 (1993).
17. Giesen A., Hugel H., Voss A., Wittig K., Brauch U., OPOWER H., Disk laser, *J. Appl. Phys. B*, **58**, 365 (1994).
18. A. Yen, "EUV Lithography: from the very beginning to the eve of manufacturing," *SPIE Proceedings, Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography VII 9776*, 758–816 (2016).
19. D.E. Klimek, A. Mandl, Nd:YAG Ceramic ThinZag, High-Power Laser Handbook, Chapter 9, Textron Defense Systems, Massachusetts, 2011.
20. VIRGO Collaboration, "In-vacuum optical isolation changes by heating in a Faraday isolator," *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 31, pp. 5853–5861, 2008.
21. Bass M., Weichman L., Brickeen B., "The temperature dependence of Nd³⁺ doped solid-state lasers," *IEEE J. Quant. Elec.*, v.39, p.741-748, 2003.
22. N.P. Barnes and L.P. Petway, "Variation of the Verdet constant with temperature of TGG," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 9, no. 10, pp. 1912–1915, 1992.
23. Е.А. Хазанов, Компенсация термонаведенных поляризационных искажений в вентилях Фарадея," *Квант. Элек.*, т. 1, № 26, с. 59–64, 1999.
24. A.N. Malshakov, G.A. Pasmanik, A.K. Poteomkin, "Comparative characteristics of magneto-optical materials," *Appl. Opt.*, v. 36, № 25, p. 6403–6410, 1997.
25. Padula C F, Young C G, Optical isolators for high-power 1.06-micron glass laser systems," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. 3, pp. 493–498, 1967.
26. E. A. Khazanov, N. F. Andreev, A. N. Mal'shakov, O. V Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev, A. Shaykin, V. Zelenogorsky, I. Ivanov, R. Amin, G. Mueller, D. Tanner, D. Reitze, "Compensation of thermally induced modal distortions in Faraday isolators," *IEEE J.Quan.Elec.* **40**, 1500–1510 (2004).
27. Schulz P.A., Henion S.R., "Liquid-nitrogen-cooled Ti:Al₂O₃ laser," *J. Quantum Electron. IEEE*, v.27, №4, pp. 1039–1047, 1991.
28. D.J. Ripin, J.R. Ochoa, R.L. Aggarwal, and T. Y. Fan, "165-W cryogenically cooled Yb:YAG laser," vol. 29, no. 18, pp. 2154–2156, 2004.
29. G.A. Slack and D.W. Oliver, "Thermal conductivity of garnets and phonon scattering by rare-earth ions," *Phys. Rev. B*, vol. 4, no. 2, pp. 592–609, 1971.
30. J.A. Davis and R.M. Bunch, "Temperature dependence of the Faraday rotation of Hoya," vol. 23, no. 4, pp. 633–636, 1984.
31. Dong J., Bass M., Mao Y., Gan F., *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1975 (2003).
32. Tokita S., et al., "Sapphire-conductive end-cooling of high power cryogenic Yb:YAG lasers," *Appl. Phys. B*, vol. v.80, №6, pp. 635–638, 2005.

33. Перевезенцев Е.А., Мухин И.Б., Кузнецов И.И., Палашов О.В., Хазанов Е.А. Криогенный дисковый Yb:YAG-лазер с энергией 120 мДж при частоте повторения 500 Гц // Квант. электроника, в.43, №3, р.207-2010, 2013.
34. <http://www.hiperlaser.org/>. – сайт проекта HIPER.
35. N. C. Fernelius, et al., "Some Optical Properties Of Materials Measured At 1.3 μm ," *Optical Engineering* **22**, 224411 (1983).
36. F. Druon, et al., "On Yb:CaF₂ and Yb:SrF₂: review of spectroscopic and thermal properties and their impact on femtosecond and high power laser performance [Invited]," *Optical Materials Express* **1**, 489-502 (2011).
37. P. Camy, et al., "Comparative spectroscopic and laser properties of Yb³⁺-doped CaF₂, SrF₂ and BaF₂ single crystals," *Appl. Phys. B* **89**, 539-542 (2007).
38. J. L. Doualan, et al., "Yb³⁺ doped (Ca,Sr,Ba)F₂ for high power laser applications," *Laser Physics* **20**, 533-536 (2009).
39. M. Siebold, M. et al., "Terawatt diode-pumped Yb:CaF₂ laser," *Opt. Lett.* **33**, 2770-2772 (2008).
40. Y. K. Taira T., Ikesue A., "Diode-pumped Nd:YAG ceramics lasers," *Proc. Adv. Solid-State Lasers. Coeur d'Alene, Idaho*, v.19, p.430-432, 1998.
41. U. K. Dong J., Lu J., Shirakawa A., "Optimization of the laser performance in Nd³⁺:YAG ceramic microchip lasers," *Appl. Phys. B*, v.80, p. 39-43, 2005.
42. P. Klein, W. Croft, Thermal conductivity, diffusivity, and expansion of Y₂O₃, Y₃Al₅O₁₂ and LaF₃ in the range 77-300 K, *J. of App. Phys.* **38**, 1603 (1967).
43. T. Sudmeyer, et al., High-power ultrafast thin disk laser oscillators and their potential for 100-femtosecond pulse generation, *App.Phys. B* **97**, p.281, (2009).
44. J. Lu, et al., "Highly efficient 2% Nd:yttrium aluminum garnet ceramic laser," *Applied Physics Letters* **77**, 3707-3709 (2000).
45. J. Lu, et al., "High-power Nd:Y₃Al₅O₁₂ ceramic laser," *Japanese Journal of Applied Physics* **39**, L1048-L1050 (2000).
46. J. R. Lu, et al., "Nd³⁺:Y₂O₃ ceramic laser," *Japanese Journal of Applied Physics part 2-letters* **40**, L1277-L1279 (2001).
47. J. Lu, et al., "Yb³⁺:Sc₂O₃ ceramic laser," *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1101-1103 (2003).
48. J. Lu, K. Takaichi, et al., "Promising ceramic laser material: highly transparent Nd³⁺:Lu₂O₃ ceramic," *Applied Physics Letters* **81**, 4324-4326 (2002).
49. M. J. Weber, "Faraday Rotator Materials For Laser Systems," *Laser Nonlinear Opt. Mater.*, vol. 0681, no. March 1987, p. 75, 1987, doi: 10.1117/12.939622.
50. Зарубина Т.В. и др., Температурная зависимость и дисперсия эффекта Фарадея в стеклах на основе оксидов тербия и церия, *Оптико-механическая промышленность*, №11, с.33-45, 1987.
51. Perevezentsev E.A., Mukhin I.B., Vadimova O.L., Palashov O.V., Khazanov E.A., Dewei Luo, Jian Zhang, Tang D. Yb:YAG ceramics application for high energy cryogenic disk amplifier development // *Phys. Status Solidi A*, v.210, №6, p.1232-1234, 2013.

52. LIGO Collaboration (..O. Palashov, ..), GW150914: Implications for the stochastic gravitational-wave background from binary black holes, *Physical Review Letters* Volume 116, Issue 13, 31 March 2016, Article number 131102.
53. E.A. Mironov, A.V. Voitovich and O.V. Palashov, "Permanent-magnet Faraday isolator with the field intensity of more than 3 tesla", *Laser Phys. Lett.* 17, 015001 (2020).
54. Е. А. Миронов, А. В. Войтович, О. В. Палашов, "Изоляторы Фарадея на постоянных магнитах с неортогональной намагниченностью", *Квантовая Электроника*, Том 41, № 1, с. 71 – 74, 2011.
55. Е.А. Миронов, И.Л. Снетков, А.В. Войтович, О.В. Палашов, "Изолятор Фарадея на постоянных магнитах с напряженностью поля 25 кЭ", *Квант. электроника*, 2013, 43 (8), 740–743.
56. W.C. Scott, M. de Wit, Birefringence compensation and TEM00 mode enhancement in a Nd: YAG laser, *Appl. Phys. Lett.* 18, 3 (1971).
57. Андреев Н.Ф., Палашов О.В., Потемкин А.К., Райтци Д.Х., Сергеев А.М., Хазанов Е.А. Изолятор Фарадея с развязкой 45 дБ при средней мощности излучения 100Вт // *Квант. Электрон.*, 30, №12, с.1107-1108, 2000.
58. Khazanov E., Andreev N., Babin A., Kiselev A., Palashov O., Reitze D. Suppression of self-induced depolarization of high-power laser radiation in glass-based Faraday isolators // *J. of the OSA B*, v.17, №1, p.99-102, 2000.
59. R. C. Jones, "A new calculus for the treatment of optical systems," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 31(7), pp. 488–503, 1941.
60. F. W. Quelle, "Thermal distortion of diffraction-limited optical elements," *Appl. Opt.* 5, 633-637 (1966).
61. И.Б. Витрищак, Л.Н. Сомс, А.А. А. Тарасов, "О собственных поляризациях резонатора с термически искаженным активным элементом", *ЖТФ*, т.44, с. 1055-1062 (1974).
62. Ананьев Ю.А., Гришманова Н.И., Деформация активных элементов интерферометра и термооптическая постоянная Nd:стекло // *Прикладная спектроскопия*, т.12, с. 668-673 (1970).
63. А.А. Мак, В.М. Митькин, Л.Н. Сомс, "О термооптической постоянной легированных стекол", *Оптикоμηχανическая промышленность*, 1971, т.9, с.65.
64. J. D. Foster and L. M. Osterink, "Thermal effects in a Nd:YAG laser," *J. Appl. Phys.* 41, 3656-3663 (1970).
65. W. Koechner and D. K. Rice, "Effect of birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd lasers," *IEEE J. Quant. Elec.* QE-6, 557-566 (1970).
66. H. J. Eichler, A. Haase, R. Menzel, A. Siemoneit, Thermal lensing and depolarization in a highly pumped Nd:YAG laser amplifier, *J.Phys. D*26, 1884(1993).
67. M. Schmid, T. Graf, and H. P. Weber, "Analytical model of the temperature distribution and the thermally induced birefringence in laser rods with cylindrically symmetric heating," *J. OSA B* 17, 1398-1404 (2000).
68. W. Koechner and D. K. Rice, "Birefringence of YAG:Nd laser rods as a function of growth direction," *J. Opt. Soc. Am. B* 61, 758-766 (1971).

69. I. Shoji, T. Taira, Intrinsic reduction of the depolarization loss in solid-state lasers by use of a (110)-cut Y3Al5O12 crystal, *App. Phys. Let.* **80**, p. 3048 (2002).
70. Khazanov E., Andreev N., Palashov O., Poteomkin A., Sergeev A., Mehl O., Reitze D. Effect of terbium gallium garnet crystal orientation on the isolation ratio of a Faraday isolator at high average power // *Applied Optics*, v.41, №3, p.483-492, 2002.
71. Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Иванов И.А., Влияние ориентации кристалла на тепловые поляризационные эффекты в мощных твердотельных лазерах // *Письма в ЖЭТФ*, т.81, №3, с.120-124 (2005).
72. Tina Gottwald et. al., Recent developments in high power thin disk lasers at TRUMPF Laser Proc. of SPIE Vol. 8898P-1, 2013.
73. E. Oelker, L. Barsotti, S. Dwyer, D. Sigg, N. Mavalvala, Squeezed light for advanced gravitational wave detectors and beyond, *Opt. Exp.*, v. 22, p. 613, 2014.
74. I. Snetkov, D. Bulanov, A. Yakovlev, O. Palashov and E. Khazanov, "Thermally induced depolarization in a silicon (c-Si) single crystal," *Opt. Lett.* **47**, 473-476 (2022).
75. M.R. Volkov, I.B. Mukhin, I.I. Kuznetsov, O.V. Palashov, Thin-disk laser with multipass unstable ring resonator, *JOSA B*, V. 36, No 5, P. 1370-1375, 2019.
76. I. Kuznetsov, I. Mukhin, O. Palashov and K. Ueda, "Thin-tapered-rod Yb:YAG laser amplifier," *Opt. Lett.* **41**, 5361-5364 (2016).
77. А.В. Старобор, И.И. Кузнецов, И.Б. Мухин, О.В. Палашов, "Лазерные и термооптические характеристики квантрона на основе тонкого пластинчатого Yb:YAG-элемента", *Квант. электроника*, 50(4), 414–418 (2020).
78. А. В. Мезенов, Л. Н. Сомс, А. И. Степанов, *Термооптика твердотельных лазеров*. СПб: Машиностроение, 1896.
79. E.A. Khazanov, O.V. Kulagin, S. Yoshida, D.B. Tanner, D.H. Reitze, Investigation of self-induced depolarization of laser radiation in terbium gallium garnet," *IEEE J. Quant.Elect.*, v. 35, n. 8, pp. 1116–1122, 1999.
80. A. A. Soloviev, I. L. Snetkov, V. V. Zelenogorsky, I. E. Kozhevnikov, O. V. Palashov and E. A. Khazanov, "Experimental study of thermal lens features in laser ceramics," *Optics Express* **16**, 21012-21021 (2008).
81. I. Kuznetsov, I. Mukhin, D. Silin, O. Palashov, Thermal conductivity measurements using phase-shifting interferometry, *Opt.Mat.Ex.* v.4, p.2204, 2014.
82. M.R. Volkov, I.I. Kuznetsov, I.B. Mukhin, A new method of diagnostics of the quality of heavily Yb-doped laser media, *IEEE J. Quant. Elect.*, v.54, N 1 (2018).
83. W. J. Tabor, F. S. Chen, "Electromagnetic Propagation through Materials Possessing Both Faraday Rotation and Birefringence: Experiments with Ytterbium Orthoferrite," v. 2760, 1969.
84. С. А. И. Ананьев Ю.А., Козлов Н.А., Мак А.А., "Термическая деформация резонатора твердотельного ОКГ," *Журнал прикладной спектроскопии*, т.5, №1, с.51-55, 1966.
85. Ананьев Ю.А., Гришманова Н. И., Деформация активных элементов и термооптические постоянные неодимового стекла, *Журнал прикладной*

спектроскопии, т.12, №4, с.668-691, 1970.

86. J.F. Nye, *Physical properties of crystals*, London Oxford Un. Press, p.386,1964.

87. Голяев Ю.Д., Евтюхов К.Н., Капцов Л.Н., Наведенная анизотропия в цилиндрических активных элементах из граната с неодимом, *Вестник МГУ*, т.21, №1, с.29-35, 1980.

88. Таланов В.И., Власов С.Н., Петрищев В.А., *Известия вузов, Сер. Радиофизика*, т. 14, с. 1353, 1971.

89. Хазанов Е.А., Потемкин А.К., *Квантовая электроник*, т.35, с.1042 (2005).

90. Vyatkin A G, Khazanov A E., *J. of the Optic. Soc. of America B* **29** 10 (2012).

91. J. Van Vleck and M. Hebb, "On the paramagnetic rotation of tysonite," *Phys. Rev.* 46(1), 17–32 (1934).

92. R. E. Joiner, J. Marburger, W.H. Steier, "Elimination of stress-induced birefringence effects in single-crystal high-power laser windows," *Appl. Phys. Lett.*, 30, 485–486 (1977).

93. M. Geho, T. Sekijima, and T. Fujii, "Growth of terbium aluminum garnet (Tb₃Al₅O₁₂; TAG) single crystals by the hybrid laser floatingzone machine," *J. Cryst. Growth* **267**(1-2), 188–193 (2004).

94. Д.Н. Каримов, Б.П. Соболев, И.А. Иванов, С.И. Канорский, А.В. Масалов. "Получение и магнитооптические свойства кубического кристалла Na_{0,37}Tb_{0,63}F_{2,26}", *Кристаллография*, 59 (5), pp. 788-794, 2014.

95. J. A. Wunderlich and L. G. DeShazer, "Visible optical isolator using ZnSe," *Appl. Opt.* 16, 1584-1587 (1977).

96. P. Molina, V. Vasylyev, E. G. Villora and K. Shimamura "CeF₃ and PrF₃ as UV-Visible Faraday rotators", *Opt. Exp.*, V.19, N 12, p. 11786-11791 (2011).

97. Ю.И. Сиротин, "Тепловые напряжения, возникающие при нагреве и охлаждении монокристаллов", *Кристаллография*, т.1, №6, с. 708-717, 1956.

98. Е.А. Mironov, A.G. Vyatkin, A.V. Starobor and O.V. Palashov, "Thermo-optical characteristics of DKDP crystal", *Las. Phys. Let.*, 14 (3), 035801, 2017.

99. Mukhin I.B., Palashov O.V., Khazanov E.A., Ikesue A., Aung Y.L. Experimental study of thermally induced depolarization in Nd:YAG ceramics // *Optics Express*, v.13, №16, p.5983-5987, 2005.

100. J. Sanghera, et al., "Ceramic Laser Materials," *Materials* **5**, p.258 (2012).

101. A. Ikesue, Y. L. Aung, S. Makikawa, and A. Yahagi, "Polycrystalline (TbXY_{1-X})₂O₃ Faraday rotator," *Opt. Lett.* vol. 42, pp. 4399-4401, 2017.

102. V.N. Sigaev, et al., Lanthanum Borogermanate Glass-Based Active Dielectrics. *J. Non-Cryst Solids*. 2007, v.353, P.1956-1960.

103. Т.В. Зарубина, Г.Т. Петровский, Отечественные магнитооптические стекла, *Оптический журнал*. 1992. p. 48-52.

104. V.I.Savinkov, et al., Borogermanate glasses with a high terbium oxide content. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 356, 1655-1659, (2010).

105. Y. Takeuchi, A. Yoshida, S. Tokita, M. Fujita, and J. Kawanaka, "Electro-Optic Characteristics of a Cooled Deuterated Potassium Dihydrogen Phosphate Crystal," vol. 49, pp. 1–4, 2010.
106. Weber R., Neuenschwander B., Mac Donald M., Roos M.B., "Cooling schemes for longitudinally diode laser-pumped Nd:YAG rods," IEEE J. Quantum Electron., vol. v.34, №6, pp. 1046–1053, 1998.
107. А.Б. Альтман, и др., Постоянные магниты, Москва, Энергия, 1980.
108. Ахиезер И. А., Ахиезер А.И., Электромагнетизм и электромагнитные волны: Учебное пособие для вузов, 1985.
109. G. H. Dieke and H. M. Crosswhite, "The Spectra of the Doubly and Triply Ionized Rare Earths," Appl. Opt. 2, 675-686 (1963).
110. Звездин А.К. и др., Аномальная полевая зависимость эффекта Фарадея в парамагнитном Gd₃Ga₅O₁₂ при 4,2 К, ЖЭТФ, 37, № 7, с. 331 (1983).
111. www.mt-berlin.com/frames_cryst/crystals_frameset1.htm – сайт компании «MolTech GmbH»
112. E. A. Mironov, A. V. Voitovich, A. V. Starobor, and O. V. Palashov, "Compensation of polarization distortions in Faraday isolators by means of magnetic field inhomogeneity," Appl. Opt. 53, 3486-3491 (2014).
113. V.I. Aleksandrov, V.V. Osikov, A.M. Prokhorov and V.M. Tatarintsev, "The Formation of High-temperature Materials by Direct High-frequency Fusion in a Cold Container", Russian Chemical Reviews, 47 (3), p. 213, 1978.
114. R. Yasuhara, H. Nozawa, T. Yanagitani, S. Motokoshi, and J. Kawanaka, "Temperature dependence of thermo-optic effects of single-crystal and ceramic TGG," Opt. Express **21**, 31443–31452 (2013).
115. O. Slezák, R. Yasuhara, A. Lucianetti, T. Mocek, Opt. Mater. Express v.6, p. 3683–3691 (2016).
116. I. Snetkov, "Features of thermally induced depolarization in magneto-active media with negative optical anisotropy parameter", IEEE J. Quantum Electron. 54, 7000108 (2018).
117. M. Tsunekane, N. Taguchi, H. Inaba, "Reduction of thermal effects in a diode-end-pumped, composite Nd:YAG rod with a sapphire end", Applied Optics, **37**(15), 3290-3294 (1998).
118. Snetkov I.L., Voitovich A.V., Palashov O.V., Khazanov E.A., "Review of Faraday isolators for kilowatt average power lasers" IEEE Journal of Quantum Electronics, **50**, 6 (2014).
119. Zelenogorsky V., Palashov O., Khazanov E. Adaptive compensation of thermally induced phase aberrations in Faraday isolators by means of a DKDP crystal // Optics Communications, v.278, №1, p.8-13 (2007).
120. E.A. Mironov and O.V. Palashov, Thermally induced polarization distortions in uniaxial crystals, J. Opt. Soc. Am. B 39, 2037-2046 (2022).
121. Ivan Kuznetsov, Sergey Chizhov, and Oleg Palashov, "Yb:YAG diverging beam amplifier with 20 mJ pulse energy and 1.5 kHz repetition rate," Opt. Lett. **48**, 1292-1295 (2023).

122. E.A. Mironov, O.V. Palashov, S.S. Balabanov, "ZnS, CdSe and ZnSe magneto-optical and thermo-optical characteristics," *Scripta Materialia* 219, 114855 (2022).

Список научных публикаций, в которых изложены основные научные результаты диссертации (из них: 1А-37А статьи за последние 10 лет)

1А. *Zheleznov D.S., Starobor A.V., Palashov O.V.* Characterization of the terbium-doped calcium fluoride single crystal // *Optical Materials*. 2015. V.46, P. 526–529. **Q1**

2А. *Snetkov I.L., Yakovlev A.I., Palashov O.V.* Temperature dependence of optical anisotropy parameter of CaF₂, BaF₂ and SrF₂ materials // *Optical Materials*. 2017. V.69, №10. P.291-294. **Q1**

3А. *Snetkov I.L., Silin D.E., Palashov O.V., Khazanov E.A., Yagi H., Yanagitani T., Yoneda H., Shirakawa A., Ueda K.-I., Kaminskii A.A.* Study of the thermo-optical constants of Yb doped Y₂O₃, Lu₂O₃ and Sc₂O₃ ceramic materials // *Optics Express*. 2013. V.21, №18. P.21254-21263. **Q1**

4А. *Mironov E.A., Palashov O.V.* Spectral, magneto-optical and thermo-optical properties of terbium containing cubic zirconia crystal // *Applied Optics Letters*. 2018. V.113, №6. P.06354. **Q1**

5А. *Mironov E.A., Palashov O.V.* Faraday isolator based on TSAG crystal for high power lasers // *Optics Express*. 2014. V.22, №19. P.23226-23230. **Q1**

6А. *Mironov E.A., Palashov O.V., Balabanov S.S.* High-purity CVD-ZnSe polycrystal as a magneto-active medium for a multikilowatt Faraday isolator // *Optics Letters*. 2021. V.46, №9. P.2119-2122. **Q1**

7А. *Mironov E.A., Palashov O.V., Voitovich A.V., Karimov D.N., Ivanov I.A.* Investigation of thermo-optical characteristics of magneto-active crystal Na_{0.37}Tb_{0.63}F_{2.26} // *Optics Letters*. 2015. V.40, №21. P. 4919-4922. **Q1**

8А. *Starobor A.V., Mironov E.A., Palashov O.V.* High-power Faraday isolator on a uniaxial CeF₃ crystal // *Optics Letters*. 2019. V.44, №6. P.1297-1299. **Q1**

9А. *Starobor A.V., Zheleznov D.S., Palashov O.V., Chong Chen, Shengming Zhou, Ryo Yasuhara* Study of the properties and prospects of Ce:TAG and TGG magneto-optical ceramics for optical isolators for lasers with high average power // *Optical Materials Express*. 2014. V.4, №10. P.2127-2132. **Q1**

10А. *Ryo Yasuhara, Snetkov I.L., Starobor A.V., Zheleznov D.S., Palashov O.V., Khazanov E.A., Hoshiteru Nozawa, Takagimi Yanagitani* Terbium gallium garnet ceramic Faraday rotator for high-power laser application // *Optics Letters*. 2014. V.39, №5. P.1145-1148. **Q1**

11А. *Snetkov I.L., Yakovlev A.I., Starobor A.V., Balabanov S.S., Permin D.A., Rostokina E.Y., Palashov O.V.* Thermo-optical properties of terbium sesquioxide (Tb₂O₃) ceramics at room temperature // *Optics Letters*. 2021. V.46, №15. P.3592-3595. **Q1**

- 12A. *Yakovlev A.I., Snetkov I.L., Permin D.A., Balabanov S.S., Palashov O.V.* Faraday rotation in cryogenically cooled dysprosium based (Dy2O3) ceramics // *Scripta Materialia*. 2019. V.161. P.32-35. **Q1**
- 13A. *Starobor A.V., Mironov E.A., Snetkov I.L., Palashov O.V., Hiroaki Furuse, Shigeki Tokita, and Ryo Yasuhara* Cryogenically cooled CeF3 crystal as media for high-power magneto-optical devices // *Optics Letters*. 2017. V.42, №9. P.1864-1866. **Q1**
- 14A. *Mironov E.A., Zhelezov D.S., Starobor A.V., Voitovich A.V., Palashov O.V., Bulkanov A.M., Demidenko A.G.* Large-aperture Faraday isolator based on a terbium gallium garnet crystal // *Journal of the Optical Society of America B*. 2015. V.40, №12. P.2794-2797. **Q1**
- 15A. *Ryo Yasuhara, Snetkov I.L., Starobor A.V., Palashov O.V.* Terbium gallium garnet ceramic-based Faraday isolator with compensation of thermally induced depolarization for high-energy pulsed lasers with kilowatt average power // *Applied Physics Letters*. 2014. V.105, №24. **Q1**
- 16A. *Zhelezov D.S., Starobor A.V., Palashov O.V., Hui Lin, and Shengming Zhou* Improving characteristics of Faraday isolators based on TAG ceramics by cerium doping // *Optics Letters*. 2014. V.39, №7. P.2183-2186. **Q1**
- 17A. *Snetkov I.L., Palashov O.V.* Faraday isolator based on a TSAG single crystal with compensation of thermally induced depolarization inside magnetic field // *Optical Materials*. 2015. V.42, №4. P.293-297. **Q1**
- 18A. *Snetkov I.L., Ryo Yasuhara, Starobor A.V., Palashov O.V.* TGG ceramics based Faraday isolator with external compensation of thermally induced depolarization // *Optics Express*. 2014. V.22, №4. P.4144-4151. **Q1**
- 19A. *Starobor A.V., Ryo Yasuhara, Snetkov I.L., Mironov E.A., Palashov O.V.* TSAG-based cryogenic Faraday isolator // *Optical Materials*. 2015. V.47. P.112-117. **Q1**
- 20A. *Starobor A.V., Ryo Yasuhara, Zhelezov D.S., Palashov O.V., Khazanov E.A.* Cryogenic Faraday Isolator Based on TGG ceramics // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2014. V.50, №9. P.749-754. **Q1**
- 21A. *Starobor A.V., Zhelezov D.S., Palashov O.V.* The temperature dependence of the thermo-optical properties of TAG optical ceramics // *Laser Physics*. 2016. V.26, №2. P.025801. **Q2**
- 22A. *Mironov E.A., Starobor A.V., Snetkov I.L., Palashov O.V., Furuse H., Tokita S., Yasuhara R.* Thermo-optical and magneto-optical characteristics of CeF3 crystal // *Optical Materials*. 2016. V.69. P.196-201. **Q1**
- 23A. *Starobor A.V., Zhelezov D.S., Palashov O.V., Savinkov V.I., Sigaev V.N.* Borogermanate glasses for Faraday isolators at high average power // *Optics Communications*. 2016. V.358. P.176-179. **Q2**
- 24A. *Yasuhara R., Snetkov I.L., Starobor A.V., Mironov E.A., Palashov O.V.* Faraday rotator based on TSAG crystal with <001> orientation // *Optics Express*. 2016. V.24, №14. P.15486-15493. **Q1**

- 25A. *Starobor A.V., Palashov O.V., Zhou S.* Thermo-optical properties of terbium-aluminum garnet ceramics doped with silicon and titanium // *Optics Letters*. 2016. V.41, №7. P.1510-1513. **Q1**
- 26A. *Yakovlev A.I., Snetkov I.L., Palashov O.V.* The dependence of optical anisotropy parameter on dopant concentration in Yb:CaF₂ and Tb:CaF₂ crystals // *Optical Materials*. 2018. V.77. P.127-131. **Q1**
- 27A. *Mironov E.A., Palashov O.V., Snetkov I.L., Balabanov S.S.* ZnSe-based Faraday isolator for high-power mid-IR lasers // *Laser Physics Letters*. 2020. V.17, №12. P.125801. **Q1**
- 28A. *Zheleznov D.S., Starobor A.V., Palashov O.V., Chen C., Zhou S.* High-power Faraday isolators based on TAG ceramics // *Optics Express*. 2014. V.22, №3. P.2578-2583. **Q1**
- 29A. *Ivanov I.A., Karimov D.N., Snetkov I.L., Palashov O.V., Kochurikhin V.V., Masalov A.V., Fedorov V.A., Ksenofontov D.A., Kabalov Y.K.* Study of the influence of Tb-Sc-Al garnet crystal composition on Verdet constant // *Optical Materials*. 2017. V.66. P.106-109. **Q1**
- 30A. *Mironov E.A., Palashov O.V., Naumov A.K., Aglyamov R.D., Semashko V.V.* Faraday isolator based on NTF crystal in critical orientation // *Applied Physics Letters*. 2021. V.119, №7. P.073502. **Q1**
- 31A. *Palashov O.V., Starobor A.V., Perevezentsev E.A., Snetkov I.L., Mironov E.A., Yakovlev A.I., Balabanov S.S., Permin D.A., Belyaev A.V.* Thermo-Optical Studies of Laser Ceramics // *Materials*. 2021. V.14, №14. P.3944. **Q2**
- 32A. *Dianjun Hu, Xiaoying Li, Lixuan Zhang, Snetkov I.L., Penghui Chen, Zhengfa Dai, Balabanov S.S., Palashov O.V., Jiang Li.* Terbium (III) Oxide (Tb₂O₃) Transparent Ceramics by Two-Step Sintering from Precipitated Powder // *Magnetochemistry*. 2022. V.8, №7. P.73. **Q2**
- 33A. *Balabanov S.S., Permin D.A., Rostokina E.Y., Palashov O.V., Snetkov I.L.* Characterizations of REE:Tb₂O₃ Magneto-Optical Ceramics // *Physica Status Solidi (B)*. 2020. V.257, №8. P.1900474. **Q2**
- 34A. *Babkina A., Kulpina E., Sgibnev Y., Fedorov Y., Starobor A., Palashov O., Nikonov N., Ignatiev A., Zyryanova K., Oreshkina K., Zhizhin E., Pudikov D.* Terbium concentration effect on magneto-optical properties of ternary phosphate glass // *Optical Materials*. 2020. V.100. P.109692. **Q2**
- 35A. *Mironov E.A., Palashov O.V.* Characterization of terbium containing cubic zirconia crystal for high power laser applications // *Optical and Quantum Electronics*. 2019. V.51, №46. P.1-9. **Q2**
- 36A. *Starobor A.V., Palashov O.V.* The temperature dependence of thermo-optical properties of magneto-optical TAG ceramics doped with silicon and titanium // *Optical Materials*. 2018. V.78. P.15-20. **Q1**
- 37A. *Yakovlev A.I., Snetkov I.L., Palashov O.V.* Thermo-optical properties of cryogenically cooled (Tb_{0.9}Y_{0.1})₂O₃ ceramics // *Optics Communications*. 2022. V.504. P.127508. **Q2**

38A. *Palashov O.V., Khazanov E.A., Mukhin I.B., Mironov I.A., Smirnov A.N., Dukel'skii K.V., Fedorov P.P., Osiko V.V., Basiev T.T.* Comparison of the optical parameters of a CaF₂ single crystal and optical ceramics // *Quantum Electronics*. 2007. Vol.37, №1. P.27-28.

39A. *Zheleznov D.S., Zelenogorskii V.V., Katin E.V., Mukhin I.B., Palashov O.V., Khazanov E.A.* Cryogenic Faraday isolator // *Quantum Electronics*. 2010. V.40, №3. P.276-281.

40A. *Zheleznov D.S., Starobor A.V., Palashov O.V., Khazanov E.A.* Cryogenic Faraday isolator with a disk-shaped magneto-optical element // *Journal of the Optical Society of America B*. 2012. V.29, №4. P.786–792. **Q1**

41A. *Palashov O.V., Zheleznov D.S., Voitovich A.V., Zelenogorsky V.V., Kamenetsky E.E., Khazanov E.A., Martin R.M., Dooley K.L., Williams L., Lucianetti A., Quetschke V., Mueller G., Reitze D.H., Tanner D.B., Genin E., Canuel B., Marque J.* High-vacuum-compatible high-power Faraday isolators for gravitational-wave interferometers // *Journal of the Optical Society of America B*. 2012. V.29, №7. P.1784-1792. **Q1**

42A. *Snetkov I.L., Mukhin I.B., Palashov O.V., Khazanov E.A.* Compensation of thermally induced depolarization in Faraday isolators for high average power lasers // *Optics Express*. 2011. V.19, №7. P.6366-6376. **Q1**

43A. *Snetkov I.L., Palashov O.V.* Compensation of thermal effects in Faraday isolator for high average power lasers // *Applied Physics B*. 2012. V.109, №2. P.239-247. **Q1**

44A. *Starobor A.V., Zheleznov D.S., Palashov O.V.* Compensation of Thermally Induced Distortions in a GGG-Based Cryogenic Faraday Isolator // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2012. V.48, №9. P.1120-1127. **Q1**

45A. *Mukhin I.B., Palashov O.V., Khazanov E.A.* Reduction of thermally induced depolarization of laser radiation in [110] oriented cubic crystals // *Optics Express*. 2009. Vol.17, №7. P.5496-5501.

46A. *Snetkov I.L., Vyatkin A.G., Palashov O.V., Khazanov E.A.* Drastic reduction of thermally induced depolarization in CaF₂ crystals with [111] orientation // *Optics Express*. 2012. V.20, №12. P.13357-13367. **Q1**

47A. *Zheleznov D.S., Mukhin I.B., Voitovich A.V., Palashov O.V., Khazanov E.A.* Faraday rotators with short magneto-optical elements for 50-kW laser Power // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2007. V.43, №6. P.451-457.

48A. *Zheleznov D.S., Voitovich A.V., Mukhin I.B., Palashov O.V., Khazanov E.A.* Considerable reduction of thermo-optical distortions in Faraday isolators cooled to 77 K // *Quantum Electronics*. 2006. Vol.36, №4. P.383-385.

49A. *Palashov O.V., Ievlev I.V., Perevezentsev E.A., Katin E.V., Khazanov E.A.* Cooling and thermal stabilisation of Faraday rotators in the temperature range 300 — 200 K using Peltier elements // *Quantum Electronics*. 2011. V.41, №9. P.858-861. **Q2**

50A. *Katherin L.D., Arain M.A., Feldbaum D., Frolov V.V., Heintze M., Palashov O.V., Hoak D., Khazanov E.A., Lucianetti A., Martin R.M., Mueller G.,*

Quetschke V., Reitze D.H., Savage R.L., Tanner D.B., Williams L.F., Wu W. Thermal effects in the Input Optics of the Enhanced Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory interferometers // *Optics Express*. 2012. V.83, №3. P.033109. **Q1**

51A. *Starobor A.V., Zheleznov D.S., Palashov O.V., Khazanov E.A.* Magneto-active media for cryogenic Faraday isolators // *Journal of the Optical Society of America B*. 2011. V.28, №6. P.1409-1415. **Q1**

52A. *Palashov O.V., Khazanov E.A., Mukhin I.B., Smirnov A.N., Mironov I.A., Dukel'skii K.V., Garibin E.A., Fedorov P.P., Kuznetsov S.V., Osiko V.V.* Optical absorption in CaF₂ nanoceramics // *Quantum Electronics*. 2009. V.39, №10. P.943-947. **Q1**

53A. *Mukhin I.B., Voitovich A.V., Palashov O.V., Khazanov E.A.* 2.1 Tesla permanent-magnet Faraday isolator for subkilowatt average power lasers // *Optics Communications*. 2009. V.282, №10. P.1969-1972.

54A. *Palashov O.V., Voitovich A.V., Mukhin I.B., Khazanov E.A.* Faraday isolator with 2.5 tesla magnet field for high power lasers // *CLEO /EUROPE-EQEC*. 2009. p. CA1.6 MON.

55A. *Voitovich A.V., Katin E.V., Mukhin I.B., Palashov O.V., Khazanov E.A.* Wide-aperture Faraday isolator for kilowatt average radiation powers // *Quantum Electronics*. 2007. V.37, №5. P.471-474.

Подписано к печати 04.09.2023. Формат 60x90 1/16
Бумага офсетная №1. Тираж 120 экз. Заказ №40

Отпечатано в типографии ИП Сеницын А.Е.
603155 г. Нижний Новгород, ул. Провиантская, 8