РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ ИМ. А.В. ГАПОНОВА-ГРЕХОВА

На правах рукописи

Снетков Илья Львович

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ В НОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Специальность
1.3.19 — лазерная физика

Д и с с е р т а ц и я
на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород
2025

СОДЕРЖАНИЕ

Введение 5

Актуальность темы, предмет исследования и его современное состояние 5

Цели и задачи диссертационной работы 25

Научная новизна и практическая значимость работы 25

Положения, выносимые на защиту 30

Структура и объем диссертации 31

Краткое содержание диссертационной работы 32

Достоверность полученных результатов 38

Апробация результатов и публикации 39

Личный вклад автора 39

Благодарности 40

1 Глава. Теоретическое описание самонаведенных тепловых эффектов в системе оптических элементов 42

1.1. Тепловые искажения в одиночном оптическом элементе 50

1.1.1. Термонаведенная деполяризация 51

1.1.2. Тепловая линза 59

1.2. Термонаведенные искажения поляризации в системе двух оптических элементов разделенных кварцевым вращателем 62

1.2.1. Термонаведенная деполяризация 63

1.2.2. Эквивалентность термонаведенной деполяризации в одиночном оптическом элементе из одного материала и в композитном элементе из другого материала 65

1.3. Случай большего количества элементов 73

1.4. Заключение к Главе 1 76

2 Глава. Особенности самонаведенных тепловых эффектов и методы их уменьшения в одиночном оптическом элементе 78

2.1. Ориентационная зависимость тепловых эффектов и ее особенности в материалах с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии 78

2.1.1. Особенности термонаведенной деполяризации в магнитооптических средах 78

2.1.2. Особенности термонаведенных фазовых искажений.....89

2.2. Материалы с большим (или близким к нулю) по абсолютной величине параметром пьезооптической анизотропии 99

2.3. Материалы с малой величиной термооптической характеристикой Q или Q_{eff} 103

2.4. Материалы с нулевым коэффициентом линейного расширения 110

2.5. Заключение к Главе 2 117

3 Глава. Особенности методов компенсации самонаведенных тепловых эффектов ...120

3.1. Схема изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации противовращением 122

3.2. Особенности компенсации термонаведенной деполяризации в изоляторах Фарадея при использовании кристаллов в ориентации [C].....128

3.3. Схема изолятора Фарадея с компенсацией деполяризации, вызванной температурной зависимостью постоянной Верде 134

3.4. Выбор оптической схемы изолятора Фарадея 144

3.5. Компенсация термонаведенной деполяризации средами с разными знаками термооптической характеристики Q.....146

3.6. Заключение к Главе 3 151

4 Глава. Исследование свойств материалов для применения в изоляторах Фарадея для мощного лазерного излучения.....154

4.1. Выбор магнитооптического материала для изолятора Фарадея 154

4.2. Полуторно-оксидные керамики редкоземельных элементов.....163

4.2.1. Tb_2O_3 163

4.2.2. Dy_2O_3 180

4.2.3. Ho_2O_3 190

4.2.4. Er_2O_3 196

4.2.5. Yb_2O_3 202

4.3. Керамика TAG 205

4.4. Монокристалл кремния 209

4.5. Теллуритные и халькогенидные стекла 221

4.6. Изменение магнитооптических и термооптических свойств с помощью легирования материала 232

4.7. Заключение к Главе 4 240

Заключение 242

Список сокращений и обозначений 247

Список используемой литературы 251

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы, предмет исследования и его современное состояние

Лазерное излучение с высокой средней мощностью нашло применение в большом количестве сфер человеческой деятельности, от промышленного применения для дистанционной сварки, резки, пайки и сверления материалов от пластика, до сверхпрочных сплавов [1], 3D печати сложных изделий из различных материалов [2, 3], литографии при производстве микроэлектроники [4], до задач по очистке околоземного пространства от космического мусора [5, 6], детектирования гравитационных волн [7], в установках для лазерной инициации термоядерного синтеза (LIFE [8], KOYO-F [9], HIPER [10]). Создание надежных и эффективных источников с высоким качеством лазерного излучения и высокой средней мощностью в практически важных спектральных диапазонах является актуальной задачей. Увеличение средней мощности источников лазерного излучения позволяет ускорять технические и исследовательские процессы, расширить области практического и научного применения излучения на ранее недоступные из-за малой мощности, а также повышать мощность сопутствующих источников излучения.

При создании лазеров с высокой мощностью одной из фундаментальных причин, ограничивающих увеличение средней мощности, является проблема паразитных тепловых эффектов в оптических элементах (ОЭ). Тепловые эффекты существенно влияют на стабильность и эффективность работы лазера, величину его максимальной средней мощности и во многом определяют качество генерируемого излучения. К основным источникам тепла можно отнести тепловыделение в активном элементе (АЭ) лазера из-за стоксовых потерь, поглощение лазерного излучения (в том числе нелинейное) и различные релаксационные процессы в нелинейно-оптических устройствах. Стоксовые потери в АЭ зависят от типа используемого иона и легируемого материала, способов создания инверсии населенности, длины волны излучения, и могут составлять от одного до нескольких десятков процентов от падающей мощности. Линейное поглощение широко используемых оптических материалов хорошего качества варьируется от 10^{-6} до 10^{-2} $см^{-1}$, толщина ОЭ может меняться от миллиметров (линзы, фазовые пластинки), до единиц сантиметров (модуляторы добротности, ячейки Поккельса, изоляторы Фарадея (ИФ), преобразователи частоты) и существенно зависит от их поперечного размера.

Увеличение световой апертуры оптики в большинстве случаев (сохранение аспектного соотношения, уменьшение магнитного или электрического поля при увеличении габаритов систем и др.) приводит только к увеличению толщины используемых ОЭ. Таким образом, тепловыделение, связанное с линейным поглощением, может варьироваться от малых долей до десятков процентов от мощности проходящего лазерного излучения.

Вне зависимости от природы возникновения тепловыделения их появление в ОЭ лазерной системы приводит к негативным тепловым эффектам [11]:

- увеличивается средняя по объему температура элемента, что влечет за собой изменение в среднем по объему спектральных, оптических, тепловых и механических свойств материала элемента
- в объеме элемента возникают градиенты температуры; зависящие от температуры параметры материала, становятся зависимыми от поперечных координат
- элемент неоднородно уширяется, что приводит к возникновению поля механических напряжений
- механические напряжения дополнительно изменяют оптические свойства материала элемента, например, вследствие фотоупругого эффекта изменяется показатель преломления среды
- при превышении в какой-либо точке элемента допустимых для материала значений напряжения происходит его механическое разрушение.

Механическое разрушение элемента происходит при мощности, значительно превышающей ту, при которой возникают сильные фазовые (тепловая линза) и поляризационные (термонаведенное двулучепреломление) искажения проходящего излучения. Причинно-следственную связь между возникающими процессами и их влияние на проходящее излучение представлена на **Рис.1**

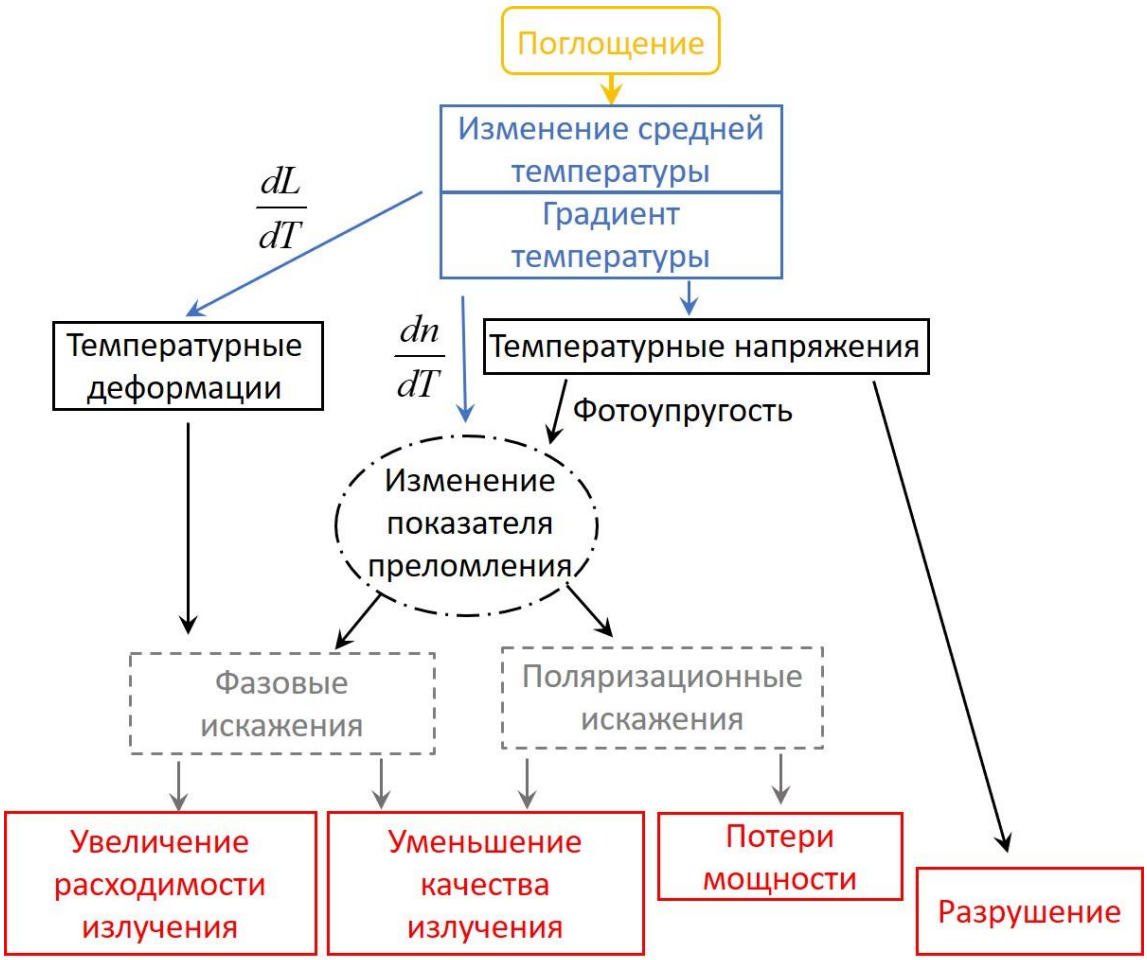

Рис. 1 *Тепловые эффекты в термонагруженном ОЭ и их влияние на проходящее излучение.*

Тепловые эффекты в ОЭ приводят к искажениям фазы и поляризации проходящего излучения. Основными причинами возникновения термонаведенных фазовых искажений являются зависимость показателя преломления от температуры (dn/dT), деформация элемента от температуры (линейное расширение α_T=1/L·dL/dT) и зависимость показателя преломления от напряжений (фотоупругий эффект). Последний эффект тензорный, приводит к возникновению термонаведенного линейного двулучепреломления неоднородного по поперечному сечению и возникающие фазовые искажения становятся зависимыми от взаимной ориентации поляризации излучения, кристаллографических осей (если речь идет о монокристаллическом элементе), а так же направлений и знаков напряжений [12, 13]. Термонаведенные фазовые искажения как правило, сильно аберрационные, вносят дополнительную расходимость и существенно изменяют поперечный модовый состав проходящего излучения. Возникающие из-за термонаведенного линейного двулучепреломления фазовые искажения астигматичные и

существенно ухудшают фокусировку излучения [14]. Это приводит к ухудшению качества излучения [15-17] и, как следствие, для распространяющегося излучения – к дополнительным потерям мощности из-за дифракции и ограниченности апертуры оптических элементов лазерной системы, для генерируемого излучения – к изменению размеров мод резонатора и уменьшению эффективности генерации излучения, а впоследствии и к срыву генерации.

История исследования тепловой линзы в твердотельных АЭ лазеров началось в середине 60-х [18-20]. Вначале из-за простоты были описаны фазовые искажения в стеклянных ОЭ [18, 19] и в монокристаллах с ориентацией [111] [21-23]. Для аналитического описания тепловой линзы в стеклянных активных элементах цилиндрической геометрии в работе [24] были введены две термооптические характеристики: P – характеризует среднюю для двух ортогональных поляризаций тепловую линзу и Q – характеризует разницу оптических сил тепловых линз для двух ортогональных поляризаций. Предложенные термооптические характеристики были обобщены на случай кристаллов, относящихся к кубическому классу симметрии $m3m$ [25]. Получены аналитические выражения для тепловой линзы для трех ориентаций кристаллографических осей ([001], [111] и [110]) и трех геометрий ОЭ (длинный цилиндр, тонкий диск и прямоугольный слеб) при боковой ламповой накачке. Для каждой геометрии и каждой из рассмотренных ориентации кристаллов были введены свои термооптические характеристики P и Q, которые при таком подходе переставали быть характеристиками среды. Анализ так же показал, что для широко используемых для изготовлений активных элементов стекол и алюмоиттриевого граната искривление торцов из-за теплового расширения вносит существенный вклад лишь в дисковой геометрии оптического элемента, а в цилиндрической им можно пренебречь [22]. Случай торцевой накачки АЭ из стекла и монокристалла в ориентации [111] выполнено в работе [11]. Было исследовано влияние различных фазовых аберраций на критерии качества излучения: влияние аберрации четвертого порядка [26], сферической аберрации [27], бифокусинга вызванного термонаведенным двулучепреломлением для стеклянных и монокристаллических ОЭ в ориентации [111] [14, 28]. Получены аналитические выражения для критериев качества с учетом аберрации тепловой линзы, но без учета термонаведенного двулучепреломления в приближении произвольного аксиально симметричного распределения тепловыделения [15, 16]. Численно и экспериментально исследовано влияние тепловой линзы на качество излучения, с учетом только вклада от зависимости показателя преломления от температуры [29]. Численный расчет влияния

термонаведенных эффектов на качество излучения в монокристалле алюмо-иттриевого граната (YAG) в частном случае ориентаций [001], [011] и [111] был выполнен в работе [30]. Выражения, описывающие средние между двумя собственными поляризациями термонаведенные фазовые искажения при произвольной ориентации кристаллографических осей и обобщение на случай оптической керамики, были получены автором в работах [17, 31]. Наиболее полный анализ с учетом как фазовых, так и поляризационных искажений линейно поляризованного излучения, однако только для случая керамического оптического элемента, сделан в работе [32]. Однако анализа выражений для термонаведенных фазовых искажений линейно поляризованного излучения в монокристалле с произвольной ориентацией кристаллографических осей проведено не было и ответа на вопрос о наилучшей ориентации, в которой аберраций тепловой линзы можно максимально ослабить, не получено.

Основной причиной термонаведенных поляризационных искажений является термонаведенное линейное двулучепреломление. При возникновении тепловыделения в оптическом элементе **(Рис. 1)**, в его объеме возникает градиент температуры и сопутствующее ему поле механических напряжений. Эти напряжения, вследствие фотоупругого эффекта [33], который описывается тензором четвертого порядка [34], приводят к возникновению линейного двулучепреломления. В каждой точке поперечного сечения ОЭ возникают ортогональные друг другу собственные линейные поляризации, со своим наклоном относительно лабораторной системы координат и своей разностью хода (разность фаз между собственными поляризациями). Разность хода зависит от мощности тепловыделения в ОЭ. В результате этого, исходно оптически изотропная среда (стекло, кубический кристалл, керамика из кубического кристалла) начинает вести себя как неоднородная фазовая пластинка, у которой направление собственных поляризаций и набег фазы неоднородно зависят от координат в поперечном сечении. Аналогичная ситуация будут наблюдаться и для термонагруженных анизотропных кристаллов, вырезанных поперек оптической оси [35, 36]. Возникновение термонаведенного двулучепреломления приводит к неоднородному в поперечном сечении изменению состояния поляризации проходящего излучения, к так называемой термонаведенной деполяризации. Под деполяризованным излучением мы понимаем такое излучение, поляризация которого постоянна во времени, но имеет неоднородное распределение в поперечном сечении. Соответственно деполяризация – процесс неоднородного по сечению искажения поляризованного излучения, а степень деполяризации – отношение мощности в более слабой поляризации к полной мощности излучения в обеих

поляризациях. Исходя из определения степень деполяризации не может превышать 0.5. Термонаведенная деполяризация излучения приводит к потерям мощности в поляризованном излучении, равным степени деполяризации, к изменению поперечного модового состава излучения из-за амплитудной модуляции после прохождения любых поляризационных элементов, что дополнительно увеличивает потери за счет дифракции и затрудняет применение элементов, работающих с линейно поляризованным светом (например, ячейки Поккельса, удвоители частоты, параметрические кристаллы, изоляторы Фарадея, АЭ из анизотропных лазерных материалов). Термонаведенная деполяризация является одним из фундаментальных ограничивающих факторов увеличения средней мощности одномодовых лазеров и основным фундаментальным ограничивающим фактором для работы изоляторов Фарадея в лазерном излучении с высокой средней мощностью.

Исследование термонаведенной деполяризации в твердотельных лазерах началось в то же время, что и исследование тепловой линзы [18, 24, 37] и продолжается по сей день. Термонаведенная деполяризация была изучена сначала в стекле [18, 38, 39] и в кубическом монокристалле с ориентацией [111] [23, 40-45] в ОЭ цилиндрической формы с однородным по объему тепловыделением. Чуть больше времени понадобилось для аналитического описания термонаведенной деполяризации в кристаллах с ориентацией [001] ([12, 25, 46]) и [110] ([47-49]). Впервые был поставлен вопрос о влиянии ориентации кристалла на термонаведенную деполяризацию и выборе наилучшей ориентации с точки зрения минимизации деполяризации [12], где была предложена методика расчета термонаведенной деполяризации для произвольной ориентации кристаллографических осей в ОЭ и выполнены численные расчеты для однородного распределения тепловыделения в кристалле YAG в трех ориентациях [001], [011] и [111]. Однако, авторы полагали направления термонаведенных собственных поляризаций совпадающими с радиальными и тангенциальными направлениями, что верно только для стеклянных ОЭ и монокристаллических ОЭ с ориентацией [111]. На ошибку было указано в русскоязычной работе [46], однако из-за отсутствия англоязычного перевода и меньшего охвата научной аудитории данная ошибка встречалась и по прошествии четверти века [11]. Корректные выражения для деполяризации при произвольной ориентации кубического кристалла с симметрией m3m, 432 и 43m впервые были получены в работе [50] и проанализированы для материалов с положительным параметром пьезооптической анизотропии $\xi=\pi_{44}/(\pi_{11}-\pi_{12})$ (π_{ij} – коэффициенты пьезооптического тензора) в [48, 49]. Было показано, что термонаведенная деполяризация в ОЭ из кубического кристалла полностью определяется

нормированной мощностью тепловыделения p (который содержит ранее введенную термооптическую характеристику Q), параметром ξ, геометрическими размерами и формой ОЭ и греющего излучения и в случае монокристалла ориентацией кристаллографических осей. Причем оптимальной ориентацией, в которой термонаведенная деполяризация принимает минимальное значение, при фиксированных размере кристалла, при малом тепловыделении для любого кубического материала является [001]. Выражения для произвольной ориентации кристаллографических осей позволили сначала численно [51], а затем и аналитически [52] исследовать термонаведенную деполяризацию в керамических ОЭ. Далее выражения были обобщены на случай кубических монокристаллов m3 и 23 симметрий, имеющих другой вид тензора пьезооптических коэффициентов [34], получены аналитические выражения для термонаведенной деполяризации при произвольном направления кристаллографических осей, определены физически выделенные ориентации в таких кристаллах [53] и произведено обобщение выражений для случая керамических ОЭ [54]. Влияние анизотропии упругости на термонаведенную деполяризацию в монокристаллах с кубической симметрией рассмотрены в цикле работ [55-57]. Вопрос об оптимальной ориентации с точки зрения минимизации деполяризации в кубических кристалл в отсутствии циркулярного двулучепреломления с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии ξ был рассмотрен относительно давно [58-60]. Где было показано, что в случае монокристалла с разным знаком π_{44} и $\pi_{11}–\pi_{12}$ ($\xi<0$) существует критическая ориентация, в которой направления возникающих собственных поляризаций термонаведенного линейного двулучепреломления не зависят от поперечных координат. Таким образом при совпадении направления поляризации излучения с одним из этих направлений состояние поляризации меняться не будет и деполяризации излучения не возникнет. Однако данный факт известность получил в очень узком кругу ученых специализирующихся на химических газовых лазерах с высокой средней мощностью и рассматривался только как критерий поиска материалов для выходного окна, вносящего минимальные фазовые и поляризационные искажения [28, 61]. Данный факт был пере открыт уже применительно к выбору ориентации монокристаллических АЭ твердотельных лазеров с высокой средней мощностью спустя 34 года [53].

Термонаведенная деполяризация в магнитооптических и оптически активных материалах существенно отличается, так как термонаведенное двулучепреломление возникает на фоне циркулярного двулучепреломления (наведенное магнитным полем фарадеевское вращение или естественное вращение плоскости поляризации), которое так

же подвержено тепловым эффектам. Учитывая тот факт, что ИФ – прибор, принципиально работающий с линейно поляризованным излучением, то любая деполяризация излучения ухудшает его работоспособность. Можно выделить три основных зависящих от мощности вклада в термонаведенную деполяризацию, которые определяют степень изоляции ИФ при высокой средней мощности:

1) Однородное по сечению изменение угла фарадеевского вращения, обусловленное температурной зависимостью постоянной Верде в результате увеличения средней температуры (T_{av}), приводит к уменьшению угла фарадеевского вращения $\theta_{F0}=\delta_c(T_{av})/2=\delta_{c0}/2$, где δ_c – разность фаз между левой и правой циркулярными поляризациями. В эксперименте это выглядит как след пучка, который можно устранить вращением выходного поляризатора **Рис. 2(a)**;

2) Неоднородное по сечению изменение состояния поляризации лазерного излучения вследствие термонаведенного линейного двулучепреломления, в результате чего термонагруженный магнитооптический элемент (МОЭ) становится эквивалентным неоднородной по сечению фазовой пластине с параметрами, зависящими от мощности лазерного излучения. В эксперименте в некоторых ориентациях это выглядит как «мальтийский крест», который невозможно устранить настройкой выходного поляризатора **Рис. 2(b)**; и

3) Неоднородные по сечению изменения угла фарадеевского вращения, обусловленные температурной зависимостью постоянной Верде, линейным расширением МОЭ и градиентом температуры $\Delta\theta_F=(\delta_c(T)-\delta_{c0})/2=\delta_c^*(r)/2$, в результате чего термонагруженный МОЭ становится эквивалентным элементу с неоднородной по сечению оптической активностью. В эксперименте он выглядит как «баранка» (или «сомбреро» если смотреть в изометрии), что не может быть устранено настройкой выходного поляризатора **Рис. 2(c)**.

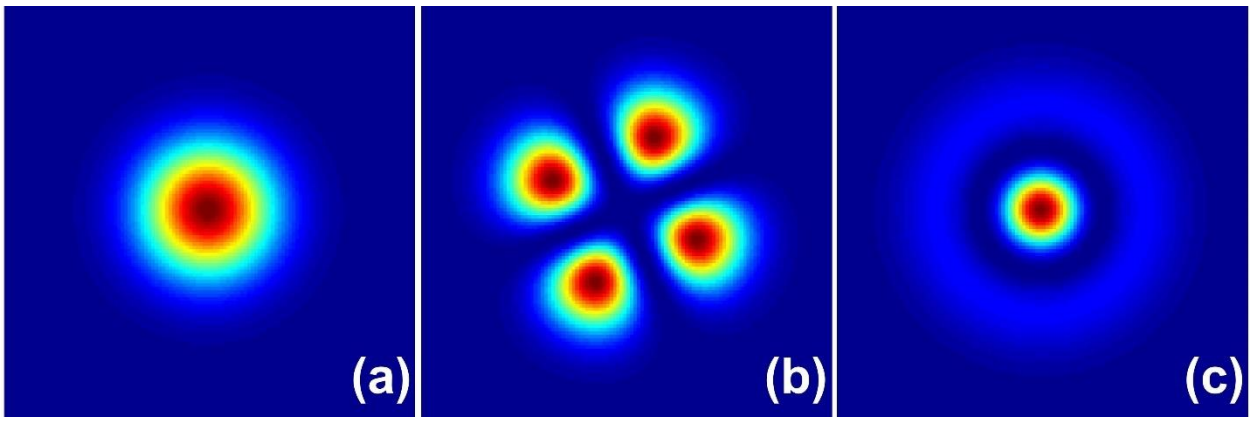

Рис. 2 *Характерный вид распределения интенсивности деполяризованного излучения, которые появляются в МОЭ ИФ: (a) при однородном по поперечному сечению изменению угла фарадеевского вращения, (b) только из-за термонаведенного линейного двулучепреломления (стекло, монокристалл в ориентации [001] или [111], керамика), (c) только из-за неоднородного вращения Фарадея, вызванного температурной зависимостью постоянной Верде.*

Каждый из перечисленных вкладов увеличивается с ростом мощности лазерного излучения, снижает степень изоляции и ограничивает применение ИФ в мощном лазерном излучении. Ослабление или устранение этих вкладов являются основными актуальными задачами для построения ИФ, обеспечивающих высокую степень изоляции при высокой средней мощности.

Основными требованиями к ИФ являются обеспечение степени изоляции (отношение прошедшей мощности лазерного излучения к падающей) не хуже заданной во всем диапазоне мощности лазерного излучения (характерное значение которой, достаточное для большинства приложений, составляет 30 дБ) и минимальность вносимой тепловой линзы. Из-за зависимости степени изоляции от мощности лазерного излучения для любого ИФ найдется такая мощность лазерного излучения, при которой достигается степень изоляции 30 дБ, в случае если при малой мощности он обеспечивал степень изоляции более 30 дБ. Данная величина мощности обозначается как P_{max}, называется максимально допустимой мощностью использования ИФ [62, 63].

Изучение тепловых эффектов в ИФ и вращателе Фарадея (ВФ) началось относительно недавно. Впервые об экспериментальном обнаружении негативного влияния тепловых эффектов во ВФ на работу лазера было заявлено в работах [64, 65]. Это послужило импульсом для начала исследований тепловых эффектов в фарадеевских устройствах. В работе [66] впервые теоретически описана и экспериментально изучена термонаведенная

деполяризация в ИФ и во ВФ, и было показано, что при высокой средней мощности лазерного излучения деполяризация в фарадеевских устройствах на основе магнитооптических стекол или монокристалла тербий галлиевого граната TGG, работающих при комнатной температуре, в основном определяется термонаведенным двулучепреломлением, вызванным фотоупругим эффектом, степень изоляции ИФ и однородность вращения плоскости поляризации во ВФ зависит от мощности проходящего лазерного излучения и существенно падают с ее увеличением. Влияние ориентации кристаллографических осей в монокристаллическом МОЭ на степень изоляции ИФ было исследовано в работе [50]. Были получены аналитические выражения для термонаведенной деполяризации в ИФ с монокристаллическим МОЭ, вырезанным в произвольной ориентации и показано, что степень изоляции можно существенно увеличить выбором ориентации и для сравнения различных ориентаций достаточно знать параметр ξ. Однако сделанные выводы о том, что ориентация [001] наилучшая, верны только для материалов с $\xi>0$. В дальнейшем выражения были обобщены на случай ИФ с МОЭ из керамического магнитооптического материала [67]. Задача о наилучшей ориентации в случае магнитооптических материалов с $\xi<0$ при наличии в них произвольного циркулярного двулучепреломления не была решена и анализа фундаментальных ограничений, связанных с тепловыми эффектами для термонаведенной деполяризации, получено не было. Хотя нами уже был предложен относительно простой метод определения знака ξ [68] и найден первый магнитооптический материал с $\xi<0$ [69]. Использование такого класса материалов с учетом их ориентационной особенности для изготовления ИФ и ВФ и увеличения величины P_{max} является очень актуальным.

Рассмотрим каким образом можно ослабить тепловые эффекты. Основной метод ослабления тепловых эффектов – уменьшение тепловыделения в оптических элементах лазера. И самым очевидным методом ослабления является уменьшение для проходных элементов – коэффициента поглощения используемых оптических материалов, а для лазерных сред – коэффициента нерезонансного (не связанного с созданием инверсии населенности) поглощения матрицы на длинах волн генерации и накачки. Так коэффициент поглощения коммерчески доступных кристаллов TGG с 2003 года по настоящее время снизился более чем в четыре раза [70]. Однако данный подход сложно контролируемый, существенно зависит от технологий получения и очистки сырьевых материалов, технологий и чистоты производства оптических материалов. В АЭ лазеров тепловыделение в большей степени определяется дефектом кванта (отношение энергии излученного фотона генерации к энергии поглощенного фотона накачки) и

эффективностью накачки (доля энергии пошедшей на увеличение инверсии населенностей к общей энергии накачки). Существенно уменьшить тепловыделение в АЭ в исторической ретроспективе позволил переход с ламповой накачки на диодную со спектром максимально согласующимся с линией поглощения активного иона и использование активного иона с меньшим дефектом кванта, приводящим к меньшим стоксовым потерям (Yb^{3+} по сравнению с Nd^{3+}). Это позволило реализовать твердотельные лазеры со средней мощностью в десятки кВт [71, 72]. Оригинальным способом практически полностью устранить тепловыделение и сопутствующие ему тепловые эффекты в АЭ является использование схемы лазера с балансом усиленного и поглощенного излучения [73, 74], работа которого основана на принципе анти-Стоксова лазерно-индуцированного охлаждения [75].

Другим методом ослабления тепловых эффектов в оптических элементах является увеличение эффективности охлаждения и сглаживание градиента температуры. Для осуществления эффективного охлаждения и контроля средней температуры ОЭ должен иметь малый размер по координате, вдоль которой осуществляется охлаждение, и большую площадь охлаждаемой поверхности. Выделяют три характерные геометрии ОЭ: волокно/тонкий цилиндр (диаметр много меньше длины, отвод тепла с боковой поверхности) [76-79], тонкий диск (диаметр много больше толщины, отвод тепла с одной из торцевых поверхностей) [80-83] и тонкий слеб (прямоугольный параллелепипед с одним ребром существенно меньшим двух других, отвод тепла с поверхности с наибольшей площадью) [84-93]. Каждая из представленных геометрий нашла свою область практического применения при изготовлении АЭ лазеров с высокой средней мощностью, эффективно справляется с отводом тепла и имеет свои преимущества и недостатки. Градиент температуры возникает всегда при отводе тепла от ОЭ, однако если градиент температуры направлен вдоль распространения излучения, как например реализуется в тонком диске [81], то и тепловых эффектов, искажающих фазу и поляризацию проходящего излучения, наблюдаться не будет. В случае монокристаллических волокон, планарных волноводов или слебовой геометрии АЭ для уменьшения влияния температурных градиентов эффективно используется зигзагообразное прохождение лазерного излучения с использованием эффекта полного внутреннего отражения [84, 86, 87, 90, 92, 93], использование более сложных геометрий с полным внутренним отражением TRAM [94] и multi-TRAM [95]. Сгладить температурные градиенты позволяет дополнительный нагрев ОЭ сторонним источником [96-98] или поглощением вынужденного спонтанного излучения в кладинге АЭ [99, 100]. Однако

данный способ приводит к существенному росту средней температуры. Сгладить температурные градиенты можно путем профилирования формы источника тепловыделения, например путем организации многопроходной схемы распространения излучения [101], контролируя тепловые потоки в ОЭ путем профилирования поверхности теплоотвода [102], либо используя композитные ОЭ, состоящие из функционального материала и материалов с высоким коэффициентом теплопроводности [103].

Оригинальным методом существенно ослабить влияние тепловых эффектов на проходящее излучение является пространственное разнесение области прохождения лазерного излучения через ОЭ и нагретой области ОЭ с ее последующим охлаждением таким образом, чтобы лазерное излучение в любой момент времени проходило через среду без температурных градиентов. Реализовать данный метод можно либо путем смещения ОЭ относительно места прохождения лазерного излучения, например, вращая ОЭ [104-111], механически смещая его [112], либо, наоборот, путем смещения положения луча относительно стационарно закрепленного ОЭ [113, 114].

Тепловые эффекты могут быть скомпенсированы. Основное отличие от способов рассмотренных ранее заключается в использовании двух и более оптических элементов, когда поляризационные искажения, возникшие в первом элементе, частично или полностью компенсируются при прохождении последующих. В некоторых случаях в качестве второго элемента может выступать исходный ОЭ. Например, в нелинейных методах пространственно-поляризационного обращения волнового фронта [65, 115-117] при которых искаженное излучение после отражения от нелинейного зеркала при повторном прохождении через термонагруженный оптический элемент восстанавливает исходную поляризацию и фазу. Однако нелинейные методы сложны, малоэффективны при работе с непрерывным излучением и сами подвержены тепловым эффектам в нелинейном элементе. Помимо них активно используются и развиваются линейные методы компенсации. Данные методы можно разделить на три типа: с использованием непоглощающих элементов, с использованием поглощающих элементов и активные методы компенсации. В первом типе компенсации в устанавливаемых для компенсации элементах тепловыми эффектами можно пренебречь. Во втором типе – тепловые эффекты в устанавливаемом элементе играют принципиальную роль и именно из-за них происходит компенсация того или иного теплового эффекта. В последнем типе постоянно необходима сторонняя активная подстройка. Рассмотрим их последовательно.

С использованием непоглощающих элементов:

- Тепловая линза может быть скомпенсирована путем добавления элемента(ов) вносящего искажения с противоположным по знаку фокусным расстоянием. При однородном по объему тепловыделении (например, при боковой накачке АЭ или при торцевой накачке П-образным пучком всего элемента) тепловая линза квадратично зависит от поперечного радиуса. В этом случае ее компенсация не представляет особых трудностей, достаточно учесть ее в конфигурации лазерного резонатора [21, 118, 119], в геометрии активного элемента [120, 121], или использовать для компенсации обычную линзу или расстроенный телескоп с таким же по величине и противоположным по знаку фокусным расстоянием [122, 123]. При неоднородном тепловыделении, когда возникающая тепловая линза сильно аберрационная для эффективной компенсации необходимо использовать асферичную оптику, которая сложна в изготовлении.
- Термонаведенная деполяризация в ОЭ из стекла, монокристалла в ориентации [001] и [111] или керамики из кубического материала в отсутствии циркулярного двулучепреломления может быть скомпенсирована с помощью помещения после ОЭ одноосного кристалла в сходящемся излучении [124], параллельного аксикона из одноосного кристалла [125]. Термонаведенные поляризационные искажения в произвольном ОЭ (в том числе и при наличии в них циркулярного двулучепреломления) могут быть скомпенсированы неоднородной фазовой пластинкой, изготовленной механическим способом [126] или записанной путем модификации материала лазерным излучением [127]. При компенсации термонаведенной деполяризации происходит компенсация астигматичной части тепловой линзы, связанной с термонаведенным двулучепреломлением.

К плюсам компенсации с использованием непоглощающих элементов можно отнести то, что после изготовления и настройки компенсирующего элемента в идеальном случае не требуют внешнего вмешательства (контроля, управления, охлаждения, источников питания и др.). К минусам компенсации с использованием непоглощающих элементов можно отнести то, что эти способы не адаптивны и компенсируют тепловые эффекты лишь при фиксированной мощности тепловыделения. При любом отклонении от нее величина и структура поляризационных искажений в ОЭ изменяются и эффективность компенсации снижается. Так как искажения, вносимые непоглощающими элементами, статичные (не зависят от лазерной мощности), то при мощностях существенно меньше или существенно больше той, на которую была настроена компенсация, приборы могут не работать или работать не эффективно.

С использованием поглощающих элементов:

- Тепловую линзу можно компенсировать с помощью материала с противоположным по знаку термооптическим коэффициентом dn/dT. При правильном подборе длины и поглощения в компенсирующем элементе, тепловая линза в стационарном случае адаптивно компенсируется при произвольной мощности проходящего излучения, и так как нагрев осуществляется одним и тем же излучением (либо подбираются одинаковые условия нагрева), компенсируется не только параболическая составляющая тепловой линзы, но и аберрации, связанные с формой греющего излучения. В качестве компенсирующей среды может выступать жидкость [128], стекло [129-131], монокристалл или керамика [132-134].
- Термонаведенная деполяризация в АЭ может быть скомпенсирована при использовании пассивных анизотропных оптических элементов [135], фазовой пластинки $\lambda/4$ и призмы Порро [136, 137], свободного пространства и зеркала [138], фарадеевского зеркала (45^0 вращателя Фарадея и зеркала) [139]. Эти схемы двух проходные и поляризационные искажения компенсируются при повторном прохождении того же АЭ, а дополнительные элементы необходимы для изменения состояния поляризации или пространственного разворота частей пучка, чтобы при повторном прохождении наблюдалась компенсация деполяризации. К плюсам данных методов можно отнести относительную простоту реализации. К минусам – сложность изготовления некоторых из пассивных ОЭ, зависимость эффективности компенсации от величины тепловой линзы в АЭ и подверженность пассивных ОЭ тепловым эффектам (например тепловые эффекты во вращателе Фарадея приводит к необходимости компенсировать термонаведенную деполяризацию в самом фарадеевском зеркале [140]). .

  Термонаведенная деполяризация может быть компенсирована и в однопроходной схеме, что впервые было предложено в работе [141]. Идея заключается в разделении АЭ пополам (использование двух идентичных АЭ: материал, ориентация кристаллографических осей, геометрия АЭ, его крепление и способ теплоотвода, форма пучка и способ заведения излучения накачки и др.) на два идентичных и помещении между ними 90^0 кварцевого вращателя поляризации. Возникающие в каждой точке поперечного сечения собственные поляризации приводят к искажению состояния поляризации при прохождении первой половины АЭ и появлению деполяризованной компоненты поля. Однако после прохождения кварцевого вращателя поляризация поворачивается на 90^0 и проходя через вторую половину АЭ

при условии идентичности половинок и попадания луча в ту же точку поперечного сечения разность фаз между собственными поляризациями полностью устраняется. Что эквивалентно прохождению поляризованного излучения через две идентичные однородные фазовые пластинки, повернутые на 90^0 друг относительно друга. Эффективность компенсации зависит от идентичности половин АЭ и тепловой линзы в первой половине, которая приводит к отклонению луча от прямолинейного и попаданию в точку поперечного сечения с другими полярными координатами второй половины. В пределе, данная схема полностью компенсирует искажения поляризации и фазы связанные с термонаведенным двулучепреломлением (деполяризация и астигматизм). Данная схема была усовершенствована и нашла широкое применение в построении лазерных систем генерации мощного поляризованного излучения в TEM_{00} моде [64, 121, 136, 142-149]. В работе [150] предложена и реализована новая однопроходная схема без использования кварцевого вращателя, названная схемой с противовращением. Идея заключалась в разделении АЭ на два идентичных, помещении между ними пластинки $\lambda/2$ и вращение их в разные стороны на угол χ относительно оси распространения излучения. Величина угла χ определялась значением параметра ξ. Было показано, что компенсация в предложенной схеме не полная, схему можно масштабировать, увеличивая эффективность компенсации посредством увеличения числа делений АЭ пополам, а при использовании материала с $\xi<0$ пластинка $\lambda/2$ может быть исключена из схемы компенсации. Все описанные выше методы компенсации принципиально используют идентичность ОЭ или АЭ. Анализа компенсации термонаведенной деполяризации в случаи не идентичности ОЭ (например, разные материалы, разные ориентации кристаллографических осей и др.) не проводилось и будет рассмотрено в данной работе.

- Компенсация термонаведенной деполяризации в ИФ так же существенно отличается из-за присутствия циркулярного двулучепреломления, обусловленного эффектом Фарадея. В работе [151] идея компенсации термонаведенной деполяризации с использованием 90^0 кварцевого вращателя была обобщена на случай магнитооптических сред, обладающих циркулярным двулучепреломлением, и для увеличения величины P_{max} была предложена схема ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации, в последствии названная ИФ со взаимным вращателем. Идея заключалась в замене одного МОЭ, вращающего плоскость поляризации на 45^0, на два идентичных МОЭ, вращающих на 22.5^0, и помещенный между ними 67.5^0 кварцевый вращатель. Было показано, что из-за наличия

циркулярного двулучепреломления компенсация не может быть полной, может быть скомпенсировано только первое слагаемое в разложении термонаведенной деполяризации по малому параметру, ее уровень значительно уменьшается и зависимость от мощности лазерного излучения меняется с $\sim P_{laser}^2$ на $\sim P_{laser}^4$. Данная схема была улучшена, показано, что при использовании монокристаллических МОЭ с ориентацией [001] заменой кварцевого вращателя с другим углом вращения поляризации можно более чем на порядок улучшить степень изоляции в данной схеме [152], зависимость от мощности лазерного излучения остается $\sim P_{laser}^4$. В работах [133, 152] была предложена схема компенсации термонаведенной деполяризации, при которой один из элементов находится вне магнитного поля (то есть в нем отсутствует фарадеевское вращение). Таким образом автором данной диссертации было положено начало работам, в которых рассматривалась компенсация термонаведенной деполяризации в не идентичных ОЭ. В работе [133] численно и аналитически проанализирован случай, когда МОЭ сделаны из разных материалов, с одинаковой и отличающейся ориентацией кристаллографических осей и показано, что при наличии кварцевого вращателя компенсация термонаведенной деполяризации наблюдается для любых двух материалов и всегда можно реализовать компенсацию термонаведенной деполяризации без кварцевого вращателя, когда хотя бы один из МОЭ изготовлен из материала с $\xi<0$ в ориентации [001], что было продемонстрировано экспериментально. Данные исследования позволили для излучения λ=1.07 мкм реализовать изоляторы Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации продемонстрировавшие рекордные характеристики P_{max}>2.5 кВт для схемы когда оба МОЭ находятся в магнитном поле и P_{max}=1.1 кВт когда используется дополнительный поглощающий элемент из другого материала вне магнитной системы [63]. Продолжению этих работ, а также исследованию особенностей компенсации и ориентационной особенности в материалах с $\xi<0$ для дальнейшего увеличения P_{max} фарадеевских устройств посвящена часть данной диссертационной работы.

К плюсам компенсации с использованием поглощающих элементов можно отнести то, что компенсируются фазовые и поляризационные искажения вместе со всеми аберрациями вне зависимости от формы пучка и во всем диапазоне мощностей. В случае компенсации искажений в пассивных элементах (где тепловые эффекты формируются поглощением проходящего излучения, в отличии от активных элементов, где тепловые эффекты формируются из-за поглощения излучения накачки) после изготовления и

настройки компенсирующего элемента в идеальном случае не требуют внешнего вмешательства (контроля, управления, источников питания). К минусам компенсации с использованием поглощающих элементов можно отнести то, что в дополнительных элементах поглощается излучение (дополнительные потери) и выделяется тепло, по порядку величины столько же, сколько и в ОЭ в котором компенсируем искажения и его необходимо отводить. Так же необходимо обеспечивать одинаковое прохождение излучения через ОЭ и компенсирующий элемент. А так как элементы проходные, то необходимо иметь в виду, что в случае работы с импульсно-периодических излучением нелинейные эффекты будут увеличиваться. Методам компенсации с использованием поглощающих элементов будет уделено большое внимание в данной работе.

Активные

- Самым распространенным активным методом компенсации фазовых искажений является использование адаптивной системы коррекции волнового фронта [153-156]. В зависимости от реализации деформируемого зеркала метод позволяет компенсировать практически любые фазовые искажения по форме и по времени: стационарные (обусловленные не идеальностью ОЭ, установившиеся тепловые искажения) и динамические (вызванные потоками воздуха, изменениями теплового режима работы лазера, сторонние вибрации, изменениями тепловой обстановки в лаборатории).

  Так же в принципе можно компенсировать фазовые искажения используя пространственные модуляторы света (SLM) или цифровые зеркальные устройства (DMD).
- Термонаведенную деполяризацию можно компенсировать прикладывая внешнее давление к боковой поверхности ОЭ, искусственно создавая двулучепреломление подавляющее термонаведенное [157, 158], либо же с помощью пространственные модуляторы света (SLM) [159].

Плюсы активных методов, это универсальность и возможность компенсировать не только тепловые эффекты, но и связанные с качеством материала и изготовления ОЭ, неоднородностью окружения и др. К минусам можно отнести дороговизну реализации, постоянный контроль и подстройку, а также подверженность элементов схемы активной компенсации тепловым эффектам.

Еще одним способом избежать термонаведенной деполяризации является согласование поляризации излучения с направлениями возникающих собственных

поляризаций при термонаведенной линейном двулучепреломлении. Известно, что в стеклянных, монокристаллических в ориентации [111] или керамических ОЭ направления собственных поляризаций направлены тангенциально и радиально [12, 52]. Если на такой термонагруженный ОЭ падает излучение с чисто радиальной или чисто тангенциальной поляризацией, то она совпадет с направлением собственных поляризаций, возникающих при термонаведенном двулучепреломлении, и не будет искажаться при распространении. Как следствие термонаведенная деполяризация и астигматизм фазовых искажений не возникнут [160, 161]. Тепловая линза в этом случае останется, причем фокусные расстояния для радиальной и тангенциальной поляризаций различны. Используя эту особенность, были реализованы лазеры, генерирующие излучение только с радиальной или тангенциальной поляризациями [160, 161]. Такое нехитрое знание особенностей тепловых эффектов позволило решить технологически относительно сложную задачу генерации излучения с радиальной поляризацией относительно легко – правильным подбором кривизны зеркал и длины резонатора.

Тепловые эффекты могут быть существенно ослаблены путем выбора материала с оптимальными оптическими, механическими, тепловыми и магнитооптическими характеристиками, влияющими на величину тепловой линзы и термонаведенной деполяризации. Например, для ослабления тепловых эффектов лучше выбирать материал с высоким коэффициентом теплопроводности κ, для более эффективного отвода тепла и сглаживания градиента температуры. Для ослабления тепловой линзы выбрать материал с малым значением температурного коэффициента показателя преломления $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T$, малым значением коэффициента линейного расширения $1/L\cdot\mathrm{d}L/\mathrm{d}T$, малым значение термооптической характеристики P, чтобы при одинаковом тепловыделении наведенная тепловая линза была минимальна [18]. В некоторых одно- и двухосных кристаллах возможны «атермальные направления», которые характеризуются минимальным значением термооптических характеристик и, следовательно, минимальностью вносимой тепловой линзы [162, 163]. Уменьшить термонаведенную деполяризацию можно путем выбора материала с малой величиной термооптической характеристики Q [164], а также использованием материалов с естественным двулучепреломлением [40, 122]. Магнитооптические материалы лучше выбирать с большой величиной постоянной Верде, чтобы минимизировать длину МОЭ и тем самым уменьшить тепловыделение и ослабить тепловые эффекты [70].

Еще одним давно известным методом ослабления паразитных тепловых эффектов является охлаждение ОЭ или АЭ вплоть до криогенных или гелиевых температур. У большинства материалов в области низких температур лежит максимум коэффициента теплопроводности [165, 166], при охлаждении уменьшается коэффициент линейного расширения $1/L \cdot \mathrm{d}L/\mathrm{d}T$ и температурный коэффициент показателя преломления $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T$ [167], может уменьшаться термооптическая характеристика Q [168]. У лазерных материалов зачастую увеличиваются сечения поглощения и сечения излучения резонансных переходов [168], у магнитооптических парамагнитных материалов увеличивается постоянная Верде [169, 170]. Это позволяет кардинальным образом уменьшить величину ряда паразитных тепловых эффектов, улучшить лазерные и магнитооптические свойства, однако увеличивает стоимость, усложняет обслуживание и настройку криогенно охлаждаемых приборов. Дополнительно это может привести к тому, что вклады от разных тепловых эффектов могут изменить так, что ранее пренебрежимо малые станут доминирующими. В таких случаях актуальным становится вопрос учета, минимизации и компенсации новых доминирующих тепловых эффектов.

Поиск новых перспективных лазерных и магнитооптических материалов и исследование их свойств, позволит выбирать подходящий под конкретную задачу материал и создавать на его основе устройства, менее подверженные тепловым эффектам с рекордными характеристиками, что является актуальной задачей в области построения лазерных систем с высокой средней мощностью. Для выбора подходящего материала необходимо, во-первых, иметь образцы для исследования и технологию их изготовления. Во-вторых, измерить все необходимые материальные константы и их зависимости от температуры, а также определить связанные со значением материальных констант особенности тепловых эффектов, которые могут быть использованы для их ослабления. В-третьих, методы ослабления и компенсации тепловых эффектов. В-четвертых, иметь критерий сравнения и выбора подходящего материала или схемы компенсации тепловых эффектов.

Технология изготовления прозрачной керамики, получив свое второе рождение в 1995 году [171], прочно заняла достойное место среди других методов изготовления лазерных материалов. Основные достоинства данной технологии – возможность относительно быстро изготавливать прозрачные оптические элементы с апертурой, достаточной для исследования свойств и дальнейших практических применений, из очень широкого ряда материалов. При этом свойства керамик лазерного качества в большинстве

случаев близки или совпадают с аналогичными в монокристаллах, выращенных из того же материала. Еще одним преимуществом керамической технологии является то, что температура спекания на 20-30% меньше температуры плавления материала из которого изготавливается керамика. Это позволяет спекать керамики из материалов с высокой температурой плавления (например, полуторные оксиды с температурой плавления >2100 ^{o}C) из которых растить кристаллы технологически сложно и дорого. Данная технология оказалась очень полезной в поисковых исследованиях новых перспективных материалов.

На сегодняшний день существует разрыв между величиной средней мощности доступных лазерных систем и величиной P_{max} ИФ. Средняя мощность доступных коммерческих лазеров, излучающих в области 1 мкм, достигает десятков кВт, а P_{max} лучших ИФ в данном спектральном диапазоне составляет только единицы кВт. В диапазоне 2 мкм ситуация еще более удручающая и разрыв составляет более двух порядков. Это приводит к ситуации что при максимальной лазерной мощности существующие ИФ не смогут обеспечивать требуемую степень изоляции, поэтому задача увеличения величины P_{max} в каждом из спектральных диапазонов является актуальной и востребованной.

Исходя из выше сказанного, повышенный интерес к лазерам с высокой средней мощностью, наличие большого количества проектов мощных лазерных систем и перечисленные пробелы в наших знаниях о тепловых эффектах и методах их компенсации лишний раз подчеркивают актуальность и важность их всестороннего изучения. В настоящей диссертационной работе предпринята попытка закрыть часть существующих пробелов и сформулировать некоторые интересные, по мнению автора, направления исследования, которые позволят создавать оптические элементы, менее подверженные тепловым эффектам, и достигнуть более высоких уровней средней мощности лазеров.

Цели и задачи диссертационной работы

Основной целью диссертационной работы является исследование особенностей тепловых искажений поляризации и фазы лазерного излучения в оптических элементах лазерных систем, связанных с характеристиками материала для ослабления и компенсации искажений и преодоления фундаментальных ограничений дальнейшего роста средней мощности. Побочной целью диссертационной работы является поиск и исследование свойств материалов для изготовления оптических элементов и дальнейшего применения в лазерных системах с высокой средней мощностью. Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- Построение аналитической модели тепловых искажений поляризации и фазы в системе оптических элементов из отличающихся материалов, достаточной для описания этих эффектов с учетом особенностей материала.
- Разработка методов измерения всех необходимых констант оптического материала и их зависимостей, важных для практического применения данного материала.
- Поиск и исследование свойств новых оптических материалов, определение области и перспективности их использования.
- Разработка новых методов уменьшения и компенсации термонаведенных искажений поляризации и фазы, связанных с особенностями используемых материалов.
- Разработка методов сравнения магнитооптических материалов и определение критерия выбора наилучшей оптической схемы изолятора Фарадея для каждого конкретного материала и конкретных условий его эксплуатации.
- Создание и тестирование оптических элементов для лазерных систем с высокой средней мощностью.

Научная новизна и практическая значимость работы

В рамках диссертационной работы получены следующие оригинальные результаты:

- Определена связь между термонаведенными поляризационными искажениями в единичном элементе из одного монокристаллического материала и в системе двух элементов из другого монокристаллического материала в случае их кубической симметрии и ориентации кристаллографических осей [001]. Показано, что из любого кубического монокристалла с ориентацией [001] можно изготовить композитный элемент состоящий из двух ОЭ и кварцевого вращателя (при необходимости) расположенного между ними, который в приближении слабого двулучепреломления будет

вносить термонаведенные поляризационные искажения в проходящее излучения полностью идентичные искажениям, вносимым одиночным ОЭ из любого другого наперед заданного кубического монокристалла в ориентации [001]. При этом поперечные распределения направлений возникающих термонаведенных собственных поляризаций, разность фаз между ними и их изменение при вращении элемента вокруг оси распространения пучка будут максимально близки. Знаком разности фаз можно управлять, что позволяет изготавливать композитный элемент для компенсации термонаведенных поляризационных искажений. Проведен модельный эксперимент и показано, что термонаведенные поляризационные искажения тестового композитного элемента, состоящего из двух монокристаллов с положительным параметром пьезооптической анизотропии, разделенных 90-градусным кристаллическим кварцевым вращателем поляризации, ведут себя идентично термонаведенным поляризационным искажениям в одиночном оптическом элементе, изготовленном из монокристалла с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии с прогнозируемым значением. Этот факт может быть использован для создания поглощающих оптических элементов для компенсации термонаведенной деполяризации в оптических элементах мощных лазеров.

- Точно решена задача об оптимальной ориентации монокристаллического элемента из произвольного магнитооптического материала с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии, в которой минимизируется значение термонаведенной деполяризации. Проведен анализ влияния величины циркулярного двулучепреломления на положение оптимальной ориентации и на величину термонаведенной деполяризации. Показано, что в материалах с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии при наличии в них циркулярного двулучепреломления существует критическая ориентация [C], направление которой зависит от величины параметра пьезооптической анизотропии материала и не зависит от величины циркулярного двулучепреломления. Выбором ориентации [C] можно существенно уменьшить вносимые оптическим элементом в проходящее излучение термонаведенные поляризационные искажения, связанные с фотоупругим эффектом, при этом зависимость термонаведенной деполяризации обусловленной фотоупругим эффектом от мощности лазерного излучения меняется с $\sim P^2_{laser}$ на $\sim P^4_{laser}$. Получены аналитические выражения для величины термонаведенной деполяризации в магнитооптическом элементе в ориентации [C]. Показано, что при использовании магнитоактивных материалов с $\xi<0$ выбором ориентации кристаллографических осей можно существенно уменьшить вклад в термонаведенную деполяризацию от линейного двулучепреломления, кардинально не

увеличивая потери на прямом проходе, что позволяет существенно улучшить характеристики традиционных фарадеевских устройств в лазерном излучении высокой мощности.

- Точно решена задача об оптимальной ориентации монокристаллического элемента из произвольного материала в которой минимизируется астигматизм фазовых искажений как при наличии циркулярного двулучепреломления, так и при его отсутствии. Проведен анализ аналитических выражений для тепловых фазовых искажений излучения, возникающих при прохождении термонагруженного монокристаллического оптического элемента с произвольным направлением кристаллографических осей и произвольной величиной циркулярного двулучепреломления. Показано, что существуют оптимальные ориентации кристаллографических осей, при которых астигматизм тепловой линзы минимален. Направления этих ориентаций определяются параметром пьезооптической анизотропии ξ используемого материала и величиной циркулярного двулучепреломления δ_c, а величина астигматизма прямо пропорциональна мощности тепловыделения. Введена ориентация кристаллографических осей [P] и показано, что в материалах с $\xi < 0.04$ выбором этой ориентации можно полностью устранить астигматизм тепловой линзы при произвольной величине δ_c. В общем случае имеется бесконечное число ориентаций [P], при которых астигматизм тепловой линзы отсутствует. Найдена аналитическая связь между углами Эйлера (α, β и Ф), определяющими ориентации [P]. Выбор оптимальной ориентации кристаллических оптических элементов лазерных систем позволит уменьшить фазовые аберрации, повысить качество генерируемого лазерного излучения, повысить эффективность и максимальную мощность при генерации одномодового излучения.
- Предложен и реализован способ определения параметра пьезооптической анизотропии ξ и знака термооптической характеристики Q по измерению астигматизма фазовых искажений в монокристаллическом элементе. Аналитически показано и экспериментально подтверждено, что по измерению амплитуды астигматизма в кристалле с ориентацией [001] в двух положениях можно определить значением параметра пьезооптической анизотропии материала ξ, как величину, так из ее знак, а так же определить знак термооптической характеристики Q. Значение параметра ξ и знак Q имеют принципиальное значение при использовании схем ослабления и компенсации термонаведенных искажений излучения вызванных термонаведенным линейным двулучепреломлением.
- Предложены схемы изолятора Фарадея с ослаблением и компенсацией термонаведенного двулучепреломления при использовании магнитооптических элементов

из монокристаллического материала с параметром пьезооптической анизотропии меньше нуля, вырезанных в критической ориентации [C]. Анализ показал, что для двух монокристаллических МОЭ с ориентацией [C], изготовленных из разных материалов, может быть скомпенсирован только член, квадратично зависящий от мощности лазерного излучения, при этом наличие кварцевого вращателя не влияет на эффективность компенсации. Компенсация более высокого порядка возможна только в случае, когда магнитооптические элементы изготовлены из одного и того же материала. Определены значения углов поворота магнитооптических элементов и значения угла поворота плоскости поляризации в кварцевом вращателе для реализации эффективной компенсации и показано, что они не зависят от используемого материала. Использование предложенной схемы с компенсацией позволяет дополнительно уменьшить термонаведенную деполяризацию от линейного двулучепреломления и создавать изоляторы Фарадея для излучения с мультикиловаттной мощностью.

- Предложена и реализована схема изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенного двулучепреломления методом противовращения. Показано, что при использовании монокристаллов в ориентации [001] компенсация в предложенной схеме возможна для материалов с $\xi \leq 0.04$ или $\xi \geq 25.27$. Получены аналитические выражения для термонаведенной деполяризации в предложенной схеме изолятора Фарадея. Схема с противовращением на основе кристалла тербий скандий алюминиевого граната (TSAG) позволяет снизить уровень термонаведенной деполяризации примерно в 10 раз, по сравнению с традиционной схемой. Реализованный изолятор Фарадея на основе кристалла TSAG обеспечивал степень изоляции 35.7 дБ при средней мощности лазерного излучения 1440 Вт. Предложенная схема позволяет относительно легко увеличивать степень изоляции при высокой средней мощности изоляторов Фарадея с МОЭ из монокристаллического материала с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии, вырезанным в ориентации отличной от [111] и [C].
- Предложена схема изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации, вызванной неоднородным по сечению фарадеевским вращением поляризации излучения из-за температурной зависимости постоянной Верде. Показано, что частично компенсировать вклад в термонаведенную деполяризацию от зависимости постоянной Верде от температуры можно только при использовании материалов с различающимися свойствами. При этом углы фарадеевского вращения (≡длины магнитооптических элементов) определяются только соотношением констант используемых материалов. Наибольшая эффективность компенсации наблюдается, когда

магнитооптические элементы выполнены из одного и того же материала, но имеют отличающиеся свойства (например, разные коэффициенты поглощения α_{01} и α_{02}). Эффективность схемы ИФ при изготовлении магнитооптических элементов из одинакового материала с разными коэффициентами поглощения возрастает с ростом отношения α_{02}/α_{01}. Анализ показал, что величина P_{max} ИФ с предложенной схемой компенсации деполяризации на основе криогенно охлаждаемого кристаллов TGG с α_{02}/α_{01}=10 увеличивается в 13.3 раз до величины 35 кВт, а на основе кристаллов EuF_2 в 2.4 раза (вместо 1 и 1.3 раза соответственно для схемы компенсации при использовании МОЭ вырезанных в ориентациях [001] и [C]) до величины 200 Вт по сравнению с традиционным ИФ. Одновременная компенсация деполяризации от неоднородного фарадеевского вращения и от линейного двулучепреломления в общем случае невозможна, поэтому необходим критерий выбора какую из оптических схем ИФ использовать.

- Предложен критерий выбора конкретной оптической схемы компенсации термонаведенных поляризационных искажений в изоляторе Фарадея, для достижения большей степени изоляции при высокой средней мощности лазерного излучения. За основу был взят ранее использованный критерий равенства вкладов в деполяризацию от линейного термонаведенного двулучепреломления и от неоднородного по сечению фарадеевского вращения из-за зависимости постоянной Верде от температуры, который был обобщен на случай магнитооптических материалов с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии и введен коэффициент, определяющийся материальными константами конкретного материала, параметрами излучения и величиной доступного магнитного поля. При значениях этого коэффициента меньше или больше единицы выбирается оптическая схема ИФ с компенсации вклада от термонаведенного линейного двулучепреломления или от неоднородного по сечению фарадеевского вращения из-за зависимости постоянной Верде от температуры соответственно.
- Предложена схема полной компенсации термонаведенной деполяризации в системе двух оптических элементов, изготовленных из разных материалов. Этот метод может быть полезным инструментом для разработки лазеров с высокой средней мощностью. Использование различных материалов может дать дополнительное преимущество, например, частичную компенсацию тепловой линзы, которая является другим паразитным тепловым эффектом, или в случае АЭ дополнительное увеличение ширины полосы усиления, тем самым позволяя генерировать или усиливать более короткие импульсы. На основе эффекта компенсации термонаведенной деполяризации

излучения в системе двух оптических элементов, изготовленных из разных материалов предложена и реализована простая методика определения знака термооптической характеристики Q материала.

- Исследованы магнитооптические и термооптические свойства ряда новых перспективных стеклянных, монокристаллических и керамических материалов. Исследованы свойства первых образцов полуторнооксидной керамики ряда редкоземельных элементов (Tb_2O_3, Dy_2O_3, Ho_2O_3, Er_2O_3, Yb_2O_3) и керамики TAG. Исследованы магнитооптические и термооптические свойства образцов высокочистых образцов теллуритных и халькогенидных стекол для создания волоконных и традиционных изоляторов Фарадея. Исследованы магнитооптические и термооптические свойства высокочистого монокристаллического кремния для создания изоляторов Фарадея для мощного лазерного излучения коротковолнового инфракрасного спектрального диапазона и применения в следующем поколении детекторов гравитационных волн. Для каждого материала определена область возможного применения и перспективность его использования. На основе данных материалов реализованы и исследованы изоляторы Фарадея.
- Продемонстрировано преимущество магнитооптических материалов с нулевым или близким к нулю коэффициентом теплового расширения для изготовления МОЭ изоляторов Фарадея, работающих в излучении лазеров с высокой средней мощностью. Произведены первые исследования магнитооптических и термооптических свойств прозрачного кристалла $Zn_4B_6O_{13}$ с близким к нулю коэффициентом теплового расширения.

Положения, выносимые на защиту

1. В кубических кристаллах с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии $\xi<0$ при наличии циркулярного двулучепреломления наилучшая ориентация, в которой наблюдается минимум термонаведенной деполяризации, зависит от величины ξ.
2. В кубических кристаллах с параметром пьезооптической анизотропии $\xi<0.04$ выбором ориентации можно устранить астигматизм термонаведенных фазовых искажений линейно поляризованного излучения.
3. Для кристаллов с $\xi<0$ существуют ориентации, в которых поворотом плоскости поляризации падающего линейно поляризованного излучения можно либо устранить

астигматизм термонаведенных фазовых искажений, либо минимизировать термонаведенную деполяризацию.

4. Вклад в термонаведенную деполяризацию от неоднородного вращения поляризации из-за температурной зависимости постоянной Верде в изоляторе Фарадея может быть скомпенсирован путем использования двух магнитооптических элементов с разными коэффициентами поглощения, находящихся в противоположно направленном магнитном поле и разделенных кварцевым вращателем.
5. Измерение астигматизма термонаведенных фазовых искажений линейно поляризованного излучения в кубическом кристалле с ориентацией [001] при двух углах между направлением поляризации излучения и одной из кристаллографических осей позволяет однозначно определить абсолютную величину и знак параметра пьезооптической анизотропии.
6. В монокристаллах с ориентацией [001] с параметром пьезооптической анизотропии по абсолютной величине много большей или много меньшей единицы при возникновении циркулярного двулучепреломления минимальная термонаведенная деполяризация меняет свою зависимость от средней лазерной мощности с $\sim P^2$ на $\sim P^4$.
7. Малый коэффициент теплового расширения и независимость величины постоянной Верде от температуры кристалла $Zn_4B_6O_{13}$ позволяют существенно ослабить термонаведенные поляризационные искажения излучения и использовать кристалл для создания изоляторов Фарадея УФ диапазона, работающих в излучении с высокой средней мощностью.
8. Кристалл высокочистого монокристаллического кремния обладает отрицательным параметром пьезооптической анизотропии и позволяет создавать фарадеевские вращатели ближнего ИК диапазона, работающие при средней мощности излучения в несколько кВт.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка цитируемой литературы, включающего и работы автора, и списка физических величин и сокращений, используемых в настоящей работе. Общий объем диссертации составляет 276 страницы, включая 77 рисунков и 9 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 456 источников.

Краткое содержание диссертационной работы

Работа состоит из введения, четырех глав и заключения.

Во введении обосновывается актуальность темы диссертационной работы, формулируются цель и задачи исследования. Отмечается научная новизна, практическая значимость работы и обосновывается достоверность полученных данных. Приводятся основные положения, выносимые на защиту; перечень научных публикаций по теме диссертации; сведения об апробации работы, личном вкладе автора, структуре и объеме диссертации.

Первая глава посвящена теоретическому описанию тепловых эффектов в системе оптических элементов. В ней получены необходимые аналитические формулы для описания термонаведенной деполяризации и тепловой линзы в ОЭ из монокристаллического материала с кубической симметрией $432, \bar{4}3m$ и $m3m$ и произвольным направлением кристаллографических осей в приближении аксиальной симметрии как геометрии оптического элемента, так и источников тепловыделения и проходящего излучения в стационарном случае. Рассмотрены частные случаи ориентаций кристаллографических осей монокристаллического ОЭ, случай ОЭ изготовленного из стекла или из керамики.

В разделе 1.1 рассмотрен случай одного оптического элемента. Получены точные выражения для реальной и мнимых частей элементов матрицы Джонса T_{21}, T_{11} и их первых производных, необходимых для получения аналитических выражений термонаведенной деполяризации и тепловой линзы. Получены приближенные аналитические выражения для термонаведенной деполяризации с точностью до членов $\sim(O)p^5$, и для тепловой линзы линейно поляризованного излучения, с точностью до членов $\sim(O)p^2$ (p – нормированная мощность тепловыделения, является малым параметром). Термонаведенные фазовые искажения представлены в виде суммы двух слагаемых – без астигматизма (не зависящей от полярного угла) и астигматическая часть. Описан предложенный ранее в рамках кандидатской диссертации автора метод определения параметра пьезооптической анизотропии в кубическом монокристалле в ориентации [001] по измерениям термонаведенной деполяризации, используемый в дальнейшем для исследования новых кристаллических материалов.

В разделе 1.2 рассмотрен случай двух оптических элементов из разных материалов с произвольным циркулярным двулучепреломлением разделенных взаимным поляризационным вращателем. Аналогично получены точные выражения для реальной и мнимых частей элемента матрицы Джонса T_{21} и его первых производных, необходимых

для получения аналитических выражений для термонаведенной деполяризации. Рассмотрен случай отсутствия циркулярного двулучепреломления и показано, что термонаведенная деполяризация в одиночном кристаллическом элементе из одного материала может быть полностью идентична термонаведенной деполяризации в композитном оптическом элементе, состоящем из двух кристаллических элементов из другого материала, разделенных кварцевым вращателем поляризации. Проведена верификация на примере композитного элемента из двух монокристаллов TGG и 90^0 кварцевого вращателя поляризации.

В разделе 1.3 рассмотрен случай произвольного числа оптических элементов с циркулярным двулучепреломлением, разделенных кварцевыми вращателями поляризации. Получено приближенное аналитическое выражение для термонаведенной деполяризации с точностью до членов $\sim(O)p^3$. Описан метод получения общих выражений для реальной и мнимых частей элемента матрицы Джонса T_{21} для N оптических элементов.

Вторая глава посвящена особенностям термонаведенных эффектов в одиночном оптическом элементе, связанных с параметрами используемого материала, и использованию этих особенностей для ослабления возникающих тепловых эффектов.

В раздел 2.1 Проведен анализ зависимости термонаведенной деполяризации от ориентации кристаллографических осей в материалах с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии. Аналитически точно решена задача об поиске оптимальной ориентации, минимизирующей поляризационные искажения и астигматизм фазовых искажений в кристаллическом оптическом элементе с циркулярным двулучепреломлением. Показано, что в материалах с параметром пьезооптической анизотропии $\xi<0$ при наличии циркулярного двулучепреломления выбором критической ориентации кристаллографических осей можно сделать величину наклона собственных поляризаций Ψ не зависящей от поперечных координат и равной любой наперед заданной константе, и, как следствие, существенно ослабить вклад в термонаведенную деполяризации от фотоупругого эффекта. Это приводит к существенному уменьшению величины термонаведенной деполяризации, как минимум эквивалентному использованию ранее предложенных схем изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации. Данная критическая ориентация с точностью до третьего угла Эйлера Ф, отвечающего за поворот ОЭ, совпадает с ранее введенной ориентацией [С]. Найдены направления кристаллографических осей [Р], при которых астигматизм термонаведенных

фазовых искажений отсутствует. Показано, что таких направлений бесконечное множество и это множество содержит критическую ориентацию с точностью до угла Ф и ей эквивалентные. Показано, что ориентации, при которых ослабляются поляризационных искажения, и ориентации, при которой отсутствует астигматизм фазовых искажений, отличаются значениями угла Ф и попасть в них одновременно невозможно. Предложен метод измерения параметра пьезооптической анизотропии ξ и знака термооптической характеристики Q кристаллического материала по измерению астигматизма термонаведенных фазовых искажений в монокристалле с ориентацией [001].

В разделе 2.2 рассмотрены особенности термонаведенной деполяризации в материалах с большой абсолютной величиной параметра пьезооптической анизотропии ξ. Получены аналитические выражения и объяснено увеличение термонаведенной деполяризации при внесении материала в магнитное поле и возникновении в нем циркулярного двулучепреломления. Из-за большой абсолютной величины параметра ξ существенным становятся слагаемые более высокого порядка $\sim p^3\xi^2$ и $\sim p^4\xi^4$, которые из-за большого значения ξ существенно превосходят слагаемое $\sim p^2$. На примере монокристалла TSAG с параметром ξ=-101, показано хорошее согласие полученных выражений и экспериментально измеренных зависимостей термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения. Предложен способ оценки уровня термонаведенной деполяризации в материалах с большим по абсолютной величине параметром пьезооптической анизотропии. Это позволяет корректно оценивать величину P_{max} ИФ по измерениям термонаведенной деполяризации в тестовом элементе из нового магнитооптического материала.

В разделе 2.3 на примере прозрачной керамики $Tb_2Ti_2O_7$ рассмотрены особенности материалов с малым значением термооптической характеристики Q или Q_{eff} (в случае керамического материала). Малая величина термооптической характеристики Q приводит к большому по величине коэффициенту пропорциональности между нормированной мощностью тепловыделения p и лазерной мощностью P_{laser} и как следствие большой величине P_{max} оптического изолятора. Исследованы магнитооптические и термооптические свойства керамики $Tb_2Ti_2O_7$. Показано, что магнитооптические материалы с малой величиной Q перспективны для изоляторов Фарадея, работающих в лазерном излучении с высокой средней мощностью, а поиск таких материалов очень актуален.

В разделе 2.4 рассмотрены особенности использования материалов с нулевым или близким к нулю коэффициентом линейного расширения в качестве магнитооптических.

Исследованы магнитооптические и термооптические свойства оптически прозрачного материала с близким к нулю коэффициентом линейного расширения на примере кристалла $Zn_4B_6O_{13}$. Изотропный малый коэффициент теплового расширения значительно подавляет термонаведенную деполяризацию, связанную с термонаведенным линейным двулучепреломлением, вызванным фотоупругим эффектом. Диамагнитная природа материала обеспечивает отсутствие термонаведенной деполяризации, связанной с температурной зависимостью константы Верде. Результаты показывают, что кристалл $Zn_4B_6O_{13}$ прозрачен и обладает высоким значением постоянной Верде в диапазоне длин волн 248–350 нм и может использоваться в качестве магнитооптического материала для оптического изолятора для лазеров высокой средней мощности в этом спектральном диапазоне. Материалы с малым коэффициентом линейного расширения не уникальны и исследование их магнитооптических свойств очень актуальная задача.

Глава 3 посвящена особенностям компенсации тепловых эффектов, связанных с материальными параметрами.

В разделе 3.1 предложена схема изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации, вызванной термонаведенным линейным двулучепреломлением, методом противовращения. Показано, что в традиционном ИФ с МОЭ изготовленным из кубического монокристалла с $\xi \leq 0.04$ (или $\xi \geq 25.27$) и вырезанных в ориентации [001] можно увеличить величину P_{max} разделив МОЭ на две части и свернув их в разные стороны на соответствующий угол χ, величина которого определяется параметром пьезооптической анизотропии материала ξ. Получены аналитические формулы для термонаведенной деполяризации в случае использования данной схемы ИФ. На примере трех монокристаллов с $\xi < 0$ (TSAG, фторид натрия тербия NTF, фторид калия тербия KTF) поведен анализ эффективности компенсации деполяризации в предложенной схеме ИФ. На примере монокристалла TSAG верифицирована работоспособность предложенной схемы.

В разделе 3.2 предложена схема ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации, вызванной термонаведенным линейным двулучепреломлением, при использовании монокристаллических МОЭ в ориентации [C]. Показано, что для двух монокристаллических МОЭ с ориентацией [C], изготовленных из разных материалов, может быть скомпенсирована только часть деполяризации, квадратично зависящая от мощности лазерного излучения, при этом наличие кварцевого вращателя не влияет на уровень деполяризации. Компенсация членов более высокого порядка в разложении

термонаведенной деполяризации по малому параметру p возможна только в случае МОЭ изготовленных из одного материала, при этом углы поворота обоих МОЭ относительно направления поляризации падающего излучения должны быть одинаковыми. При этом значения угла поворота МОЭов и угла поворота плоскости поляризации в кварцевом вращателе не зависят от используемого материала МОЭ. Полученные условия на кварцевый вращатель и положения МОЭ не совпадают с аналогичными для ранее предложенных в литературе схем ИФ с компенсацией, а эффективность компенсации в данной схеме существенно их превосходит. Получены аналитические формулы для термонаведенной деполяризации в случае использования данной схемы ИФ. На примере трех монокристаллов с $\xi < 0$ (TSAG, KTF, EuF_2) поведен анализ эффективности предложенной схемы компенсации.

В разделе 3.3 предложена и исследована схема ИФ с компенсацией деполяризации, вызванной неоднородным фарадеевским вращением из-за градиента температуры и температурной зависимости постоянной Верде. Для ее реализации необходимо чтобы направление вращения поляризации в МОЭ было противоположно, и они были выполнены из материалов с отличающимися параметрами. Получены аналитические формулы для термонаведенной деполяризации в случае использования данной схемы ИФ. На примере двух монокристаллов: криогенно охлажденного кристалла TGG, и кристалла EuF_2 с $\xi < 0$ в ориентации [C] проведен анализ эффективности использования предложенной схемы ИФ. Показано, что одновременная компенсация деполяризации от неоднородного фарадеевского вращения и от линейного двулучепреломления в общем случае невозможна и необходимо выбирать оптическую схему ИФ с компенсацией либо одного, либо другого вклада.

В разделе 3.4 введен коэффициент для определения какая из оптических схем ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации предпочтительнее для конкретного магнитооптического материала для достижения большей степени изоляции при высокой средней мощности лазерного излучения и насколько эффективным будет использование критической ориентации в материалах с $\xi<0$. Данный коэффициент рассчитан для ряда магнитооптических материалов.

В разделе 3.5 предложен и верифицирован метод компенсации термонаведенной деполяризации в отсутствии циркулярного двулучепреломления при использовании двух ОЭ из отличающихся материалов. Показано, что при использовании двух ОЭ, изготовленных из стекла, керамики или монокристалла в ориентации [111] подбором длины элементов термонаведенную деполяризацию можно скомпенсировать полностью.

В случае противоположности знаков Q компенсация будет наблюдаться без использования кварцевого вращателя между ними. Предложен метод определения знака термооптической характеристики Q материала по наличию или отсутствию компенсации термонаведенной деполяризации.

Глава 4 посвящена исследованию свойств материалов для применения их в устройствах, работающих на основе эффекта Фарадея.

В разделе 4.1 проведен анализ критериев выбора магнитооптического материала для изоляторов Фарадея в зависимости от параметров лазерного излучения. Описаны преимущества и недостатки разных видов магнитооптических материалов. Выделены основные материальные параметры важные для реализации ИФ, обеспечивающего высокую степень изоляции при высокой средней мощности лазерного излучения.

В разделе 4.2 исследованы оптические и магнитооптические свойства керамик полуторных оксидов редкоземельных элементов (Tb_2O_3, Dy_2O_3, Ho_2O_3, Er_2O_3, Yb_2O_3,). Определены области применимости, преимущества и недостатки исследуемых полуторных оксидов, и их перспективность использования в качестве материалов для ИФ, работающих в лазерном излучении с высокой средней мощностью в различных спектральных диапазонах. На керамике Tb_2O_3, обладающей в 3 раза большей постоянной Верде, чем в кристалле TGG, реализован традиционный ИФ и исследованы его характеристики в мощном лазерном излучении на длине волны 1.07 мкм. Так же в разделе сделан обзор работ по созданию и исследованию данных материалов, опубликованных на момент написания диссертации.

В разделе 4.3 исследованы оптические, магнитооптические и термооптические свойства керамики TAG, изготовленной группой профессора Jiang Li (SIC CAS, Китай). Измерены зависимости спектра пропускания от длины волны, постоянной Верде от длины волны и термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения. Керамика TAG продемонстрировала более чем на 30% большее значение постоянной Верде, чем широко используемый монокристалл TGG. Показано существенное влияние условий спекания и контроля стехиометрии спекаемых керамик на их оптические и термооптические свойства. Продемонстрирована перспективность данного материала для создания мощных изоляторов Фарадея.

В разделе 4.4 исследованы магнитооптические и термооптические свойства высокочистого монокристаллического кремния. Измерено значение параметра пьезооптической анизотропии, а так де зависимости постоянной Верде от температуры и

длины волны. Материал продемонстрировал отрицательное значение параметра пьезооптической анизотропии и независимость постоянной Верде от температуры. Реализованы традиционный ИФ и ИФ с компенсацией деполяризации методом противовращения для лазерного излучения на длине волны 1940 нм и исследованы их степени изоляции в зависимости от мощности лазерного излучения. Отрицательность параметра ξ, позволяет реализовать новые, предложенные в диссертационной работе, схемы ИФ. Произведено численное моделирование зависимости термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения для новых схем ИФ. Показано, что использование высокочистого монокристаллического кремния в качестве магнитооптического материала для ИФ и криогенных ИФ, работающих в условиях мощного лазерного излучения в диапазоне 2 мкм, в том числе в детекторах гравитационных волн нового поколения, имеет очень высокий потенциал.

В разделе 4.5 исследованы магнитооптические свойства высокочистых теллуритных и халькогенидных стекол разных составов. Показано, что стекло состава $Ge_{10}Sb_6As_{22}S_{62}$ обладает малым поглощением, достаточно высоким значением постоянной Верде в области 2 мкм, относительно малым значением термооптической характеристики Q. Показано, что на основе исследуемого образца стекла можно реализовать ИФ для излучения с длиной волны 1.94 мкм с P_{max} более 300 Вт.

В разделе 4.6 исследована возможность увеличить значение постоянной Верде парамагнитного материала путем его легирования редкоземельными элементами. Показано, что легирование может улучшить спекаемость керамического материала и повысить температуру полиморфных переходов (при их наличии), однако, может существенно снизить коэффициент теплопроводности, увеличить коэффициент поглощения и при исследованных концентрациях практически не влияет на величину постоянной Верде. Показано, что наличие исследованных примесей в керамических материалах только увеличивает термонаведенную деполяризацию, что негативно скажется на характеристиках фарадеевских устройств на базе этих материалов при их работе в мощном лазерном излучении.

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов подтверждается их соответствием предварительным теоретическим оценкам, предсказанным теоретическим зависимостям, полученным в более ранних работах результатам, соответствием с данными, полученными

экспериментально и реализованными работоспособными прототипами оптических устройств.

Апробация результатов и публикации

Настоящая диссертационная работа является итогом исследований, проведенных автором в Институте прикладной физики РАН в 2015-2025 гг. У автора имеется 73 статьи в рецензируемых журналах и 66 тезисов конференций из них по теме диссертации 30 статей в отечественных и в иностранных рецензируемых журналах [172-201], а также 26 тезисов в сборниках трудов всероссийских и международных конференций. Результаты, вошедшие в диссертационную работу, докладывались и обсуждались на семинарах отдела 350 и отделения нелинейной динамики и оптики ИПФ РАН, а также представлялись автором на следующих всероссийских и международных конференциях:

1) Topical problems of nonlinear wave physics, 2017 (Moscow - St.-Petersburg, Russia)
2) Advanced Solid-State Lasers 2017 (Nagoya, Japan), 2024 (Osaka, Japan)
3) Ceramics Symposium 2016 (Saint-Louis, France), 2017 (Fryazino, Russia), 2018 (Okazaki, Japan), 2019 (Zacopane, Poland)
4) International Conference on Laser Optics, 2018 (St. Petersburg, Russia), 2020 (St. Petersburg, Russia), 2022 (St. Petersburg, Russia), 2024 (St. Petersburg, Russia)
5) High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions Congress 2022 (Budapest, Hungary)
6) Международная конференция «Прикладная оптика», 2022 (Санкт-Петербург, Россия)

Личный вклад автора

Основные результаты диссертационной работы были получены либо автором лично, либо при его непосредственном участии или под его руководством. Автору принадлежит определяющий вклад в концептуализацию и постановку всех задач диссертационной работы, выбор методов исследования, способов измерения, а также взаимодействие с соавторами и поиск производителей новых перспективных материалов. В основу теоретических исследований автора легли работы Е.А. Хазанова по расчету термонаведенных искажений излучения в оптических элементах при наличии в них циркулярного двулучепреломления, основанные на методе матриц Джонса и результаты, полученные в рамках кандидатской диссертации автора. Все аналитические и численные расчеты в работе выполнены автором, кроме результатов в разделе 2.1.2.1, которые были получены А.И. Яковлевым под руководством автора. Все результаты экспериментального

исследования оптических, магнитооптических и термооптических свойств материалов, получены лично автором за исключением результатов экспериментального исследования астигматизма фазовых искажений (раздел 2.1.2.2), исследования магнитооптических и термооптических свойств образцов теллуритных стекол из раздела 4.4, образцов керамики TAG легированных редкоземельными металлами из раздела 4.5, образцов керамики Er_2O_3 из раздела 4.2.4, которые были получены А.И. Яковлевым под руководством автора и результатов экспериментального исследования схемы ИФ с противовращением на базе монокристалла TSAG из раздела 3.1, которые были получены А.В. Старобором.

В процессе выполнения данной работы под научным руководством автора защищена диссертации на соискание степени кандидата физико-математических наук Яковлевым А.И. «Влияние параметра оптической анизотропии на особенности термонаведенных эффектов в кубических кристаллах с учетом циркулярного двулучепреломления» в 2020 году по специальности 01.04.21 – лазерная физика.

Благодарности

Автор благодарен семье, близким, друзьям и коллегам за поддержку и терпение. Глубокую благодарность автор выражает своим соавторам С.С. Балабанову, Д.А. Пермину и Jiang Li за многолетнее плодотворное сотрудничество и изготовление большинства исследованных керамических материалов. Автор считает своим долгом выразить благодарность Ryo Yasuhara (за возможность исследовать образцы монокристалла TSAG японского производства), В.В. Дорофееву (за предоставление образцов теллуритного стекла), Р.Д. Благину, Е.В. Караксиной и В.С. Ширяеву (за предоставление образцов халькогенидного стекла), Xingxing Jiang и Zheshuai Lin (за предоставление образца кристалла $Zn_4B_6O_{13}$). Также автору хотелось бы с благодарностью отметить вклад людей, без которых получить результаты было бы очень сложно: Л.А. Орловский (сборка магнитных систем, инженерное сопровождение), С.В. Луконькин и А.В. Серов (электротехническое оснащение экспериментальных установок), П.А. Юнин (определение кристаллографических направлений в кристаллах). Отдельно выразить благодарность «бывшему студенту» А.И. Яковлеву за самозабвенный труд и за привердженность неукротимому духу научного поиска. А также коллегам и соавторам А.В. Старобору, Е.А. Миронову и О.В. Палашову за обсуждение и конструктивную критику рассмотренных в диссертации вопросов. Автор выражает отдельную благодарность А.Н. Степанову за внимательное прочтение рукописи диссертации, важние замечания и полезные

рекомендации и Е.А. Хазанову за внимание к работе и плодотворные обсуждения результатов.

1 ГЛАВА. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ САМОНАВЕДЕННЫХ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ В СИСТЕМЕ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Для описания термонаведенных искажений поляризации и фазы излучения удобно использовать формализм матриц Джонса [202-206]. Монохроматичная однородная плоская волна с произвольной поляризацией может быть однозначно представлена вектором Джонса $\mathbf{E}_{in}$, а любой оптический элемент может быть описан своей матрицей Джонса $\mathbf{M}$ и на выходе системы из N оптических элементов вектор Джонса $\mathbf{E}_{out}$ определяется согласно выражению:

$$\mathbf{E}_{out} = \mathbf{J}\cdot\mathbf{E}_{in} = \mathbf{R}\left(-\sum_{i=1}^{N}\frac{\delta_{c0\,i}}{2}\right)\mathbf{M}_N\mathbf{M}_{N-1}...\mathbf{M}_2\mathbf{M}_1\mathbf{E}_{in} \tag{1}$$

Матрица Джонса $\mathbf{M}$ для оптического элемента, обладающего одновременно циркулярным и линейным двулучепреломлением, при отсутствии диссипации и усиления определяется выражением [207, 208]:

$$\mathbf{M} = \exp(i\psi)\mathbf{P} = \exp(i\psi)\begin{pmatrix} \cos\frac{\delta}{2} - i\frac{\delta_l}{\delta}\sin\frac{\delta}{2}\cos 2\Psi & \left(-\frac{\delta_c}{\delta} - i\frac{\delta_l}{\delta}\sin 2\Psi\right)\sin\frac{\delta}{2} \\ \left(\frac{\delta_c}{\delta} - i\frac{\delta_l}{\delta}\sin 2\Psi\right)\sin\frac{\delta}{2} & \cos\frac{\delta}{2} + i\frac{\delta_l}{\delta}\sin\frac{\delta}{2}\cos 2\Psi \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где

$$\delta^2 = \delta_l^2 + \delta_c^2, \tag{3}$$

$$\begin{aligned} \psi &= k\int_0^L n_\Sigma dz = \frac{\delta_{e1}+\delta_{e2}}{2}, \\ \delta_l &= k\int_0^L n_\Delta dz = \delta_{e1} - \delta_{e2}. \end{aligned} \tag{4}$$

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \tag{5}$$

Здесь $\delta_{e1,2}$ – набеги фаз собственных поляризаций при линейном двулучепреломлении при отсутствии циркулярного; δ_l – разность фаз собственных поляризаций при линейном двулучепреломлении; Ψ – угол наклона собственной поляризации относительно декартовой лабораторной оси x; ψ – средняя между двумя собственными поляризациями фаза; $k=2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны излучения; L – длина элемента, в общем случае может зависеть от поперечных координат (r, φ); δ_c – разность фаз двух

циркулярных поляризаций при отсутствии линейного двулучепреломления. Матрица **R** – матрица поворота на произвольный угол θ. Так как из-за тепловых эффектов δ_c может зависеть от температуры, то обозначим δ_{c0} разность фаз двух циркулярных поляризаций при отсутствии тепловыделения и градиента температуры, тогда угол поворота плоскости поляризации при фарадеевском вращении равен $\theta_F=\delta_{c0}/2$. n_Σ и n_Δ – средний и разностный коэффициенты показателя преломления.

Таким образом, зная величины δ_{e1}, δ_{e2}, δ_c и $\mathbf{E}_{\text{in}}$ используя выражения (1)-(5) можно однозначно определить вектор Джонса поля на выходе среды $\mathbf{E}_{\text{out}}$. Матрица Джонса среды при отсутствии циркулярного двулучепреломления (фарадеевское вращение или оптическая активность) получается из выражения (2) при подстановке $\delta_c=0$. Матрица Джонса среды при отсутствии линейного двулучепреломления (например кварцевого вращателя поляризации) получается из выражения (2) при подстановке $\delta_l=0$, которая сводится к матрице поворота **R** на угол $\delta_c/2$. Поэтому рассмотрение тепловых эффектов в среде с одновременно циркулярным и линейным двулучепреломлением является более общей задачей, позволяющей получить универсальные выражения, с большим кругом практических применений. Выражение (1) может быть переписано в виде

$$\mathbf{E}_{out}=\exp\left(i\sum_{n=1}^{N}\psi_n\right)\cdot\mathbf{T}\cdot\mathbf{E}_{in}=\exp\left(i\sum_{n=1}^{N}\psi_n\right)\mathbf{R}\left(-\sum_{n=1}^{N}\frac{\delta_{c0\,n}}{2}\right)\mathbf{P}_N\mathbf{P}_{N-1}...\mathbf{P}_2\mathbf{P}_1\mathbf{E}_{in}, \qquad (6)$$

откуда видно, что задачи поиска среднего между двумя собственными поляризациями набега фазы и состояния поляризации излучения на выходе могут быть разделены. При падении на данную систему оптических элементов линейно поляризованного излучения в отсутствии тепловых эффектов на выходе поляризация поля будет повернута в каждой точке поперечного сечения на угол $\theta=\sum_{i=1}^{N}\frac{\delta_{c0\,i}}{2}$ относительно начального. Пусть направление поляризации падающего излучения совпадает с направлением оси x, тогда последним умножением на матрицу поворота **R**(-θ), в отсутствие тепловых эффектов возвращаем поляризацию в исходное состояние. Это позволяет записать интенсивность деполяризованной компоненты поля следующим образом:

$$\begin{aligned} I_d &= \Gamma\cdot I(u)=\Gamma\cdot I_0\cdot F_h(u)\\ \Gamma &= |T_{21}|^2=\left[\mathrm{Re}^2(T_{21})+\mathrm{Im}^2(T_{21})\right], \qquad (7)\\ F_h(u) &= \frac{I(u)}{I_0}=\frac{I(u)}{\int_0^\rho I(u)\,du} \end{aligned}$$

Где Γ – локальная степень деполяризации, F_h – нормированная поперечная форма излучения, $I(u) = I_0 F_h(u)$ – интенсивность падающего излучения, $u = (r / r_h)^2$, $\rho = (R_0 / r_h)^2$, r – полярный радиус, r_h – характерный радиус источника тепловыделения, R_0 – радиус ОЭ. Таким образом, зная элемент T_{21} матрицы Джонса рассматриваемой системы, можно определить распределение локальной деполяризации излучения. Проинтегрировав по поперечному сечению, получим выражение для интегральной степени деполяризации

$$\gamma = \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho} I_d(u)\, du}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho} I(u)\, du} = \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho} \Gamma \cdot I(u)\, du}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho} I(u)\, du}. \quad (8)$$

Здесь и далее мы будем говорить о термонаведенной деполяризации излучения в изотропных оптических материалах, таких как стекло, кубические монокристаллы и керамики, сделанные из кубических монокристаллов с симметрией кристаллической решетки 432, $\bar{4}$3m и m3m. Теплопроводность и упругие свойства материалов будет считать изотропными. К данным классам относятся большинство широко используемых лазерных сред. Рассматривать будем стационарный случай, когда всеми динамическими процессами можно пренебречь, что хорошо описывает тепловые эффекты в непрерывном лазерном излучении или излучении с высокой частотой повторения. Также будем полагать, что искажения размеров пучка происходят на длинах много больше длины исследуемого оптического элемента или суммарной длины системы оптических элементов, если их будет несколько. Будем рассматривать случай, когда и геометрия оптических элементов, распределение источников тепловыделения и форма проходящего излучения имеют аксиальную симметрию, что охватывает достаточно широкий круг практических задач и стандартно используемых геометрий ОЭ для лазеров с высокой средней мощностью.

Изменение показателя преломления описывают путем введения тензоров второго ранга: тензора диэлектрической проницаемости [209] или обратного ему так называемого тензора диэлектрической непроницаемости **B** [34]. Компоненты показателя преломления связаны с элементами тензора диэлектрической непроницаемости выражением

$$B_{ij} = 1 / n_{ij}^2, \quad (9)$$

показатель преломления не является тензорной величиной и его можно представить с помощью индикатрисы, в общем случае имеющей форму эллипсоида, коэффициентами уравнения которого являются компоненты тензора диэлектрической непроницаемости $B_{ij}\tau_i\tau_j$=1. Изменение показателя преломления из-за термонаведенного

двулучепреломления, идентично небольшому изменению формы, размера и ориентации индикатрисы которые описываются приращением коэффициентов B_{ij}

$$B_{ij} = 1/n_{ij}^2 + \Delta B_{ij},$$
$$\Delta B_{ij} = \pi_{ijkl}\sigma_{kl} - \frac{2}{n_0^3}\frac{dn}{dT}\bigg|_{\sigma=0}\left[T(r) - T_0\right]\delta_{ij}. \quad (10)$$

где $\pi_{ijkl}(i, j, k, l = 1, 2, 3)$ – компоненты пьезооптического тензора $4^{ого}$ ранга, имеющие размерность [$Па^{-1}$], σ_{kl} – компоненты тензора напряжений [Па], $dn/dT|_{\sigma=0}$ – изменение показателя преломления, вызванное температурой, при постоянном напряжении σ, δ_{ij} – символ Кронекера. Зависимость показателя преломления от температуры внесена в компоненты изменения тензора диэлектрической непроницаемости ΔB_{ij} для компактности уравнений, в отличии от работ [11, 22], где его выписывают отдельным слагаемым. Для изотропных материалов, кубических монокристаллов и керамик, изготовленных из кубических материалов, первый член в выражении (10) есть δ_{ij}/n_0^2, n_0 показатель преломления в отсутствии напряжений при температуре T_0. Пусть нам известны компоненты тензора диэлектрической непроницаемости в декартовой лабораторной системе координат, а излучение распространяется вдоль оси z, тогда сечение возмущенной индикатрисы будет описываться уравнением

$$B_{11}x^2 + B_{22}y^2 + 2B_{12}xy = 1, \quad (11)$$

это уравнение эллипса с центром в начале координат, повернутого на угол Ψ, главные полуоси которого могут быть найдены согласно выражению

$$\frac{1}{n_{1,2}^2} = \frac{1}{2}\left[B_{11} + B_{22} \pm \sqrt{\left(B_{11} - B_{22}\right)^2 + \left(2B_{12}\right)^2}\right]. \quad (12)$$

В случае кубических монокристаллов при условии малости возмущения индикатрисы ($|\Delta B_{ij}| << 1$) выражение (12) может быть переписано [210]

$$n_{1,2} = n_0 - \frac{n_0^3}{4}\left[\left(\Delta B_{11} + \Delta B_{22}\right) \pm \sqrt{\left(\Delta B_{11} - \Delta B_{22}\right)^2 + \left(2\Delta B_{12}\right)^2}\right], \quad (13)$$

В системе координат связанной с собственными поляризациями среды, повернутой на угол Ψ относительно лабораторной, δ_l, Ψ и ψ можно описать выражениями

$$
\begin{aligned}
&\delta_l = \frac{kLn_0^3}{2}\left[\left(\Delta B_{11} - \Delta B_{22}\right)\cos\left(2\Psi\right) + 2\Delta B_{12}\sin\left(2\Psi\right)\right],\\
&\left(\Delta B_{11} - \Delta B_{22}\right)\sin\left(2\Psi\right) = 2\Delta B_{12}\cos\left(2\Psi\right),\\
&\psi = k\int_0^L \frac{n_1 + n_2}{2}dz = k\int_0^L\left[n_0 - \frac{n_0^3}{4}\left(\Delta B_{11} + \Delta B_{22}\right)\right]dz \approx\\
&\approx kL_0 n_0 + kn_0\int_0^{L_0}\varepsilon_{zz}dz - kL_0\frac{n_0^3}{4}\left(\Delta B_{11} + \Delta B_{22}\right),
\end{aligned}
\tag{14}
$$

где L_0 – невозмущенная длина ОЭ в отсутствии тепловыделения, ε_{zz} – компонента тензора деформаций. Из (14) для δ_l и Ψ получаем хорошо известные выражения через компоненты тензора диэлектрической непроницаемости

$$
\begin{aligned}
&\delta_l = \pm\frac{kLn_0^3}{2}\sqrt{\left(\Delta B_{11} - \Delta B_{22}\right)^2 + 4\Delta B_{12}^2},\\
&\tan\left(2\Psi\right) = \frac{2\Delta B_{12}}{\left(\Delta B_{11} - \Delta B_{22}\right)},
\end{aligned}
\tag{15}
$$

а также связи между δ_l, Ψ и компонентами ΔB_{ij}

$$
\begin{aligned}
&\delta_l\sin\left(2\Psi\right) = \frac{kLn_0^3}{2}2\Delta B_{12},\\
&\delta_l\cos\left(2\Psi\right) = \frac{kLn_0^3}{2}\left[\Delta B_{11} - \Delta B_{22}\right].
\end{aligned}
\tag{16}
$$

Таким образом, для определения поляризационных и фазовых искажений проходящего через термонагруженный оптический элемент излучения необходимо знать элементы изменения тензора диэлектрической непроницаемости ΔB_{ij} в лабораторной системе координат. Данная задача для кубического материала с произвольным направлением кристаллографических осей в случае аксиальной симметрии задачи решена [17, 49, 174], а так же представлена в диссертационных работах на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук И.Л. Снеткова и А.И. Яковлева. Аксиальная симметрия задачи необходима, чтобы распределение температуры в стационарном случае при охлаждении с боковой поверхности зависело только от полярного радиуса. В этом случае в ОЭ с аксиальной симметрией из изотропно упругого материала тензор деформаций и напряжений будет иметь диагональный вид в полярной системе координат [42, 210], что позволяет получить аналитические выражения для всех компонент тензора ΔB_{ij}. Нам в данной работе будет достаточно по отдельности выражений для ΔB_{11}, ΔB_{22} и ΔB_{12}

$$\frac{kLn_0^3}{2}\Delta B_{11} = C_1 - \frac{p}{2}\left[\frac{P}{Q}\cdot f(u) - \cos(2\varphi)h(u) - (\xi-1)\cdot K_1\cdot g(u,\rho) - (\xi-1)\cdot\left[\cos(2\varphi)B_1^{\cos} + \sin(2\varphi)B_1^{\sin}\right]\cdot h(u)\right],$$

$$\frac{kLn_0^3}{2}\Delta B_{22} = C_1 - \frac{p}{2}\left[\frac{P}{Q}\cdot f(u) + \cos(2\varphi)h(u) - (\xi-1)\cdot K_2\cdot g(u,\rho) - (\xi-1)\cdot\left[\cos(2\varphi)B_2^{\cos} + \sin(2\varphi)B_2^{\sin}\right]\cdot h(u)\right],$$

$$\frac{kLn_0^3}{2}\Delta B_{12} = \frac{p}{2}\left[\sin(2\varphi)h(u) + (\xi-1)\cdot K_3\cdot g(u,\rho) + (\xi-1)\cdot\left[\cos(2\varphi)B_{12}^{\cos} + \sin(2\varphi)B_{12}^{\sin}\right]\cdot h(u)\right],$$

$$C_1 = \frac{p}{2}\left[\frac{P}{Q}\cdot\left[f(\rho) - h(\rho)\right] + \frac{\beta_T}{Q}h(\rho)\right]$$

$$B_1^{\cos} = \frac{1}{2}\cdot\left(q_3\cos(4\Phi) + q_4\cos(2\Phi) - q_1\sin(4\Phi) + q_2\sin(2\Phi) - q_5\right),$$

$$B_1^{\sin} = \frac{1}{2}\cdot\left(q_1\cos(4\Phi) - q_2\cos(2\Phi) + q_3\sin(4\Phi) + q_4\sin(2\Phi)\right),$$

$$B_2^{\cos} = \frac{1}{2}\cdot\left(-q_3\cos(4\Phi) + q_4\cos(2\Phi) + q_1\sin(4\Phi) + q_2\sin(2\Phi) + q_5\right),$$

$$B_2^{\sin} = \frac{1}{2}\cdot\left(-q_1\cos(4\Phi) - q_2\cos(2\Phi) - q_3\sin(4\Phi) + q_4\sin(2\Phi)\right),$$

$$B_{12}^{\cos} = \frac{1}{2}\cdot\left(q_1\cos(4\Phi) + q_3\sin(4\Phi)\right),$$

$$B_{12}^{\sin} = \frac{1}{2}\cdot\left(q_1\sin(4\Phi) - q_3\cos(4\Phi) - q_5\right),$$

$$K_1 = \frac{1}{2}\cdot\left(q_4\cos(2\Phi) + q_2\sin(2\Phi) + q_6\right),$$

$$K_2 = -\frac{1}{2}\cdot\left(q_4\cos(2\Phi) + q_2\sin(2\Phi) - q_6\right),$$

$$K_3 = \frac{1}{2}\cdot\left(q_4\sin(2\Phi) - q_2\cos(2\Phi)\right),$$

$$\begin{aligned}
q_1 &= \frac{1}{2}\cdot\sin(4\alpha)\cos(\beta)\left(1+\cos^2(\beta)\right),\\
q_2 &= \frac{1}{2}\cdot\sin(4\alpha)\cos(\beta)\sin^2(\beta),\\
q_3 &= \frac{1}{4}\cdot\sin^2(2\beta) + \sin^2(2\alpha)\left[\cos^2(\beta) + \frac{1}{4}\left(1+\cos^2(\beta)\right)^2\right] - 1,\\
q_4 &= \frac{1}{2}\cdot\left[\sin^2(2\alpha)\left(\cos^4(\beta)-1\right) + \sin^2(2\beta)\right],\\
q_5 &= -\frac{1}{4}\cdot\sin^2(2\beta) + \sin^2(2\alpha)\left[\cos^2(\beta) - \frac{1}{4}\left(1+\cos^2(\beta)\right)^2\right] - 1,\\
q_6 &= \sin^2(2\alpha)\sin^2(\beta) + q_4.
\end{aligned} \qquad (17)$$

здесь p – нормированная мощность тепловыделения

$$p = -\frac{QP_h}{\lambda\kappa}, \qquad (18)$$

где κ – коэффициент теплопроводности, Q – термооптическая характеристика ответственная за величину термонаведенного линейного двулучепреломления, P_h –

объемная мощность тепловыделения P_h=[1-exp(-$\alpha_0 L$)]P_{laser}≈$\alpha_0 L_0 P_{laser}$, α_0 – коэффициент линейного поглощения. Параметр пьезооптической анизотропии

$$\xi = \frac{\pi_{44}}{\pi_{11} - \pi_{12}}, \tag{19}$$

где π_{ij} – элементы пьезооптического тензора в двух индексном обозначении Ная [34]. Угол φ – полярный угол, углы α, β, Ф – углы Эйлера необходимые для поворота из произвольной системы координат (a,b,c) в лабораторную (x,y,z) **Рис. 3**.

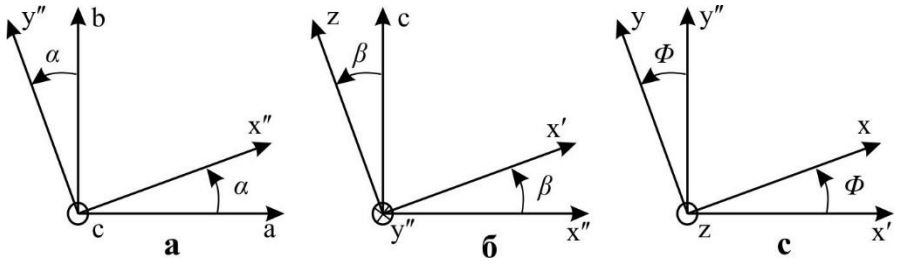

Рис. 3 *Преобразование лабораторной системы координат в кристаллографическую путем поворота на три угла Эйлера (α, β,* Ф*)*

Термооптические характеристики в приближении «длинного стержня» (L>>R_0, боковой теплоотвод, плоско деформированное состояние)

$$\begin{aligned} P_{rod} &= \beta_T\big|_{\sigma=0} + \alpha_T \frac{n_0^3}{4}\frac{E}{(1-\nu)}(\pi_{11} + 3\pi_{12}), \\ Q_{rod} &= \alpha_T \frac{n_0^3}{4}\frac{E}{(1-\nu)}(\pi_{11} - \pi_{12}), \end{aligned} \tag{20}$$

где α_T – линейный коэффициент теплового расширения, E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона, $\beta_T\big|_{\sigma=0} = dn/dT\big|_{\sigma=0}$ – температурный коэффициент показателя преломления в отсутствии напряжений. Функции $f(u)$, $h(u)$ и $g(u,\rho)$ есть интегралы от F_h

$$\begin{aligned} f_{rod}(u) &= \int_0^u \frac{dz}{z}\int_0^z F_h(\zeta)\,d\zeta, \\ h_{rod}(u) &= \frac{1}{u}\int_0^u dz\int_0^z F_h(\zeta)\,d\zeta, \\ g_{rod}(u,\rho) &= \frac{1}{\rho}\int_0^\rho \frac{dz}{z}\int_0^z F_h(\zeta)\,d\zeta - \int_u^\rho \frac{dz}{z}\int_0^z F_h(\zeta)\,d\zeta = \\ &= f_{rod}(u) - f_{rod}(\rho) + h_{rod}(\rho), \end{aligned} \tag{21}$$

В приближении «тонкого диска» (R_0>>r_h>>L_0, боковой теплоотвод, плоско напряженное состояние) [211]

$$P_{disk} = \beta_T\big|_{\sigma=0} + \alpha_T \frac{n_0^3}{4}\frac{E}{(1-\nu)}(\pi_{11}+\pi_{12}),$$
$$Q_{disk} = \alpha_T \frac{n_0^3}{4} E(\pi_{11}-\pi_{12}), \tag{22}$$

$$f_{disk}(u) = f_{rod}(u),$$
$$h_{disk}(u) = h_{rod}(u), \tag{23}$$
$$g_{disk}(u,\rho) = -g_{rod}(u,\rho).$$

Заметим, что из (16) и (17) можно получить следующие соотношения

$$\delta_l \sin(2\Psi) = pA,$$
$$\delta_l \cos(2\Psi) = pB, \tag{24}$$

где

$$A = \sin(2\varphi)h(u) + (\xi-1)K_3 g(u,\rho) + (\xi-1)\left[\cos(2\varphi)B_{12}^{\cos} + \sin(2\varphi)B_{12}^{\sin}\right]h(u),$$
$$B = \cos(2\varphi)h(u) + (\xi-1)\frac{K_1-K_2}{2}g(u,\rho) + (\xi-1)\left[\cos(2\varphi)\frac{B_1^{\cos}-B_2^{\cos}}{2} + \sin(2\varphi)\frac{B_1^{\sin}-B_2^{\sin}}{2}\right]h(u). \tag{25}$$

При такой записи выражения (15) перепишутся

$$\delta_l^2 = p^2\left(A^2+B^2\right),$$
$$\tan(2\Psi) = \frac{A}{B}. \tag{26}$$

Выражения (25) для стеклянных ОЭ (ξ=1) примут вид

$$A = \sin(2\varphi)h(u),$$
$$B = \cos(2\varphi)h(u), \tag{27}$$

для монокристаллического ОЭ в ориентации [111] (α=π/4, $tg^2(\beta)$=2)

$$A = h\sin(2\varphi)\frac{1+2\xi}{3},$$
$$B = h\cos(2\varphi)\frac{1+2\xi}{3}, \tag{28}$$

для монокристаллического ОЭ в ориентации [001] (α – любое, β=0)

$$A = \frac{h}{2}\left[(1+\xi)\sin(2\varphi) + (1-\xi)\sin(4\Phi-2\varphi)\right],$$
$$B = \frac{h}{2}\left[(1+\xi)\cos(2\varphi) + (1-\xi)\cos(4\Phi-2\varphi)\right], \tag{29}$$

для керамического ОЭ направление кристаллографических осей направлены произвольно, и необходимо произвести усреднение по углам Эйлера при их равновероятном распределении по всем направлениям [212, 213]

$$A = h\sin(2\varphi)\frac{2+3\xi}{5},$$
$$B = h\cos(2\varphi)\frac{2+3\xi}{5}, \tag{30}$$

Как видно, A и B в общем случае являются функциями углов Эйлера (α, β и Ф), определяющих направление кристаллографических осей в ОЭ, интегралов $h(u)$ и $g(u,\rho)$ от F_h, полярного угла φ и от параметра пьезооптической анизотропии ξ, который является единственным материальным параметром. Все остальные параметры используемого материала группируются в нормированной мощности тепловыделения p. Откуда следует, что при изменении ориентации кристаллографических осей для фиксированного материала, величина изменения термонаведенной деполяризации и, как следствие, ориентация в которой наблюдается минимум термонаведенной деполяризации будут определяться только параметром пьезооптической анизотропии ξ.

1.1. Тепловые искажения в одиночном оптическом элементе

Рассмотрим тепловые искажения в одиночном ОЭ из монокристаллического кубического материала с произвольным направлением кристаллографических осей и произвольной величиной циркулярного двулучепреломления. Излучение распространяется вдоль оси z, направление линейной поляризации лазерного излучения параллельно оси x (**Рис. 4**). Распределение интенсивности деполяризованной компоненты поля может быть визуализировано камерой CCD 1, распределение основной компоненты поля – CCD 2.

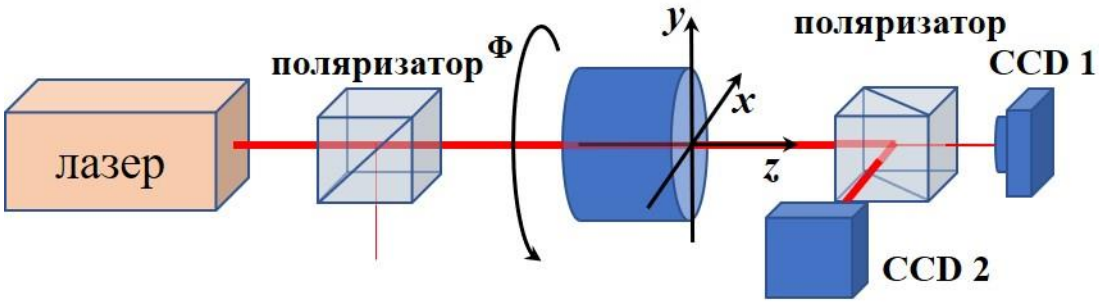

Рис. 4 *Принципиальная схема измерения термонаведенной деполяризации в ОЭ. Распространение мощного линейно поляризованного лазерного излучения через ОЭ. Положение выходного поляризатора изображено при отсутствии фарадеевского вращения в ОЭ*

1.1.1. Термонаведенная деполяризация

Для описания термонаведенной деполяризации в рассматриваемом случае согласно (7) необходимы выражения для элемента матрицы Джонса T_{21} реальная и мнимая части которой для одиночного элемента запишутся в виде

$$\begin{aligned}
&\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)=\frac{\delta_c}{\delta}\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)-\cos\left(\frac{\delta}{2}\right)\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right),\\
&\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)=-\frac{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}{\delta}\left[\delta_l\sin\left(2\Psi\right)\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)-\delta_l\cos\left(2\Psi\right)\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right]=\\
&\qquad=-\frac{\delta_l}{\delta}\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)\sin\left(2\Psi-\frac{\delta_{c0}}{2}\right).
\end{aligned}\qquad (31)$$

Подставляя в (31) выражения (15) с учетом (3) и (17), а затем подставляя все это в (7) и в (8), можно вычислить $\Gamma(r,\varphi)$ и γ без каких либо дополнительных приближений. Однако получить аналитические выражения затруднительно и для дальнейшего анализа часто используют различные приближения. Одно из приближений – случай слабого двулучепреломления, когда разность фаз между двумя собственными поляризациями удовлетворяет соотношению $\delta_l<<1$, что согласно (15) и (17) выполняется при малости $p<<1$. В этом случае $\Gamma(r,\varphi)$ может быть разложено в ряд по малому параметру p

$$\Gamma=\Gamma\big|_{p=0}+\left.\frac{d\Gamma}{dp}\right|_{p=0}p+\left.\frac{d^2\Gamma}{dp^2}\right|_{p=0}\frac{p^2}{2}+\left.\frac{d^3\Gamma}{dp^3}\right|_{p=0}\frac{p^3}{6}+\left.\frac{d^4\Gamma}{dp^4}\right|_{p=0}\frac{p^4}{24}+\ldots \qquad (32)$$

Учитывая, что при $p=0$ величины $\delta=\delta_{c0}$, $\delta_c=\delta_{c0}$, *а* $\delta_l=0$ из (31) легко получить

$$\begin{aligned}
&\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)\big|_{p=0}=0,\\
&\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)\big|_{p=0}=0,
\end{aligned}\qquad (33)$$

откуда используя равенство $\Gamma(r,\varphi)=[\mathrm{Re}(T_{21})^2+\mathrm{Im}(T_{21})^2]$ получим

$$
\begin{aligned}
&\Gamma\big|_{p=0} = 0,\\
&\Gamma'\Big|_{p=0} = 0,\\
&\Gamma''\big|_{p=0} = 2\left[\left(\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\right)^2 + \left(\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\right)^2\right],\\
&\Gamma'''\big|_{p=0} = 6\left[\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)''\Big|_{p=0} + \mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)''\Big|_{p=0}\right],\\
&\Gamma''''\big|_{p=0} = 6\left[\left(\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)''\Big|_{p=0}\right)^2 + \left(\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)''\Big|_{p=0}\right)^2\right] +\\
&\qquad +8\left[\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'''\Big|_{p=0} + \mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'''\Big|_{p=0}\right],
\end{aligned}
\tag{34}
$$

и так далее. Отсюда следует, что в общем случае при слабом двулучепреломлении термонаведенная деполяризация пропорциональна квадрату лазерной мощности, проходящей через ОЭ. Из (34) так же следует, что для определения термонаведенной деполяризации достаточно найти производные от реальной и мнимой частей компоненты T_{21} при условии p=0. Подставив (34) в (32) для первых членов разложения можно получить

$$
\begin{aligned}
&\Gamma = \left[\left(\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\right)^2 + \left(\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\right)^2\right]p^2 +\\
&+\left[\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)''\Big|_{p=0} + \mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)''\Big|_{p=0}\right]p^3 +\\
&+\frac{1}{4}\left[\left(\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)''\Big|_{p=0}\right)^2 + \left(\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)''\Big|_{p=0}\right)^2\right]p^4 +\\
&+\frac{1}{3}\left[\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'''\Big|_{p=0} + \mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'''\Big|_{p=0}\right]p^4 + O\left(p^5\right) =\\
&=\left(\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}p + \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)''\Big|_{p=0}p^2\right)^2 + \left(\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}p + \frac{1}{2}\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)''\Big|_{p=0}p^2\right)^2 +\\
&\qquad +\frac{1}{3}\left[\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'''\Big|_{p=0} + \mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'''\Big|_{p=0}\right]p^4 + O\left(p^5\right)
\end{aligned}
\tag{35}
$$

Циркулярное двулучепреломление так же подвержено воздействию тепловых эффектов. Изменение температуры приводит к неоднородному по сечению изменению угла вращения плоскости поляризации, обусловленное температурной зависимостью постоянной Верде и линейным тепловым расширением [214]

$$\delta_c(r) = \delta_{c0}\left\{1+(\alpha_T+\beta_T)\left[T(r)-T^*\right]\right\},$$
$$T^* = \int_0^{R_0} T(r)F_h(r)rdr, \tag{36}$$

где β_T=1/V(dV/dT) – температурный коэффициент постоянной Верде, V – постоянная Верде, α_T – коэффициент линейного расширения, $T(r)$ – поперечное распределение температуры, T^* – свободный параметр, который выбран так, чтобы минимизировать вклад в термонаведенную деполяризацию обусловленный зависимостью $\delta_c(r)$. Практически, изменение величины T^* осуществляется путем активного охлаждения и стабилизацией температуры [215], или путем смещения МОЭ в более сильное/слабое магнитное поле внутри магнитной системы [216]. Выражение (36) может быть переписано в виде

$$\delta_c(u) = \delta_{c0}\{1+p\eta W\},$$
$$\eta = -\frac{\lambda}{4\pi L_0 Q}(\alpha_T+\beta_T),$$
$$W = h(\rho)-g(u,\rho)-\int_0^{\rho}\left[h(\rho)-g(u,\rho)\right]F_h(u)du$$
$$= \int_0^{\rho} g(u,\rho)F_h(u)du - g(u,\rho), \tag{37}$$

где η определяется материальными параметрами, W определяется только F_h, а выражение для δ тогда может быть переписано

$$\delta = \sqrt{\delta_{c0}^2\{1+p\eta W\}^2 + p^2\left(A^2+B^2\right)} \tag{38}$$

Подставляя в (31) выражения (24), (26), (37) и (38), и раскладывая по малому параметру p получим выражения для первых производных от реальной и мнимой частей T_{21}

$$\left.\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\right|_{p=0}=W\eta\frac{\delta_{c0}}{2},$$

$$\left.\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)''\right|_{p=0}=\frac{\delta_{c0}-\sin\left(\delta_{c0}\right)}{2\delta_{c0}^{2}}\left(A^{2}+B^{2}\right),$$

$$\left.\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'''\right|_{p=0}=-\left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)^{3}+3\left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\frac{\left[\left(\sin^{2}\left(\delta_{c0}/2\right)-2\right)\delta_{c0}+2\sin\left(\delta_{c0}\right)\right]}{\delta_{c0}^{3}}\left(A^{2}+B^{2}\right),$$

$$\left.\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'\right|_{p=0}=-\frac{\sin\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}}\left[A\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)-B\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right], \tag{39}$$

$$\left.\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)''\right|_{p=0}=2\left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\frac{2\sin\left(\delta_{c0}/2\right)-\delta_{c0}\cos\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}^{2}}\left[A\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)-B\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right],$$

$$\left.\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'''\right|_{p=0}=3\left\{\frac{2\sin\left(\delta_{c0}/2\right)-\delta_{c0}\cos\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}^{3}}\left(\frac{A^{2}+B^{2}}{2}-4\left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)^{2}\right)+\left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)^{2}\frac{\sin\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}}\right\}\cdot$$
$$\cdot\left[A\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)-B\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right].$$

Члены, содержащие A и B, определяют вклад в деполяризацию от термонаведенного линейного двулучепреломления, члены содержащие η определяют вклад в деполяризацию от неоднородного вращения поляризации из-за температурной зависимости постоянной Верде (или температурной зависимости оптической активности). Первый не нулевой член в разложении (34) пропорционален сумме квадратов первых производных от реальной и мнимой частей T_{21}. Первая производная от реальной части T_{21} определяется только неоднородным вращением поляризации из-за температурной зависимости постоянной Верде, а первая производная от мнимой части и вторая производная от реальной части – только термонаведенным линейным двулучепреломлением. Откуда следует, что компенсировать деполяризацию, возникающую от неоднородного вращения поляризации из-за температурной зависимости постоянной Верде, с помощью деполяризации, возникающей от термонаведенного линейного двулучепреломления невозможно, так как складываются их квадраты. Каждое из слагаемых должно быть скомпенсировано по отдельности, что невозможно при использовании только одного ОЭ. Из вида производных более высоких порядков видно, что влияние вкладов в деполяризацию замешивается, и последующие члены разложения определяются как термонаведенным линейным двулучепреломлением, так и неоднородностью вращения поляризации из-за температурной зависимости постоянной Верде. При этом вид производных существенно усложняется, поэтому в большинстве работ получены аналитические выражения только первых двух членов разложения $\sim p^2$ или пренебрегалось вкладом в деполяризацию от неоднородного вращения поляризации из-за зависимости Верде от температуры.

Подставляя (39) в (34) и (32) можем получить выражения для Γ с точностью до членов более высокого порядка

$$\begin{aligned}
&\Gamma = p^2\left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)^2 + p^2\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}^2}\left[A\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right) - B\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right]^2 + \\
&+ p^3W\eta\frac{\delta_{c0}-\sin(\delta_{c0})}{4\delta_{c0}}\left(A^2+B^2\right) - p^3W\eta\frac{\sin(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}\frac{2\sin(\delta_{c0}/2)-\delta_{c0}\cos(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}\left[A\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right) - B\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right]^2 + \\
&+ \frac{p^4}{4}\left(\frac{\delta_{c0}-\sin(\delta_{c0})}{2\delta_{c0}^2}\left(A^2+B^2\right)\right)^2 + \frac{p^4}{4}\left(W\eta\frac{2\sin(\delta_{c0}/2)-\delta_{c0}\cos(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}\right)^2\left[A\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right) - B\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right]^2 + \\
&+ p^4W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\left[-\frac{1}{3}\left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)^3 + \left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\frac{\left[\left(\sin^2(\delta_{c0}/2)-2\right)\delta_{c0}+2\sin(\delta_{c0})\right]}{\delta_{c0}^3}\left(A^2+B^2\right)\right] - \\
&- p^4\left\{\sin(\delta_{c0}/2)\frac{2\sin(\delta_{c0}/2)-\delta_{c0}\cos(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}^4}\left(\frac{A^2+B^2}{2} - 4\left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)^2\right) + \left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\frac{\sin(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}\right)^2\right\}\cdot \\
&\qquad\cdot\left[A\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right) - B\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right]^2 + O\left(p^5\right)
\end{aligned} \tag{40}$$

В каждом конкретном случае количество учитываемых членов выбирается соразмерно их вкладам, чтобы полностью описать наблюдаемые эффекты. Воспользуемся (8) и введем интегральные термонаведенные деполяризации от первых членов разложения, которые будут характеризовать основные (определяемые первыми ненулевыми членами разложения) вклады от неоднородного вращения поляризации из-за температурной зависимости постоянной Верде и термонаведенного линейного двулучепреломления [66]

$$\begin{aligned}
&\gamma_V = p^2\frac{\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\rho}\left(\mathrm{Re}(T_{21})'\big|_{p=0}\right)^2 I(u)\,du}{\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\rho}I(u)\,du} = \left(p\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)^2\int_0^{\rho}W^2\,F_h(u)\,du, \\
&\gamma_P = p^2\frac{\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\rho}\left(\mathrm{Im}(T_{21})'\big|_{p=0}\right)^2 I(u)\,du}{\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\rho}I(u)\,du} = \left(p\frac{\sin(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}\right)^2\frac{\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\rho}\left[A\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right) - B\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right]^2 F_h(u)\,du}{2\pi}.
\end{aligned} \tag{41}$$

Тогда в приближении слабого двулучепреломления полная интегральная термонаведенная деполяризация может быть записана в виде

$$\gamma = \gamma_P + \gamma_V + O\left(p^4\right). \tag{42}$$

Для частного случая МОЭ в ориентации [001] получим

$$\Gamma_{[001]} = p^2\left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)^2 + p^2h^2\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}^2}\left[(\xi+1)\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}-2\varphi\right)+(\xi-1)\sin\left(4\Phi-\frac{\delta_{c0}}{2}-2\varphi\right)\right]^2,$$

$$\gamma_{[001]} = p^2\eta^2\frac{\delta_{c0}^2}{4}a_8 + p^2a_1\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{2\delta_{c0}^2}\left[1+(\xi^2-1)\cos^2\left(2\Phi-\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right], \qquad (43)$$

$$a_1 = \int_0^\rho h^2F_h du, \quad a_8 = \int_0^\rho W^2F_h du,$$

для стекла соответственно получим

$$\begin{aligned}\Gamma_{Glass} &= p^2\left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)^2 + 4p^2h^2\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}^2}\sin^2\left(\frac{\delta_{c0}}{2}-2\varphi\right),\\ \gamma_{Glass} &= p^2\eta^2\frac{\delta_{c0}^2}{4}a_8 + p^2a_1\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{2\delta_{c0}^2},\end{aligned} \qquad (44)$$

для монокристалла [111]

$$\begin{aligned}\Gamma_{[111]} &= p^2\left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)^2 + 4p^2h^2\left(\frac{1+2\xi}{3}\right)^2\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}^2}\sin^2\left(\frac{\delta_{c0}}{2}-2\varphi\right),\\ \gamma_{[111]} &= p^2\eta^2\frac{\delta_{c0}^2}{4}a_8 + p^2a_1\left(\frac{1+2\xi}{3}\right)^2\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{2\delta_{c0}^2},\end{aligned} \qquad (45)$$

для керамического ОЭ

$$\begin{aligned}\Gamma_{ceram} &= p^2\left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)^2 + 4p^2h^2\left(\frac{2+3\xi}{5}\right)^2\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}^2}\sin^2\left(\frac{\delta_{c0}}{2}-2\varphi\right),\\ \gamma_{ceram} &= p^2\eta^2\frac{\delta_{c0}^2}{4}a_8 + p^2a_1\left(\frac{2+3\xi}{5}\right)^2\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{2\delta_{c0}^2},\end{aligned} \qquad (46)$$

Рассмотрим случай одного элемента в отсутствии циркулярного двулучепреломления. В этом случае выражения существенно упрощаются, необходимо положить $\delta_c=\delta_{c0}=0$, тогда (31) перепишутся

$$\begin{aligned}&\mathrm{Re}(T_{21}) = 0,\\ &\mathrm{Im}(T_{21}) = -\sin\left(\frac{\delta_l}{2}\right)\sin(2\Psi).\end{aligned} \qquad (47)$$

Откуда получим хорошо известное выражение для Γ которое в приближении слабого двулучепреломления раскладывается следующим образом

$$\begin{aligned}\Gamma &= \left[\sin\left(\frac{\delta_l}{2}\right)\sin(2\Psi)\right]^2 = \frac{1}{4}\left[\delta_l\sin(2\Psi)\right]^2 - \frac{1}{48}\delta_l^2\left[\delta_l\sin(2\Psi)\right]^2 + \frac{1}{1440}\delta_l^4\left[\delta_l\sin(2\Psi)\right]^2 + O\left(\delta_l^8\right) =\\ &= p^2A^2\left[\frac{1}{4} - \frac{p^2\left(A^2+B^2\right)}{48} + \frac{p^4\left(A^2+B^2\right)^2}{1440}\right] + O\left(p^8\right)\end{aligned} \qquad (48)$$

Данное разложение легко может быть выполнено до любой степени p. Рассмотрим частный случай ориентации [001], подставив в (48) выражения (29) для первого ненулевого члена получим известные выражения [151]

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{p^2h^2}{16}\left[(1+\xi)\sin(2\varphi)+(1-\xi)\sin(4\Phi-2\varphi)\right]^2, \\ \gamma &= \frac{p^2a_1}{8}\left[1+(\xi^2-1)\cos^2(2\Phi)\right]. \end{aligned} \tag{49}$$

Распределение $\Gamma(r,\varphi)$ имеет четыре максимума и четыре нуля по полярному углу [~$\sin^2(2\varphi)$] чередующиеся через угол $\pi/4$ и представляет хорошо известное распределение мальтийский крест (**Рис. 5**).

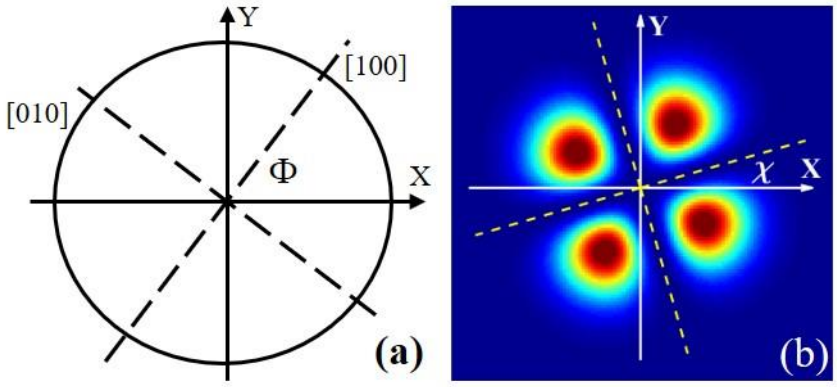

Рис. 5 *a) Вид с торца на цилиндрический оптический элемент и направление кристаллографических осей, повернутых на угол Ф; b) характерное распределение интенсивности деполяризованной компоненты поля для гауссова пучка, соответствующее такому положению оптического элемента, с поворотом мальтийского креста на угол χ.*

При непрерывном вращении оптического элемента (изменение угла Ф) Γ и соответственно γ будет принимать экстремальные значения

$$\begin{aligned} &\Gamma_1 = \frac{p^2h^2}{4}\xi^2\sin^2(2\varphi), \quad \gamma_1 = \frac{p^2a_1}{8}\xi^2 \quad [\Phi = \pi k/2 \quad k \in N], \\ &\Gamma_2 = \frac{p^2h^2}{4}\sin^2(2\varphi), \qquad \gamma_2 = \frac{p^2a_1}{8} \qquad [\Phi = \pi/4 + \pi k/2 \quad k \in N], \\ &a_1 = \int_0^{\rho} h^2(u)F_h(u)du, \qquad u = \frac{r^2}{r_h^2} \end{aligned} \tag{50}$$

В зависимости от величины параметра ξ величины Γ_1 и Γ_2 (соответственно γ_1 и γ_2) будут соответствовать максимальному или минимальному значениям. Взяв от (49) первую

частную производную по углу φ и приравняв нулю, найдем $\varphi_{\min}=\chi$ и $\varphi_{\max}$ определяющие направления на $\Gamma=0$ и $\Gamma=\Gamma_{\max}$ при конкретном угле поворота кристалла Ф

$$\begin{aligned}\tan\left(2\varphi_{\min}\right)&=-\frac{\left(1-\xi\right)\sin\left(4\Phi\right)}{\left(1+\xi\right)-\left(1-\xi\right)\cos\left(4\Phi\right)}=-\frac{\left(1-\xi\right)\tan\left(2\Phi\right)}{\xi+\tan^2\left(2\Phi\right)},\\ \tan\left(2\varphi_{\max}\right)&=\frac{\left(1+\xi\right)-\left(1-\xi\right)\cos\left(4\Phi\right)}{\left(1-\xi\right)\sin\left(4\Phi\right)}=\frac{\xi+\tan^2\left(2\Phi\right)}{\left(1-\xi\right)\tan\left(2\Phi\right)}.\end{aligned} \tag{51}$$

Выражение для $\varphi_{\max}$ можно получить из $\varphi_{\min}$ заменой $\varphi_{\min}\rightarrow\varphi_{\max}+\pi/4$, так что в дальнейшем анализ будем проводить для $\varphi_{\min}=\chi$. Исследуя (51) на экстремумы получим, что экстремумы имеют место при углах Ф, удовлетворяющих условию:

$$\tan^2\left(2\Phi\right)=\xi, \tag{52}$$

откуда следует, что если $\xi>0$, то экстремумы есть и при изменении угла Ф угол χ колеблется в интервале от минимального до максимального значения

$$\begin{aligned}\tan\left(2\chi_2\right)&=\frac{\xi-1}{2\sqrt{\xi}}\\ \tan\left(2\chi_1\right)&=-\frac{\xi-1}{2\sqrt{\xi}}\end{aligned} \tag{53}$$

Другими словами, при вращении кристалла вокруг оси z мальтийский крест “качается” между двумя положениями, соответствующими двум экстремумам. Если $\xi<0$, то, согласно (52), экстремумов функции не существует, и угол χ при непрерывном изменении угла Ф в пределах $[0,2\pi]$ будет непрерывно меняться от 0 до 4π. Мальтийский крест в этом случае будет не качаться, а неравномерно вращаться с удвоенной частотой. По амплитуде колебаний в одном случае и неравномерности вращения в другом может быть определена абсолютная величина параметра ξ. На данном эффекте основан метод измерения параметра пьезооптической анизотропии кристаллических материалов предложенный в [68].

Подытожим, **интенсивность деполяризованного излучения в ОЭ из кубического кристалла в ориентации [001] имеет характерное распределение в виде мальтийского креста, при вращении ОЭ вокруг оси распространения излучения данное распределение меняет свою интенсивность и испытывает колебательные (в случае $\xi>0$) или вращательные (в случае $\xi<0$) движения. Поведение распределения интенсивности деполяризованного излучения полностью определяется величиной и знаком параметра ξ используемого материала.**

1.1.2. Тепловая линза

Для описания термонаведенных фазовых искажений вносимых термонагруженным ОЭ в линейно поляризованное монохроматическое излучение удобно использовать формализм матриц Джонса. Для определенности будем считать, что после ОЭ стоит линейный поляризатор, который пропускает только основную компоненту поля и отсекает деполяризованную. Из выражения (6) для фазы поля прошедшего поляризатор можно записать

$$\Omega = \arg\left(\left[\mathbf{E}_{out}\right]_1\right) = \arg\left(\left[\mathbf{J}\cdot\mathbf{E}_{in}\right]_1\right) = \psi + \arg\left(T_{11}\right). \tag{54}$$

Здесь первое слагаемое описывает средний между двумя собственными поляризациями набег фазы, а второе – вклад в фазовые искажения для линейно поляризованного излучения, который аналитически ранее практически никак не учитывался и не анализировался. Выражения для реальной и мнимой частей T_{11} для одиночного элемента запишутся

$$\begin{aligned}
&\mathrm{Re}\left(T_{11}\right) = \cos\left(\frac{\delta}{2}\right)\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right) + \frac{\delta_c}{\delta}\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right),\\
&\mathrm{Im}\left(T_{11}\right) = -\frac{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}{\delta}\left[\delta_l\sin\left(2\Psi\right)\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right) + \delta_l\cos\left(2\Psi\right)\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right],\\
&\arg\left(T_{11}\right) = \mathrm{arctg}\,\frac{\mathrm{Im}\left(T_{11}\right)}{\mathrm{Re}\left(T_{11}\right)}.
\end{aligned} \tag{55}$$

Первые производные от реальной и мнимой частей T_{11} запишутся

$$\begin{aligned}
&\mathrm{Re}\left(T_{11}\right)\big|_{p=0} = 1,\\
&\mathrm{Re}\left(T_{11}\right)'\Big|_{p=0} = 0,\\
&\mathrm{Re}\left(T_{11}\right)''\Big|_{p=0} = \frac{\cos\left(\delta_{c0}\right)-1}{2\delta_{c0}^2}\left(A^2+B^2\right) - \left(W\eta\frac{\delta_{c0}}{2}\right)^2,\\
&\mathrm{Im}\left(T_{11}\right)\big|_{p=0} = 0,\\
&\mathrm{Im}\left(T_{11}\right)'\Big|_{p=0} = -\frac{\sin\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}}\left[A\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right) + B\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right],\\
&\mathrm{Im}\left(T_{11}\right)''\Big|_{p=0} = W\eta\frac{2\sin\left(\delta_{c0}/2\right) - \delta_{c0}\cos\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}}\left[A\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right) + B\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right].
\end{aligned} \tag{56}$$

Раскладывая в ряд величину $\arg(T_{11})$ по малому параметру p учитывая, что $\mathrm{Im}(T_{11})|_{p=0}=0$, $\mathrm{Re}(T_{11})|_{p=0}=1$ и $\mathrm{Re}(T_{11})'|_{p=0}=0$ получим

$$\arg\left(T_{11}\right) = p\cdot \mathrm{Im}\left(T_{11}\right)'\Big|_{p=0} + \frac{p^2}{2}\mathrm{Im}\left(T_{11}\right)''\Big|_{p=0} + \\ + \frac{p^3}{6}\left[\mathrm{Im}\left(T_{11}\right)'''\Big|_{p=0} - 2\left(\mathrm{Im}\left(T_{11}\right)'\Big|_{p=0}\right)^3 - 3\mathrm{Im}\left(T_{11}\right)'\Big|_{p=0}\mathrm{Re}\left(T_{11}\right)''\Big|_{p=0}\right] + O\left(p^4\right). \quad (57)$$

Учитывая только первый член разложения в (57) и так же выражение для ψ из (14), а так же соотношения (16), (24) выражение (54) можно переписать

$$\Omega = kL_0 n_0 + kn_0\int_0^{L_0}\varepsilon_{zz}dz - kL_0\frac{n_0^3}{4}\left(\Delta B_{11} + \Delta B_{22} + \frac{\sin\left(\delta_{c0}\right)}{\delta_{c0}}\left\{\Delta B_{11} - \Delta B_{22}\right\} + \frac{4\sin^2\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}}\Delta B_{12}\right), \quad (58)$$

В случае отсутствия циркулярного двулучепреломления (58) перепишется

$$\Omega^* = kL_0 n_0 + kn_0\int_0^{L_0}\varepsilon_{zz}dz - kL_0\frac{n_0^3}{2}\Delta B_{11}. \quad (59)$$

Для теплового искажения фазы $\Omega_\Delta=\Omega_{hot}-\Omega_{cold}$ (58) и (59) соответственно перепишутся

$$\Omega_\Delta = -kL_0\frac{n_0^3}{4}\left(\Delta B_{11} + \Delta B_{22} + \frac{\sin\left(\delta_{c0}\right)}{\delta_{c0}}\left\{\Delta B_{11} - \Delta B_{22}\right\} + \frac{4\sin^2\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}}\Delta B_{12}\right) + \\ + k\left(n_0 - 1\right)\int_0^{L_0}\varepsilon_{zz}dz, \quad (60)$$

$$\Omega_\Delta^* = -kL_0\frac{n_0^3}{2}\Delta B_{11} + k\left(n_0 - 1\right)\int_0^{L_0}\varepsilon_{zz}dz,$$

здесь n_0 – показатель преломления в отсутствии напряжений и нагрева элемента, ε_{zz} – компонента тензора деформаций. Последний член определяет фазовые искажения, связанные с деформацией ОЭ и искривлением его торцов. Причем для случая плоской деформации (длинный стержень) ε_{zz} не зависит от поперечных координат и приводит только к постоянному набегу фазы, которым можно пренебречь. Для случая плоско напряженного состояния $\varepsilon_{zz}=\alpha_T(1+\nu)(T(r)-T_0)$ зависит от полярного радиуса и приводит к дополнительным искажениям волнового фронта [11]. Так же этот член в изотропно упругом материале не зависит от ориентации кристаллографических осей и полностью определяется градиентом температуры. Первый член зависит от направления кристаллографических осей, величины циркулярного двулучепреломления и полярных координат r и φ. Зависимость от полярного угла φ свидетельствует о наличии астигматизма тепловой линзы. Выделим в (60) два слагаемых: первое ψ_{stigm}, не зависящее от φ, и второе слагаемое ψ_{astigm}, зависящее от него и определяющее астигматизм тепловой линзы

$$
\begin{aligned}
&\Omega_{\Delta} = \psi_{stigm} + \psi_{astigm},\\
&\psi_{stigm} = \frac{p}{2}\cdot f(u)\left\{\frac{P}{Q} - (\xi-1)\left(\frac{1}{2}[K_1+K_2] + \frac{1}{2}\frac{\sin\delta_{c0}}{\delta_{c0}}[K_1-K_2] + \frac{2\sin^2(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}K_3\right)\right\} + k(n_0-1)\int_0^L \varepsilon_{zz}dz,\\
&\psi_{astigm} = -p\cdot h(u)\left\{A^{\cos}\cos(2\varphi) + A^{\sin}\sin(2\varphi)\right\},\\
&A^{\cos} = \frac{\sin\delta_{c0}}{2\delta_{c0}} + \frac{(\xi-1)}{4}\left[\left(B_1^{\cos}\right)\left(1+\frac{\sin\delta_{c0}}{\delta_{c0}}\right) + \left(B_2^{\cos}\right)\left(1-\frac{\sin\delta_{c0}}{\delta_{c0}}\right) + 4\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}B_{12}^{\cos}\right],\\
&A^{\sin} = \frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}} + \frac{(\xi-1)}{4}\left[\left(B_1^{\sin}\right)\left(1+\frac{\sin\delta_{c0}}{\delta_{c0}}\right) + \left(B_2^{\sin}\right)\left(1-\frac{\sin\delta_{c0}}{\delta_{c0}}\right) + 4\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}B_{12}^{\sin}\right].
\end{aligned}
\qquad (61)
$$

Таким образом, выражение (61), в общем случае описывает тепловую линзу, возникающую в линейно поляризованном излучении при прохождении монокристаллического ОЭ с произвольной ориентации кристаллографических осей. Так как для большинства материалов величина P/Q превышает 10, то ψ_{stigm} в основном определяется термооптической характеристикой P, которая, в свою очередь, в основном определяется величиной dn/dT. Так же отсюда следует, что величина ψ_{stigm} «слабо» зависит от ориентации кристаллографических осей. Как и для термонаведенной деполяризации, все материальные константы среды, кроме параметра пьезооптической анизотропии ξ и величины циркулярного двулучепреломления, вынесены отдельным слагаемым за скобку и не влияют на поведение величины ψ_{astigm} при изменении углов Эйлера. Величина ψ_{stigm} в общем случае существенно ($\sim P/Q$) превышает величину ψ_{astigm}, и можно считать, что ψ_{stigm} отвечает за сферическую аберрацию, которая определяется видом функции $f(u)$, а ψ_{astigm} – за астигматизм тепловой линзы.

Рассмотрим частные выражения ψ_{stigm} и ψ_{astigm} для стекла и ориентаций кубического кристалла [001] и [111]. Подставляя ξ=1 получим выражения для набега фазы в стекле:

$$
\begin{aligned}
&\psi_{stigmGlass} = \frac{p}{2}\cdot\frac{P}{Q}f(u),\\
&\psi_{astigmGlass} = -p\cdot h(u)\frac{\sin(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}-2\varphi\right),
\end{aligned}
\qquad (62)
$$

подставляя α=π/4, $\mathrm{tg}^2(\beta)$=2 для кубического кристалла в ориентации осей [111] получим

$$
\begin{aligned}
&\psi_{stigm[111]} = \frac{p}{2}\cdot f(u)\left(\frac{P}{Q} - \frac{(\xi-1)}{3}\right),\\
&\psi_{astigm[111]} = -p\cdot h(u)\cdot\frac{1+2\xi}{3}\cdot\frac{\sin(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}-2\varphi\right).
\end{aligned}
\qquad (63)
$$

подставляя α – любое, β=0 для кубического кристалла в ориентации осей [001] получим

$$\psi_{stigm[001]} = \frac{p}{2}\cdot\frac{P}{Q} f(u),$$
$$\psi_{astigm[001]} = -\frac{p}{2}\cdot h(u)\cdot\frac{\sin(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}\cdot\left[(\xi+1)\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}-2\varphi\right)-(\xi-1)\cos\left(4\Phi-\frac{\delta_{c0}}{2}-2\varphi\right)\right], \quad (64)$$

Как и для термонаведенной деполяризации [50], из $\psi_{astigm[001]}$ можно получить выражения $\psi_{astigm[111]}$ и ψ_{astigm_Glass} производя последовательно замены: $\xi \to 1$, $p \to p\cdot(2\xi+1)/3$ и $\xi \to 1$, соответственно. В каждом из рассмотренных случаев для линейно поляризованного излучения присутствует астигматизм тепловой линзы, при этом выражения, описывающие слагаемое ψ_{stigm} совпадает с ψ полученными в [77].

1.2. Термонаведенные искажения поляризации в системе двух оптических элементов разделенных кварцевым вращателем

Рассмотрим тепловые искажения поляризации в системе двух ОЭ разделенных поляризационным вращателем (кварцевый вращатель поляризации). Будем считать, что ОЭ изготовлены из разных монокристаллических кубических материалов с произвольным направлением кристаллографических осей и произвольной величиной циркулярного двулучепреломления в каждом из них. Вращение поляризации в кварцевом вращетеле так же произвольная величина. Излучение распространяется вдоль оси *z*, направление линейной поляризации лазерного излучения параллельно оси *x* (**Рис. 6**).

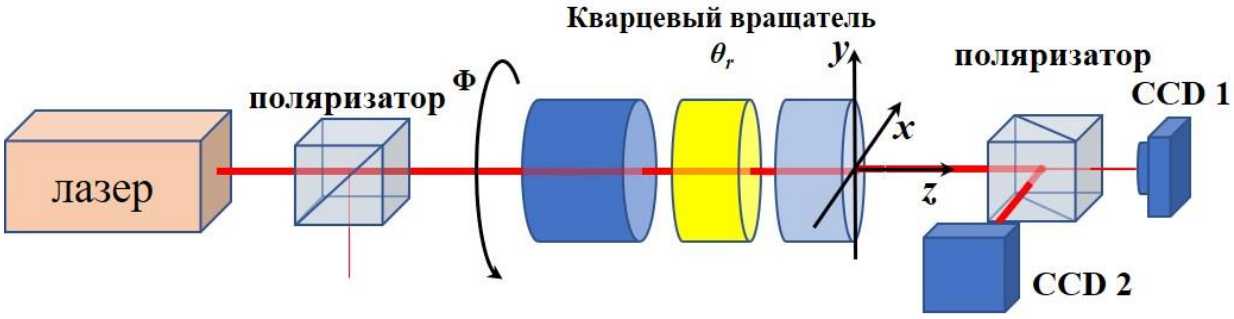

Рис. 6 *Принципиальная схема измерения термонаведенной деполяризации в системе ОЭ, разделенных кварцевым вращателем поляризации. Положение выходного поляризатора изображено при отсутствии фарадеевского вращения в ОЭ и отсутствии кварцевого вращателя поляризации.*

1.2.1. Термонаведенная деполяризация

Выражение (1) в рассматриваемом случае перепишется в виде

$$\begin{aligned}&\mathbf{E}_{out}=\exp\left(i\left[\psi_1+\psi_2\right]\right)\cdot\mathbf{T}\cdot\mathbf{E}_{in}=\\&=\exp\left(i\left[\psi_1+\psi_2\right]\right)\cdot\mathbf{R}\left(-\left[\frac{\delta_{c01}}{2}+\frac{\delta_{c02}}{2}+\theta_r\right]\right)\cdot\mathbf{M_2}\left(\delta_{c2},\delta_{l2},\Psi_2\right)\cdot\mathbf{R}\left(\theta_r\right)\cdot\mathbf{M_1}\left(\delta_{c1},\delta_{l1},\Psi_1\right)\cdot\mathbf{E}_{in}\end{aligned}\tag{65}$$

Здесь индекс i у переменных δ_{li}, δ_{c0i}, δ_{ci}, Ψ_i и ψ_i отвечает к какому ОЭ данная переменная относится. Подставляя в (65) выражения (2), (5) для реальной и мнимой частей матрицы Джонса T_{21} получим

$$\begin{aligned}&\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)=\left[\delta_{l1}\delta_{l2}\sin\left(2\Psi_1-2\Psi_2+2\theta_r+\frac{\delta_{c01}}{2}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)+\delta_{c1}\delta_{c2}\sin\left(\frac{\delta_{c01}}{2}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)\right]\frac{\sin\left(\delta_1/2\right)}{\delta_1}\frac{\sin\left(\delta_2/2\right)}{\delta_2}+\\&+\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)\left[\delta_{c1}\cos\left(\frac{\delta_2}{2}\right)\frac{\sin\left(\delta_1/2\right)}{\delta_1}+\delta_{c2}\cos\left(\frac{\delta_1}{2}\right)\frac{\sin\left(\delta_2/2\right)}{\delta_2}\right]-\cos\left(\frac{\delta_1}{2}\right)\cos\left(\frac{\delta_2}{2}\right)\sin\left(\frac{\delta_{c01}}{2}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right),\end{aligned}\tag{66}$$

$$\begin{aligned}&\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)=\left[\delta_{l2}\delta_{c1}\cos\left(2\Psi_2-2\theta_r-\frac{\delta_{c01}}{2}-\frac{\delta_{c02}}{2}\right)-\delta_{l1}\delta_{c2}\cos\left(2\Psi_1-\frac{\delta_{c01}}{2}-\frac{\delta_{c02}}{2}\right)\right]\frac{\sin\left(\delta_1/2\right)}{\delta_1}\frac{\sin\left(\delta_2/2\right)}{\delta_2}-\\&-\delta_{l2}\sin\left(2\Psi_2-2\theta_r-\frac{\delta_{c01}}{2}-\frac{\delta_{c02}}{2}\right)\cos\left(\frac{\delta_1}{2}\right)\frac{\sin\left(\delta_2/2\right)}{\delta_2}-\delta_{l1}\sin\left(2\Psi_1-\frac{\delta_{c01}}{2}-\frac{\delta_{c02}}{2}\right)\cos\left(\frac{\delta_2}{2}\right)\frac{\sin\left(\delta_1/2\right)}{\delta_1}.\end{aligned}$$

Первые производные от них соответственно запишутся

$$\begin{aligned}&\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}=\frac{W}{2}\left(\delta_{c01}\eta_1+D\delta_{c02}\eta_2\right),\\&\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)''\Big|_{p=0}=\frac{\delta_{c01}-\sin\left(\delta_{c01}\right)}{2\delta_{c01}^2}\left(A_1^2+B_1^2\right)+D^2\frac{\delta_{c02}-\sin\left(\delta_{c02}\right)}{2\delta_{c02}^2}\left(A_2^2+B_2^2\right)+2D\frac{\sin\left(\delta_{c01}/2\right)}{\delta_{c01}}\cdot\\&\quad\cdot\frac{\sin\left(\delta_{c02}/2\right)}{\delta_{c02}}\left[\left(A_1B_2-A_2B_1\right)\cos\left(2\theta_r+\frac{\delta_{c01}}{2}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)+\left(A_1A_2+B_1B_2\right)\sin\left(2\theta_r+\frac{\delta_{c01}}{2}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)\right],\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}&\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}=-\frac{\sin\left(\delta_{c01}/2\right)}{\delta_{c01}}\left[A_1\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)-B_1\sin\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)\right]-D\frac{\sin\left(\delta_{c02}/2\right)}{\delta_{c02}}\cdot\\&\quad\cdot\left[A_2\cos\left(2\theta_r+\delta_{c01}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)-B_2\sin\left(2\theta_r+\delta_{c01}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)\right],\\&\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)''\Big|_{p=0}=DW\eta_2\left[D\frac{2\sin\left(\delta_{c02}/2\right)-\delta_{c02}\cos\left(\delta_{c02}/2\right)}{\delta_{c02}}\left\{A_2\cos\left(2\theta_r+\frac{\delta_{c01}}{2}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)\right.\right.\\&\quad\left.-B_2\sin\left(2\theta_r+\frac{\delta_{c01}}{2}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)\right\}-\frac{\sin\left(\delta_{c01}/2\right)}{\delta_{c01}}\delta_{c02}\left\{A_1\sin\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)+B_1\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)\right\}\Bigg]+\\&\quad+W\eta_1\left[D\frac{\sin\left(\delta_{c02}/2\right)}{\delta_{c02}}\delta_{c01}\left\{A_2\sin\left(2\theta_r+\delta_{c01}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)+B_2\cos\left(2\theta_r+\delta_{c01}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)\right\}+\right.\\&\quad\left.+\frac{2\sin\left(\delta_{c01}/2\right)-\delta_{c01}\cos\left(\delta_{c01}/2\right)}{\delta_{c01}}\left\{A_1\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)-B_1\sin\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)\right\}\right],\end{aligned}\tag{67}$$

где $D=p_2/p_1$ – отношение нормированных мощностей в ОЭ. Здесь аналогично случаю одного элемента члены, содержащие A_i и B_i, определяют вклад в деполяризацию от

термонаведенного линейного двулучепреломления, члены, содержащие η_i, определяют вклад в деполяризацию от неоднородного вращения поляризации из-за температурной зависимости постоянной Верде (или оптической активности). Аналогично, как и в случае одного элемента, подставляя (67) в (34) и затем в (32) (или в (35)) можно получить выражения для локальной степени деполяризации Γ, а подставив в (8), получить выражения для интегральной термонаведенной деполяризации излучения γ. В связи с громоздкостью здесь их приводить не будем.

Выражения (66)-(67) получены в общем виде и из них можно получить ранее опубликованные результаты: положив D=0 (отсутствие второго МОЭ) можно получить выражение для локальной деполяризации аналогичное полученному в работе [66] для традиционного изолятора Фарадея; взяв выражения A_i и B_i для монокристалла с ориентацией [001] или [111], положив η_i=0 (отсутствие учета зависимости δ_c от температуры) и $\delta_{c01}=\delta_{c02}=\pi/4$ получим выражения Γ для изолятора Фарадея с компенсацией с взаимным вращателем из работы [152], а положив η_i=0, $\delta_{c01}=\pi/2$ и δ_{c02}=0 – выражения Γ для изолятора Фарадея с компенсацией вне магнитного поля с дополнительным поглощающим элементом [133].

Аналогично (41) и (42) можно выделить два первых ненулевых члена разложения, определяющие вклады от неоднородного вращения поляризации из-за температурной зависимости постоянной Верде и от термонаведенного линейного двулучепреломления

$$\begin{aligned}
\gamma_V &= p^2\frac{\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\rho}\left(\mathrm{Re}(T_{21})'\big|_{p=0}\right)^2 I(u)\,du}{\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\rho}I(u)\,du}=\left(\frac{p}{2}\left(\delta_{c01}\eta_1+D\delta_{c02}\eta_2\right)\right)^2\int_0^{\rho}W^2\,F_h(u)\,du,\\
\gamma_P &= p^2\frac{\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\rho}\left(\mathrm{Im}(T_{21})'\big|_{p=0}\right)^2 I(u)\,du}{\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\rho}I(u)\,du}=\\
&=\frac{p^2}{2\pi}\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\rho}\left[\frac{\sin(\delta_{c01}/2)}{\delta_{c01}}\left[A_1\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)-B_1\sin\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)\right]+\right.\\
&\qquad\left.+D\frac{\sin(\delta_{c02}/2)}{\delta_{c02}}\left[A_2\cos\left(2\theta_r+\delta_{c01}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)-B_2\sin\left(2\theta_r+\delta_{c01}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)\right]\right]^2F_h(u)\,du
\end{aligned}\tag{68}$$

Рассмотрим случай отсутствия циркулярного двулучепреломления $\delta_c=\delta_{c0}$=0, в этом случае ситуация существенно упрощается и (66) перепишутся

$$\begin{aligned}
\mathrm{Re}(T_{21}) &= \sin\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\sin\left(\frac{\delta_{l2}}{2}\right)\sin\left(2\Psi_1-2\Psi_2+2\theta_r\right),\\
\mathrm{Im}(T_{21}) &= -\sin\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\sin\left(2\Psi_1\right)\cos\left(\frac{\delta_{l2}}{2}\right)-\sin\left(\frac{\delta_{l2}}{2}\right)\sin\left(2\Psi_2-2\theta_r\right)\cos\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right).
\end{aligned}\tag{69}$$

Откуда получим выражение для Γ

$$\Gamma = \sin^2\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\sin^2\left(\frac{\delta_{l2}}{2}\right)\sin^2\left(2\Psi_1 - 2\Psi_2 + 2\theta_r\right) + \\ + \left[\sin\left(2\Psi_2 - 2\theta_r\right)\cos\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\sin\left(\frac{\delta_{l2}}{2}\right) + \sin\left(2\Psi_1\right)\sin\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\cos\left(\frac{\delta_{l2}}{2}\right)\right]^2, \quad (70)$$

которое в приближении слабого двулучепреломления раскладывается

$$\Gamma = \left[\frac{\delta_1}{2}\sin\left(2\Psi_1\right) + \frac{\delta_2}{2}\sin\left(2\Psi_2 - 2\theta_r\right)\right]^2 + O\left(p^4\right) = \\ = \frac{p^2}{4}\left[A_1 + \left(A_2\cos\left(2\theta_r\right) - B_2\sin\left(2\theta_r\right)\right)\right]^2 + O\left(p^4\right) \quad (71)$$

Рассмотрим, как ведет себя термонаведенная деполяризация композитного элемента, состоящего из двух ОЭ, разделенных кварцевым вращателем.

1.2.2. Эквивалентность термонаведенной деполяризации в одиночном оптическом элементе из одного материала и в композитном элементе из другого материала

В ряде экспериментов по компенсации термонаведенной деполяризации, автором было замечено, что поведение распределения деполяризованного излучения в системе элементов существенно отличается от поведения в каждом из элементов по отдельности. Например, при использовании материала с ξ>0 распределение локальной деполяризации композитного элемента из этого материала вращалось при настройке схемы компенсации (как и в материале с ξ<0). Объяснений такого поведения дано не было. Разберемся в этом вопросе. Согласно (48) термонаведенная деполяризация лазерного излучения, вызванная термонаведенным двулучепреломлением в отдельном оптическом элементе при отсутствии циркулярного двулучепреломления (вращения Фарадея или оптической активности), описывается выражением [49]

$$\Gamma^* = \left\{\sin\left(\frac{\delta_l^*}{2}\right)\sin\left(2\Psi^*\right)\right\}^2, \quad (72)$$

где «*» обозначает, что величина принадлежит одиночному оптическому элементу. Для композитного элемента, состоящего из двух оптических элементов, разделенных поляризационным вращателем, аналогичное выражение согласно (70) запишется в виде

$$\Gamma = \sin^2\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\sin^2\left(\frac{\delta_{l2}}{2}\right)\sin^2\left(2\Psi_1 - 2\Psi_2 + 2\theta_r\right) + \\ + \left[\sin\left(2\Psi_2 - 2\theta_r\right)\cos\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\sin\left(\frac{\delta_{l2}}{2}\right) + \sin\left(2\Psi_1\right)\sin\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\cos\left(\frac{\delta_{l2}}{2}\right)\right]^2, \quad (73)$$

В стеклах и монокристаллах с ориентацией [111] угол $\Psi^*=\Psi_i=\varphi$, а δ_l имеют одинаковую зависимость от полярного радиуса r, а локальная деполяризация излучения не зависит от поворотов оптических элементов (не зависит от углов Φ^* и Φ_i). В стационарном случае термонаведенное двулучепреломление в них, в принципе, эквивалентно (смотреть подробнее раздел 3.5), тогда как в кристаллах с ориентацией [001] ситуация сложнее. Ответим на вопрос, возможно ли создать композитный оптический элемент из кубического материала в ориентации [001] с параметром пьезооптической анизотропии ξ, который вел бы себя как одиночный оптический элемент из другого кубического материала с ξ^* с точки зрения термонаведенного двулучепреломления? Для этого, для любой точки поперечного сечения, в том числе в случае вращения оптического (композитного) элемента, должно выполняться условие $\Gamma^*=\Gamma$. Анализ выражений (72) и (73) показал, что при использовании композитного элемента только из двух кристаллов, разделенных поляризационным вращателем, условие $\Gamma^*=\Gamma$ в общем виде (при произвольном двулучепреломлении) выполнить невозможно. Однако это возможно в приближении слабого двулучепреломления $\delta_l<<1$. Для этого разложим выражения (72) и (73) по малому параметру и приравняем первые ненулевые члены

$$\left\{\frac{\delta_l^*}{2}\sin\left(2\Psi^*\right)\right\}^2 = \left\{\frac{\delta_{l2}}{2}\sin\left(2\Psi_2 - 2\theta_r\right) + \frac{\delta_{l1}}{2}\sin\left(2\Psi_1\right)\right\}^2. \quad (74)$$

Подставляя в (74) выражения (29) для ориентации [001], введя обозначения $D_1=p_1/p^*$, $D_2=p_2/p^*$, и считая, что $\Phi_i=\Phi^*+d\Phi_i$, получим систему уравнений, решения которой будут приводить к выполнению равенства (74) для любых значений r, φ и Φ^*

$$\begin{cases} D_2\left(\xi+1\right)\sin\left(2\theta_r\right)=0, \\ \left[D_1 + D_2\cos\left(2\theta_r\right)\right]\left(\xi+1\right) = \xi^* + 1, \\ \left[D_1\sin\left(4d\Phi_1\right) + D_2\sin\left(4d\Phi_2 - 2\theta_r\right)\right]\left(\xi-1\right)=0, \\ \left[D_1\cos\left(4d\Phi_1\right) + D_2\cos\left(4d\Phi_2 - 2\theta_r\right)\right]\left(\xi-1\right) = \xi^* - 1. \end{cases} \quad (75)$$

Здесь необходимо учитывать, что так как мы используем в композитном элементе один материал, то D_1 и D_2 должны быть одного знака, а сам знак определяется знаками термооптических характеристик Q используемых материалов. Из системы (75) можно сделать простейшие выводы: i) угол вращения поляризации в кварцевом вращателе

должен удовлетворять условию $\sin(2\theta_r)=0$, откуда следует два принципиальных варианта: угол θ_r равен 0 (отсутствие поляризационного вращателя) или $\pi/2$ (90^0 вращатель); ii) при использовании композитного элемента из стекла ($\xi = 1$) невозможно смоделировать термонаведенную деполяризацию в монокристаллическом элементе из любого материала. Подставляя найденные значения θ_r в (75) и выражая неизвестные получим

$$\begin{cases} D_1 = -\dfrac{\sin\left(4d\Phi_2\right)}{\sin\left(4d\Phi_1\right)-\sin\left(4d\Phi_2\right)}\dfrac{\xi^*+1}{\xi+1}, \\ D_2 = \pm\dfrac{\sin\left(4d\Phi_1\right)}{\sin\left(4d\Phi_1\right)-\sin\left(4d\Phi_2\right)}\dfrac{\xi^*+1}{\xi+1}, \\ D_2/D_1 = \pm\sin\left(4d\Phi_1\right)/\sin\left(4d\Phi_2\right) > 0, \\ \dfrac{\sin\left(4d\Phi_1-4d\Phi_2\right)}{\sin\left(4d\Phi_1\right)-\sin\left(4d\Phi_2\right)} = \dfrac{\xi^*-1}{\xi^*+1}\dfrac{\xi+1}{\xi-1}. \end{cases} \tag{76}$$

Знаки во втором и третьем равенстве соответствуют $\theta_r=0$ и $\theta_r=\pi/2$ соответственно. Последнее равенство является уравнением на углы $d\Phi_i$ и при любых фиксированных значениях ξ и ξ^* имеет бесконечное множество решений. При любых найденных значениях $d\Phi_i$ условие на одинаковость знака D_1 и D_2 может быть выполнено постановкой или убиранием поляризационного вращателя. При такой записи утеряны решения, при которых $\sin(4d\Phi_1)=\sin(4d\Phi_2)=0$ одновременно. Рассмотрим их, пусть $d\Phi_1=\pi k/4$. В этом случае для выполнения системы (75) необходимо, чтобы $d\Phi_2=\pi(k+1)/4$. Данный случай соответствует двум различных положениям монокристаллов с ориентацией [001], соответствующих экстремальным значениям термонаведенной деполяризации. Условия на D_i тогда запишутся при $d\Phi_1=0$ и $d\Phi_2=\pi/4$

$$\theta_r = 0, \begin{cases} D_1 = \dfrac{\xi^*\xi-1}{\xi^2-1}, \\ D_2 = -\dfrac{\xi^*-\xi}{\xi^2-1}, \\ \dfrac{D_2}{D_1} = -\dfrac{\xi^*-\xi}{\xi^*\xi-1}, \end{cases} \quad \theta_r = \frac{\pi}{2}, \begin{cases} D_1 = \dfrac{\xi^*\xi-1}{\xi^2-1}, \\ D_2 = \dfrac{\xi^*-\xi}{\xi^2-1}, \\ \dfrac{D_2}{D_1} = \dfrac{\xi^*-\xi}{\xi^*\xi-1}, \end{cases} \tag{77}$$

а при $d\Phi_1=\pi/4$ и $d\Phi_2=0$ условия на D_i запишутся

$$\theta_r = 0, \begin{cases} D_1 = -\dfrac{\xi^*-\xi}{\xi^2-1}, \\ D_2 = \dfrac{\xi^*\xi-1}{\xi^2-1}, \\ \dfrac{D_1}{D_2} = -\dfrac{\xi^*-\xi}{\xi^*\xi-1}, \end{cases} \quad \theta_r = \frac{\pi}{2}, \begin{cases} D_1 = -\dfrac{\xi^*-\xi}{\xi^2-1}, \\ D_2 = -\dfrac{\xi^*\xi-1}{\xi^2-1}, \\ \dfrac{D_1}{D_2} = \dfrac{\xi^*-\xi}{\xi^*\xi-1}. \end{cases} \tag{78}$$

Отметим также, что поскольку у моделируемого одиночного монокристаллического элемента есть некоторая свобода в выборе направлений кристаллографических осей, то заменой угла Φ^* на $\Phi^{**}=\Phi^*+\pi/4$, можно получим выражения, аналогичные (77) и (78) с точностью до замены D_1 на D_2 и наоборот. Однако данный композит будет вести себя как одиночный монокристаллический элемент с параметром пьезооптической анизотропии $\xi^{**}=1/\xi^*$. **Таким образом, для любых двух материалов можно устанавливая или убирая 90^0 поляризационный вращатель (при необходимости) и подбирая длины оптических элементов композита выполнить условия** (77), (78) **при которых термонаведенная деполяризация Γ и γ_P в композитном элементе из двух кристаллов и в искомом оптическом элементе в приближении слабого двулучепреломления будут полностью идентичны. Поперечная структура распределения направлений возникающих термонаведенных собственных поляризаций, значения разности фаз между ними и их изменения при вращении элемента вокруг оси распространения пучка будут практически идентичны.**

Так же возможен поиск решения, при котором величины деполяризации в одиночном и композитном элементах равны, но разность фаз термонаведенного двулучепреломления имеет противоположный знак. В этом случае (76) должно выполняться с точностью до смены знака в первых двух равенствах для D_i-ых. Из уравнений (77) и (78) видно, что такое решение существует при фиксированных ξ, ξ^* и знаках D_i и D^*. В этом случае, поместив такой композитный элемент после ОЭ, можно компенсировать термически наведенные поляризационные искажения одного в другом. Компенсация сохранится, даже в случае одновременного поворота этих элементов на один и тот же угол $\Phi=\Phi^*$.

Для верификации был проведен модельный эксперимент и измерена термонаведенная деполяризация в композитном элементе из кристаллов $Tb_3Ga_5O_{12}$ (TGG). Схема эксперимента представлена на **Рис. 7**

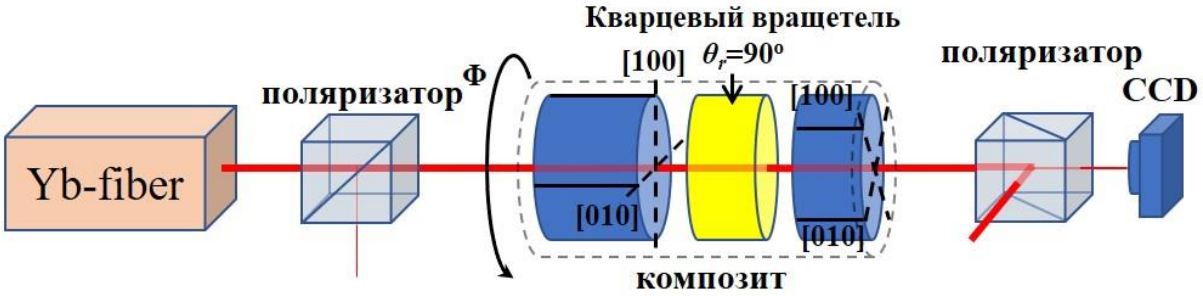

Рис. 7 *Принципиальная схема эксперимента по измерению термонаведенной деполяризации в композитном элементе, изготовленном из двух различных кристаллов TGG.*

В качестве источника линейно поляризованного излучения использовался непрерывный Yb-волоконный лазер (IPG Photonics) с гауссовым пучком в поперечном сечении, длиной волны 1070 нм и максимальной мощностью 300 Вт. Излучение пропускалось через первый поляризатор (шпатовый клин) для увеличения контраста линейной поляризации до 10^{-6}. Далее линейно поляризованное излучение распространялось через композитных элемент, вносящий термонаведенные поляризационные искажения. Затем излучение ослаблялось в результате последовательных отражений от двух клиньев из плавленого кварца (не показаны на **Рис. 7**), попадало на второй поляризатор (призму Глана), после чего прошедшая часть излучения измерялась CCD камерой. Призма Глана устанавливалась в двух положениях: 1) скрещено с направлением поляризации лазерного излучения, прошедшего через композит, и 2) со направленно. В первом положении измерялось распределение интенсивности деполяризованного излучения $I_d=\Gamma\cdot I_0$, а во втором — распределение интенсивности основной компоненты поля I_0. Интегрируя их по сечению и деля одно на другое, вычислялась интегральная термонаведенная деполяризация γ. Точность измерения термонаведенной деполяризации γ была не хуже 5%. Составной элемент состоял из двух кристаллов TGG (ξ=2.25) в ориентации [001] с разной длиной (L_1=9.3 мм; L_2=9.0 мм) и разными коэффициентами поглощения, между которыми был помещен кварцевый вращатель поляризации 90^0. Термонаведенная деполяризация возникает в каждом из кристаллов TGG, а кристаллический кварц только вращает плоскость поляризации (тепловыми эффектами в нем можно пренебречь). Из отдельно измеренной термонаведенной деполяризации в каждом кристалле TGG мы определили отношение $[\gamma_1(\Phi)/\gamma_2(\Phi)]^{1/2}=D_1/D_2=\alpha_{01}L_1/\alpha_{02}L_2$, равное 1.27. Первый элемент устанавливался в положение минимума деполяризации ($d\Phi_1$=0), а второй — в положение максимума ($d\Phi_2=\pi/4$). Весь композитный элемент мог вращаться как единое целое на угол Ф. Рассматривая композит как неизвестный монокристалл с ориентацией [001] и используя известные методы определения параметра пьезооптической анизотропии в кристаллическом материале (раздел 1.1.1), определялся параметр ξ^*. Измерялось поведение распределения локальной деполяризации в зависимости от угла поворота композита как целого $\Gamma(\Phi)$ при фиксированной мощности лазерного излучения. После прохождения композита распределение $\Gamma(\Phi)$ имело вид мальтийского креста, характерного для монокристаллов с ориентацией [001]. При монотонном изменении угла

Ф мальтийский крест вращался неравномерно, что характерно для монокристаллических материалов с ξ<0 (**Рис. 8**)

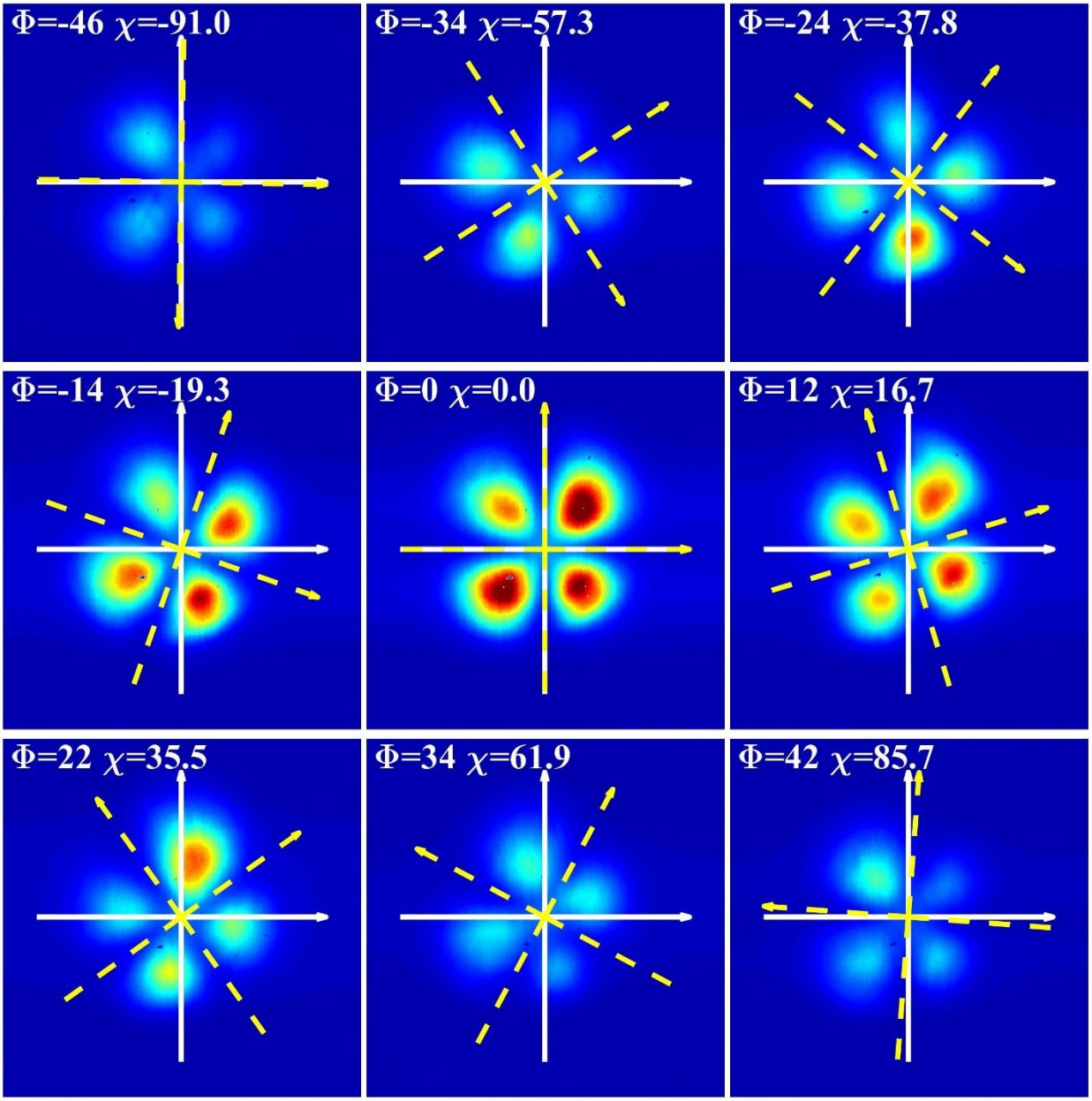

Рис. 8 *Экспериментальные распределения интенсивности деполяризованного излучения $I_d=Г(Ф)\cdot I_0$ с CCD-камеры (400x400 пикселей) в зависимости от угла поворота композита при мощности непрерывного лазера 233 Вт. Лабораторные оси x и y направлены горизонтально и вертикально. Поляризация падающего излучения со направлена с осью x. Значения углов Ф и χ указаны в градусах.*

Экспериментальная зависимость угла χ, определяющего направление минимальной интенсивности мальтийского креста, от угла поворота Ф композита показана кружками на **Рис. 9(а)**. Точность определения угла поворота Ф составила ±0.03 градуса, а угла χ ±0.2

градуса. Красная сплошная кривая — теоретически рассчитанная зависимость $\chi(\Phi)$ для элемента из материала с ξ^*=-1.89±0.05 [68], зеленые штриховые кривые соответствуют равномерному повороту мальтийского креста. Также наблюдалось характерное изменение интенсивности мальтийского креста от максимума до минимума с периодом π/4 по углу Φ. В положениях составного элемента, где термонаведенная деполяризация была максимальной и минимальной, была измерена интегральная термонаведенная деполяризация в зависимости от мощности лазерного излучения [**Рис. 9(b)**].

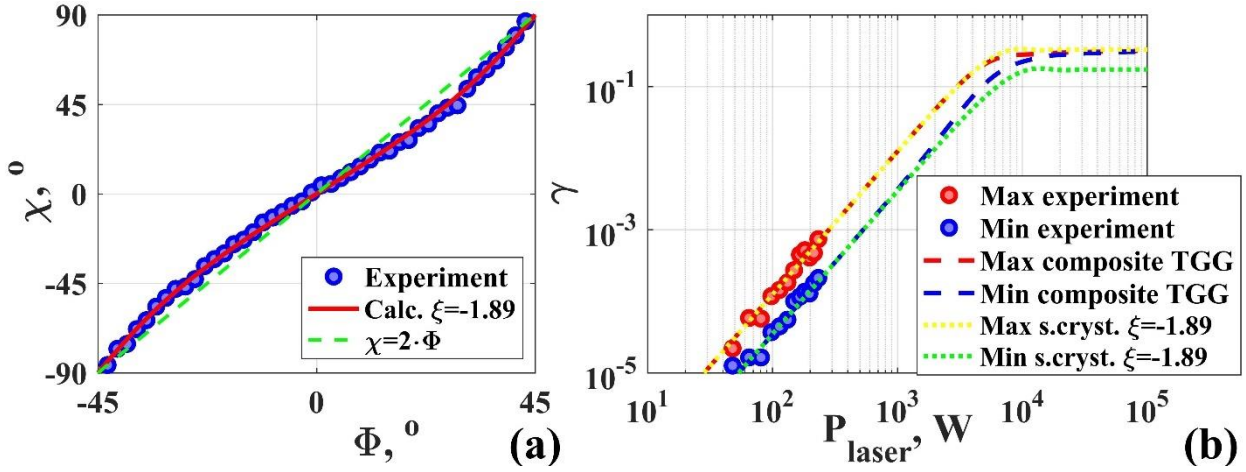

Рис. 9 *а) Угол поворота мальтийского креста χ в зависимости от угла поворота Ф композитного элемента как целого; б) зависимость интегральной термонаведенной деполяризации γ в положении максимума и минимума в зависимости от мощности лазерного излучения.*

Исходя из известных D_1/D_2, $d\Phi_1$, $d\Phi_2$, θ_r и ξ, используя соотношения (77), можно найти, что такой составной элемент должен вести себя как монокристалл материала с ξ^*=-1.89 (или ξ^{**}=-0.53). Используя уравнение (72) (или уравнение (73)) и уравнение (8) численно получена зависимость γ от мощности лазерного излучения для одиночного монокристаллического элемента с ξ^*=-1.89 (желтая и зеленая пунктирные кривые) и для композита, состоящего из двух кристаллов TGG с отношением D_1/D_2=1.27, разделенных 90^0 кварцевым вращателем поляризации (красная и синяя штриховые кривые) для положения, в котором термонаведенная деполяризация была максимальной и минимальной. Расчеты выполнены для гауссова пучка. Единственным подгоночным параметром, позволяющим согласовать теоретические соотношения с экспериментальными данными, было значение p^*. При одинаковом кратном уменьшении/увеличении длины кристаллов композитного элемента он будет вести себя как монокристалл с параметром ξ^*, но с меньшим/большим значением p^* (эквивалентным

уменьшению/увеличению длины или поглощения моделируемого кристалла). Видно, что штриховые и пунктирные кривые совпадают (выполняется условие слабого двулучепреломления) вплоть до $\gamma \sim 10^{-2}$, что для используемых кристаллов соответствует мощности 2-3 кВт. Выше этой мощности экспериментально полученный композит и смоделированный одиночный кристаллический элемент вносят различные термонаведенные поляризационные искажения и перестают быть эквивалентными. Для достижения эквивалентности при большей мощности необходимо использовать композиты, состоящие из большего числа элементов.

Данный подход может иметь практическое применение. Значение параметра пьезооптической анизотропии материала (так же как коэффициента теплопроводности, показателя преломления или коэффициента теплового расширения) не может свободно варьироваться в широких пределах, в отличие от коэффициента линейного поглощения (изменить который можно, например легированием материала) или длины оптического элемента (изменение механически резкой и полировкой). Как показано выше, предлагаемый метод позволяет создать композитный элемент с термонаведенными искажениями поляризации, близкими к искажениям в монокристалле с любым заранее заданным параметром пьезооптической анизотропии (который может быть уникальным или не существовать в природе). Поведение локальной термонаведенной деполяризации (изменение ее интенсивности и колебания или поворот ее распределения) в зависимости от поворота композита будет полностью таким же, как и в моделируемом кристаллическом элементе.

Одним из способов ослабления термонаведенной деполяризации является добавление в лазерную систему неоднородной фазовой пластины, вносящей поляризационные искажения с противоположным знаком разности фаз двулучепреломления и максимально приближенной к тем, которые возникают в оптическом элементе (или элементах). Это позволяет компенсировать поляризационные искажения при прохождении излучения через всю систему. Одним из известных способов является использование двух одинаковых оптических элементов, разделенных 90-градусным кварцевым вращателем [141]. Кварцевый вращатель совместно со вторым оптическим элементом выполняет роль компенсирующей поглощающей неоднородной фазовой пластины. Преимущество такого подхода в том, что компенсация эффективно работает при любом уровне лазерной мощности. Недостатком является необходимость обеспечения одинаковых условий тепловыделения и охлаждения элементов и одинакового распространения излучения через элементы. Другой подход заключается в использовании оптических элементов без

поглощения. В качестве фазовой пластины предлагалось использовать одноосный кристалл, помещенный в сходящийся пучок [217], неоднородную волновую пластину, изготовленную механическим способом [126] или записанную путем модификации материала лазерным излучением [127]. Основным недостатком этих методов является то, что они работают только при определенной мощности излучения.

Композитный элемент может быть использован также в качестве поглощающей неоднородной фазовой пластины. Зная материал реального оптического элемента, уровень деполяризации, ее происхождение, форму и начальную поляризацию излучения, можно будет изготовить такой композитный элемент, добавление которого приведет к эффективной компенсации деполяризации излучения, возникающей в этом оптическом элементе. Дополнительным преимуществом может стать свобода выбора материала для изготовления композита. Это даст возможность дополнительно частично компенсировать термически наведенные фазовые искажения (тепловая линза) за счет использования материалов с dn/dT противоположного знака или возможность дополнительно увеличивать спектральную ширину усиления за счет использования другого лазерного материала [134].

1.3. Случай большего количества элементов

Рассмотрим тепловые искажения поляризации в системе нескольких ОЭ разделенных поляризационным вращателем (кварцевый вращатель поляризации). Как и прежде будем считать, что ОЭ изготовлены из разных монокристаллических кубических материалов с произвольным направлением кристаллографических осей и произвольной величиной циркулярного двулучепреломления в каждом из них. Вращение поляризации в каждом из кварцевых вращетелей произвольная величина. Излучение распространяется вдоль оси z, направление линейной поляризации лазерного излучения параллельно оси x (**Рис. 10**)

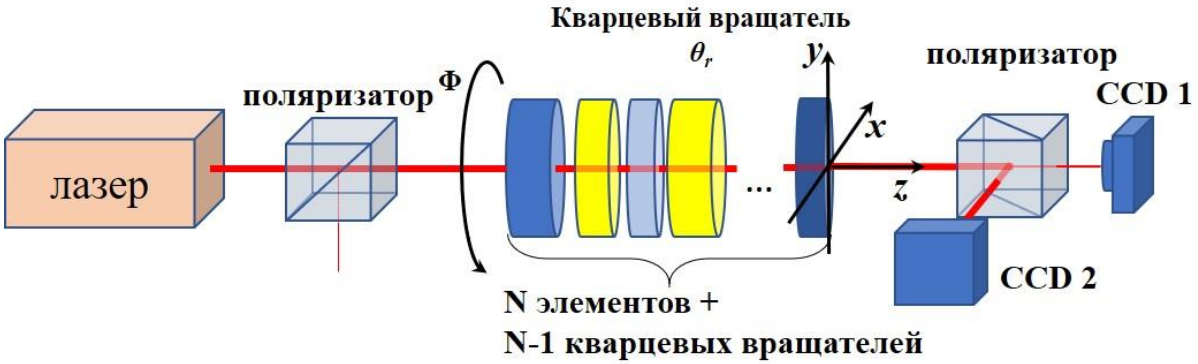

Рис. 10 *Принципиальная схема измерения термонаведенной деполяризации в системе из N оптических элементов, разделенных кварцевыми вращателями поляризации. Положение выходного поляризатора изображено при отсутствии фарадеевского вращения в оптических элементах и отсутствии кварцевых вращателей поляризации.*

Выражение (1) в этом случае запишется в общем виде

$$\begin{aligned}&\mathbf{E}_{out} = \exp\left(i\sum_{m=1}^{N}\psi_m\right)\cdot\mathbf{T}\cdot\mathbf{E}_{in} = \\ &= \exp\left(i\sum_{m=1}^{N}\psi_m\right)\mathbf{R}\left(-\sum_{m=1}^{N-1}\theta_{rm}\right)\mathbf{R}\left(-\sum_{m=1}^{N}\frac{\delta_{c0\,m}}{2}\right)\mathbf{M}_N\mathbf{R}\left(\theta_{r\,N-1}\right)\mathbf{M}_{N-1}...\mathbf{R}\left(\theta_{r2}\right)\mathbf{M}_2\mathbf{R}\left(\theta_{r1}\right)\mathbf{M}_1\mathbf{E}_{in}.\end{aligned} \tag{79}$$

Для упрощения расчетов и получения общего выражения для Γ для системы из N элементов аналогично работе [52] можно воспользоваться тем фактом, что матрицы Джонса оптических элементов являются унитарными:

$$\mathbf{U}\mathbf{U}^{\dagger} = \begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix}, \tag{80}$$

где "†" – эрмитово сопряжение. Произвольная унитарная матрица может быть представлена в виде

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix}\mu_0 + i\mu_1 & \mu_2 + i\mu_3\\ -\mu_2 + i\mu_3 & \mu_0 - i\mu_1\end{pmatrix}, \tag{81}$$

где коэффициенты удовлетворяют условию $|\mu_0|^2+|\mu_1|^2+|\mu_2|^2+|\mu_3|^2=1$. При этом произвольная унитарная матрица **U** может быть разложена по матрицам Паули

$$\begin{aligned}&\mathbf{U} = \mu_0\boldsymbol{\sigma}_0 + \mu_1\boldsymbol{\sigma}_1 + \mu_2\boldsymbol{\sigma}_2 + \mu_3\boldsymbol{\sigma}_3,\\ &\boldsymbol{\sigma}_0 = \begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix},\ \boldsymbol{\sigma}_1 = \begin{pmatrix}i & 0\\ 0 & -i\end{pmatrix},\ \boldsymbol{\sigma}_2 = \begin{pmatrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{pmatrix},\ \boldsymbol{\sigma}_3 = \begin{pmatrix}0 & i\\ i & 0\end{pmatrix},\end{aligned} \tag{82}$$

где матрицы удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned}&\boldsymbol{\sigma}_1^2=\boldsymbol{\sigma}_2^2=\boldsymbol{\sigma}_3^2=\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2\boldsymbol{\sigma}_3=-\boldsymbol{\sigma}_0,\\&\boldsymbol{\sigma}_i\boldsymbol{\sigma}_j=-\boldsymbol{\sigma}_j\boldsymbol{\sigma}_i=\boldsymbol{\sigma}_k,\ (i,j,k=1,2,3),\end{aligned}\tag{83}$$

и образуют ортонормированный базис эрмитовых матриц 2×2. Символы *i*, *j*, *k* удовлетворяют условиям циклической перестановки. Произведение N унитарных матриц также является унитарной матрицей и представимо в виде разложения по данным матрицам

$$\begin{aligned}&\mathbf{T}=\mu_{0T}\boldsymbol{\sigma}_0+\mu_{1T}\boldsymbol{\sigma}_1+\mu_{2T}\boldsymbol{\sigma}_2+\mu_{3T}\boldsymbol{\sigma}_3,\\&\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)=\mu_{2T},\\&\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)=\mu_{3T}.\end{aligned}\tag{84}$$

Можно заметить, что матрицу $\mathbf{M}_i$ в (79) можно переписать в виде произведения трех матриц

$$\begin{aligned}\mathbf{M}_i&=\begin{pmatrix}\cos\left(\Psi_i\right)&-\sin\left(\Psi_i\right)\\\sin\left(\Psi_i\right)&\cos\left(\Psi_i\right)\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\cos\left(\frac{\delta_i}{2}\right)-i\frac{\delta_{li}}{\delta_i}\sin\left(\frac{\delta_i}{2}\right)&-\frac{\delta_{ci}}{\delta_i}\sin\left(\frac{\delta_i}{2}\right)\\\frac{\delta_{ci}}{\delta_i}\sin\left(\frac{\delta_i}{2}\right)&\cos\left(\frac{\delta_i}{2}\right)+i\frac{\delta_{li}}{\delta_i}\sin\left(\frac{\delta_i}{2}\right)\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\cos\left(\Psi_i\right)&\sin\left(\Psi_i\right)\\-\sin\left(\Psi_i\right)&\cos\left(\Psi_i\right)\end{pmatrix}=\\&=\mathbf{R}\left(\Psi_i\right)\cdot\tilde{\mathbf{M}}_i\cdot\mathbf{R}\left(\Psi_i\right),\end{aligned}\tag{85}$$

тогда матрицу **T** из (79), описывающую состояние поляризации излучения, можно переписать в виде

$$\begin{aligned}&\mathbf{T}=\mathbf{R}\left(\alpha_{N+1}\right)\tilde{\mathbf{M}}_N\mathbf{R}\left(\alpha_N\right)\tilde{\mathbf{M}}_{N-1}...\mathbf{R}\left(\alpha_3\right)\tilde{\mathbf{M}}_2\mathbf{R}\left(\alpha_2\right)\tilde{\mathbf{M}}_1\mathbf{R}\left(\alpha_1\right)=\mathbf{R}\left(\alpha_{N+1}\right)\prod_{m=1}^{N}\tilde{\mathbf{M}}_m\mathbf{R}\left(\alpha_m\right),\\&\alpha_1=-\Psi_1,\\&\alpha_n=\Psi_{n-1}-\Psi_n+\theta_{r\,n-1},\ \ n\in\left(2,N\right)\\&\alpha_{N+1}=\Psi_N-\sum_{m=1}^{N-1}\theta_{r\,m}-\sum_{m=1}^{N}\frac{\delta_{c0m}}{2}.\end{aligned}\tag{86}$$

где можно ввести разложения в виде

$$\begin{aligned}&\tilde{\mathbf{M}}_m\mathbf{R}\left(\alpha_m\right)=\mu_{0m}\boldsymbol{\sigma}_0+\mu_{1m}\boldsymbol{\sigma}_1+\mu_{2m}\boldsymbol{\sigma}_2+\mu_{3m}\boldsymbol{\sigma}_3,\\&\mu_{0m}=\cos\left(\frac{\delta_m}{2}\right)\cos\left(\alpha_m\right)+\frac{\delta_{cm}}{\delta_m}\sin\left(\frac{\delta_m}{2}\right)\sin\left(\alpha_m\right),\\&\mu_{1m}=-\frac{\delta_{lm}}{\delta_m}\sin\left(\frac{\delta_m}{2}\right)\cos\left(\alpha_m\right),\\&\mu_{2m}=\cos\left(\frac{\delta_m}{2}\right)\sin\left(\alpha_m\right)-\frac{\delta_{cm}}{\delta_m}\sin\left(\frac{\delta_m}{2}\right)\cos\left(\alpha_m\right),\\&\mu_{3m}=-\frac{\delta_{lm}}{\delta_m}\sin\left(\frac{\delta_m}{2}\right)\sin\left(\alpha_m\right),\\&\mathbf{R}\left(\alpha_{N+1}\right)=\cos\left(\alpha_{N+1}\right)\boldsymbol{\sigma}_0+\sin\left(\alpha_{N+1}\right)\boldsymbol{\sigma}_2.\end{aligned}\tag{87}$$

Таким образом задача сводится к нахождению коэффициентов при матрицах $\boldsymbol{\sigma}_2$ и $\boldsymbol{\sigma}_3$ после перемножения матриц Джонса ОЭ и кварцевых вращателей. Далее полученные коэффициенты разложить по малому параметру p, аналогично пунктам 1.1 и 1.2 и получить приближенные аналитические выражения для Γ.

Общее выражение для термонаведенной деполяризации относительно просто можно получить только в приближении слабого двулучепреломления для первых ненулевых членов в разложении

$$\Gamma = \left(\sum_{n=1}^{N} \frac{\sin\left(\delta_{c0n}/2\right)}{\delta_{c0n}} \sin\left(2\Psi_n - \frac{\delta_{c0n}}{2} - \theta_{\Sigma n-1} \right) \delta_{ln} \right)^2 + \left(\frac{W}{2} \sum_{n=1}^{N} p_n \delta_{c0n} \eta_n \right)^2 + O\left(\delta_l^4\right) =$$

$$= \left(\sum_{n=1}^{N} p_n \frac{\sin\left(\delta_{c0n}/2\right)}{\delta_{c0n}} \left[A_n \cos\left(\frac{\delta_{c0n}}{2} + \theta_{\Sigma n-1} \right) - B_n \sin\left(\frac{\delta_{c0n}}{2} + \theta_{\Sigma n-1} \right) \right] \right)^2 + \left(\frac{W}{2} \sum_{n=1}^{N} p_n \delta_{c0n} \eta_n \right)^2 + O\left(p^4\right), \qquad (88)$$

$$\begin{cases} \theta_{\Sigma 0} = 0, \\ \theta_{\Sigma n-1} = \sum_{m=1}^{n-1} \left[2\theta_{rm} + \delta_{c0m} \right]. \end{cases}$$

1.4. Заключение к Главе 1

Резюмируем полученные в Главе 1 результаты, опубликованные в работах [173, 174, 178, 179]:

1. Предложен подход для аналитического вычисления термонаведенных поляризационных и фазовых искажений в термонагруженном ОЭ, используя разложение по производным от реальной и мнимой частей компоненты матрицы Джонса.
2. Используя предложенный подход, получены общие аналитические формулы для случая одного и двух ОЭ разделенных поляризационным вращателем.
3. Показано, что, выбирая в композите длины поглощающих элементов из монокристаллического материала с кубической симметрией в ориентации [001] и помещая (при необходимости) между ними кварцевый вращатель, можно в приближении слабого двулучепреломления добиться тех же термонаведенных поляризационных искажений излучения, что и в одиночном оптическом элементе из другого наперед заданного кубического материала с ориентацией [001]. При этом распределения в поперечном сечении направлений возникающих термонаведенных собственных поляризаций, разность фаз между ними и их изменение при вращении элемента вокруг оси распространения пучка практически идентичны. Знаком разности фаз возникающего термонаведенного

линейного двулучепреломления можно управлять, изменяя параметры композитного элемента, что позволяет изготовить составной элемент из другого оптического материала, компенсирующий термонаведенные поляризационные искажения в заданном ОЭ.

4. Проведен модельный эксперимент показавший, что композитный элемент из двух кристаллов TGG (ξ=2.25) с ориентацией [001] и отношением $\alpha_{01}L_1/\alpha_{02}L_2$=1.27, разделенных 90° кварцевым поляризационным вращателем вносит термонаведенные поляризационные искажения идентичные искажениям элемента, изготовленного из материала с параметром пьезооптической анизотропии ξ^{*}=-1.89 (или ξ^{**}=-0.53).
5. Используя предложенный подход, рассмотрен случай вычисления аналитических выражения для термонаведенных поляризационных искажений вносимых N оптическими элементами, разделенных поляризационными вращателями.

2 ГЛАВА. ОСОБЕННОСТИ САМОНАВЕДЕННЫХ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ И МЕТОДЫ ИХ УМЕНЬШЕНИЯ В ОДИНОЧНОМ ОПТИЧЕСКОМ ЭЛЕМЕНТЕ

Рост средней и пиковой мощности современных источников лазерного излучения приводит к увеличению требований к используемым лазерным материалам. Ряд традиционных широко используемых материалов перестают удовлетворять все возрастающим требованиям, что приводит к необходимости поиска новых материалов. Непрерывно совершенствуются имеющиеся технологии изготовления оптических материалов и разрабатываются новые технологии. Количество новых лазерных и магнитооптических материалов, которые можно использовать в лазерном излучении с высокой средней мощностью растет. Каждый из новых материалов имеет свои оптические, термооптические, лазерные и магнитооптические свойства и соответствующие им материальные параметры. Как показано в Главе 1, возникающие при прохождении ОЭ поляризационные и фазовые искажения зависят от параметров используемого материала.

В этой главе будут рассмотрены некоторые особенности тепловых эффектов, зависящие от параметров материала и возможности уменьшения их влияния на проходящее излучение с высокой средней мощностью при использовании одного ОЭ. Зная об этих особенностях, можно подбирать материал и используя эти особенности изготавливать ОЭ менее подверженные тепловым эффектам.

2.1. Ориентационная зависимость тепловых эффектов и ее особенности в материалах с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии

2.1.1. Особенности термонаведенной деполяризации в магнитооптических средах

Зависимость тепловых эффектов в монокристаллических материалах от направления кристаллографических осей была показана в 70-х годах прошлого века и тогда же сформулирована классическая задача об оптимальной ориентации [12, 22]. Задача была исследована численно и показано, что при относительно малых поглощенных мощностях ориентация [001] является оптимальной и поворотом входной поляризации

(или поворотом кристалла) можно минимизировать термонаведенную деполяризацию. Аналитические выражения для термонаведенной деполяризации в монокристаллическом ОЭ (в том числе при наличии циркулярного двулучепреломления) с произвольной ориентацией кристаллографических осей были получены и проанализированы в работах [49, 50], где показано, что для ОЭ при наличии и при отсутствии циркулярного двулучепреломления для любого кубического кристалла и малого тепловыделения (приближение слабого двулучепреломления) ориентация [001] всегда является лучшей ориентацией, а худшей ориентацией является либо [111] (для малых отношений радиуса кристалла к радиусу пучка), либо [110] (для больших значений отношений радиуса кристалла к радиусу пучка). Ориентация [111] всегда является худшей ориентацией в случае высокого тепловыделения. Однако, данное утверждение верно только в случае материалов с $\xi>0$. Материалы с $\xi<0$ имеют особенность, в данных материалах присутствует критическая ориентация [C], выбором которой в отсутствии циркулярного двулучепреломления термонаведенная деполяризация связанная с термонаведенным двулучепреломлением может быть сделан равной нулю [53, 58, 60]. Данная ориентация определяется абсолютным значением параметра пьезооптической анизотропии ξ и лежит в плоскости, проходящей через ориентации [001]→[111]→[110]. При этом, при ξ=-0.5 она совпадает с ориентацией [111] и в этом случае величина $\delta_l\equiv0$.

Термонаведенная деполяризация излучения, возникающая в МОЭах изоляторов и вращателей Фарадея, приводит к потерям мощности на поляризаторах, неоднородности поворота плоскости поляризации и уменьшению степени изоляции, что является основным фундаментальным ограничением для использования данных устройств в мощном лазерном излучении. Причем было показано, что при использовании традиционных магнитооптических материалов (магнитооптические стекла, кристалл TGG) вклад в термонаведенную деполяризацию от термонаведенного двулучепреломления существенно превосходит вклад от неоднородного вращения из-за температурной зависимости постоянной Верде от температуры ($\gamma_P>>\gamma_V$) [66]. Поэтому использование магнитооптических материалов с $\xi<0$ и их особенности термонаведенного двулучепреломления в критической ориентации при изготовлении фарадеевских устройств очень заманчиво. Однако решения задачи об оптимальной ориентации для материалов с $\xi<0$ при наличии в них циркулярного двулучепреломления получено не было. Как и ответов на вопросы о влиянии величины циркулярного двулучепреломления на направление оптимальной ориентации, на сколько возможно уменьшить деполяризацию выбором оптимальной ориентации и насколько при этом улучшаться

характеристики изолятора Фарадея при высокой мощности. В данном разделе ответим на эти вопросы.

Проанализируем (31) с учетом общего вида δ_c, δ_l и Ψ. При произвольной мощности, заданном F_h и заданном материале МОЭ $\mathrm{Re}(T_{21})$ в (31) в общем случае не может быть обращен в нуль при $\delta_{c0}\neq 0$, так как для этого необходимо одновременно выполнить условие $\eta=0$ и $\delta_l=0$. Если первое условие может быть выполнено для диамагнитных материалов в которых $\beta_T=1/V(dV/dT)=0$, то условие $\delta_l=0$ при произвольной мощности лазера и заданном поперечном распределении излучения и материале МОЭ выполняется только в случае $A^2+B^2=0$, что соответствует одновременному равенству $A=B=0$. Анализируя выражения (25) с подстановкой (17) можно заметить, что условие $A=B=0$ при произвольных h, g и φ приводит к системе из шести уравнений с тремя углами Эйлера в качестве свободных параметров и в общем случае не имеет решения. В то время как $\mathrm{Im}(T_{21})$ в (31) может быть обращен в нуль при $\delta_l=0$ или при $\sin(2\Psi-\delta_{c0}/2)=0$. Первое условие как и ранее выполнить в общем случае невозможно, тогда как второе условие $\sin(2\Psi-\delta_{c0}/2)=0$ может быть выполнено при условии

$$A\cos\frac{\delta_{c0}}{2}-B\sin\frac{\delta_{c0}}{2}=0, \tag{89}$$

Подставляя (25) и (17) в (89) и приравнивая к нулю множители при $h\cdot\sin(2\varphi)$ и $h\cdot\cos(2\varphi)$ и при интеграле g получим систему из трех уравнений

$$\begin{cases} 2\sin(4\alpha)\cos(\beta)\left(\cos^2(\beta)+1\right)\cos(\delta_{c0}-4\Phi)=\left[\left(\sin^4(\beta)+8\cos^2(\beta)\right)\sin^2(2\alpha)+\sin^2(2\beta)-4\right]\sin(\delta_{c0}-4\Phi), \\ 2\sin(4\alpha)\cos(\beta)\left(\cos^2(\beta)+1\right)\cos(4\Phi)+\left[\left(\sin^4(\beta)+8\cos^2(\beta)\right)\sin^2(2\alpha)+\sin^2(2\beta)-4\right]\sin(4\Phi)- \\ -\sin(\delta_{c0})\left[\sin^2(2\alpha)\sin^4(\beta)+\sin^2(2\beta)+4\right]=\dfrac{8\sin\delta_{c0}}{(\xi-1)}, \\ \sin\left(2\Phi-\dfrac{\delta_{c0}}{2}\right)\left[\sin^2(2\beta)-\sin^2(2\alpha)\sin^2(\beta)\left(\cos^2(\beta)+1\right)\right]=\cos\left(2\Phi-\dfrac{\delta_{c0}}{2}\right)\sin(4\alpha)\cos(\beta)\sin^2(\beta), \end{cases} \tag{90}$$

при выполнении которой для любой точки поперечного сечения (r,φ) будет выполнено условие (89). Здесь δ_{c0} и ξ фиксированы, а α, β и Φ углы Эйлера, которые являются свободными параметрами. Имеем систему из трех уравнений при трех неизвестных решение которой можно записать в виде

$$\begin{cases} \alpha=\pi/4+\pi k, \\ \cos^2\beta=\xi/(\xi-1), \\ \Phi=\delta_{c0}/4, \end{cases} \qquad \begin{cases} \sin^2(2\alpha)=-8\xi/(1-2\xi)^2, \\ \cos^2\beta=1/(2-2\xi), \\ \cos(2\Phi-\delta_{c0}/2)=1/(1-2\xi)^2, \end{cases} \tag{91}$$

где найденные углы Эйлера задают симметрично относительно каждого направления ориентации [111] три эквивалентные оптимальные ориентации. Углы α и β определяют вырезку цилиндрического оптического элемента относительно кристаллографических

осей монокристалла, а угол Ф определяет угол поворота оптического элемента вокруг оси цилиндра и задает положение кристаллографических осей относительно поляризации падающего излучения. Из сравнения (91) и выражений на углы Эйлера, полученные в отсутствие фарадеевского вращения [53], видно, что они совпадают с точностью до поворота оптического элемента. При этом выражения (91) могут быть выполнены только для материалов обладающих $\xi<0$ ($\cos^2(\beta)>0$, $\sin^2(2\alpha)>0$). Таким образом, при использовании магнитоактивных материалов с $\xi<0$ в устройствах Фарадея для минимизации термонаведенной деполяризации они должны быть вырезаны в критической ориентации [C], введенной ранее, и повернуты на угол Ф согласно (91). Заметим, что в (89) δ_{c0} произвольная константа, а его выполнение эквивалентно равенству $A/B=\mathrm{tg}(\delta_{c0}/2)$, что согласно (26) равно $\mathrm{tg}(2\Psi)$. Таким образом, **в материалах с $\xi<0$ выбором ориентации кристаллографических осей можно сделать величину Ψ не зависящей от поперечных констант и равной любой наперед заданной константе, и, как следствие, выполнить $\mathrm{Im}(T_{21})=0$. Равенство нулю $\mathrm{Im}(T_{21})$ исходя из (34), (35) и (41) приводит к тому, что $\gamma_P=0$ (первый член в разложении вклада в деполяризацию от термонаведенного линейного двулучепреломления)**, а первый ненулевой член в разложении для материалов с $\beta_T\neq0$ становится член γ_V который пропорционален квадрату лазерной мощности $\sim P^2_{\mathrm{laser}}$, полностью определяемый неоднородностью вращения поляризации от зависимости постоянной Верде от температуры. В связи с малостью его вклад необходимо сравнивать с вкладами от следующих порядков разложения, в которые входит и вклад от линейного двулучепреломления $\sim \mathrm{Re}(T_{11})''|_{p=0}$. Для материалов с $\beta_T=0$ – первый не нулевой член, определяющий термонаведенную деполяризацию $\sim(\mathrm{Re}(T_{11})''|_{p=0})^2$, а его зависимость от лазерной мощности пропорциональна четвертой степени $\sim P^4_{\mathrm{laser}}$.

Далее, чтобы ответить на вопрос насколько уменьшается термонаведенная деполяризация и насколько улучшаются характеристики ИФ получим аналитическое выражение для интегральной термонаведенной деполяризации вносимой МОЭ в ориентации [C]. Для этого подставим (91) в (17), а затем в (25) и для A и B в ориентации [C] получим

$$A=\frac{(2\xi+1)}{4(\xi-1)}\left\{\frac{(2\xi-3)}{2}\left[\sin 2\varphi-\sin(2\varphi-4\Phi)\right]h-\sin(2\Phi)\,g\right\},$$

$$B=\frac{(2\xi+1)}{4(\xi-1)}\left\{\frac{(2\xi-3)}{2}\left[\cos 2\varphi+\cos(2\varphi-4\Phi)\right]h-\cos(2\Phi)\,g\right\},$$

$$\left(A\cos\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)-B\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right)^2= \tag{92}$$

$$=\frac{(2\xi+1)^2}{16(\xi-1)^2}\left[\frac{(2\xi-3)}{2}\left(\sin\left(2\varphi-\frac{\delta_{c0}}{2}\right)-\sin\left(2\varphi-4\Phi+\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\right)h-\sin\left(2\Phi-\frac{\delta_{c0}}{2}\right)g\right]^2$$

$$A^2+B^2=\frac{(2\xi+1)^2}{16(\xi-1)^2}\left[(2\xi-3)\cos(2\varphi-2\Phi)\,h-g\right]^2.$$

Подставляя (92) в (40), а затем в (8) для членов в той же последовательности что и в (40) получим

$$\gamma_{[C]}=p^2\eta^2\frac{\delta_{c0}^2}{4}A_8+p^2\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}^2}\frac{(2\xi+1)^2}{16(\xi-1)^2}\left\{\frac{(2\xi-3)^2}{2}a_1+a_2\right\}\sin^2\left(2\Phi-\frac{\delta_{c0}}{2}\right)+$$

$$+p^3\eta\frac{(\delta_{c0}-\sin(\delta_{c0}))}{4\delta_{c0}}\frac{(2\xi+1)^2}{16(\xi-1)^2}\left\{\frac{(2\xi-3)^2}{2}a_6+a_7\right\}-$$

$$-p^3\eta\frac{\sin(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}\frac{2\sin(\delta_{c0}/2)-\delta_{c0}\cos(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}\frac{(2\xi+1)^2}{16(\xi-1)^2}\left\{\frac{(2\xi-3)^2}{2}a_6+a_7\right\}\sin^2\left(2\Phi-\frac{\delta_{c0}}{2}\right)+$$

$$+\frac{p^4}{4}\left(\frac{\delta_{c0}-\sin(\delta_{c0})}{2\delta_{c0}^2}\right)^2\frac{(2\xi+1)^4}{4^4(\xi-1)^4}\left\{\frac{3(2\xi-3)^4}{8}a_3+3(2\xi-3)^2a_4+a_5\right\}+$$

$$+\frac{p^4}{4}\eta^2\left(\frac{2\sin(\delta_{c0}/2)-\delta_{c0}\cos(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}}\right)^2\frac{(2\xi+1)^2}{16(\xi-1)^2}\left\{\frac{(2\xi-3)^2}{2}a_9+a_{10}\right\}\sin^2\left(2\Phi-\frac{\delta_{c0}}{2}\right)+$$

$$+p^4\eta^2\frac{\delta_{c0}^2}{4}\frac{\left[\left(\sin^2(\delta_{c0}/2)-2\right)\delta_{c0}+2\sin(\delta_{c0})\right]}{\delta_{c0}^3}\frac{(2\xi+1)^2}{16(\xi-1)^2}\left\{\frac{(2\xi-3)^2}{2}a_9+a_{10}\right\}-$$

$$-p^4\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\frac{2\sin(\delta_{c0}/2)-\delta_{c0}\cos(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}^4}\frac{1}{2}\frac{(2\xi+1)^4}{4^4(\xi-1)^4}\left\{\frac{3(2\xi-3)^4}{8}a_3+3(2\xi-3)^2a_4+a_5\right\}\sin^2\left(2\Phi-\frac{\delta_{c0}}{2}\right)+$$

$$+p^4\sin\left(\frac{\delta_{c0}}{2}\right)\frac{2\sin(\delta_{c0}/2)-\delta_{c0}\cos(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}^4}4\eta^2\frac{\delta_{c0}^2}{4}\frac{(2\xi+1)^2}{16(\xi-1)^2}\left\{\frac{(2\xi-3)^2}{2}a_9+a_{10}\right\}\sin^2\left(2\Phi-\frac{\delta_{c0}}{2}\right)- \tag{93}$$

$$-p^4\eta^2\frac{\delta_{c0}^2}{4}\frac{\sin^2(\delta_{c0}/2)}{\delta_{c0}^2}\frac{(2\xi+1)^2}{16(\xi-1)^2}\left\{\frac{(2\xi-3)^2}{2}a_9+a_{10}\right\}\sin^2\left(2\Phi-\frac{\delta_{c0}}{2}\right)$$

где интегралы a_i есть константы, определяемые формой греющего излучения согласно выражениям

$$
\begin{aligned}
&a_1=\int_0^{\rho} h^2F_h du, \quad a_2=\int_0^{\rho} g^2F_h du,\\
&a_3=\int_0^{\rho} h^4F_h du, \quad a_4=\int_0^{\rho} h^2g^2F_h du, \quad a_5=\int_0^{\rho} g^4F_h du,\\
&a_6=\int_0^{\rho} Wh^2F_h du=a_1\int_0^{\rho} gF_h du-\int_0^{\rho} gh^2F_h du, \quad a_7=\int_0^{\rho} Wg^2F_h du=a_2\int_0^{\rho} gF_h du-\int_0^{\rho} g^3F_h du,\\
&a_8=\int_0^{\rho} W^2F_h du=a_2-\left[\int_0^{\rho} gF_h du\right]^2\\
&a_9=\int_0^{\rho} W^2h^2F_h du=a_1\left(\int_0^{\rho} gF_h du\right)^2-2\int_0^{\rho} gF_h du\int_0^{\rho} gh^2F_h du+a_4,\\
&a_{10}=\int_0^{\rho} W^2g^2F_h du=a_2\left(\int_0^{\rho} gF_h du\right)^2-2\int_0^{\rho} gF_h du\int_0^{\rho} g^3F_h du+a_5.\\
&a_{11}=\int_0^{\rho} W^2h^4F_h du=a_3\int_0^{\rho} gF_h du-\int_0^{\rho} gh^4F_h du,\\
&a_{12}=\int_0^{\rho} W^2h^2g^2F_h du=a_3\int_0^{\rho} gF_h du-\int_0^{\rho} g^3h^2F_h du,\\
&a_{13}=\int_0^{\rho} W^2g^4F_h du=a_5\int_0^{\rho} gF_h du-\int_0^{\rho} g^5F_h du.
\end{aligned}
\tag{94}
$$

Значения интегралов $a_{1\text{-}5}$ для гауссова пучка можно найти в [50] и a_1, a_3 и a_8 для супергауссова пучка в [214]. Характерные значения a_i для гауссова пучка представлены в **Таблица 1**. Отметим, что для гауссова пучка значения интегралов a_2, a_4, a_5 и a_7 существенно зависят от соотношения характерного размера греющего излучения r_h к размеру кристалла R_0. Остальные a_i при превышении $R_0/r_h>3$ слабо зависят от этого соотношения.

Из выражения (93) видно, что при повороте кристалла вырезанного в ориентации [C] термонаведенная деполяризация меняется от своего максимального значения при $\Phi=\pi/4+\delta_c/4+\pi k/2$, до минимального при $\Phi=\delta_c/4+\pi k/2$. Коэффициент η обычно существенно меньше единицы (для TGG $\eta\approx-0.02$), и при углах Ф отличных от $\delta_c/4+\pi k/2$ уровень термонаведенной деполяризации в большей степени определяется вторым слагаемым $\sim p^2$ (исключая случай материала с ξ близким к -0.5). В минимуме часть слагаемых содержащих $\sin^2(2\Phi-\delta_{c0}/2)$ зануляется и выражение для минимального значения запишется в виде

$$\gamma_{[C]\min} = p^4 \frac{\left(\delta_{c0} - \sin\left(\delta_{c0}\right)\right)^2}{16\delta_{c0}^4} \frac{\left(2\xi+1\right)^4}{4^4\left(\xi-1\right)^4}\left[\frac{3\left(2\xi-3\right)^4}{8} a_3 + 3\left(2\xi-3\right)^2 a_4 + a_5\right] +$$
$$+ p^3\eta \frac{\left(\delta_{c0} - \sin\left(\delta_{c0}\right)\right)}{4\delta_{c0}} \frac{\left(2\xi+1\right)^2}{4^2\left(\xi-1\right)^2}\left\{\frac{\left(2\xi-3\right)^2}{2} a_6 + a_7\right\} + p^2\eta^2\delta_{c0}^2 \frac{a_8}{4} + O\left(p^4, p^4\eta^2\right). \quad (95)$$

Здесь роль слагаемого ~$p^2\eta^2$, отвечающего за вклад в деполяризацию от неоднородного вращения поляризации от зависимости постоянной Верде от температуры, существенно возрастает и может стать определяющей при малых p. При увеличении мощности лазера возрастает роль слагаемого ~$p^3\eta$, а затем слагаемого ~p^4 и оно становится определяющим.

Еще одним неучтенным эффектом является температурная зависимость параметра пьезооптической анизотропии, а, следовательно, зависимость оптимальной ориентации от температуры [168, 218]. Если среднюю температуру магнитооптического элемента T^* можно стабилизировать посредством активного охлаждения, то градиент температуры будет приводить к зависимости параметра пьезооптической анизотропии в поперечном сечении и, следовательно, к зависимости оптимальной ориентации от точки к точке в поперечном сечении. И если раньше этим эффектом можно было пренебречь, то в ориентации [C] при существенно подавленном влиянии термонаведенного двулучепреломления на деполяризацию он может начать играть роль. Температурная зависимость ξ аналогично (37) может быть записана в виде

$$\xi = \xi_0\left\{1 + \frac{1}{\xi}\frac{d\xi}{dT}\left[T\left(r\right) - T^*\right]\right\} = \xi_0\left\{1 + p\eta_\xi W\right\},$$
$$\eta_\xi = -\frac{\lambda}{4\pi LQ}\frac{1}{\xi}\frac{d\xi}{dT}. \quad (96)$$

Подставляя выражения (96) в (92), а затем в (93) и раскладывая по малому параметру η_ξ в ориентации [C] получим, что к выражению (95) добавятся слагаемые вида, причем в самом выражении необходимо заменить ξ на ξ_0

$$\gamma_\xi = p^4\eta\eta_\xi \frac{\left(\delta_{c0} - \sin\left(\delta_{c0}\right)\right)}{64\delta_{c0}} \frac{\xi_0\left(2\xi_0+1\right)}{\left(\xi_0-1\right)^3}\left[\left(2\xi_0-3\right)\left\{4\xi_0^2 - 8\xi_0 + 7\right\} a_9 - 6a_{10}\right] -$$
$$- p^5\eta_\xi \frac{\left(\delta_{c0} - \sin\left(\delta_{c0}\right)\right)^2}{4^6\delta_{c0}^4} \frac{\xi_0\left(2\xi_0+1\right)^3}{\left(\xi_0-1\right)^5}\left[\left(2\xi_0-3\right)^3\left\{4\xi_0^2 - 8\xi_0 + 7\right\} a_{11} + 4\left(2\xi_0-3\right)\left\{2\xi_0^2 - 7\xi_0 + 8\right\} a_{12} - 12a_{13}\right] \quad (97)$$
$$+ O(p^6\eta_\xi),$$

Добавочные слагаемые пропорциональны ~$p^4\eta\eta_\xi$ и ~$p^5\eta_\xi$, и из-за малости p их вклад в термонаведенную деполяризации по сравнению с остальными слагаемыми в выражении (95) будет мал. Исключение могут составить материалы с большой величиной $\xi_0\eta_\xi$.

Однако для большинства материалов значение величины $1/\xi\cdot(d\xi/dT)$ неизвестно и дальнейший анализ затруднителен.

Таблица 1 Значение интегралов a_i для гауссова пучка F_h=exp(-u)/(1-exp(-ρ)) для разных значений $\rho=(R_0/r_h)^2$

ρ	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}	a_{11}	a_{12}	a_{13}
1	0.103	0.14	0.020	0.012	0.036	-0.034	-0.018	0.129	0.023	0.053	-0.006	-0.004	0.005
4	0.132	0.55	0.038	0.025	0.522	-0.069	0.193	0.239	0.06	0.153	-0.028	-0.009	0.241
9	0.137	1.69	0.042	0.087	3.995	-0.078	0.527	0.267	0.077	0.335	-0.036	-0.01	1.688
25	0.137	4.86	0.042	0.374	27.73	-0.078	1.035	0.268	0.078	0.971	-0.036	-0.109	9.123

Использование ориентационной зависимости термонаведенной деполяризации в магнитооптических материалах с ξ<0 позволяет существенно уменьшить вклад от термонаведенного линейного двулучепреломления, как минимум сделав γ_P=0, что эквивалентно использованию схем изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации [133, 151, 152]. Однако встает вопрос о существовании таких кристаллических материалов, обладающих хорошими магнитооптическими свойствами. Для определения знака параметра ξ был предложен метод [68], описанный в разделе 1.1.1. Используя его в последнее время были обнаружены магнитооптические материалы одновременно обладающие достаточно высокой для применения величиной постоянной Верде и отрицательным параметром пьезооптической анизотропии (см. **Таблица 2**).

Таблица 2 Материальные параметры магнитооптических сред с ξ<0 при комнатной температуре

	ξ	$\lvert Q\rvert\cdot10^{-7}$ 1/K	α_0, 1/м	κ, Вт/(м·K)	V, рад/(Тл·м)	β_T $\cdot10^{-3}$, 1/K	L*, см	Ref.
TSAG	-101	0.173	0.3	3.6	-46.2	-3.5	0.68	[69]
NTF	-0.37	34.4	0.014	1	-32	-3.4	0.98	[219],[220]
NTF	-0.26	34.4	0.85	1	-32	-3.4	0.98	[220]
KTF	-4.9	18	0.015	1.67	-34	-3.4	0.92	[221]
EuF_2	-0.95	17	4	1.6	-48.4	-3.4	0.65	[222]
Tb:CaF_2	-0.61	33.1	0.001	2.2	-4	-3.4	7.85	[223]
TCZ	-0.29	370	0.3	2	-48.5	-3.4	0.65	[224]
c-Si	-0.63	7.2	0.1 ($4.3\cdot10^{-4}$)	150	15.2**	0	2.1	[196, 197]
TGG	2.25	17	0.13	4.5	-37	-3.4	0.9	[169]

* L рассчитана для магнитного поляр 2.5 Т; ** на λ=1.94 мкм

Для сравнения приведены данные для широко используемого магнитооптического материала тербий галлиевого граната TGG.Так же доподлинно известно, что кристаллы Tb_2O_3 (ξ=-0.11) [225], Ge (ξ=-26) так же обладают отрицательным параметром ξ. Таким образом, материалы с ξ<0 не являются чем-то уникальным и основная сложность была в достоверном измерении этого знака, которая существенно упростилась после того, как появился предложенный метод [68]. Рассмотрим на примере ряда материалов TSAG, NTF и KTF насколько эффективно использование данной ориентационной особенности. Используемые для расчета материальные параметры перечислены в **Таблица 2**. Для материалов NTF и KTF значение $\beta_T=1/V(dV/dT)$ не измерялось. Однако так как они являются типичными представителями парамагнитных материалов, то сделано предположение, что $\beta_T\approx-1/T$, что для комнатной температуры составляет $-3.4\cdot10^{-3}$ 1/K. Согласно (37) α_T и β_T входят в величину η в виде суммы, а так как для парамагнитных материалов α_T на несколько порядков меньше β_T в расчетах им можно пренебречь. Однако для диамагнитных материалов постоянная Верде не зависит от температуры и η будет определяться полностью величиной α_T. Знак термооптической постоянной Q для материалов фторид натрия тербия (NTF) и фторид калия тербия (KTF) неизвестен и считалось, что Q<0, как и в материалах TGG и TSAG. Значения материальных констант для кристалла NTF взяты из работы [220]. Длина образцов рассчитывалась из соотношения $L=(\pi/4)/(VH)$, где величина магнитного поля была выбрана H=2.5 Тл [63, 226]. Так же считалось, что излучение с длиной волны λ=1.07 мкм имеет гауссов профиль с R_0/r_h=3. Результаты расчета для трех материалов представлены на **Рис. 11**

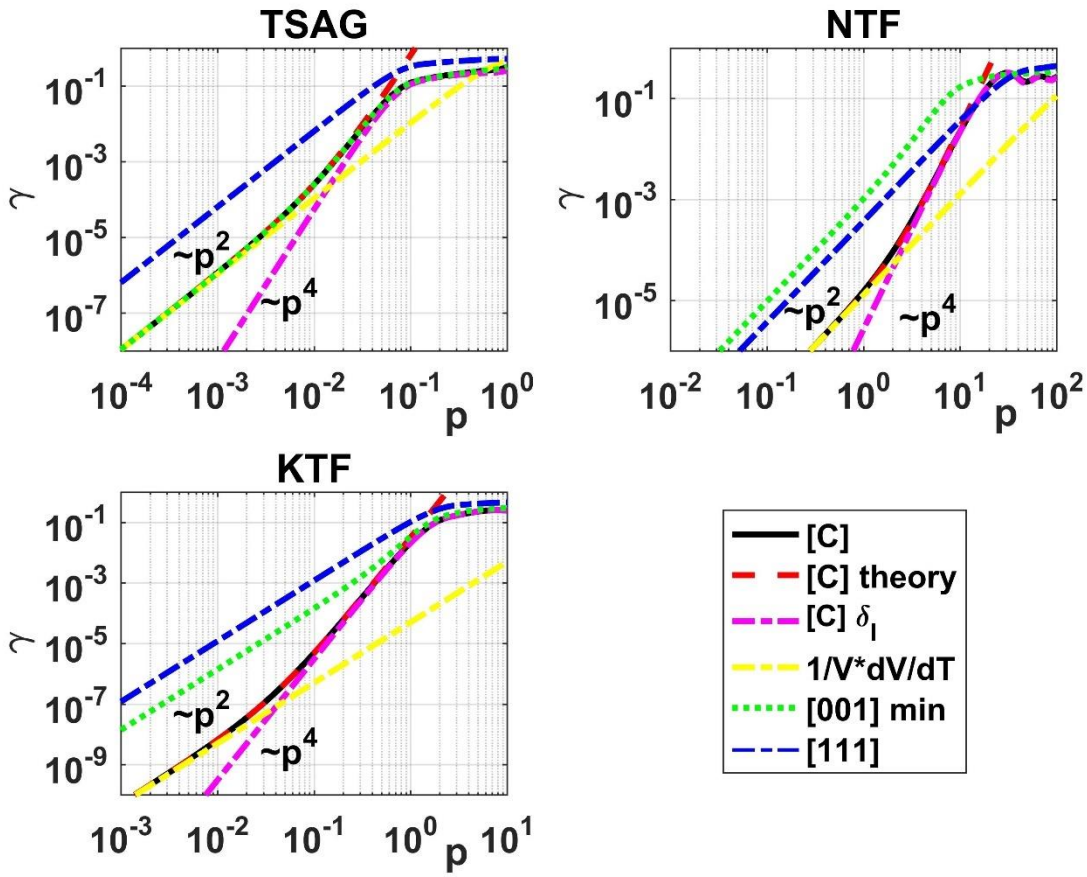

Рис. 11 *Сравнение кривых термонаведенной деполяризации γ материалов TSAG, NTF и KTF в ориентациях [C], [001] и [111]. [C] δ_l — часть γ, определяемая линейным двулучепреломлением, а 1/V·dV/dT — температурной зависимостью постоянной V. [C] theory – посчитанная численно по формуле (95) с a_i из* **Таблица 1** *для ρ=9.*

Используя приведенные в **Таблица 2** данные и выражение (18) можно оценить коэффициент пропорциональности между нормированной мощностью тепловыделения и лазерной мощностью, который составит соответственно: TSAG P_{laser}/p=109 кВт; NTF P_{laser}/p=37 Вт; KTF P_{laser}/p=7.2 кВт. Результаты численного расчета без приближения слабого двулучепреломления представлены черной сплошной кривой, аналитический расчет согласно формуле (95) представлен красным штриховой кривой. Численно рассчитанные вклады в интегральную термонаведенную деполяризацию от чисто термонаведенного линейного двулучепреломления (δ_l) и от неоднородного поворота плоскости поляризации в основном определяющейся температурной зависимостью постоянной Верде ($1/V \cdot dV/dT$) представлены малиновой и желтой штрих-пунктирной кривыми соответственно. Для сравнения представлены кривые зависимостей термонаведенной деполяризации для двух широко используемых ориентаций [111] (синяя

штрихпунктирная кривая) и [001] в положении минимума (зеленая пунктирная кривая). Формула (95) описывает термонаведенную деполяризацию с высокой точностью вплоть ее уровня $\gamma = 10^{-3}$, который является характерной пороговой величиной степени изоляции для изоляторов Фарадея.

Материал TSAG обладает большой абсолютной величиной параметра пьезооптической анизотропии и ориентация [C] в этом материале близка к ориентации [001], что наблюдается в близости соответствующих расчетных кривых. Существенного уменьшения термонаведенной деполяризации при переходе от кристаллов с ориентацией [001] к [C] в данном материале нет. В материале NTF параметр пьезооптической анизотропии лежит между -0.5 и 0, а ориентация [C] отстоит от ориентации [111] на ~8 градусов. В материале KTF параметр пьезооптической анизотропии принимает промежуточное значение, направление ориентации [C] существенно отличается от [001] и [111] и, как следствие, большее по сравнению с ранее рассмотренными материалами уменьшение термонаведенной деполяризации при переходе в ориентацию [C]. Для каждого из материалов прослеживается при увеличении мощности переход от $\gamma \sim p^2\eta^2$ (основной вклад от зависимости V от температуры) к $\gamma \sim p^4$ (основной вклад от линейного термонаведенного двулучепреломления δ_l). Исходя из результатов расчета зависимости термонаведенной деполяризации от нормированной мощности тепловыделения для исследуемых материалов получим: TSAG P_{max}=1.7 кВт (p=0.0162); NTF P_{max}=156 Вт (p=4.2180); KTF P_{max}=3.0 кВт (p=0.4224). Если сравнивать с МОЭ в ориентации [111], то переход к ориентации [C] приводит к росту величины P_{max} для материала TSAG в 4.4 раза, для NTF – в 2.48 раза, а для KTF – в 5 раз.

Еще одним важным параметром для изоляторов Фарадея являются потери мощности на прямом проходе. Из-за возникающего в магнитооптическом элементе термонаведенного двулучепреломления поляризация излучения искажается и на прямом проходе, деполяризованная компонента поля отбрасывается поляризатором на выходе, что приводит к потерям мощности проходящего излучения. Численный анализ показал, что потери мощности на прямом проходе при использовании кристалла в ориентации [C] в целом сравнимы с потерями при использовании кристаллов из того же материала в ориентациях [001] и [111]. Для материалов TSAG и KTF они совпадают с потерями вносимых кристаллом с ориентацией [001] и менее чем в 3 раза превышают потери, вносимые кристаллом с ориентацией [111]. Для сравнения между собой потерь, вносимых разными материалами, вычислим величину термонаведенной деполяризации на прямом проходе при лазерной мощности равной P_{max}: TSAG γ^*=0.0358; NTF γ^*=0.079; KTF

γ^*=0.0608. Таким образом, изоляторы Фарадея, обеспечивая степень изоляции 30 дБ, на материале TSAG при 1.7 кВт греющей мощности будут вносить прямые поляризационные потери в 3.58% (61 Вт) на прямом проходе; NTF при 156 кВт – 7.90% (12 Вт); KTF при 3 кВт – 6.08% (182 Вт). Так как деполяризация неоднородна в поперечном сечении, то полные потери в поперечной моде проходящего излучения будут превышать прямые поляризационные потери γ^* на выходном поляризаторе изолятора Фарадея из-за дифракционных потерь.

Использование ориентационной особенности магнитооптических материалов с ξ<0 было экспериментально проверено в кристалле NTF в работах [220]. Кристаллы для исследования были выращены при стехиометрическом соотношении компонентов $Na_{0.37}Tb_{0.63}F_{2.26}$ методом Бриджмена. Чистота исходных компонентов составляла 99.999% для NaF и 99.99% для TbF_3. Процесс роста проходил в атмосфере фторированного аргона с чистотой 99.999%. Для исследований были изготовлены два МОЭ длиной 10 мм в ориентациях [001] и [C]. Величина измеренной термонаведенной деполяризации, вносимой ИФ с МОЭ в ориентации [C], оказалась в 10 раз меньше минимальной деполяризации в ИФ с МОЭ на основе образца с ориентацией [001], что демонстрирует преимущества использования ориентационной особенности материалов с ξ<0.

2.1.2. Особенности термонаведенных фазовых искажений

2.1.2.1. Уменьшение астигматизма тепловой линзы

В пункте 1.1.2 получены выражения для термонаведенного набега фазы линейно поляризованного излучения и показано, что в фазовых искажениях можно выделить ψ_{stigm} и ψ_{astigm} первая из которых для известных на данный момент материалов слабо зависит от ориентации кристаллографических осей, а вторая полностью ими определяется. Выражение для ψ_{astigm} (61) можно переписать в виде

$$\psi_{astigm} = -p \cdot h(u) \cdot \sqrt{\left(A^{\cos}\right)^2 + \left(A^{\sin}\right)^2} \cdot \sin\left(2\varphi + \arctan\left(\frac{A^{\cos}}{A^{\sin}}\right)\right), \tag{98}$$

где

$$A_{astigm}^2 = \left(A^{\cos}\right)^2 + \left(A^{\sin}\right)^2, \tag{99}$$

является «амплитудой» астигматизма и зависит только от углов Эйлера (α, β, Ф), параметра пьезооптической анизотропии ξ и циркулярного двулучепреломления δ_{c0}. В частности, выражение (99) для стекла имеет вид

$$A^2_{Glass} = \left(\frac{\sin\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}} \right)^2, \tag{100}$$

для ориентации [111] имеет вид

$$A^2_{[111]} = \left(\frac{1+2\xi}{3} \frac{\sin\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}} \right)^2, \tag{101}$$

для ориентации [001] имеет вид

$$A^2_{[001]} = \frac{1}{2}\left(\frac{\sin\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}} \right)^2 \left[\left(1-\xi^2\right)\cos\left(4\Phi-\delta_{c0}\right)+\xi^2+1 \right]. \tag{102}$$

Рассмотрим возможно ли избавится от астигматизма тепловой линзы выбором ориентации кристаллографических осей, для этого амплитуда астигматизма должна равняться нулю, что выполняется при одновременном выполнении равенства $A^{cos}=A^{sin}=0$ из (61)

$$\begin{cases} A^{\cos} = \dfrac{\sin\delta_{c0}}{2\delta_{c0}} + \dfrac{(\xi-1)}{4}\left[\left(B_1^{\cos}\right)\left(1+\dfrac{\sin\delta_{c0}}{\delta_{c0}}\right) + \left(B_2^{\cos}\right)\left(1-\dfrac{\sin\delta_{c0}}{\delta_{c0}}\right) + 4\dfrac{\sin^2\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}} B_{12}^{\cos} \right] = 0, \\ A^{\sin} = \dfrac{\sin^2\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}} + \dfrac{(\xi-1)}{4}\left[\left(B_1^{\sin}\right)\left(1+\dfrac{\sin\delta_{c0}}{\delta_{c0}}\right) + \left(B_2^{\sin}\right)\left(1-\dfrac{\sin\delta_{c0}}{\delta_{c0}}\right) + 4\dfrac{\sin^2\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}} B_{12}^{\sin} \right] = 0. \end{cases} \tag{103}$$

В (103) имеем два выражения и три угла Эйлера в качестве параметров. Результаты численного моделирования зависимости величин A^2_{astigm} от ориентации кристаллографических осей представлены на **Рис. 12**. Каждая точка на сфере соответствует двум углам Эйлера (α, β), цвет соответствует величине минимума амплитуды астигматизма A^2_{astigm} (в логарифмическом масштабе) при варьировании третьего угла Эйлера Ф. Расчет выполнен для нескольких значений величины параметра пьезооптической анизотропии ξ. На рисунке так же представлено взаимное расположение ориентаций осей [111], [001], [C] и им эквивалентных. Расчет выполнен для случая $\delta_c = 0$. Значение $(A^2)_{min} = 10^{-22}$ в моделировании являлось численным нулем. Черные линии с уровнем 10^{-22} на **Рис. 12** определяют множество решений (α, β) системы (103), в которых астигматизм тепловой линзы может быть устранен простым поворотом ОЭ (изменение угла Ф).

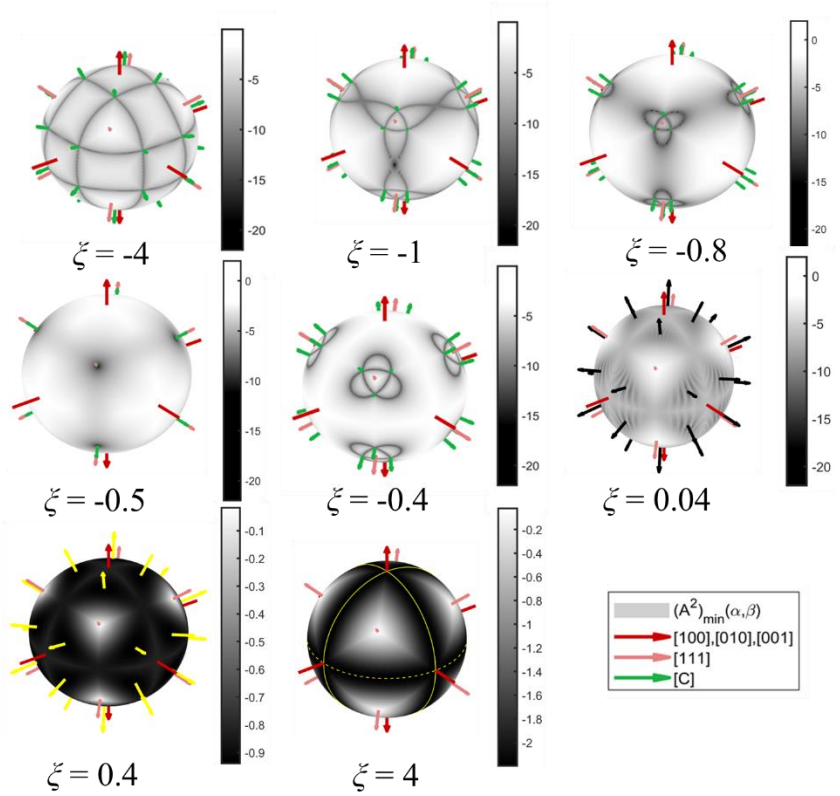

Рис. 12 *Характерные зависимости минимума амплитуды астигматизма* $(A^2_{astigm})_{min}$ *от ориентации кристаллографических осей при* $\delta_c = 0$. *Для значений параметра пьезооптической анизотропии* $\xi > 0.04$ *желтые линии и стрелки определяют направления осей, соответствующих минимуму* A^2_{astigm}.

Численный расчет показывает, что для кристаллических материалов с $\xi \le 0.04$ в общем случае существует бесконечное множество ориентаций кристаллографических осей (решений системы (103)) в которых астигматизм тепловой линзы может быть устранен. Данную ориентацию и множество ей эквивалентных обозначим как [P]. При значении параметра пьезооптической анизотропии $\xi = -0.5$ ориентации кристаллографических осей [111], [C] и [P] совпадают, деполяризация излучения и астигматизм тепловой линзы полностью исчезают из-за равенства нулю величины δ_l. В случае $\xi = 0.04$ множество [P] вырождается в точки. При значении параметра $\xi \ge 0.04$ ориентация [P] пропадает и полностью устранить астигматизм невозможно. При значениях $0.04 \le \xi \le 1$, минимум A^2_{astigm} достигается в ориентациях осей, лежащих между ориентациями [111] и [001] (желтые стрелки). В случае кристалла $\xi > 1$, A^2_{astigm} принимает минимальное значение в ориентации [001] и ей эквивалентных. Анализ максимума A^2_{astigm} показывает, что в случае значений параметра пьезооптической анизотропии $-0.5 \le \xi \le 1$ наихудшие ориентации осей совпадают, в

частности с ориентацией [001]. Они отличаются от аналогичных, изображенных на **Рис. 12** значением угла Ф. Во всех остальных случаях наихудшие ориентации осей лежат в плоскости [001]→[111]→[110] и в общем случае не совпадают ни с одной из них и ни с ориентацией [C].

Компактные аналитические решения, соответствующие некоторым из ориентаций кристаллографических осей [P], можно получить при фиксированных значениях угла $\alpha = \pi/4$. В этом случае углы Эйлера (β, Ф) будут определяться в виде

$$\begin{aligned}
&\alpha = \frac{\pi}{4},\ \sin^2(\beta) = \frac{2\xi}{\xi - 1},\ \Phi = \frac{\pi}{2},\ \delta_c = 0,\\
&\alpha = \frac{\pi}{4},\ \cos^2(\beta) = \frac{1}{6}\left(5 \pm \sqrt{25 + \frac{24}{(\xi - 1)}}\right),\ \Phi = 0,\ \delta_c = 0,\\
&\alpha = \frac{\pi}{4},\ \cos^2(\beta) = \frac{\xi}{(\xi - 1)},\ \cos\left(2\Phi - \frac{\delta_{c0}}{2}\right) = \frac{\delta_{c0}}{2\sin(\delta_{c0}/2)}\frac{1}{2\xi - 3}.
\end{aligned} \tag{104}$$

Как видно из (104), последняя пара углов (α, β), определяющая ориентацию кристаллографических осей [P], совпадает с углами для ориентации [C] (91) с точностью до угла поворота оптического элемента Ф. Углы (α, β) определяются только параметром пьезооптической анизотропии ξ, а угол Ф определяется параметром пьезооптической анизотропии ξ и величиной циркулярного двулучепреломления δ_c. Таким образом, **наиболее простой алгоритм попадания в ориентацию кристаллографических осей [P], для практических применений состоит в том, чтобы вырезать кристалл в ориентации [C] (α, β) и повернуть его на соответствующий угол Ф**, найденный согласно (104). Численно было показано, что остальные два эквивалентных направления ориентации кристаллографических осей [C] из (91), также являются решениями системы (104) с точностью до угла Ф. Отметим, что хоть ориентации вырезки кристалла совпадают, но **углы Ф, при которых пропадает деполяризация излучения и астигматизм тепловой линзы, различны и не могут быть устранены одновременно**.

Для наглядности поведения минимума A^2_{astigm} в зависимости от третьего угла Эйлера Ф и величины циркулярного двулучепреломления δ_c на **Рис. 13** представлены найденные численно решения системы (103) при значениях параметра пьезооптической анизотропии $\xi = -0.2, -0.8, -4$ для $\delta_c = 0$ и $\delta_c = \pi/2$ (соответствует значению для ИФ). Также, на **Рис. 13** представлены аналитически полученные решения (104) и значения углов Эйлера для ориентаций кристаллографических осей [C] и [111]. Как видно из **Рис. 13**, наличие циркулярного двулучепреломления δ_c приводит к изменению углов Эйлера (α, β, Ф), соответствующих минимуму A^2_{astigm} (пунктир), однако, качественно, множество решений ведет себя схожим образом.

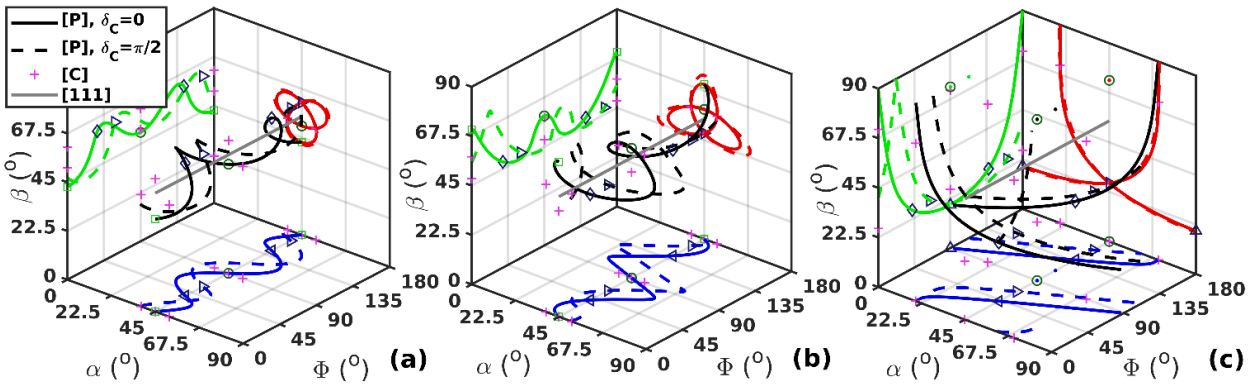

Рис. 13 *Зависимости углов Эйлера (α, β, Φ) от параметра пьезооптической анизотропии ξ = -0.2 (a), -0.8 (b), -4 (c) в случае $\delta_c = 0$ и $\delta_c = \pi/2$ для ориентации кристаллографических осей [P]. Цветами (красный, синий, зеленый) показаны проекции решений определяющих ориентации кристаллографических осей [P] на плоскости (α, β), (α, Φ) и (β, Φ), соответственно.*

2.1.2.2. Метод определения параметра пьезооптической анизотропии ξ

Рассмотрим, как ведет себя A^2_{astigm} при вращении кристалла вокруг своей оси на угол Φ. На **Рис. 14** представлена зависимость A^2_{astigm} от Φ при $\delta_c = 0$ и $\delta_c = \pi/2$ для кристаллов NTF ($\xi = -0.37$ [219]), Tb:CaF_2 ($\xi = -0.64$ [227]), TSAG ($\xi = -101$ [69]), и Yb:YAG ($\xi = 3.2$ [168]), имеющих разные знаки и значения параметра пьезооптической анизотропии ξ. На **Рис. 14(a,b,c)** углы Φ, при которых достигается минимум A^2_{astigm} в ориентации кристаллографических осей [P] соответствуют полному отсутствию астигматизма тепловой линзы.

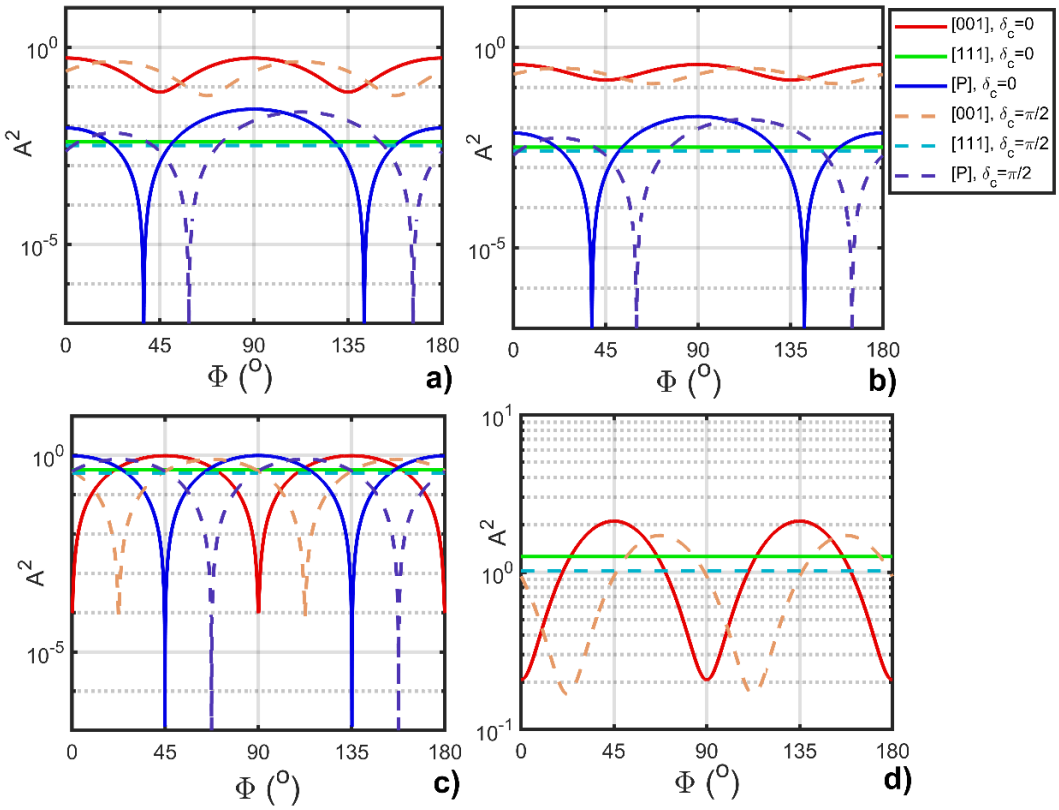

Рис. 14 *Зависимости «амплитуды» астигматизма A^2 от угла Эйлера Φ при значениях параметра пьезооптической анизотропии: $\xi = -0.37$ (NTF) (a), $\xi = -0.64$ (Tb:CaF_2) (b), $\xi = -101$ (TSAG) (c), $\xi = 3.2$ (Yb:YAG) (d).*

Из **Рис. 14** видно, что в ориентации кристаллографических осей [111] A^2_{astigm} не зависит от угла Φ, в случае ориентации [001] – существуют положения по углу Φ ($\delta_c/4$ и $\delta_c/4+\pi/4$), где «амплитуда» астигматизма принимает свои экстремальные значения. Из выражения (102) следует

$$A^2_{[001]}\left(\Phi=\frac{\delta_{c0}}{4}+\frac{\pi m}{2}\right)=\left(\frac{\sin\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}}\right)^2,$$
$$A^2_{[001]}\left(\Phi=\frac{\delta_{c0}}{4}+\frac{\pi}{4}+\frac{\pi m}{2}\right)=\left(\frac{\sin\left(\delta_{c0}/2\right)}{\delta_{c0}}\right)^2\xi^2, \qquad (105)$$
$$\frac{A^2_{[001]}\left(\Phi=\delta_{c0}/4+\pi/4\right)}{A^2_{[001]}\left(\Phi=\delta_{c0}/4\right)}=\xi^2,$$

таким образом, **зная направления кристаллографических осей в поперечном сечении монокристаллического ОЭ в ориентации [001] и измеряя амплитуду астигматизма в двух положения можно определить абсолютное значение параметра пьезооптической анизотропии**.

Знак параметра пьезооптической анизотропии можно определить по поведению поперечных распределений ψ_{astigm} при повороте кристалла вокруг своей оси на угол Ф. Из выражения (64) следует, что в распределении ψ_{astigm} в ориентации кристаллографических осей [001] по полярному углу φ наблюдается чередование минимумов и максимумов интенсивности, которые расположены друг относительно друга с периодом $\pi/2$. Взяв производную по углу φ и приравняв нулю, можно определить, как меняется положение экстремумов при вращении кристалла

$$\tan\left(2\varphi^{extr}\right)=\frac{(\xi+1)\sin\left(\delta_{c0}/2\right)-(\xi-1)\sin\left(4\Phi-\delta_{c0}/2\right)}{(\xi+1)\cos\left(\delta_{c0}/2\right)-(\xi-1)\cos\left(4\Phi-\delta_{c0}/2\right)} \tag{106}$$

Исследуя (106) на экстремумы получим, что экстремумы имеют место при углах Ф, удовлетворяющих условию

$$\cos^2\left(2\Phi^{extr}-\delta_{c0}/2\right)=\frac{\xi}{\xi+1}, \tag{107}$$

откуда следует, что **для $\xi > 0$,** как и в случае деполяризации, **Φ^{extr} существуют и при непрерывном изменении угла Ф угол φ^{extr} колеблется в интервале от минимального до максимального значения, а для $\xi < 0$, Φ^{extr} не существует, и при непрерывном изменении угла Ф в пределах $[0,2\pi]$ максимумы и минимумы распределения $\psi_{astigm[001]}$ будут непрерывно неравномерно вращаться от 0 до 4π.** Как и в случае с термонаведенной деполяризацией **по неравномерности вращения можно определить абсолютную величину параметра ξ**. А так же согласно (98), **по знаку отклонения астигматизма фазовых искажений в сечении φ=0 при положении Ф=0 можно определить знак нормированной мощности p и как следствие знак термооптической характеристики Q** (совпадает со знаком разности пьезооптических коэффициентов (π_{11}–π_{12})).

Для верификации были исследованы термонаведенные фазовые искажения в трех образцах: кристалл TGG (R_0 = 10 мм, L = 9.3 мм) в ориентации кристаллографических осей [001], кристалл CaF_2 (R_0 = 6 мм, L = 7 мм) в ориентации осей [001] и магнитооптическое стекло марки МОС – 103 (R_0 = 8 мм, L = 45 мм). Измерение тепловой линзы осуществлялось методом фазово–сдвиговой интерферометрии [228, 229] в схеме, представленной на **Рис. 15**. Для измерения тепловой линзы был использован интерферометр Майкельсона, в одно из плеч которого помещался измеряемый образец (9). Нагрев исследуемого образца осуществлялся непрерывным излучением 300 Вт Yb-волоконного лазера (1) с длиной волны 1070 нм с гауссовым распределение интенсивности (**Рис. 15(b)**, зеленая линия). Характерный размер составлял ~0.5 мм

(**Рис. 15(b)**). В качестве источника пробного сигнала использовался диодный лазер (2) с длиной волны 532 нм, с однородным поперечным распределением интенсивности пучка с радиусом ~2 мм. В области образца греющее и пробное излучения совмещались соосно. В другом плече излучение отражалось от эталонного зеркала (4), положение которого изменялось путем приложения напряжения к пьеза элементам. Направление линейной поляризации излучения на входе и на выходе из системы контролировалось при помощи призм Глана (7). Интерферограммы регистрировались при наличии и отсутствии греющего излучения CCD – камерой. Далее, по серии интерферограмм рассчитывался профиль искажений оптического пути. По разнице между профилями в присутствии и при отсутствии греющего излучения рассчитывалось искажение оптического пути, вызванное именно нагревом ОЭ.

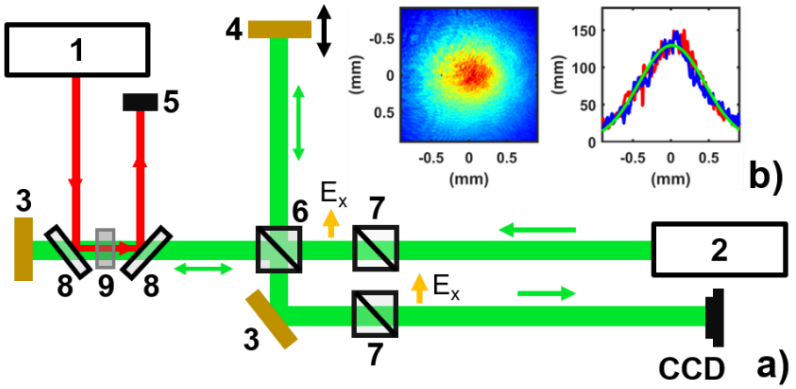

Рис. 15 *a) Схема эксперимента. 1 – 300 Вт Yb-волоконный лазер, 2 – диодный лазер, 3 – неподвижное золотое зеркало, 4 – подвижное золотое зеркало на пьеза элементах, 5 – поглотитель излучения 6 – делитель излучения, 7 – призма Глана, 8 – 45° зеркала для длины волны 1070 нм, 9 – исследуемый образец; b) Поперечное распределение интенсивности излучения и срез с наложенным гауссовым профилем.*

Распределение среднего между двумя ортогональными поляризациями набега оптического пути получено при двух положениях призм Глана (0 и $\pi/2$), как $\psi / k=(\psi_{\Sigma 0} +\psi_{\Sigma \pi/2}) / (2k)$. В случае ориентации кристаллографических осей [001] его величина совпадает с ψ_{stigm} / k (64). Полученное экспериментальное распределение ψ_{stigm} / k было аппроксимировано функцией вида $a \cdot f(u) + b$, где $f(u)$ вычислялась для гауссово распределения греющего излучения (21).

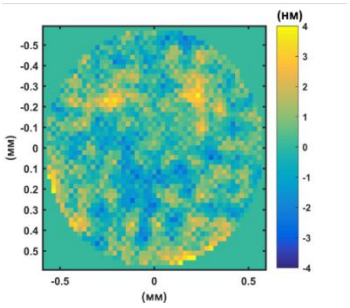

Рис. 16 *Характерный вид разницы между аппроксимацией средней тепловой линзы функцией a·f(u) + b и профилем тепловой линзы, полученным из эксперимента.*

Разница между аппроксимацией и вычисленным профилем тепловой линзы незначительна ~1%. Далее измерялись профили оптического пути ψ_Σ / k, в зависимости от угла поворота (Ф) при фиксированном положении призм Глана (**Рис. 17**–**Рис. 19**). Каждый из профилей ψ_{astigm} / k был получен путем вычитания из ψ_Σ / k слагаемого $\psi_{stigm} / k \approx a \cdot f(u) + b$. Также на **Рис. 17**–**Рис. 19** представлены теоретические распределения ψ_Σ / k и ψ_{astigm} / k (вставка в правом верхнем углу).

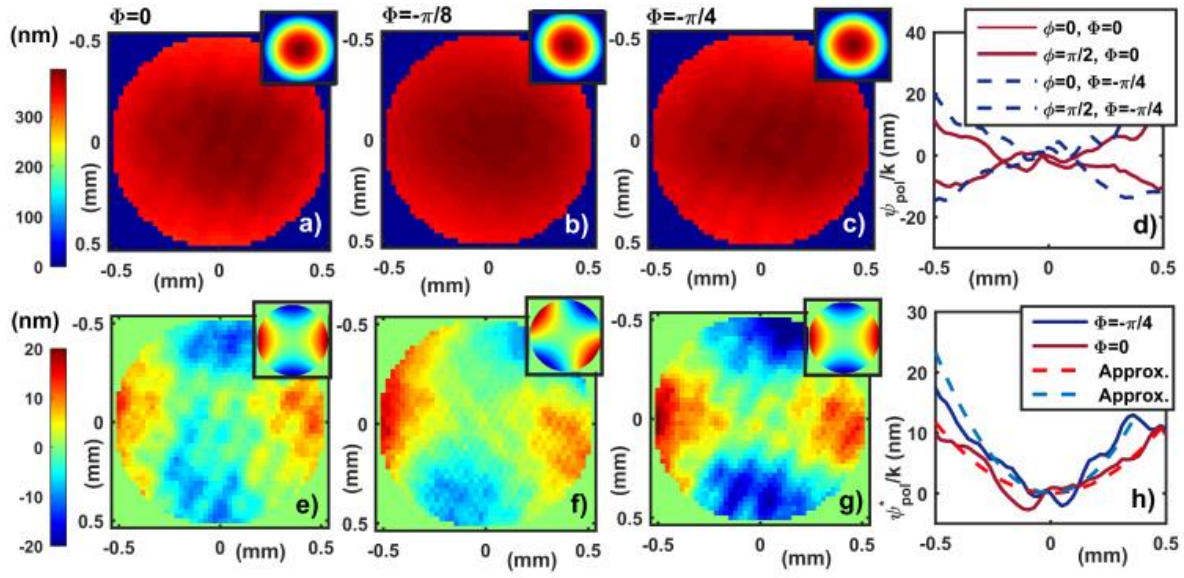

Рис. 17 *Измеренные поперечные профили искажения оптического пути в кристалле TGG в ориентации осей [001] для различных углов поворота кристалла (Ф).*

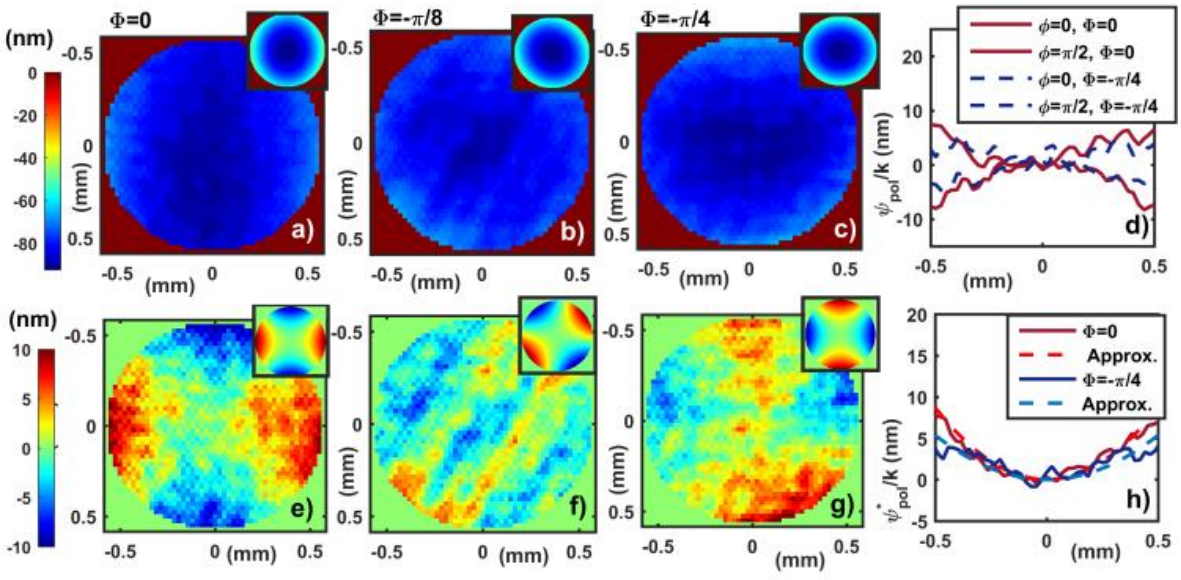

Рис. 18 *Измеренные поперечные профили искажения оптического пути в кристалле CaF_2 в ориентации осей [001] для различных углов поворота кристалла Ф.*

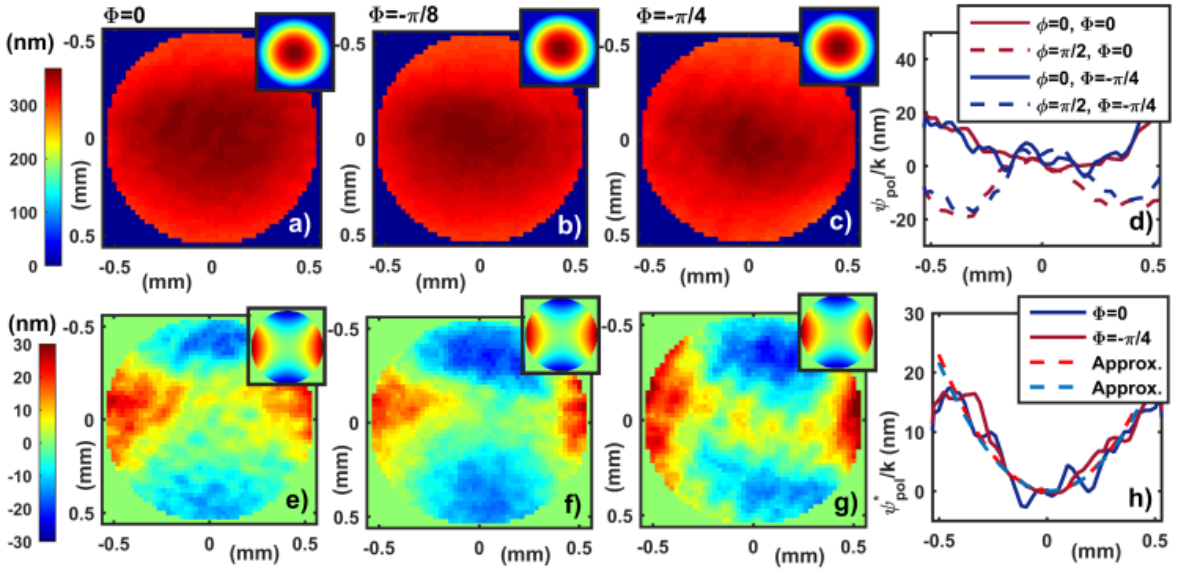

Рис. 19 *Измеренные поперечные профили искажения оптического пути в стекле марки МОС – 103 для различных углов поворота элемента (Ф).*

Измеренные профили искажения оптического пути качественно совпадают с теоретическими распределениями, рассчитанными по выражениям (62)–(64). Амплитуда астигматизма при изменении угла Ф от 0 до $-\pi/4$: для кристалла TGG (ξ = 2.25) растет (**Рис. 17 (e – g)**), для кристалла CaF_2 (ξ = –0.47) – падает (**Рис. 18(e – g)**), для стекла (ξ = 1) – остается неизменной (**Рис. 19**(e – g)). Для углов Ф = 0 и Ф = $\pm\pi/4$ профили искажения оптического пути по направлениям, определяемым полярными углами $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$,

симметричны. Усредненные профили $|\psi_{astigm}| / k$ по полярному углу для каждого из положений, определяемых углом Ф были аппроксимированы функцией вида $d \cdot |h(u)|$, где $h(u)$ была вычислена для гауссова пучка с радиусом r_h = 0.5 мм. Коэффициенты аппроксимации для каждого из исследуемых материалов составили: $d_{TGG}(\Phi = 0) = 980 \pm 30$ нм, $d_{TGG}(\Phi = -\pi/4) = 490 \pm 30$ нм; $d_{CaF2}(\Phi = 0) = 400 \pm 30$ нм, $d_{CaF2}(\Phi = -\pi/4) = 210 \pm 20$ нм; $d_{Glass}(\Phi = 0) = 970 \pm 20$ нм, $d_{Glass}(\Phi = -\pi/4) = 1000 \pm 30$ нм. По отношению коэффициентов аппроксимации были оценены модули параметров пьезооптической анизотропии исследуемых материалов: $|\xi_{TGG}| = 2 \pm 0.2$; $|\xi_{CaF2}| \approx 0.51 \pm 0.07$ и $|\xi_{Glass}| \approx 0.97 \pm 0.05$. Знак параметра пьезооптической анизотропии каждого из кристаллов был определен по поведению положений максимумов и минимумов в распределении ψ_{astigm} / k при вращении образцов. В кристалле CaF_2 параметр пьезооптической анизотропии $\xi < 0$, для кристалла TGG $\xi > 0$, в случае стекла положение минимумов (максимумов) при вращении ОЭ не изменялось. Полученные значения с экспериментальной точностью совпадают с ранее полученными значениями по измерениям термонаведенной деполяризации. Можно также отметить, что все три материала обладают одинаковым знаком термооптической характеристики Q, поскольку знак отклонения ψ_{astigm} / k в срезе φ=0 (по горизонтали) при положении образцов Ф=0 в каждом случае положительна. Малая точность определения параметра пьезооптической анизотропии в данном методе определяется чувствительностью измерительной схемы к внешним вибрациям и может быть улучшена использованием других методов измерения волнового фронта (например, с помощью датчика Гартмана).

2.2. Материалы с большим (или близким к нулю) по абсолютной величине параметром пьезооптической анизотропии

При исследовании новых магнитооптических материалов возникает задача оценить их перспективность использования в качестве МОЭ в изоляторе Фарадея для лазерного излучения с высокой средней мощностью. Для проведения такой оценки необходимо либо непосредственное измерение степени изоляции готового ИФ с МОЭ из этого материала, либо понимание того, как рассчитать термонаведенную деполяризацию, которую будет вносить МОЭ из этого материала по измерениям термонаведенной деполяризации без магнитного поля в ОЭ меньшей длины. Зная или измеряя величину постоянной Верде материала, оценивается необходимая длина МОЭ L_{45} для осуществления вращения

плоскости поляризации излучения на 45^0 в существующей магнитной системе согласно выражению

$$\frac{\delta_{c0}}{2}=\frac{\pi}{4}=V\int_0^{L_{45}}H\left(r,z\right)dz\approx VHL_{45}. \tag{108}$$

В случае высокой однородности магнитного поля в области расположения МОЭ интеграл в (108) можно заменить на произведение. Характерные значения магнитного поля для современных магнитных систем на постоянных Nd-Fe-B магнитах в зависимости от внутреннего диаметра составляют 1.4-2.8 Тл [63, 226, 230, 231]. Для оценок в данной работе выбрана величина H=2.5 Тл. Пересчет термонаведенной деполяризации при увеличении длины согласно (18) сводится к умножению нормированной мощности тепловыделения p на коэффициент L_{45}/L_0, где L_0 это текущая длина исследуемого ОЭ. Рассмотрим выражения (43) для ИФ ($\delta_{c0}/2=\pi/4$) и (49)

$$\begin{aligned}\gamma_0&=\frac{p^2a_1}{8}\left[1+\left(\xi^2-1\right)\cos^2\left(2\Phi\right)\right],\\ \gamma_{45}&=\frac{p^2a_1}{\pi^2}\left[1+\left(\xi^2-1\right)\cos^2\left(2\Phi-\frac{\pi}{4}\right)\right]+p^2\eta^2\left(\frac{\pi}{4}\right)^2a_8.\end{aligned} \tag{109}$$

Как видно из (109) при внесении МОЭ в магнитное поле, положение минимума интегральной термонаведенной деполяризации смещается на угол $\Delta\Phi=\delta_{c0}/4=\pi/8$ (при $|\xi|>1$ из положения $\Phi=\pi/4$ и при $|\xi|<1$ из положения $\Phi=0$), а его величина уменьшается в $\pi^2/8$ раз [50]. Таким образом, измерив величину интегральной термонаведенной деполяризации без магнитного поля в положении минимума можно произвести оценку на степень изоляции для ИФ в случае использования данного материала для изготовления МОЭ [169, 232, 233]. Данное утверждение хорошо работает для большинства магнитооптических материалов, в том числе для широко используемого монокристалла TGG. Однако в 2015 году при исследовании термооптических свойств монокристаллического TSAG было обнаружено, что данный материал обладает значением параметра пьезооптической анизотропии ξ_{TSAG}=-101 [69]. Величина интегральной термонаведенной деполяризации при вращении кристалла в отсутствии магнитного поля изменялась более чем на 4 порядка **Рис. 20**.

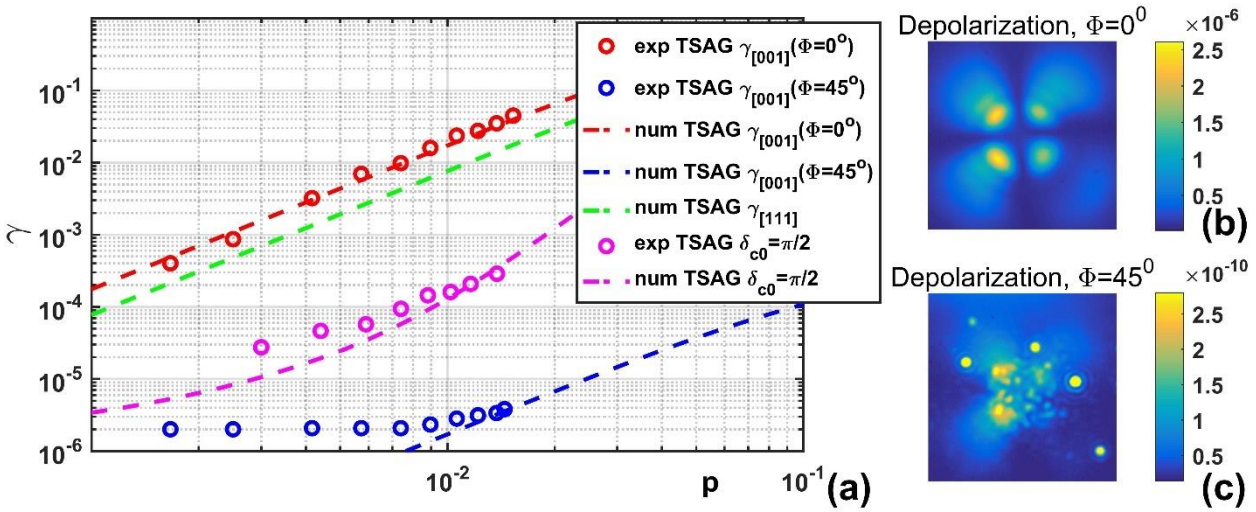

Рис. 20 *(a) Термонаведенная деполяризация как функция нормированной поглощенной мощности p для монокристалла TSAG в отсутствие магнитного поля при Φ=0° (красные круги), Φ = 45° (синие круги) и в присутствии магнитного поля (малиновые круги); пунктирные линии – численные расчеты. (b), (c) локальное распределение интенсивности деполяризованной компоненты поля при p = 0.013 для Φ = 0° и для Φ = 45° соответственно.*

Оценки согласно (109) показывали, что ИФ на данном материале продемонстрирует P_{max}>50 кВт. Однако после помещения МОЭ в магнитное поле вместо уменьшения минимальная термонаведенная деполяризация выросла на два порядка, и оценка P_{max} составила 1.7 кВт [172]. Такое поведение уже не описывалось выражениями (109). Для объяснения такого поведения пришлось использовать следующие порядки в разложении термонаведенной деполяризации по малому параметру p (40) и (48) Выражение для γ с учетом следующих членов разложения в случае монокристаллического МОЭ в ориентации [001] при $\delta_{c0}/2=0$ запишется

$$\gamma_0 = \frac{p^2 a_1}{8}\left[1+\left(\xi^2-1\right)\cos^2\left(2\Phi\right)\right]+\frac{p^4 a_3}{384}\left[\xi^2+3+3\left(\xi^4-1\right)\cos^2\left(2\Phi\right)\right]+O\left(p^6\right), \tag{110}$$

а при $\delta_{c0}/2=\pi/4$

$$\begin{aligned}\gamma_{45} &= p^2\left(\eta\frac{\pi}{2}\right)^2 a_8+\frac{p^2 a_1}{\pi^2}\left[1+\left(\xi^2-1\right)\cos^2\left(2\Phi-\frac{\pi}{4}\right)\right]+\\ &+p^3\eta\frac{\pi-2}{8\pi}\left(\xi^2+1\right)a_6+p^3\eta\frac{\pi-4}{2\pi^2}a_6\left[1+\left(\xi^2-1\right)\cos^2\left(2\Phi-\frac{\pi}{4}\right)\right]+\\ &+\frac{p^4}{4}\left(\frac{\pi-2}{\pi^2}\right)^2\frac{\left(3\xi^4+2\xi+3\right)}{8}a_3+p^4 4\frac{\pi-4}{\pi^4}\left\{\left(\xi^2+3\right)+3\left(\xi^4-1\right)\cos^2\left(2\Phi-\frac{\pi}{4}\right)\right\}a_3+O\left(p^4\eta^2,p^4\eta^4,p^5\right)\end{aligned} \tag{111}$$

Минимумы деполяризации для кристалла TSAG ($|\xi|$>1) в магнитном поле будут наблюдаться при Φ=3π/8+πm/2, где m – любое целое число, при которых выполняется

$\cos(2\Phi-\pi/4)=0$. Исходя из значений материальных констант для кристалла TSAG (см. **Таблица 2**) **из-за большой абсолютной величины параметра ξ существенным становятся слагаемые $\sim p^3\xi^2\eta$ и $\sim p^4\xi^4$**, таким образом для минимума термонаведенной деполяризации можно записать

$$\begin{aligned}\gamma_0^{\min} &= \frac{p^2 a_1}{8} + \frac{p^4\xi^2}{384}a_3,\\ \gamma_{45}^{\min} &= \frac{p^2 a_1}{\pi^2} + \frac{3p^4\xi^4}{32}\left(\frac{\pi-2}{\pi^2}\right)^2 a_3 + p^2\left(\eta\frac{\pi}{2}\right)^2 a_8 + p^3\xi^2\eta\frac{\pi-2}{8\pi}a_6.\end{aligned} \tag{112}$$

При малой мощности в магнитном поле основной вклад дают первый γ_P и третий γ_V члены в выражении (112), при этом как и для монокристалла TGG $\gamma_V<<\gamma_P$ из-за малости η. По мере повышения мощности лазерного излучения (малиновый пунктир на **Рис. 20**) вырастает вклад члена $\sim p^3\xi^2\eta$ и **при высокой мощности определяющим становится второй член $\sim p^4\xi^4$, который из-за большого значения ξ существенно превосходит слагаемое $\sim p^2$**, что и наблюдалось в эксперименте [172]. При этом следующий член разложения в случае отсутствия магнитного поля пропорционален только $\sim p^4\xi^2$. Приравнивая вклады от $\sim p^2$ и от $\sim p^4\xi^4$ при уровне деполяризации $\gamma^*=0.001$ для параметра ξ из (112) получим

$$\xi = \sqrt[4]{\frac{32}{3(\pi-2)^2\cdot\gamma^*}\frac{a_1^2}{a_3}} \approx 7.8. \tag{113}$$

При $\xi>7.8$ переход от зависимости $\gamma\sim p^2$ к зависимости $\gamma\sim p^4$ будет наблюдаться при уровнях термонаведенной деполяризации меньших γ^*. Отметим, что экспериментально оценить вклад последнего слагаемого для исследуемого материала можно измерив термонаведенную деполяризацию без магнитного поля в положении максимума при $\Phi=\pi m/2$, где m – целое. В этом случае минимум термонаведенной деполяризации в магнитном поле с точностью до γ_V может быть выражен через $\gamma_0^{\min}$ и $\gamma_0^{\max}$ согласно выражению

$$\gamma_{45}^{\min} = \frac{8}{\pi^2}\gamma_0^{\min} + \frac{3}{32}\left(\frac{\pi-2}{\pi^2}\right)^2\left(\frac{8}{a_1}\right)^2 a_3\cdot\left(\gamma_0^{\max}\right)^2. \tag{114}$$

Аналогичная ситуация наблюдается в случае материала с малой абсолютной величиной параметра пьезооптической анизотропии $\xi<<1$. В этом случае выражения (110) и (111) для минимума термонаведенной деполяризации перепишутся

$$\gamma_0^{\min} = \frac{p^2\xi^2 a_1}{8} + \frac{p^4\xi^2}{384} a_3,$$
$$\gamma_{45}^{\min} = \frac{p^2\xi^2 a_1}{\pi^2} + \frac{3p^4}{32}\left(\frac{\pi-2}{\pi^2}\right)^2 a_3 + p^2\left(\eta\frac{\pi}{2}\right)^2 a_8 + p^3\eta\frac{\pi-2}{8\pi}a_6. \quad (115)$$

В случае отсутствия магнитного поля при $p<<1$ второй член разложения будет всегда меньше первого. В магнитном поле при малой мощности основной вклад аналогично будут давать первый γ_P и третий γ_V члены. Но по мере повышения мощности лазерного излучения вырастает вклад члена $\sim p^2\eta$ и **при высокой мощности определяющим становится второй член $\sim p^4$, который из-за малого значения ξ существенно превосходит слагаемое $\sim p^2\xi^2$**. Приравнивая вклады от $\sim p^2\xi^2$ и от $\sim p^4$ при уровне деполяризации $\gamma^*=0.001$ для параметра ξ из (115) получим

$$\frac{1}{\xi} = \sqrt[4]{\frac{32}{3(\pi-2)^2\cdot\gamma^*}\frac{a_1^2}{a_3}} \approx 7.8. \quad (116)$$

Здесь при $\xi<0.13$ переход от зависимости $\gamma\sim p^2\xi^2$ к зависимости $\gamma\sim p^4$ аналогично будет наблюдаться при уровнях термонаведенной деполяризации меньших γ^*. Таким образом **в материалах с параметром пьезооптической анизотропии по абсолютной величине далеко отстоящим от 1 при помещении в магнитное поле зависимость минимальной термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения будет менять характер с $\sim P^2$ на $\sim P^4$**.

2.3. Материалы с малой величиной термооптической характеристикой Q или Q_{eff}

Термооптическая характеристика Q входит в нормированную мощность тепловыделения p и, согласно (18), определяет коэффициент пропорциональности между нормированной и средней лазерной мощностью

$$\frac{P_{laser}}{p} = -\frac{\lambda\kappa}{Q\alpha_0 L_0}. \quad (117)$$

Чем больше это отношение, тем меньше будет термонаведенная деполяризация при фиксированной мощности лазерного излучения для данного материала. Таким образом, материалы, обладающие малым значением термооптической характеристики Q, являются перспективными с точки зрения минимизации поляризационных искажений мощного лазерного излучения при прохождении через ОЭ и поиск магнитооптических материалов с малой Q является актуальной задачей.

Экспериментальное измерение и оценка термооптической константы Q заключается в нахождении этого коэффициента пропорциональности между нормированной и лазерной мощностями (117) по измерению термонаведенной деполяризации в ОЭ. Зная форму пучка, длину волны, толщину ОЭ вырезанного в ориентации [001] и теоретическую зависимость $\gamma(p)$ (49) по измерениям $\gamma(P_{laser})$ находится коэффициент пропорциональности (117), а затем отношение $|Q\alpha_0/\kappa|$ для исследуемого материала. Значение κ берется из литературных источников, либо измеряется известными методами [234-236]. Значение α_0 измеряется напрямую (при достаточной длине образца и высоком значении коэффициента поглощения), либо измеряют отношение α_0/κ по динамике распределения температуры при нагревании ОЭ лазерным лучом [237]. В случае керамического ОЭ найти отдельно значение Q не удастся, так как не удается разделить Q и ξ. В этом случае согласно (46) может быть оценена комбинация $Q_{eff}=Q\cdot(2+3\xi)/5$. Аналогичную величину Q_{eff} иногда вводят и для ориентации [111], которая в этом случае согласно (45) определяется как $Q_{eff}=Q\cdot(1+2\xi)/3$.

Характерный порядок величины Q для известных магнитооптических материалов $\sim 10^{-6}$ [70]. У широко используемого материала TGG она составляет $Q=1.7\cdot10^{-6}$ [70, 131]. Однако встречаются материалы демонстрирующие существенно меньшие значения термооптической характеристики Q. Одним из таких материалов является материал TSAG, уже рассмотренные ранее в разделе 2.1.1 и 2.2. Оценка величины Q по измерениям термонаведенной деполяризации у данного материала $1.73\cdot10^{-8}$ [69] (см. **Таблица 2**). Соответствующий данному значению величины Q коэффициент пропорциональности составил $P_{laser}/p=109$ кВт. Малое абсолютное значение Q и большое абсолютное значение ξ можно объяснить близостью значений пьезооптических коэффициентов π_{11} и π_{12} у материала TSAG. Но как показано в разделе 2.2 большое значение параметра ξ при использовании в магнитном поле играет отрицательную роль и уменьшает величину P_{max} изолятора Фарадея.

Еще одним вызывающим интерес материалом, демонстрирующим выдающиеся магнитооптические свойства, является $Tb_2Ti_2O_7$, имеющий кубическую структуру пирохлора [238, 239]. [240]. Впервые монокристалл $Tb_2Ti_2O_7$ был выращен методом без тигельной плавающей зонной плавки размером $\approx$1.3 см^3 [238]. Температурная зависимость коэффициента линейного расширения ($\alpha_T=1\cdot10^{-5}$ 1/К при 300 К) была измерена в монокристалле $Tb_2Ti_2O_7$ массой 7.2 г ($\sim$1 см^3), выращенном методом плавающей зонной плавки и отожженном в атмосфере аргона [241]. Зависимость упругих констант от температуры и приложенного магнитного поля была измерена в монокристалле,

выращенном методом плавающей зонной плавки [242]. Измерена зависимость коэффициента теплопроводности от температуры в диапазоне 2-300 К (~2.9 Вт/(м·К) при 300 К) для монокристалла $Tb_2Ti_2O_7$, выращенного из расплава в платиновом тигле [243]. В работе [239] впервые методом Чохральского выращен кристалл с размерами 20×20×16 мм^3 (6.4 см^3). В нем были измерены спектр пропускания, магнито-циркулярный дихроизм, постоянная Верде на длинах волн 532 нм, 633 нм, 800 нм и1064 нм, а также обратный эффект Фарадея. Так же были произведены оценки показателя преломления (n_0=2.31) и коэффициента поглощения (α_0=0.96 1/м) на длине волны 1064 нм. В работе [244] методом Чохральского был выращен кристалл с диаметром 40 мм и длиной 10 мм (≥5.9 см^3). Для полученного материала были измерены зависимости теплопроводности от температуры в диапазоне 300—1300 К (2.4 Вт/(м·К) при 300 К), реальная и мнимая части диэлектрической проницаемости в зависимости от длины волны в диапазоне 207-1000 нм, а так же зависимость коэффициент поглощения от длины волны (1100-1650 нм) при варьировании температуры в диапазоне 300-1623 К. Относительно недавно были запатентованы вращатели Фарадея на основе монокристаллов $Tb_2Ti_2O_7$, выращенных по методу Чохральского [245]. Получение прозрачной керамики $Tb_2Ti_2O_7$ методом реакции в твердой фазе впервые описано в патенте Shin-Etsu Chemical Co., Ltd. [246, 247]. В работе были получены [248] образцы прозрачной магнитооптической керамики $Tb_2Ti_2O_7$ методом совместно осажденных нано порошков, с помощью спекания в вакууме с последующей постобработкой горячим изостатическим прессованием. Были измерены спектры пропускания и постоянная Верде на длине волны 633 нм (V_{633}=229 рад/(Тл·м)), которая продемонстрировала на 71% большее значение постоянной Верде чем в кристалле TGG.

В эксперименте использовался образец прозрачной керамики $Tb_2Ti_2O_7$, изготовленный из со осажденных нано порошков путем вакуумного предварительного спекания при 1350 ^oC в течение 2 ч с последующей постобработкой горячим изостатическим прессованием при 1450 ^oC в течение 3 ч и последующим отжигом при 800 ^oC в атмосфере NH_3 в течение 20 ч [248]. Торцы образца были оптически полированы. Образец имел неоднородную по сечению окраску, что связано с наличием областей с повышенным содержанием ионов Tb^{4+} и может быть устранено в дальнейшем путем улучшения технологии производства данного типа керамического материала. Фото образца представлено на **Рис. 21(а)**

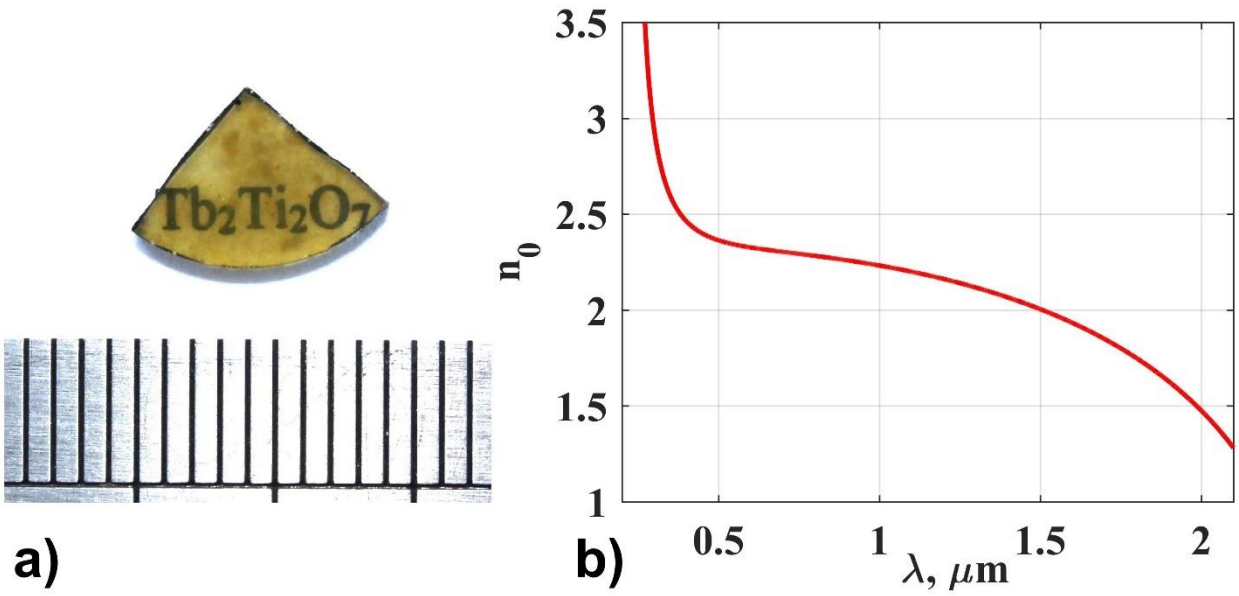

Рис. 21 *a) Фото исследуемого образца b) Зависимость реальной части показателя преломления от длины волны*

Используя эллипсометр PhE-102, была измерена дисперсионная зависимость показателя преломления в диапазоне 0.29 – 2 мкм. Полученные из эллипсометрических измерений значения показателя преломления методом наименьших квадратов аппроксимировались выражением

$$n^2 = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3}, \qquad (118)$$

коэффициенты которого составили: B_1=2.1, B_2=2.69, B_3=8.77, C_1=-0.154 мкм^2, C_2=0.055 мкм^2, C_3=13.82 мкм^2. Длина волны в формуле в микрометрах, точность определения абсолютного значения показателя преломления была ~5%. Результат представлен на **Рис. 21(b)**. Далее были измерены значения постоянной Верде на нескольких длинах волн используя излучение маломощных пробных лазерных источников: 405 нм, 532 нм, 632.8 нм, 810 нм, 980 нм, 1064 нм, 1310 нм. Образец помещался внутрь магнитной системы на основе Nd-Fe-B с максимальным полем 1.4 Тл. Магнитная система располагалась между двумя скрещенными поляризаторами. По повороту одного из поляризаторов определялся угол Фарадеевского вращения и вычислялась постоянная Верде на каждой из длин волн. В идентичных условиях были измерены величины постоянной Верде образца TGG кристалла толщиной 3 мм. Результат эксперимента представлен на **Рис. 22** (круги). На графике так же представлены значения *V*, полученные в работах Guo [239] and Zhang [248].

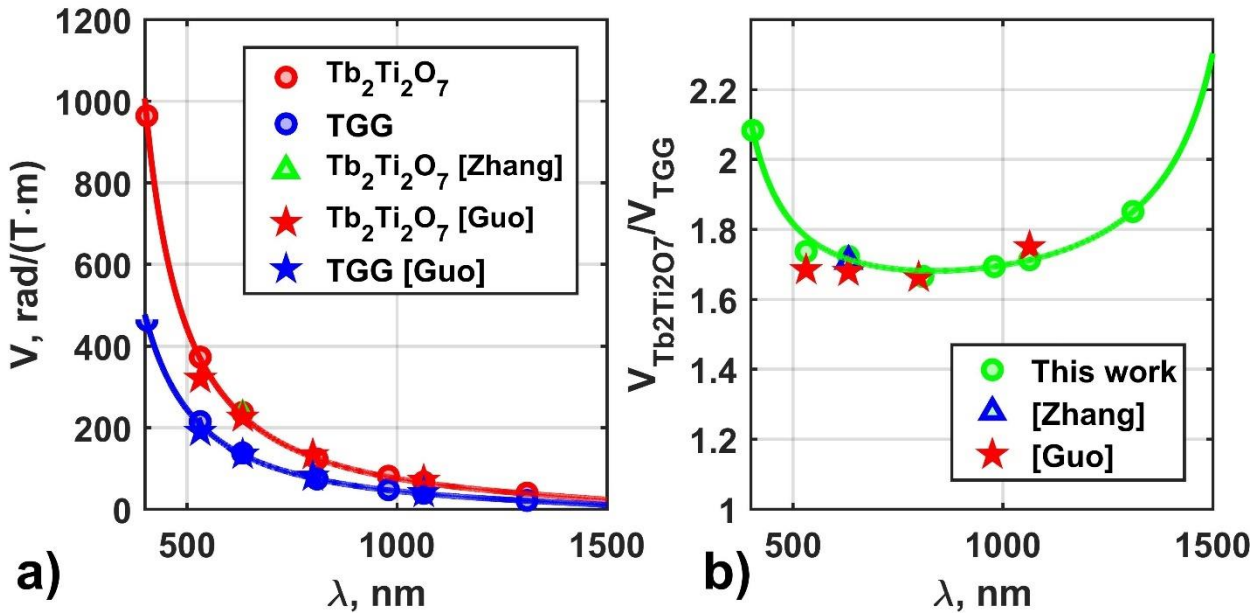

Рис. 22 *a) Зависимость постоянной Верде от длины волны; b) Зависимость отношения $V_{Tb2Ti2O7}/V_{TGG}$ от длины волны*

Для аппроксимации зависимости постоянной Верде от длины волны использовалась двух осцилляторная модель в которой один осциллятор лежит в УФ, а второй в ИК областях поглощения материала

$$V(\lambda) = \frac{A}{\lambda^2 - \lambda_{01}^2} + \frac{B}{\lambda^2 - \lambda_{02}^2}. \qquad (119)$$

Коэффициенты аппроксимации в смысле минимума среднеквадратичного отклонения для $Tb_2Ti_2O_7$ составили: A=7.25·10^7 рад·нм^2/(Тл·м); λ_{01}=297.1 нм; B=1.03·10^7 рад·нм^2/(Тл·м); λ_{02}=1798.5 нм. Для TGG: A=4.64·10^7 рад·нм^2/(Тл·м); λ_{01}=252.2 nm; B=1.30·10^7 рад·нм^2/(Тл·м); λ_{02}=1847 нм. На **Рис. 22** представлены отношения $V_{Tb2Ti2O7}/V_{TGG}$. Величина постоянной Верде в $Tb_2Ti_2O_7$ превосходит TGG более чем 1.68 раз во всем исследуемом диапазоне длин волн. Далее образец был помещен в вакуумный криостат, охлаждаемый жидким азотом, с неохлаждаемой магнитной системой вне криостата [188] (**Рис. 23**). При таком расположении магнитной системы она не охлаждается, что не приводит к изменению величины ее магнитного поля существенно ускоряется процесс охлаждения и уменьшается расход жидкого азота.

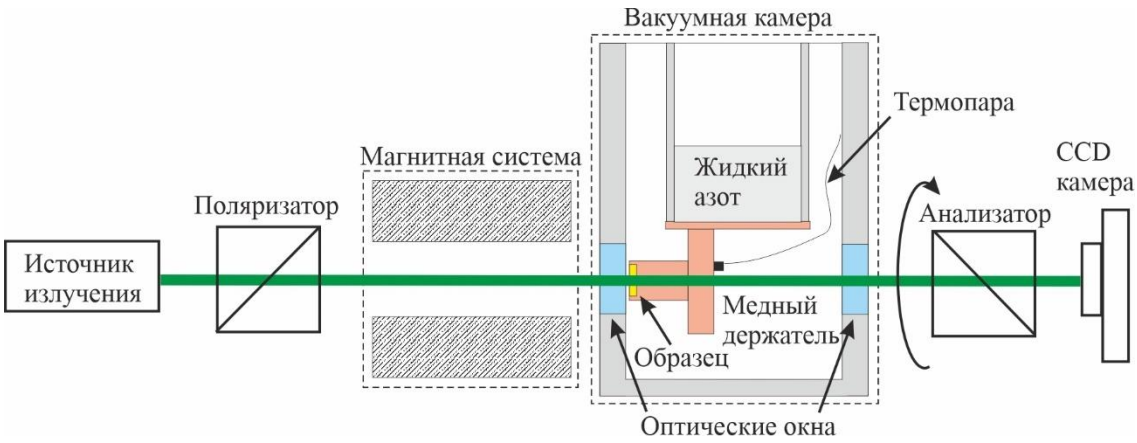

Рис. 23 *Схема эксперимента по измерению температурной зависимости постоянной Верде.*

В представленной схеме была измерена зависимость постоянной Верде от температуры на 6 длинах волн. Результаты представлены на **Рис. 24**

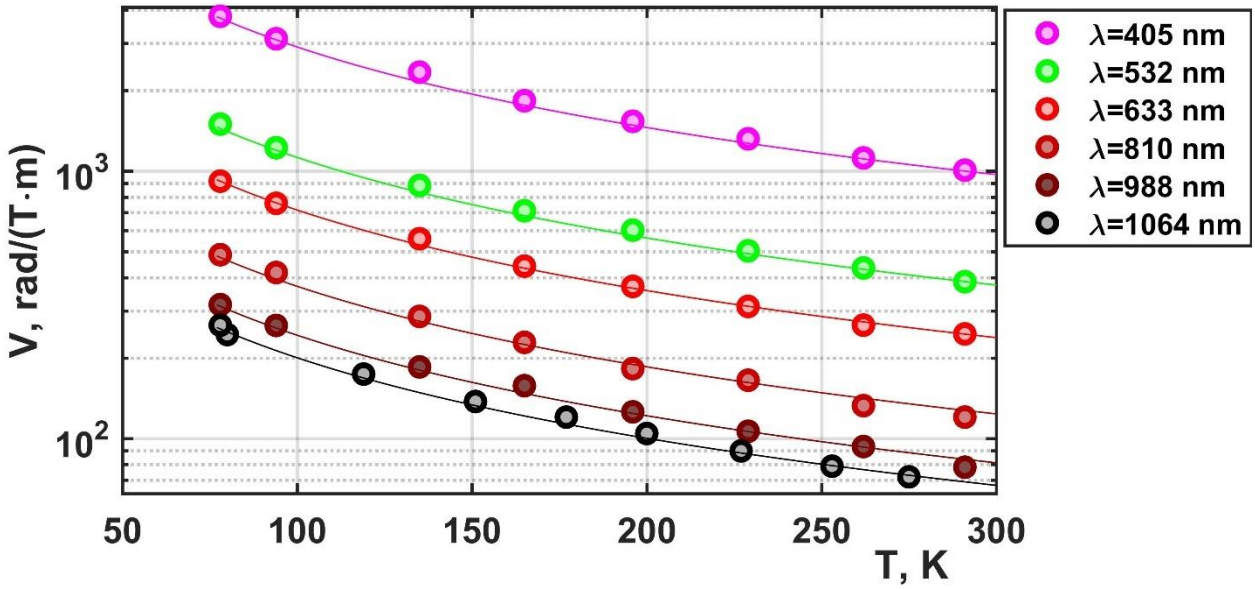

Рис. 24 *Зависимость постоянной Верде от температуры*

На каждой из длин волн образец с хорошей точностью (расхождение не более 8%) продемонстрировал характерную для парамагнитных материалов зависимость $V(T)=V(T=300\ \text{K})/T$.

Для измерения термонаведенной деполяризации была использована стандартная схема. В качестве источника непрерывного линейно поляризованного излучения использовался Yb-волоконный лазер с максимальной мощностью 50 Вт с длиной волны 1070 нм. Излучение проходило шпатовый клин для увеличения контраста линейной поляризации до уровня 10^{-6}. Далее излучение проходимо через исследуемый керамический элемент,

смонтированному на медный теплоотвод, ослаблялось путем последовательного отражения от двух кварцевых клиньев и проходило через линзу, осуществляющую перенос изображения с образца в плоскость CCD камеры. Далее попадало на призму Глана, и прошедшая часть излучения измерялась CCD камерой. Призма Глана устанавливалась в двух положениях: скрещенное с направлением поляризации прошедшего элемент излучения и со направленное. В первом положении измерялось распределение интенсивности деполяризованной компоненты поля, во втором – распределение интенсивности основной компоненты поля. Интегрируя их по сечению и находя их отношение, вычислялась интегральная степень деполяризации излучения γ. Результаты измерения представлены на **Рис. 25**. В процессе измерения контролировалась средняя температура элемента с помощью тепловой камеры COX CG640 с диапазоном измерения -20–120 ºC

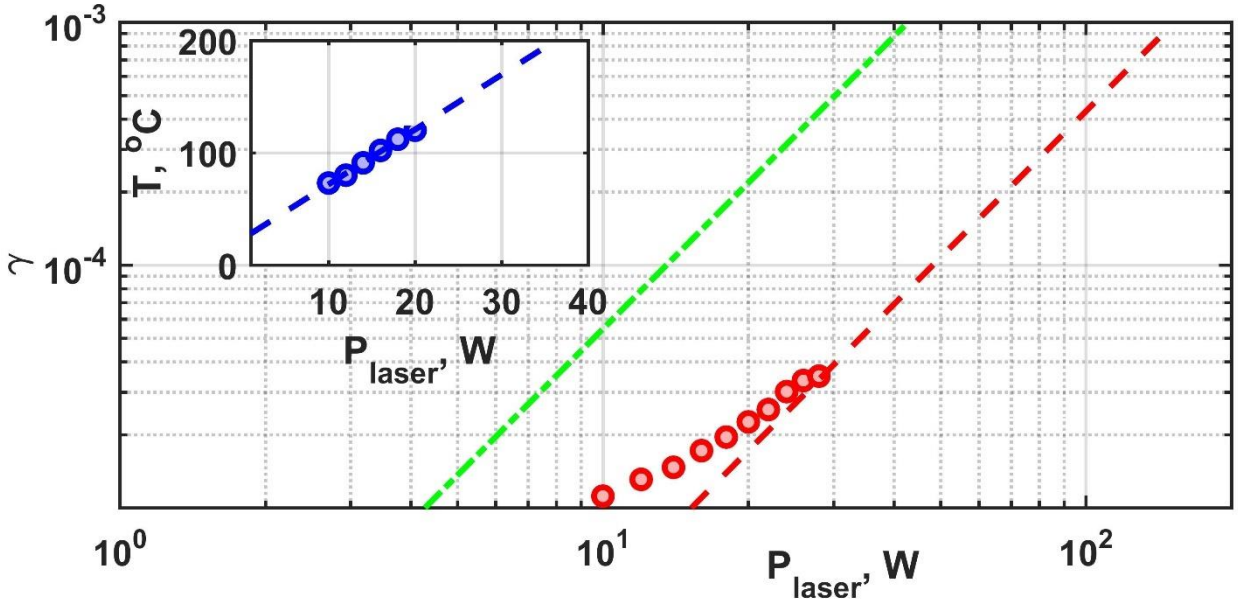

Рис. 25 *Зависимость термонаведенной деполяризации и средней температуры элемента от мощности лазерного излучения. Оценка зависимости термонаведенной деполяризации от лазерной мощности для ИФ – зеленый штрих-пунктир. Зависимость температуры элемента от лазерной мощности изображено на вставке.*

Исследуемый образец обладал высоким коэффициентом поглощения на длине волны 1070 нм. При мощности 10 Вт образец нагревался до 73 ºC, а при мощности 20 Вт температура образца достигла предела измерения тепловой камеры в 120 ºC. Поэтому измерения выше 30 Вт средней мощности не проводились, чтобы избежать термического разрушения образца. Была произведена оценка коэффициента поглощения путем прямого измерения падающей и проходимой мощности лазерного излучения тонким лазерным

пучком с малой мощностью с помощью измерителя мощности Ophir 3A. Коэффициент поглощения неоднородно зависел от положения пучка на образце, и его величина менялась в диапазоне α_0=100–170 1/м для пучка размером 1.3 мм. Распределение интенсивности деполяризованной компоненты во всем диапазоне измерений представляло собой характерное распределение в виде «Мальтийского креста».

Значение составило $\alpha_0 Q_{eff}/\kappa$=1.28·10^{-6} 1/Вт, а соответствующая теоретическая кривая построена пунктиром на Рис.3. При столь высоком коэффициенте поглощении и относительно небольшом коэффициенте теплопроводности (2.4 Вт/(м·K) [244]) величина термонаведенной деполяризации оставалась на очень низком уровне и при мощности 28 Вт составляла всего 3.5·10^{-5}, что может быть свидетельством очень малой величины эффективной термооптической константы Q_{eff}. При использовании значений α_0=100–170 1/м и κ=2.4 Вт/(м·K) можно оценить величину Q_{eff}=(1.8–3.1)·10^{-8} 1/K, что является рекордно низким значением Q_{eff} из известных материалов, сравнимым только с Q=1.73·10^{-8} 1/K монокристаллического TSAG [69, 181] (при этом Q_{eff} для TSAG керамики составляет 1·10^{-6} 1/K из-за большого значения параметра ξ=-101). Как видно из (20) величина Q_{eff} определяется материальными параметрами: ξ, α_T, E, ν and π_{11}-π_{12}. При этом малая величина Q_{eff} в данном материале может быть обеспечена малостью E, большим значением ν, близостью ξ к -3/5, или при одновременной малости π_{11}-π_{12} и π_{44}. Для исследуемого образца из-за высокого поглощения величина P_{max} составила всего 40 Вт (зеленая штрих-пунктирная кривая). **При возможности улучшения технологии спекания и постобработки керамики и уменьшения коэффициента поглощения с текущих ~135 1/м до 0.96 1/м измеренным для монокристалла [239] значение P_{max} кратно увеличится до 5.6 кВт. Таким образом материал $Tb_2Ti_2O_7$ является материалом с малым значением Q_{eff} и очень перспективным магнитооптическим материалом для изоляторов Фарадея, работающих в лазерном излучении с высокой средней мощностью в диапазоне 1 мкм.**

2.4. Материалы с нулевым коэффициентом линейного расширения

Одним из способов уменьшить термонаведенную деполяризацию излучения и создать изолятор Фарадея с требуемыми характеристиками является подбор материала МОЭ [198]. Одна из трудно устранимых причин уменьшения степени изоляции, это возникновение термонаведенного двулучепреломления из-за температурных напряжений.

Напряжения возникают вследствие неравномерного расширения объема материала из-за неизбежного градиента температуры при охлаждении объемного образца с боковой поверхности. Если коэффициент линейного расширения материала α_T будет равным нулю в широком интервале температур, то напряжения не возникнут и деполяризации связанной с термонаведенным двулучепреломлением не будет даже при наличии градиента температуры. Материалы с близким к нулю коэффициентом линейного расширения (Zero Thermal Expansion, ZTE) известны достаточно давно [249] и на сегодняшний день нашли широкое применение в высокоточных, устойчивых к температурному шоку элементах и устройствах, сохраняющих форму в широком диапазоне температур [250]. Относительно недавно был продемонстрирован материал, обладающий нулевым коэффициентом линейного расширения в рекордном диапазоне температур от 4 K до 1400 K [251]. Желательно чтобы материал обладал изотропным расширением для отсутствия локальных микронапряжений, приводящих из-за фотоупругого эффекта к деполяризации излучения, и микротрещин в материале во время работы в мощном лазерном излучении. Данным условиям соответствуют ряд ZTE материалов с кубической симметрией TaO_2F [252], $Fe[Co(CN)_6]$ [253], $CaMn_7O_{12}$ [254], $N(CH_3)_4CuZn(CN)_4$ [255], $(Sc_{0.85}Ga_{0.05}Fe_{0.1})F_3$ [256], $Zn_4B_6O_{13}$ [257]. В случае использования материала в качестве магнитооптического, он должен быть прозрачен в диапазоне использования, обладать хорошим оптическим качеством, малым коэффициентом поглощения и высоким коэффициентом теплопроводности [198]. Одним из материалов удовлетворяющий перечисленным условиям является кристалл $Zn_4B_6O_{13}$, который является кубическим, прозрачен в широком диапазоне длин волн, обладает высоким коэффициентом теплопроводности 30.5 Вт/(м·К). Примечательно, что его «близкий к нулю» коэффициент линейного расширения 10^{-6} 1/К при 297 К и $<0.28\cdot10^{-6}$ 1/К при температуре <100 К [257] существенно меньше, чем у других широко используемых магнитооптических материалов (например, $Tb_3Ga_5O_{12}$ α_T=$9\cdot10^{-6}$ 1/К при 297 К). Однако магнитооптические и термооптические свойства данного материала не были измерены.

Монокристалл $Zn_4B_6O_{13}$ (ZBO) был выращен в электрической вертикальной печи в платиновом тигле в течении 67 часов. При этом были получены кристаллы с максимальным размером ~20×20×10 мм^3. Для исследования был вырезан образец монокристалла ZBO размером 8×8×4.3 мм с ориентацией [001] (см вставка на **Рис. 26(b)**). Были измерены рентгено-дифракционные картины (с помощью Brucker D8 Advance) и спектр пропускания (SP-256UVV и FSM-1201) образца (**Рис. 26**). Образец продемонстрировал прозрачность по уровню 80 % в диапазоне 248 – 2630 нм (край

поглощения в УФ области составил 217 нм). В данный диапазон попадают ряд источников УФ излучения, а также излучения лазеров на основе ионов Nd^{3+}, Yb^{3+} (~1 мкм), Er^{3+} (~1.5 мкм) и ионов Tm^{3+}, Ho^{3+} (~1.9-2.1 мкм).

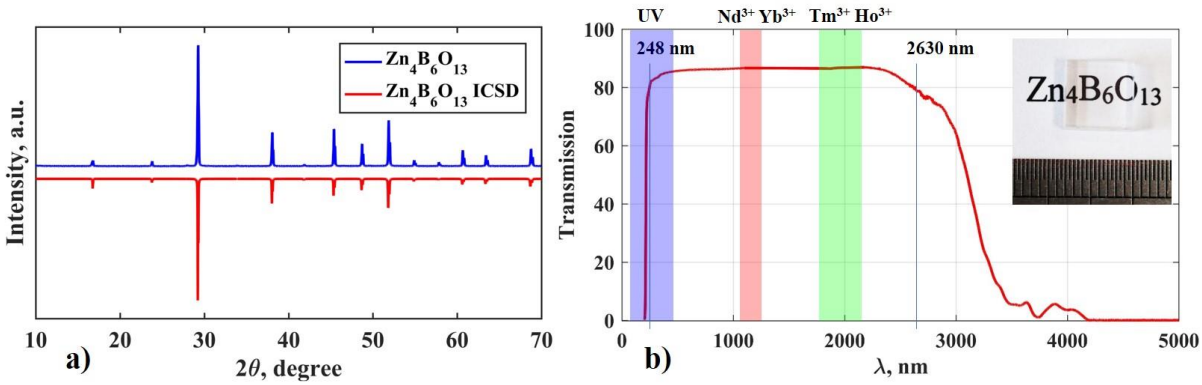

Рис. 26 *a) Рентгеновские дифрактограммы $Zn_4B_6O_{13}$ и данные из базы данных неорганических кристаллов (ICSD); b) спектр пропускания кристалла $Zn_4B_6O_{13}$ и фотография образца на вставке.*

Измерение зависимости постоянной Верде от длины волны проводилось методом сканирования поляризации [258]. В качестве источника зондирующего излучения использовался широкополосный источник белого света Avantes Avalight–hal–mini, генерирующий в диапазоне длин волн 300–1400 нм, а в качестве анализатора спектра прошедшего излучения – спектрометр Avantes AvaSpec Evo. Диапазон измерений (390–1100 нм) определялся спектром источника белого света, спектрами пропускания кристалла и чувствительностью спектрометра. Для измерения постоянной Верде в УФ-диапазоне использовалось излучение УФ-лазера-драйвера для фото-инжектора электронов (4ω Yb:YAG; λ=257.5 нм). Кристалл располагался в центре системы постоянных магнитов Nd–Fe–B. Длина образца была меньше неоднородности магнитного поля по продольной координате. Величина магнитного поля составляла 1.4 Тл и менялась менее 0.2% в области расположения образца. Магнитная система была установлена между двумя скрещенными поляризаторами, одним из которых была призма Глана. Результаты измерений представлены на **Рис. 27(a)**.

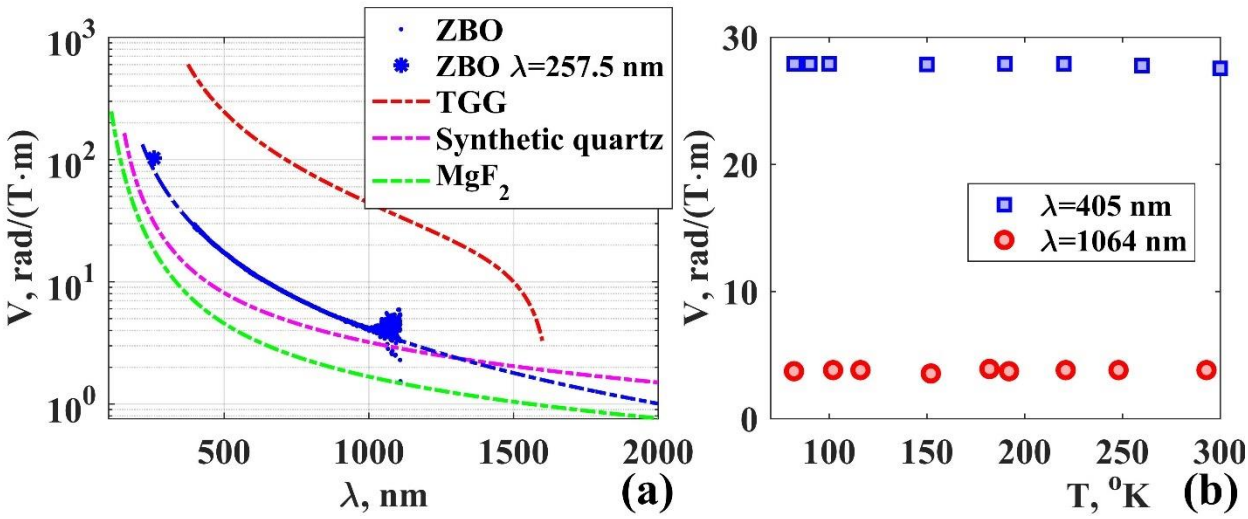

Рис. 27 *(a) Абсолютное значение постоянной Верде в зависимости от длины волны (теоретические кривые построены для области прозрачности материалов); (b) постоянная Верде в зависимости от температуры.*

Зависимость констант Верде от длины волны была аппроксимирована зависимостью $V=A/(\lambda^2-\lambda_0^2)$. Коэффициенты аппроксимации, которые наилучшим образом согласуются с экспериментальными данными для $Zn_4B_6O_{13}$ с точки зрения среднеквадратичного отклонения, составили $A=4\cdot10^6$ рад·нм^2/(Тл·м) и $\lambda_0=130.4$ нм. Для сравнения также построены графики зависимостей констант Верде от длины волны широко используемого кристалла TGG в диапазоне прозрачности и двух материалов, перспективных для использования в УФ спектральном диапазоне, синтетического плавленого кварца [259] и MgF_2 [260]. Для TGG использовалась двухосцилляторная модель, описываемая формулой $V=-A/(\lambda_{01}^2-\lambda^2)-B/(\lambda_{02}^2-\lambda^2)$, где $A=4.64\cdot10^7$ рад·нм^2/(Тл·м), $\lambda_{01}=252.2$ нм, $B=1.3\cdot10^7$ рад·нм^2/(Тл·м), $\lambda_0=1847$ нм. Эта модель хорошо описывает экспериментальные данные во всем диапазоне прозрачности и учитывает быстрое уменьшение постоянной Верде вблизи длинноволнового края поглощения. Для синтетического плавленого кварца и MgF_2 использовались аппроксимирующие формулы из работ [259] и [260] соответственно, кривые построены от края поглощения УФ-излучения до 2000 нм.

Мы также исследовали поведение постоянной Верде на двух длинах волн при криогенном охлаждении по схеме, аналогичной использованной в [188]. Кристалл крепился к медному охладителю, а затем помещался в криостат, охлаждаемый жидким азотом. Магнитная система устанавливалась снаружи криостата, чтобы избежать ее охлаждения и изменения ее магнитного поля **Рис. 23**. Криостат и магнитная система располагались между двумя поляризаторами. Угол фарадеевского вращения определялся

поворотом второго поляризатора. Результат эксперимента представлен на **Рис. 27(b)**. Постоянная Верде в исследованном температурном интервале не зависела от температуры ($1/V \cdot dV/dT = 0$), что характерно для диамагнитных материалов. Отсутствие температурной зависимости постоянной Верде исключает два соответствующий вклад в термонаведенную деполяризацию лазерного излучения. Также это существенно снижает требования к термостабилизации МОЭ и исключает необходимость использования активного охлаждения. Постоянная Верде в сравнении с некоторыми другими материалами на длинах волн от известных источников в УФ-диапазоне представлена в **Таблица 3**. В верхней части таблицы перечислены известные диамагнитные магнитооптические материалы в УФ диапазоне, в нижней части таблицы – парамагнитные материалы. В первом столбце для сравнения приведены значения коэффициентов теплового линейного расширения α_T известные из литературы.

Таблица 3 Сравнение констант Верде (рад/(Тл·м)) материалов в УФ-диапазоне

	α_T, 10^{-6} 1/K	XeF, 351 нм	XeCl, 308 нм	Yb:YAG(4ω), 257.5 нм	KrF, 248 нм	KrCl, 222 нм	УФ край, нм	Ref.
$Zn_4B_6O_{13}$	1	39	56	102.4	113	183	217	Данная работа
ADA	22.3; 1	27.3	38	-	70.8	103.5	126	[261, 262]
DKDP	19; 44	15.3	20.7	-	35.7	48.8	101	[261, 262]
Fused Quartz	0.55	15.0	17.7	25.2	30.4	45.7	155	[259]
MgF_2	13.7; 8.9	8.16	11.0	18.0	18.8	26.5	110	[260]
$LiYbF_4$	15; 10	16	22.6	-	44	68.3	158	[262]
CeF_3	12.9; 16.5	653	1146	x	x	x	282	[262]
PrF_3	14; 16.4	514	752	-	1657.7	2964	204	[262]
$LiTbF_4$	-	556	840	-	2101	4671	222	[262]
$LiDyF_4$	-	377	528	-	1002	1493	193	[262]
$LiHoF_4$	-	250	331	-	536	692	164	[262]
$LiErF_4$	-	128	171	-	279	363	163	[262]

Видно, что в УФ-диапазоне исследуемый кристалл $Zn_4B_6O_{13}$ имеет более высокую постоянную Верде, чем представленные для сравнения диамагнитные материалы. Причиной этого может быть относительно более высокое значение показателя преломления и смещенным в длинноволновую область краем поглощения УФ-излучения. Дополнительными преимуществами являются то, что кристалл $Zn_4B_6O_{13}$ имеет кубическую структуру, нерастворим в воде и нетоксичен. Существует много парамагнитных магнитооптических материалов с большей постоянной Верде в УФ-диапазоне [262], но их использование в мощном лазерном излучении сильно ограничено тепловыми эффектами, описанными ранее. Отметим, что плавленый кварц также можно

классифицировать как диамагнитный магнитооптический материал в УФ-диапазоне с «близким к нулю» коэффициентом линейного расширения, поскольку он имеет α_T=0.55·10^{-6} 1/K.

В исследуемом кристалле была измерена термонаведенная деполяризация излучения, используя схему, приведенную на **Рис. 28**.

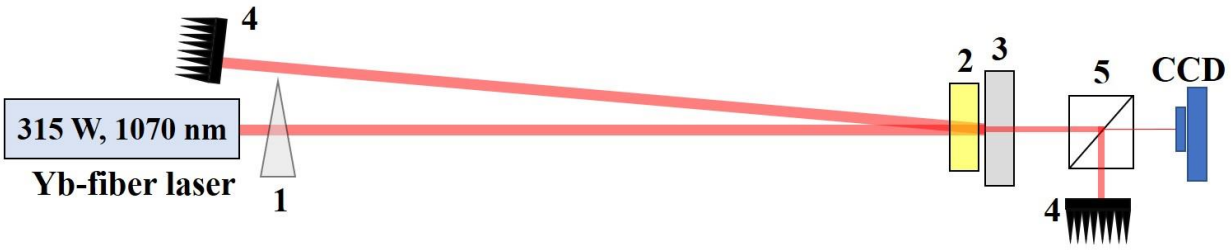

Рис. 28 *Схема измерения термонаведенной деполяризации. 1 – шпатовый клин в качестве поляризатора; 2 – образец; 3 – глухое диэлектрическое зеркало 0^0; 4 – поглотитель; 5 – призма Глана.*

В качестве источника излучения использовался линейно поляризованный Yb-волоконный лазер (корпорация IPG) с максимальной мощностью лазера 315 Вт и гауссовым профилем интенсивности пучка. Излучение проходило через шпатовый клин (1), который служил поляризатором для увеличения контраста поляризации до 2·10^{-6}. Линейно поляризованное излучение проходило сквозь исследуемый образец (2), отражалось от диэлектрического зеркала (3), проходило сквозь исследуемый образец вторично и затем направлялось в поглотитель (4). Часть излучения, прошедшего через диэлектрическое зеркало (3), попадала на призму Глана (5), которая пропускала только излучение ортогональной поляризации. CCD-камера, расположенная после призмы Глана, регистрировала распределение интенсивности деполяризованной компоненты поля. После поворота призмы Глана на 90^0 CCD -камера регистрировала распределение интенсивности основной компоненты поля. Интегральная термонаведенная деполяризация γ рассчитывалась по отношению интегралов распределения интенсивности по сечению в этих двух положениях призмы Глана для каждого значения мощности лазера. Измерения проводились в двух положениях исследуемого образца кристалла: направление поляризации совпадало с направлением одной из кристаллографических осей (γ_1); угол между ними составлял 45 градусов (γ_2). Мощность лазерного проходящего излучения в результате двукратного прохода через образец достигала 630 Вт. Результаты измерений представлены на **Рис. 29**.

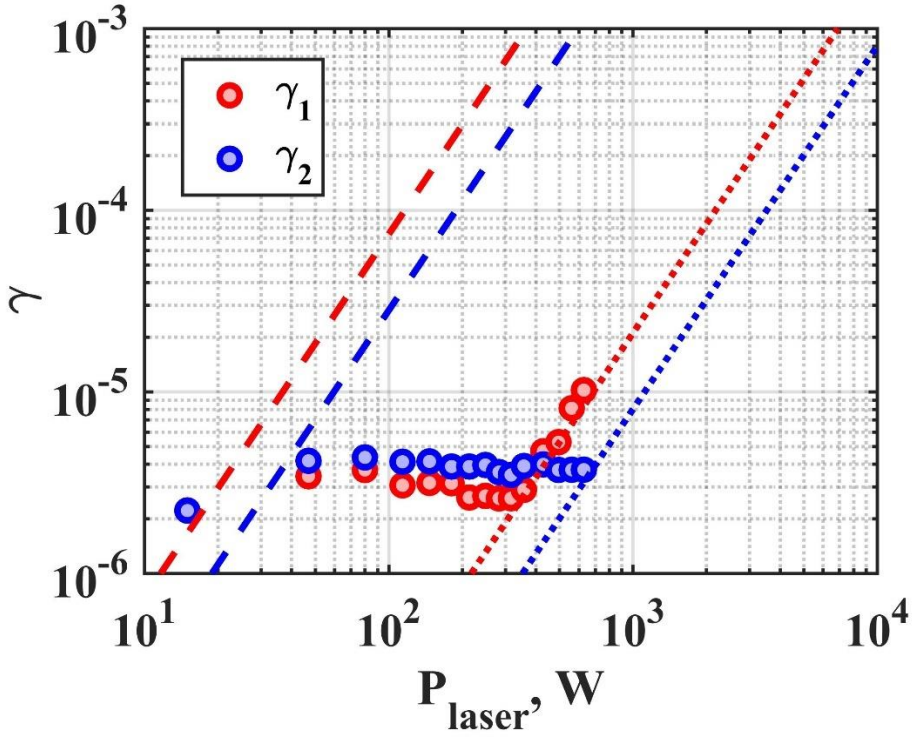

Рис. 29 *Термонаведенная деполяризация в зависимости от мощности лазера в двух положениях кристалла.*

Уровень «холодной» деполяризации кристалла, характеризующий качество кристалла, составил ~$4 \cdot 10^{-6}$, что близко к контрасту измерительной схемы. Это свидетельствует о высоком оптическом качестве исследуемого кристалла. При увеличении мощности свыше 400 Вт в первом положении появились первые признаки характерного распределения в виде мальтийского креста. Однако термонаведенные искажения оставались на очень низком уровне $<10^{-5}$. Во втором положении термонаведенную деполяризацию во всем диапазоне мощностей зарегистрировать не удалось. Это не позволило измерить параметр пьезооптической анизотропии ξ и его знак известным методом [68]. При измерениях γ температура образца контролировалась тепловизионной камерой (COX CG320). При максимальной мощности температура образца достигала 60 ºC, что указывает на выделение тепла и градиент температуры в образце. Теоретические кривые для ~P_{laser}^2 (пунктирные кривые), представленные на **Рис. 29**, использовались для оценки поведения термонаведенная деполяризации при высоких мощностях.

Постоянная Верде для $Zn_4B_6O_{13}$ на длине волны 1070 нм составила всего 4 рад/(Тл·м). Для реализации ФИ на этом кристалле в магнитном поле 2.5 Тл требуется образец длиной 78.5 мм. Зависимости γ от мощности лазера, пересчитанные для длины МОЭ 78.5 мм, представлены штриховыми кривыми на **Рис. 29**. При такой длине МОЭ получить

однородное магнитное поле 2.5 Тл с помощью систем с постоянными магнитами затруднительно и нецелесообразно. Поэтому его использование в диапазоне >1 мкм возможно только при наличии протяженных мощных источников магнитного поля (например, сверхпроводящего соленоида [232]). Если бы такие ИФ были реализованы, значение P_{max}, составило бы >600 Вт. Это значение сопоставимо с рекордным P_{max} для традиционного ИФ на основе кристалла TGG [63]. Для ИФ, работающего на длине волны 257.4 нм с магнитным полем 2.5 Тл, требуется кристалл длиной всего 3.1 мм. Хотя коэффициент расширения не зависит от длины волны, однако коэффициенты пьезооптического тензора и коэффициент поглощения могут существенно зависеть от длины волны, особенно при приближении к краю поглощения [263]. Поэтому рассчитать значение P_{max} в этом случае проблематично. Для прямого измерения величины P_{max} средняя мощность имеющегося лазерного источника была недостаточна.

В заключении исследуемый материал $Zn_4B_6O_{13}$ имеет широкое окно прозрачности от 248 до 2630 нм, высокую константу Верде в УФ диапазоне, превосходящую другие известные диамагнитные материалы, и отсутствие пиков поглощения в диапазоне прозрачности. **Изотропный малый коэффициент теплового расширения приводит к существенно меньшим напряжения и, как следствие, к меньшей термонаведенной деполяризации, связанной с фотоупругим эффектом. Диамагнитная природа материала обеспечивает отсутствие термонаведенной деполяризации, связанной с неоднородностью поворота поляризации из-за температурной зависимости постоянной Верде.** Результаты показывают, что $Zn_4B_6O_{13}$ хорошо подходит для диапазона длин волн 248–350 нм и может быть использован в качестве материала МОЕ для оптического изолятора для лазеров высокой средней мощности. Дальнейшие **исследования свойств МО материалов с близким к нулю коэффициентом линейного расширения весьма перспективны** и могут позволить найти материал, который значительно превосходит все существующие МО материалы.

2.5. Заключение к Главе 2

Резюмируем полученные в Главе 2 результаты, опубликованные в работах [172-177]:

1. Показано, что в материалах с ξ<0 выбором ориентации кристаллографических осей можно сделать величину Ψ не зависящей от поперечных констант и равной любой наперед заданной константе, что позволяет в данных материалах при наличии циркулярного двулучепреломления занулить первый член в разложении вклада в деполяризацию от термонаведенного двулучепреломления γ_P=0. Это позволяет

существенно уменьшить вклад от термонаведенного линейного двулучепреломления, что эквивалентно использованию схем изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации.

2. Получены выражения для термонаведенных фазовых искажений линейно поляризованного излучения в монокристаллических ОЭ из материалов с кубической симметрией. Показано, что существуют оптимальные ориентации, в которых астигматизм тепловой линзы минимален. Направления этих ориентаций определяются параметром пьезооптической анизотропии ξ материала и величиной циркулярного двулучепреломления δ_{c0}.
3. В кубических монокристаллических материалах с $\xi<0.04$ первый член разложения астигматизма тепловой линзы по малому параметру может быть устранен выбором ориентации кристаллографических осей [P] при изготовлении ОЭ даже при наличии в нем циркулярного двулучепреломления. В общем случае таких ориентаций множество и определяются они только параметром пьезооптической анизотропии ξ материала и величиной циркулярного двулучепреломления δ_{c0}.
4. Выбором ориентации кристаллографических осей в ОЭ изготовленном из кубического материала с $\xi<0$ одновременно устранить термонаведенную деполяризацию излучения и астигматизм тепловой линзы невозможно.
5. По измерениям амплитуды астигматизма в двух положения монокристаллического ОЭ с ориентацией [001] можно определить величину и знак параметра пьезооптической анизотропии, и знак термооптической характеристики Q материала из которого он изготовлен. Используя предложенный метод определены значения параметра ξ для стекла МОС10, и монокристаллов TGG и CaF_2, которые с экспериментальной точностью совпали с измеренными ранее с помощью других методов.
6. Исследована особенность термонаведенной деполяризации в магнитооптических материалах с параметром пьезооптической анизотропии по абсолютной величине далеко отстоящей от единицы. Показано, что уже при $|\xi|>7.8$ ($|\xi|<0.13$) переход от зависимости $\gamma \sim p^2$ к зависимости $\gamma \sim p^4$ наблюдается при уровне деполяризации $\gamma=0.001$ и удалении величины $|\xi|$ от единицы будет наблюдаться при меньших уровнях термонаведенной деполяризации. Получены аналитические выражения для термонаведенной деполяризации и объяснено изменение ее величины и характера зависимости при возникновении в таких материалах наведенного циркулярного

двулучепреломления (фарадеевского вращения), наблюдавшееся экспериментально в монокристалле TSAG.

7. Найдены и экспериментально исследованы магнитооптические материалы с малой величиной термооптической характеристики Q и Q_{eff}. Показана перспективность использования таких материалов для изготовления МОЭ изоляторов Фарадея, работающих в мощном лазерном излучении.
8. Предложено осуществлять поиск перспективных МО материалов для ИФ, работающих в излучении с высокой средней мощностью среди материалов с близким к нулю коэффициентом линейного расширения. Исследованы магнитооптические и термооптические свойства кристалла $Zn_4B_6O_{13}$. Получена аналитическая зависимость V от длины волны и температуры, хорошо описывающая экспериментальные данные в диапазоне 240–1100 нм. Исследуемый материал имеет широкое окно прозрачности от 248 до 2630 нм, высокую константу Верде, превосходящую другие известные диамагнитные материалы, и отсутствие пиков поглощения в диапазоне прозрачности. Изотропный малый коэффициент теплового расширения $Zn_4B_6O_{13}$ значительно подавляет термонаведенную деполяризацию, связанную с термонаведенным линейным двулучепреломлением, вызванным фотоупругим эффектом. Диамагнитная природа материала обеспечивает отсутствие термонаведенной деполяризации, связанной с температурной зависимостью константы Верде. Результаты показывают, что $Zn_4B_6O_{13}$ отлично подходит для диапазона длин волн 248–350 нм и может использоваться в качестве материала МОЕ для оптического изолятора для лазеров высокой средней мощности.

3 ГЛАВА. ОСОБЕННОСТИ МЕТОДОВ КОМПЕНСАЦИИ САМОНАВЕДЕННЫХ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ

В лазерной физике из-за не взаимности эффекта Фарадея широкое применение нашли изоляторы и вращателя Фарадея. Изолятор Фарадея в традиционном исполнении представляет собой магнитную систему с помещенным внутрь МОЭ **Рис. 30(а)**. Магнитное поле и длина МОЭ подбираются так, чтобы величина вращения плоскости поляризации составила ровно 45^0. Магнитная система помещается между двумя поляризаторами, угол между плоскостями пропускания которых составляет 45^0. Данные приборы используются для организации многопроходных схем усилителей, схем с компенсацией термонаведенного двулучепреломления, а также для оптической изоляции одной части схемы от другой и обеспечения распространения лазерного излучения в строго заданном направлении.

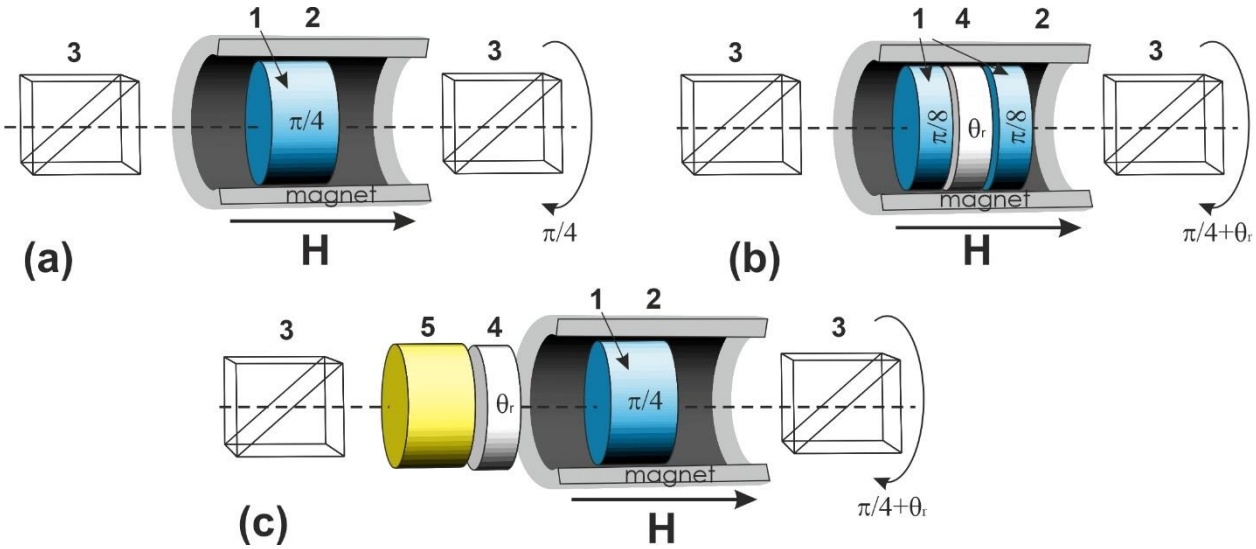

Рис. 30 *Оптические схемы изоляторов Фарадея: a) — традиционная; b) — с взаимным вращателем (ВВ); c) — с поглощающим элементом (ПЭ). 1 — магнитооптический элемент; 2 — магнитная система; 3 — поляризатор; 4 — взаимный вращатель поляризации (кристаллический кварц, вырезанный перпендикулярно оптической оси); 5 — оптический поглощающий элемент*

При малых мощностях искажения поляризации определяются оптическим качеством используемого МО материала: неоднородности, включения, микро/макронапряжения и др. Данные искажения поляризации линейны по мощности и приводят к постоянному уровню деполяризации проходящего излучения, называемого «холодная деполяризация». При увеличении мощности излучения возникают термонаведенные искажения показателя

преломления, которые существенно ограничивают работоспособность изоляторов Фарадея при ее высоком значении. В **Главе 2** представлены особенности и методы позволяющие создать традиционные ИФ (один МОЭ), обеспечивающие высокую степень изоляции при работе в лазерном излучении с высокой средней мощностью или что эквивалентно обеспечивающих высокое значение P_{max}.

Если обеспечить высокую степень изоляции в традиционной схеме ИФ при требуемой лазерной мощности и данном материале не удается, можно использовать более сложные оптические схемы ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации: с взаимным вращателем (компенсация внутри магнитного поля) [151, 152] (**Рис. 30(b)**); с поглощающим элементом (компенсация вне магнитного поля) [133, 264] (**Рис. 30(c)**). Идея заключается в использовании двух ОЭ, при этом поляризационные искажения, возникающие в первом элементе, частично компенсируются при прохождении через второй. Из-за наличия фарадеевского вращения компенсировать поляризационные искажения полностью невозможно, однако в каждой из представленных схем зануляется γ_P (68), суммарная γ существенно уменьшается и ее зависимость от лазерной мощности в общем случае меняется с $\sim P^2_{laser}$ на $\sim P^4_{laser}$ (в пренебрежении вклада от зависимости постоянной Верде от температуры). Причем чем ближе друг к другу величина и поперечная структура термонаведенного двулучепреломления в каждом из элементов, тем эффективнее компенсация.

Схема с взаимным вращателем (**Рис. 30(b)**) представляет собой два идентичных МОЭ, помещенных в магнитное поле, разделенных взаимным вращателем поляризации (кварцевый вращатель). Впервые она была предложена в работе [151] и была обобщением известной схемы компенсации поляризационных искажений излучения в активных элементах лазеров с помощью 90^0 кварцевого вращателя на случай присутствия циркулярного двулучепреломления [141]. Предлагалось разделить МОЭ на две равные половины, чтобы каждая из половин не взаимно вращала плоскость поляризации на угол 22.5^0 и разделить их 67.5^0 взаимным кварцевым вращателем. Дальнейшие исследования показали, что при использовании монокристаллических МОЭ выбором их ориентации и угла вращения в кварцевом вращателе можно существенно повысить эффективность схемы с компенсацией [152], что было реализовано в [63]. Преимущество данной схемы заключается в высокой эффективности компенсации (наибольшее уменьшение термонаведенной деполяризации при фиксированной мощности или наибольшее увеличение величины P_{max}). Главным недостатком является неэффективное использование магнитного поля, так как область магнитного поля с максимальной напряженностью

занимает кварцевый вращатель, что приводит к увеличению суммарной длины МОЭ по сравнению с традиционным ИФ, реализованным на той же магнитной системе и том же магнитооптическом материале.

Схема с поглощающим элементом представляет собой традиционный ИФ, который дополняют кварцевым вращателем и дополнительным оптическим элементом (ДОЭ) вне его магнитного поля (**Рис. 30(c)**). Впервые данная схема была предложена и реализована в [152]. Далее она была обобщена на случай использования МОЭ и ДОЭ из разных материалов [133]. К преимуществам схемы можем отнести возможность апгрейда уже изготовленного ИФ без внесения изменений во внутренний конструктив. Возможность использовать ДОЭ из материала без магнитооптических свойств, но имеющих, например, противоположный МОЭ знак *dn/dT*, что позволит дополнительно ослабить тепловую линзу. К минусам отнесем необходимость компенсировать существенно большие термонаведенные искажения поляризации, набежавшие в МОЭ полной длины (а не половинной, как в первом случае) и, как правило меньшую эффективность компенсации. Рассмотрим можно ли предложить другие более эффективные способы компенсировать термонаведенные поляризационные искажения.

3.1. Схема изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации противовращением

В работе [152] было получено, что при использовании материалов с $\xi<0$ в схемах ИФ с компенсацией деполяризации кварцевый вращатель может быть исключен. Что было продемонстрировано для схемы ИФ с поглощающим элементом в работах [63, 133]. В работе [150] предложена оригинальная схема компенсации термонаведенной деполяризации в АЭ лазеров названная схемой с противовращением ($\pm\hat{\chi}$). Идея заключалась в разделении АЭ на два идентичных, помещении между ними пластинки $\lambda/2$ и вращение их в разные стороны на угол $\hat{\chi}$ вокруг оси распространения излучения. Величина угла $\hat{\chi}$ определялась значением параметра ξ. При этом показано, что при использовании из материала $\xi<0$ пластинка $\lambda/2$ может быть исключена из схемы компенсации. Рассмотрим можно ли обобщить схемы с компенсацией деполяризации противовращением на случай ИФ **Рис. 31**.

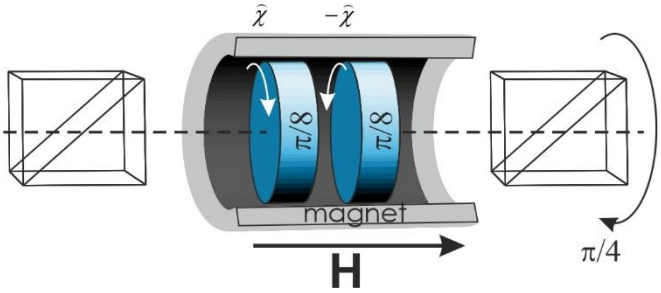

Рис. 31 *Оптическая схема изолятора Фарадея с противовращением*

Получим выражения для термонаведенной деполяризации, вносимой системой из двух идентичных МОЭ, помещенных в одинаковое магнитное поле при отсутствии кварцевого вращателя (D=1, $\delta_{c01}=\delta_{c02}$ и θ_r=0), тогда (67) перепишется

$$\begin{aligned}
&\mathrm{Re}(T_{21})'\Big|_{p=0} = W\delta_{c01}\eta_1,\\
&\mathrm{Re}(T_{21})''\Big|_{p=0} = \frac{\delta_{c01}-\sin(\delta_{c01})}{2\delta_{c01}^2}\left(A_1^2+B_1^2+A_2^2+B_2^2\right)+2\frac{\sin^2(\delta_{c01}/2)}{\delta_{c01}^2}\cdot\\
&\qquad\cdot\left[\left(A_1B_2-A_2B_1\right)\cos(\delta_{c01})+\left(A_1A_2+B_1B_2\right)\sin(\delta_{c01})\right],\\
&\mathrm{Im}(T_{21})'\Big|_{p=0} = -\frac{\sin(\delta_{c01}/2)}{\delta_{c01}}\left[A_2\cos\left(\frac{3\delta_{c01}}{2}\right)-B_2\sin\left(\frac{3\delta_{c01}}{2}\right)+A_1\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)-B_1\sin\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)\right],\\
&\mathrm{Im}(T_{21})''\Big|_{p=0} = W\eta_1\left[\sin(\delta_{c01}/2)\left\{A_2\sin\left(\frac{3\delta_{c01}}{2}\right)+B_2\cos\left(\frac{3\delta_{c01}}{2}\right)-A_1\sin\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)-B_1\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)\right\}+\right.\\
&\qquad\left.+\frac{2\sin(\delta_{c01}/2)-\delta_{c01}\cos(\delta_{c01}/2)}{\delta_{c01}}\left\{A_2\cos\left(\frac{3\delta_{c01}}{2}\right)-B_2\sin\left(\frac{3\delta_{c01}}{2}\right)+A_1\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)-B_1\sin\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)\right\}\right].
\end{aligned} \tag{120}$$

Для выполнения γ_P=0 (68) необходимо выполнить $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}$=0 что сводится к выполнению равенства

$$A_2\cos\left(\frac{3\delta_{c01}}{2}\right)-B_2\sin\left(\frac{3\delta_{c01}}{2}\right)+A_1\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)-B_1\sin\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)=0, \tag{121}$$

для любого h, g и φ. Рассмотрим эту задачу для ОЭ вырезанных в ориентации [001], тогда подставим в (121) выражения (29) и соберем множители перед $h\cdot\cos(2\varphi)$ и $h\cdot\sin(2\varphi)$

$$\begin{cases}
(\xi+1)\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)\cos(\delta_{c01})+(\xi-1)\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}+2\left[\Phi_1-\Phi_2\right]\right)\cos\left(\delta_{c01}-2\left[\Phi_1+\Phi_2\right]\right)=0,\\
-(\xi+1)\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}\right)\sin(\delta_{c01})+(\xi-1)\cos\left(\frac{\delta_{c01}}{2}+2\left[\Phi_1-\Phi_2\right]\right)\sin\left(\delta_{c01}-2\left[\Phi_1+\Phi_2\right]\right)=0,
\end{cases} \tag{122}$$

откуда перенося в другую часть равенства члены, не зависящие от Φ_1 и Φ_2, и деля одно выражение на другое получим условие на сумму Φ_1 и Φ_2

$$\tan\left(\delta_{c01}-2\left[\Phi_1+\Phi_2\right]\right)=-\tan(\delta_{c01}), \tag{123}$$

которое выполняется при $\Phi_1+\Phi_2=\delta_{c01}+\pi m/2$, где m – целое. Обозначая $\Phi_1-\Phi_2=2\hat{\chi}$ и подставляя в (122) получим условия на углы Φ_1 и Φ_2

$$\begin{cases} \Phi_{1,2} = \dfrac{\delta_{c01}}{2} \pm \hat{\chi} + \dfrac{\pi m}{4}, \\ \cos\left(4\hat{\chi} + \dfrac{\delta_{c01}}{2}\right) = -\dfrac{\xi+1}{\xi-1}\cos\left(\dfrac{\delta_{c01}}{2}\right), \\ \hat{\chi}_{1,2} = -\dfrac{\delta_{c01}}{8} \pm \dfrac{1}{4}\arccos\left(-\dfrac{\xi+1}{\xi-1}\cos\left(\dfrac{\delta_{c01}}{2}\right)\right), \end{cases} \tag{124}$$

Для произвольного значения δ_{c01} последнее условие в (124) может быть выполнено только при $\xi \le 0$. Для заданного δ_{c01} величина ξ должна удовлетворять условию

$$\begin{cases} \xi \le \min\left(\tan^2\left(\dfrac{\delta_{c01}}{4}\right); \cot^2\left(\dfrac{\delta_{c01}}{4}\right)\right), \\ \xi \ge \max\left(\tan^2\left(\dfrac{\delta_{c01}}{4}\right); \cot^2\left(\dfrac{\delta_{c01}}{4}\right)\right). \end{cases} \tag{125}$$

Отметим, что условия (125) и возможность компенсации существенно зависят от ориентации кристаллографический осей в МОЭ. Так для ориентации [111] условие $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}=0$ будет выполняться только при ξ=-0.5, когда термонаведенной деполяризации в каждом из элементов и так возникать не будет. Для ИФ $\delta_{c01}+\delta_{c02}=\pi/2$ ($\delta_{c01}=\delta_{c02}=\pi/4$) в случае использования МОЭ в ориентации [001] компенсация возможна при $\xi \le 0.04$ или $\xi \ge 25.27$; поэтому компенсация γ_P, пропорциональная квадрату лазерной мощности, для широко используемого кристалла TGG (ξ=2.25), невозможна. Для монокристалла TSAG в связи с большой величиной $\xi = -101$ оптимальный угол для компенсации составляет $\hat{\chi}_1 \approx \pi/4 + \pi m/2$ и $\hat{\chi}_2 \approx \pi/4 - \delta_{c01}/4 + \pi m/2$. Для ИФ подставляя найденные углы из (124) в (29) получим

$$A_{1,2}=\frac{h}{2}\left[(1+\xi)\sin(2\varphi)+(1-\xi)\cos(2\varphi\mp 4\hat{\chi})\right],$$

$$B_{1,2}=\frac{h}{2}\left[(1+\xi)\cos(2\varphi)+(1-\xi)\sin(2\varphi\mp 4\hat{\chi})\right],$$

$$A_1^2+B_1^2+A_2^2+B_2^2=h^2\left[\left(\xi^2+1\right)-\left(\xi^2-1\right)\sin(4\varphi)\cos(4\hat{\chi})\right],$$

$$A_1B_2-A_2B_1=\frac{h^2}{2}(\xi-1)\sin(4\hat{\chi})\left[\cos(4\hat{\chi})(\xi-1)-(\xi+1)\sin(4\varphi)\right], \qquad (126)$$

$$A_1A_2+B_1B_2=\frac{h^2}{2}\left[2\xi+(\xi-1)^2\cos^2(4\hat{\chi})-\left(\xi^2-1\right)\cos(4\hat{\chi})\sin(4\varphi)\right],$$

$$A_2\sin\left(\frac{3\pi}{8}\right)+B_2\cos\left(\frac{3\pi}{8}\right)-A_1\sin\left(\frac{\pi}{8}\right)-B_1\cos\left(\frac{\pi}{8}\right)=$$

$$=\frac{h}{2}\frac{\sqrt{\sqrt{2}+2}\left(\sqrt{2}-1\right)}{\sqrt{2}}\left[\xi+1+(\xi-1)\left\{\cos(4\hat{\chi})-\left(\sqrt{2}+1\right)\sin(4\hat{\chi})\right\}\right]\left[\cos(2\varphi)-\sin(2\varphi)\right].$$

Подставляя (126) в (120), а затем в (35) с точностью до членов ~Re(T_{21})'''|$_{p=0}$ получим

$$\gamma_{\pm\chi}=p^2\eta^2\frac{\pi^2}{16}A_8+p^3\eta_1\left[\frac{\pi-2\sqrt{2}}{2\pi}\left(\xi^2+1\right)+\frac{2\sqrt{2}}{\pi}\left\{(\xi-1)^2\left(\cos(8\hat{\chi})+\sin(8\chi)\right)+(\xi+1)^2\right\}\right]a_6+$$

$$+\frac{p^4}{4}\frac{\left(\pi-2\sqrt{2}\right)^2}{4\pi^2}\left[\frac{\left(\xi^2-1\right)^2}{2}\cos^2(4\hat{\chi})+\left(\xi^2+1\right)^2\right]a_3+$$

$$+\frac{p^4}{8}\frac{1}{\pi^2}\left[4\left(\xi^2+1\right)^2+2\left\{\cos(8\hat{\chi})+2\sin(8\hat{\chi})\right\}\left(\xi^2-1\right)^2+(\xi-1)^4\sin(16\hat{\chi})\right]a_3+ \qquad (127)$$

$$+\frac{p^4}{8}\frac{\pi-2\sqrt{2}}{\pi^2}\left[(\xi+1)^2\left(3\xi^2-2\xi+3\right)+(\xi-1)^2\left(3\xi^2+2\xi+3\right)\left\{\cos(8\hat{\chi})+\sin(8\hat{\chi})\right\}\right]a_3+$$

$$+\frac{p^4}{4}\eta_1^2\frac{3-2\sqrt{2}}{4}\left[\xi+1+(\xi-1)\left\{\cos(4\hat{\chi})-\left(\sqrt{2}+1\right)\sin(4\hat{\chi})\right\}\right]^2a_9.$$

Для визуализации эффективности предложенной схемы компенсации используя данные из **Таблица 2** численно построены зависимости термонаведенной деполяризации от нормированной мощности тепловыделения для трех материалов TSAG, NTF и KTF в случае одного МОЭ в ориентациях [C], минимуме [001], [111] и для двух схем с компенсацией деполяризации: с взаимным вращателем 67.5^0 [151] и схемы с противовращением $\pm\hat{\chi}$. Угол $\hat{\chi}$ выбирался из двух (124) тот, который обеспечивал большую эффективность компенсации. В схеме с взаимным вращателем увеличением общей длины МОЭов из-за помещения кварцевого вращателя в максимум магнитного поля между ними пренебрегалось.

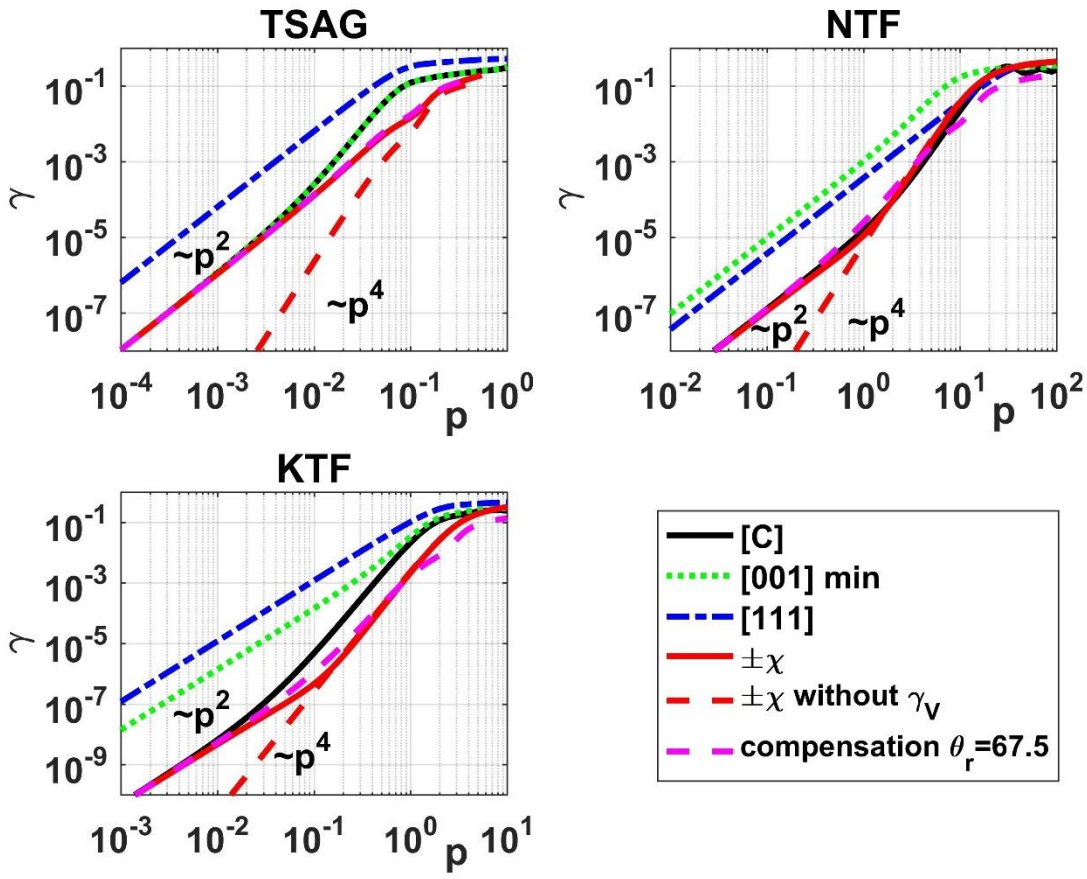

Рис. 32 *Сравнение кривых термонаведенной деполяризации γ материалов TSAG, NTF и KTF в ориентациях [C], [001], [111] и двух схем с компенсацией: схема с противовращением* $\pm\hat{\chi}$ *(красные кривые) и схема с взаимным вращателем* 67.5^0.

Использование схемы с противовращением позволяет увеличить величину P_{max} для кристалла TSAG в 1.6 раза, для NTF – в 3.8 раза, а для KTF – в 3.0 раза по сравнению с традиционным ИФ с МОЭ в ориентации [001]. Таким образом, **в традиционном ИФ с МОЭ изготовленным из кубического монокристалла с** $\xi \le 0.04$ **(или** $\xi \ge 25.27$**) и вырезанных в ориентации [001] можно увеличить величину** P_{max} **разделив МОЭ на две части и свернув их в разные стороны на соответствующий угол** $\hat{\chi}$**, величина которого определяется параметром пьезооптической анизотропии материала** ξ. При этом компенсируется γ_P и, в зависимости от материальных параметров, при высокой средней мощности лазерного излучения P_{laser} термонаведенная деполяризация (≡степень изоляции) будет определяться либо γ_V, либо следующим ненулевым членом от термонаведенного линейного двулучепреломления $\sim P^4_{laser}$. Так же, показано, что предложенная схема так же эффективна, как и схема с взаимным 67.5^0 вращателем [151]. Преимуществом данной схемы являются эффективное использование магнитного поля,

минимальное количество оптических поверхностей и равенство общей длины МОЭ длине МОЭ в традиционном ИФ. Отметим, что для ряда материалов (например кристалла TSAG) использование схем с компенсацией деполяризации от линейного двулучепреломления не столь эффективны, так как основную роль начинает играть вклад от γ_V, полностью определяемый неоднородным вращением плоскости поляризации из-за градиента температуры и температурной зависимости постоянной Верде и не устраняемым известными методами компенсации.

Предложенный способ компенсации термонаведенной деполяризации противовращением в ИФ был верифицирован с использованием монокристалла TSAG (OXIDE). Для эксперимента использовались два элемента диаметром 10 мм и длиной 9 мм с ориентацией [001] и магнитная система на постоянных магнитах с полем 2.5 Т [226]. В качестве источника неполяризованного лазерного излучения использовался непрерывный Yb-волоконный лазер с максимальной мощностью 1.5 кВт. Используя данный МОЭ, был реализован традиционный ИФ, когда оба МОЭ были повернуты как единое целое $\Phi_1=\Phi_2=\pi/8$ и схема с компенсацией деполяризации с противовращением, когда МОЭ сворачиваются от данного положения в разные стороны на угол $\hat{\chi}$. При мощности лазерного излучения в 1440 Вт уровень термонаведенной деполяризации был уменьшен на порядок, а величина P_{max} была увеличена с 1 кВт до 5.5 кВт [180].

Так же данный метод был верифицирован с использованием высокочистого монокристаллического кремния, предоставлено в рамках сотрудничества с коллегами из LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory). Из предоставленного материала были изготовлены два цилиндрических элемента с размерами L=12 мм, Ø=11 мм (определялся внутренним диаметром магнитной системы), вырезанных в ориентации [001]. У данного материала c-Si был измерен параметр пьезооптической анизотропии, который оказался отрицательным и равным ξ=-0.63±0.05 (см. раздел 4.3 и [197]). В связи с этим был реализован ИФ для излучения с длиной волны 1940 нм с компенсацией термонаведенной деполяризации противовращением. Элементы в этом случае вращались независимо друг от друга $\theta_1 \neq \theta_2$ и при $\theta_1 \approx -2^o$ и $\theta_2 \approx -40^o$ наблюдалась компенсация деполяризации. При лазерной мощности 8.3 Вт степень изоляции составила 38 дБ и 42 дБ для традиционного ИФ и для ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации противовращением соответственно. Расчеты показывают, что при P_{max}=20 Вт в традиционном ИФ применение схемы с компенсацией противовращением позволяет для монокристаллического кремния увеличить P_{max} до 180 Вт (в 9 раз). Описание эксперимента представлено в разделе 4.3.

3.2. Особенности компенсации термонаведенной деполяризации в изоляторах Фарадея при использовании кристаллов в ориентации [C]

В предложенных ранее схемах ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации из-за наличия циркулярного двулучепреломления (фарадеевского вращения) компенсировать удается только γ_P – первый член в разложении γ по малому параметру нормированной мощности тепловыделения p, который полностью определяется $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}$. И при большой средней лазерной мощности из-за малости параметра η в общем случае деполяризация в ИФ будет определяться следующим членом в разложении γ, зависящим только от термонаведенного линейного двулучепреломления. В то же время в разделе 2.1.1 показано, что в материалах с $\xi<0$ выбором ориентации кристаллографических осей [C], возможно выполнить $\gamma_P=0$ в одном ОЭ, без использования схемы с компенсацией. Вопрос о возможности компенсации членов более высоких порядков разложения деполяризации является открытым. В данном разделе рассмотрим случай ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации с использованием двух МОЭ из материалов с $\xi<0$ вырезанных в ориентации [C] и ответим на вопрос о возможности более эффективной компенсации вклада в деполяризацию от термонаведенного линейного двулучепреломления.

Необходимые выражения первых производных от реальной и мнимой частей от T_{21} (67), для определения термонаведенной деполяризации в системе двух МОЭ разделенных кварцевым вращателем получены в разделе 1.2.1. Выражения A_i и B_i для МОЭ в ориентации [C] (92) получены в разделе 2.1.1. В случае ИФ ($\delta_{c01}+\delta_{c02}=\pi/2$) при выбранных материалах МОЭ фиксируются величины ξ_1, ξ_2 и знак D, а переменные D, θ_r, Φ_1 и Φ_2 остаются свободными параметрами. Для сохранения эффективности компенсации в первую очередь, варьируя значения свободных параметров необходимо выполнить равенство $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}=0$ при любых h, g и φ. Как показано в разделе 2.1.1 для материалов с $\xi<0$ выбором ориентации кристаллографической оси можно сделать равными нулю выражения $A_1\cos(\delta_{c01}/2) - B_1\sin(\delta_{c01}/2)$ и $A_2\cos(2\theta_r+\delta_{c01}+\delta_{c02}/2) - B_2\sin(2\theta_r+\delta_{c01}+\delta_{c02}/2)$. Для этого каждый МОЭ следует вырезать в ориентации [C] и повернуть на угол $\Phi_1=\delta_{c01}/4$ и $\Phi_2=\theta_r+\delta_{c01}/2+\delta_{c02}/4$, соответственно. Тогда условие $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}=0$ будет выполняться для произвольной точки (r, φ) поперечного сечения и любых значений δ_{c01}, δ_{c02}, ξ_1, ξ_2, θ_r и D. Однако в случае двух различных материалов ($\xi_1 \neq \xi_2$) это решение не позволяет выполнить

условие $\mathrm{Re}(T_{21})''|_{p=0}=0$ для произвольных h, g и φ при любых значениях θ_r и D. В результате использование кварцевого вращателя теряет смысл, а схема компенсации не обеспечивает большего, чем обеспечивает использование ориентации [C], снижения поляризационных искажений. Условие $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}=0$ будет выполняться при

$$\begin{cases} \dfrac{\sin(\delta_{c01}/2)}{\delta_{c01}}\dfrac{(2\xi_1+1)(2\xi_1-3)}{8(\xi_1-1)}\cos(2\Phi_1)\sin\left(\dfrac{\delta_{c01}}{2}-2\Phi_1\right)+ \\ +D\dfrac{\sin(\delta_{c02}/2)}{\delta_{c02}}\dfrac{(2\xi_2+1)(2\xi_2-3)}{8(\xi_2-1)}\cos(2\Phi_2)\sin\left(2\theta_r+\delta_{c01}+\dfrac{\delta_{c02}}{2}-2\Phi_2\right)=0, \\ \dfrac{\sin(\delta_{c01}/2)}{\delta_{c01}}\dfrac{(2\xi_1+1)(2\xi_1-3)}{8(\xi_1-1)}\sin(2\Phi_1)\sin\left(\dfrac{\delta_{c01}}{2}-2\Phi_1\right)+ \\ +D\dfrac{\sin(\delta_{c02}/2)}{\delta_{c02}}\dfrac{(2\xi_2+1)(2\xi_2-3)}{8(\xi_2-1)}\sin(2\Phi_2)\sin\left(2\theta_r+\delta_{c01}+\dfrac{\delta_{c02}}{2}-2\Phi_2\right)=0, \\ \dfrac{\sin(\delta_{c01}/2)}{\delta_{c01}}\dfrac{(2\xi_1+1)}{4(\xi_1-1)}\sin\left(\dfrac{\delta_{c01}}{2}-2\Phi_1\right)+D\dfrac{\sin(\delta_{c02}/2)}{\delta_{c02}}\dfrac{(2\xi_2+1)}{4(\xi_2-1)}\sin\left(2\theta_r+\delta_{c01}+\dfrac{\delta_{c02}}{2}-2\Phi_2\right)=0. \end{cases} \quad (128)$$

Система (128) состоит из 3-х уравнений с 4-мя переменными. Рассмотрим случай, когда оба элемента изготовлены из одинакового материала ($\xi_1 = \xi_2$, $D>0$). В этом случае система (128) будет иметь решения при условии $\Phi_1 = \Phi_2$ и равенстве

$$\frac{\sin(\delta_{c01}/2)}{\delta_{c01}}\sin\left(\frac{\delta_{c01}}{2}-2\Phi_1\right)+D\frac{\sin(\delta_{c02}/2)}{\delta_{c02}}\sin\left(2\theta_r+\delta_{c01}+\frac{\delta_{c02}}{2}-2\Phi_1\right)=0. \quad (129)$$

При условиях $\xi_1 = \xi_2$ и $\Phi_1 = \Phi_2$ соответственно будут выполняться равенства $A_1 = A_2$ и $B_1 = B_2$, а выражение для $\mathrm{Re}(T_{21})''|_{p=0}$ существенно упростится и условие $\mathrm{Re}(T_{21})''|_{p=0}=0$ запишется

$$\left[\frac{\delta_{c01}-\sin(\delta_{c01})}{2\delta_{c01}^2}+D^2\frac{\delta_{c02}-\sin(\delta_{c02})}{2\delta_{c02}^2}+2D\frac{\sin(\delta_{c01}/2)}{\delta_{c01}}\frac{\sin(\delta_{c02}/2)}{\delta_{c02}}\sin\left(2\theta_r+\frac{\delta_{c01}}{2}+\frac{\delta_{c02}}{2}\right)\right]=0. \quad (130)$$

Решая систему из выражений (129) и (130), можно найти такие значения Φ_1, θ_r и D при которых одновременно будут выполнены $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}=0$ и $\mathrm{Re}(T_{21})''|_{p=0}$. Одно из решений этой системы

$$\begin{cases} D=\dfrac{\sin(\delta_{c01}/2)}{\sin(\delta_{c02}/2)}\dfrac{\delta_{c02}}{\delta_{c01}}, \\ 2\theta_r+\dfrac{\delta_{c01}}{2}+\dfrac{\delta_{c02}}{2}=4\Phi_1-\delta_{c01}, \\ \sin(\delta_{c01}-4\Phi_1)=\dfrac{\delta_{c01}-\sin(\delta_{c01})}{4\sin^2(\delta_{c01}/2)}+\dfrac{\delta_{c02}-\sin(\delta_{c02})}{4\sin^2(\delta_{c02}/2)}. \end{cases} \quad (131)$$

Как можно заметить полученное решение зависят только от величины фарадеевского вращения (δ_{c01} и δ_{c02}) и не зависят от ξ, а, следовательно, **предложенная схема ИФ универсальна и будет работать для любого МО кристаллического материала с $\xi<0$ в**

ориентации [C]. Для ИФ с двумя идентичными МОЭ вращающими плоскость поляризации на одинаковый угол $\delta_{c01}=\delta_{c02}=\pi/4$ из (131) найдем, что $D=1$, а угол поворота МОЭов $\Phi_1 = \Phi_2$ и угол вращения плоскости поляризации кварцевого вращателя θ_r запишутся

$$\begin{cases} \Phi_1 = \Phi_2 = \dfrac{1}{4}\left[\dfrac{\pi}{4} - \arcsin\left(\dfrac{\pi - 2\sqrt{2}}{4 - 2\sqrt{2}}\right)\right], \\ \theta_r = -\dfrac{1}{2}\left[\dfrac{\pi}{4} + \arcsin\left(\dfrac{\pi - 2\sqrt{2}}{4 - 2\sqrt{2}}\right)\right], \end{cases} \tag{132}$$

что близко к $\Phi_1 = \Phi_2 \approx 7.37^0$, а $\theta_r \approx -30.25^0$. Данная схема идентична с точность до величины угла поворота плоскости поляризации в кварцевом вращателе θ_r с представленной в работе [151] схемой ИФ с компенсацией с взаимным вращателем **Рис. 30(b)**, где два идентичных МОЭ разделены кварцевым вращателем с $\theta_r = 67.5^0$. Однако использование МОЭ в ориентации [C] и 67.5^0 кварцевый вращатель позволит выполнить условие (129) $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}=0$, но не позволит выполнить условие (130) $\mathrm{Re}(T_{21})''|_{p=0}=0$ и эффективность компенсации ранее представленной схемы будет существенно хуже чем в предложенной. Можно заметить, что при выполнении $\delta_{c01} = \delta_{c02}$, $\xi_1 = \xi_2$, $\Phi_1 = \Phi_2$ и (131) выражение для мнимой части T_{21} становится тождественно равным нулю $\mathrm{Im}(T_{21})\equiv 0$ для любой нормированной мощности тепловыделения. Следовательно, термонаведенная деполяризация будет определяться только $\mathrm{Re}(T_{21})$, причем в случае $\eta_1=\eta_2\neq 0$

$$\begin{aligned} \Gamma = &\left(\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0}\right)^2 p^2 + \mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0} \mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'''\Big|_{p=0} \frac{p^4}{3} + \\ &+ \mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\Big|_{p=0} \mathrm{Re}\left(T_{21}\right)''''\Big|_{p=0} \frac{p^5}{12} + O\left(p^6\right), \end{aligned} \tag{133}$$

а в случае $\eta_1=\eta_2=0$

$$\Gamma = \left(\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)''''\Big|_{p=0}\right)^2 \frac{p^8}{576} + O\left(p^{10}\right) \tag{134}$$

Подставив (67), найденные при условиях $\delta_{c01} = \delta_{c02} = \delta_{c0}$, $\xi_1 = \xi_2 = \xi$, $\Phi_1 = \Phi_2$, $p_1 = p_2 = p$ (131), в (133) или в (134), а затем в (8) для интегральной термонаведенной деполяризации соответственно получим

$$\gamma = p^2\eta^2\delta_{c0}^2 a_8 - p^4\delta_{c0}^2\eta^2\left[\frac{\cos(\delta_{c0}/2)(\delta_{c0}-\sin(\delta_{c0}))}{\delta_{c0}^2\sin(\delta_{c0}/2)}\frac{(2\xi+1)^2}{4^2(\xi-1)^2}\left\{\frac{(2\xi-3)^2}{2}a_9 + a_{10}\right\} + \delta_{c0}^2\eta^2 a_{14}\right] -$$
$$-p^5\frac{\delta_{c0}\eta}{4}\left\{\frac{2\cot(\delta_{c0}/2)\delta_{c0}^2 - (2\cos(\delta_{c0})+3)\delta_{c0} + \sin(\delta_{c0})\cos(\delta_{c0})}{\delta_{c0}^4}\cdot\right.$$
$$\cdot\frac{(2\xi+1)^4}{4^4(\xi-1)^4}\left[\frac{3}{8}(2\xi-3)^4 a_{11} + 3(2\xi-3)^2 a_{12} + a_{13}\right] +$$
$$\left.+\eta^2\frac{2(\delta_{c0}-2\sin(\delta_{c0}))^2 - \delta_{c0}\sin(2\delta_{c0})}{2\delta_{c0}\sin(\delta_{c0}/2)^2}\frac{(2\xi+1)^2}{4^2(\xi-1)^2}\left[\frac{(2\xi-3)^2}{2}a_{15} + a_{16}\right]\right\} + O(p^6), \quad (135)$$

или

$$\gamma = \frac{p^8}{64}\left[\frac{2\delta_{c0}^2\cot(\delta_{c0}/2) - \delta_{c0}(2\cos(\delta_{c0})+1) + \cos(\delta_{c0})\sin(\delta_{c0})}{\delta_{c0}^4}\frac{(2\xi+1)^4}{4^4(\xi-1)^4}\right]^2 \cdot$$
$$\cdot\left[\frac{35}{128}(2\xi-3)^8 a_{17} + \frac{35}{4}(2\xi-3)^6 a_{18} + \frac{105}{4}(2\xi-3)^4 a_{19} + 14(2\xi-3)^2 a_{20} + a_{21}\right] + O(p^{10}), \quad (136)$$

где a_i – численные величины, полностью определяющиеся поперечной формой греющего излучения F_h (94) и частично представлены в **Таблица 1**, а

$$a_{14} = \int_0^\rho\left[\int_0^\rho gF_h du - g\right]^4 F_h du;\ \ a_{15} = \int_0^\rho\left[\int_0^\rho gF_h du - g\right]^3 h^2 F_h du;$$
$$a_{16} = \int_0^\rho\left[\int_0^\rho gF_h du - g\right]^3 g^2 F_h du;\ \ a_{17} = \int_0^\rho h^8 F_h du;\ \ a_{18} = \int_0^\rho h^6 g^2 F_h du; \quad (137)$$
$$a_{19} = \int_0^\rho h^4 g^4 F_h du;\ \ a_{20} = \int_0^\rho h^2 g^6 F_h du;\ \ a_{21} = \int_0^\rho g^8 F_h du;$$

Для гауссова пучка F_h=exp(-u)/(1-exp(-ρ)) с соотношением ρ=9 соответственно составят: a_{14}=0.218, a_{15}= -0.084, a_{16}= 0.142, a_{17}=0.008, a_{18}=0.003, a_{19}=0.011, a_{20}=0.192, a_{21}=30.273; and for ρ=25, a_{14}=0.220, a_{15}= -0.085, a_{16}= 0.206, a_{17}=0.008, a_{18}=0.024, a_{19}=0.208, a_{20}=5.706, and a_{21}=1126.

Оценим эффективность использования схемы с компенсацией для известных магнитооптических материалов с ξ<0. Под эффективностью компенсации будем понимать во сколько раз увеличивается значение P_{max} в ИФ с компенсацией относительно традиционного ИФ с МОЭ в ориентации [C]. Зависимость интегральной термонаведенной деполяризации от нормированной мощности тепловыделения для четырех материалов TSAG, KTF, NTF и на основе EuF_2 представлена на **Рис. 33**. Необходимые для численного

моделирования константы материалов TSAG, KTF и EuF_2 взяты из **Таблица 2**. Расчет проводился для магнитной системы с полем 2.5 Тл.

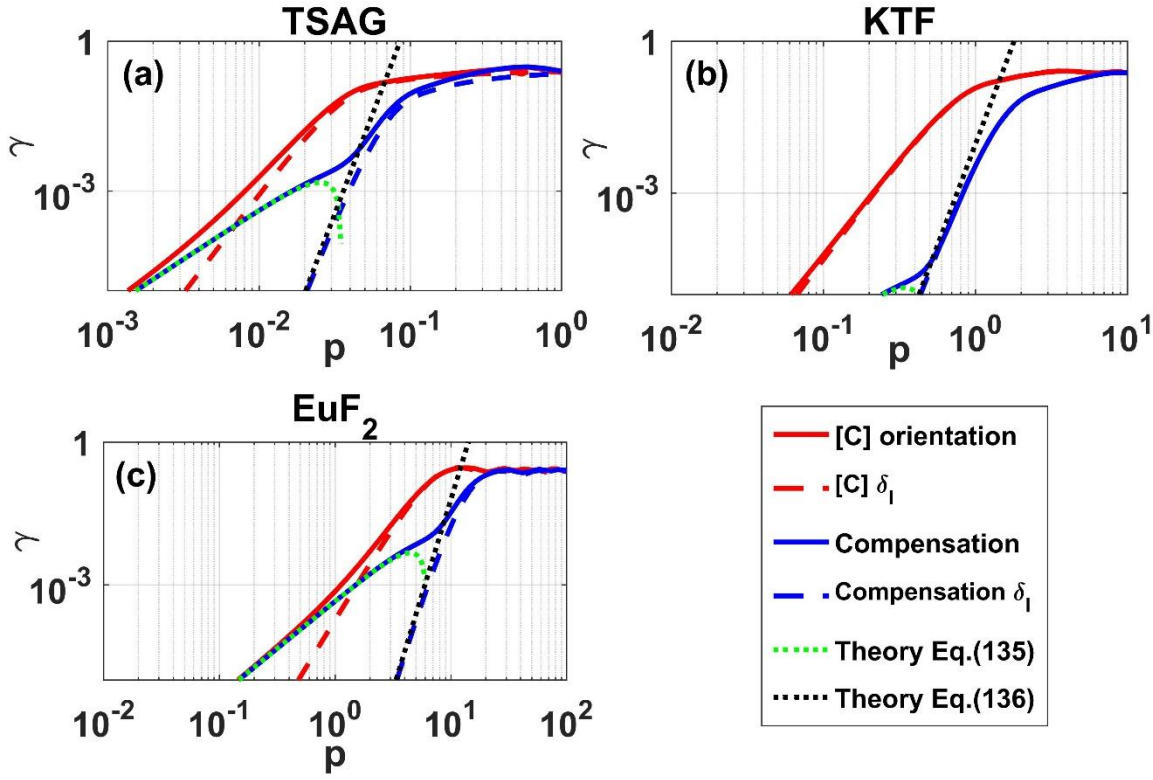

Рис. 33 *Сравнение термонаведенных деполяризаций в зависимости от нормированной мощности тепловыделения в одном элементе ИФ на основе материалов TSAG (a), KTF (b), EuF_2 (c) с ориентацией [C] (красная сплошная кривая) и для случая предлагаемой схемы с компенсацией (синяя сплошная кривая).*

Коэффициенты пересчета нормированной мощности тепловыделения в мощность падающего лазерного излучения ($P_{laser}=C\cdot p$) для рассматриваемых материалов можно найти следующим образом: C_{TSAG} = 218 кВт, C_{KTF} = 14.3 кВт, C_{EuF2} = 0.078 кВт. Отметим, что при использовании формул (135), (136) из этого раздела и формулы (95) из раздела 2.1 следует иметь ввиду, что выполняются соотношения $p_{раздел\ 2.1}=2p_{раздел\ 3.2}$ и $\eta_{раздел\ 2.1}=\eta_{раздел\ 3.2}/2$.

Как следует из **Рис. 33**, эффективность использования схемы с компенсацией в ориентации [C] составляет для TSAG (P_{max}=3.6 кВт) в 2.1 раза, для KTF (P_{max}=11.7 кВт) в 3.9 раза, для EuF_2 (P_{max}=120 Вт) в 1.3 раза. Для сравнения рассмотрим значения P_{max}, рассчитанные для тех же параметров традиционного ИФ с МОЭ, имеющим широко распространенную ориентацию [111]: для TSAG это 0.43 кВт, для KTF — 0.66 кВт, для EuF_2 — 33 Вт.

При прямом проходе возникающая в МОЭ термонаведенная деполяризация γ^* приводит к потерям мощности линейно поляризованного излучения на выходном поляризаторе. Численный анализ показывает **Рис. 34**, что в схеме с компенсацией уровень γ^* при прямом проходе близок к уровню γ для традиционного ИФ с МОЭ в ориентации [111] из того же материала. Потери мощности для исследуемых материалов при прямом проходе при $P_{laser}=P_{max}$ составляют для TSAG 5.5% (200 Вт), для KTF 24% (2.8 кВт), и для EuF2 2.5% (3 Вт). В зависимости от задачи предъявляются различные требования к потерям при прямом проходе. Для большинства практических приложений потери при прямом проходе не должны превышать 10%. Следовательно, для кристалла KTF ограничение будет обусловлено не ухудшением изоляции, а избыточными потерями на прямом проходе при мощности ~7 кВт. Для сравнения всех рассматриваемых кристаллов на **Рис. 34** построены зависимости термонаведенной деполяризации на прямом (пунктирные кривые) и на обратном (сплошные кривые) проходах в зависимости от мощности падающего лазерного излучения для ИФ с компенсацией деполяризации с МОЭ в ориентации [C].

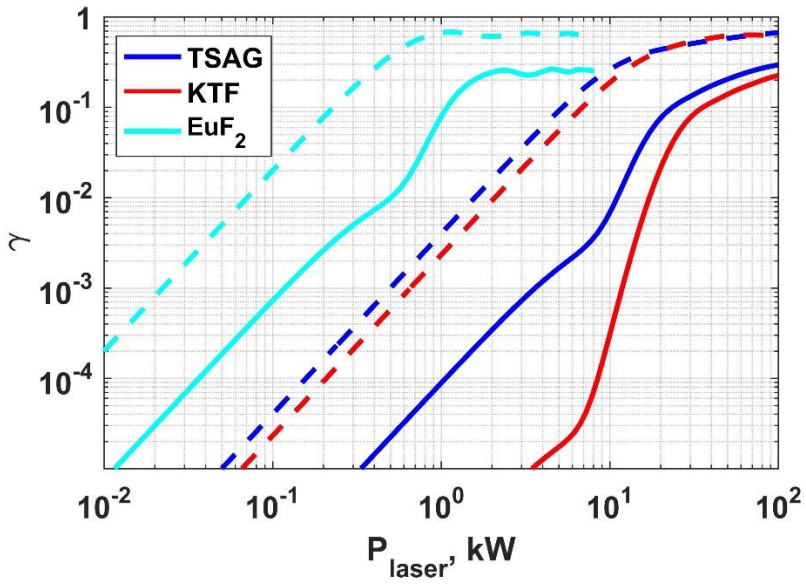

Рис. 34 *Термонаведенная деполяризация в зависимости от мощности падающего лазерного излучения на прямом (пунктирные кривые) и обратном (сплошные кривые) проходах для ИФ с компенсацией на основе монокристаллов TSAG, KTF и EuF_2 с МОЭ вырезанными в ориентации [C].*

В заключении сформулируем основные выводы, связанные с особенностью компенсации термонаведенной деполяризации при использовании двух МОЭ в ориентации [C]:

1) Анализ показал, что для двух монокристаллических МОЭ с ориентацией [C], изготовленных из разных материалов, может быть скомпенсирован только член γ_P, квадратично зависящий от мощности лазерного излучения, при этом наличие кварцевого вращателя не является критичным и решение совпадает с найденным ранее.

2) Компенсация более высокого порядка в разложении термонаведенной деполяризации по малому параметру p возможна только в случае МОЭ изготовленных из одного материала.

3) При использовании схемы с компенсацией становится существенным вклад γ_V, который не может быть скомпенсирован известными методами, поэтому необходимы новые методы его компенсации.

4) При использовании МОЭ из одного и того же материала в ориентации [C] углы поворота обоих МОЭ относительно направления поляризации падающего излучения должны быть одинаковыми, а значения этого угла и угла поворота плоскости поляризации в кварцевом вращателе задаются системой (132) и не зависят от используемого материала МОЭ.

5) Интегральная термонаведенная деполяризация при использовании предлагаемой схемы с компенсацией и монокристаллических МОЭ в ориентации [C] пропорциональна квадрату нормированной мощности тепловыделения для материалов с постоянной Верде зависимой от температуры и пропорциональна восьмой степени в случае, когда постоянная Верде не зависит от температуры.

3.3. Схема изолятора Фарадея с компенсацией деполяризации, вызванной температурной зависимостью постоянной Верде

В большинстве случаев для наиболее широко используемых магнитооптических материалов вклады в деполяризацию излучения от термонаведенного линейного двулучепреломления существенно больше, чем от неоднородного по поперечному сечению изменение угла фарадеевского вращения из-за зависимости постоянной Верде от температуры и наличия градиента температуры $\gamma_P >> \gamma_V$. Поэтому большое количество работ посвящено исследованию способов ослабления и компенсации γ_P [63, 70, 198, 265], а также Глава 2 и разделы 3.1 и 3.2. Однако параметры излучения современных лазерных систем возросли настолько, что для подавления термонаведенного линейного двулучепреломления все чаще возникает необходимость использования новых

материалов, более сильных магнитных полей и криогенного охлаждения при создании изоляторов Фарадея, обеспечивающих требуемую степень изоляции [266]. В этих случаях основной вклад в деполяризацию излучения в приборах Фарадея может вносить неоднородное фарадеевское вращение, обусловленное температурной зависимостью постоянной Верде $\delta_c(r)$ и распределение интенсивности деполяризованного поля в этом случае будет иметь вид «сомбреро» **Рис. 2(c)**. Рассмотрим, когда γ_V вносит существенный вклад в степень изоляции $\gamma_V >> \gamma_P$. При криогенных температурах термооптические параметры, определяющие термонаведенное двулучепреломление, уменьшаются, постоянная Верде парамагнитных материалов заметно увеличивается, поэтому длина МОЭ, необходимая для поворота на 45^0, уменьшается, а деполяризация, вызванная $\delta_c(r)$, существенно увеличивается [170, 233]. Деполяризация, вызванная $\delta_c(r)$, увеличивается для материалов с малым значением термооптической постоянной Q [172], с большим значением постоянной Верде даже при комнатной температуре [184] или при использовании магнитной системы с большим значением магнитного поля (например сверхпроводящих соленоидов [232]). Деполяризация, вызванная $\delta_c(r)$, становится существенной, когда часть, вызванная термонаведенным линейным двулучепреломлением, подавляется выбором критической ориентации кристаллографических осей [C] в материале с параметром пьезооптической анизотропии $\xi<0$ (раздел 2.1.1) и максимальна при приближении ξ к –0.5, когда δ_l в ориентации [C] становится равной нулю. В таких случаях необходимо ослабить или компенсировать часть деполяризации, вносимую зависимостью $\delta_c(r)$, стараясь при этом не увеличивать вклад от термонаведенного линейного двулучепреломления.

Схемы с компенсацией деполяризации с взаимным вращателем и поглощающим элементом **Рис.** 30**(b, c)** компенсируют вклад от термонаведенного линейного двулучепреломления γ_P. Термонаведенные поляризационные искажения, вызванные $\delta_c(r)$, в этих двух схемах равны таким же искажениям γ_V в традиционной схеме ИФ. Поэтому использование этих схем никак не может помочь с такого рода искажениями. Прежде всего, рассмотрим, какие методы устранения или уменьшения поляризационных искажений от $\delta_c(r)$ известны на сегодняшний день. Такие искажения 1) не возникают в диамагнитных материалах и материалах с $\beta_T=1/V\cdot dV/dT=0$ [197, 227, 267]; 2) могут быть уменьшены путем профилирования магнитного поля [268], однако профилирование магнитного поля не адаптивно и этот метод эффективен только при определенной мощности лазерного излучения; 3) могут быть уменьшены путем использования схем с компенсацией температурных изменений постоянной Верде [269], состоящей из

последовательно расположенных МОЭ, обеспечивающего фарадеевское вращение на -45^0, волновой пластины $\lambda/12$, МОЭ, обеспечивающего фарадеевское вращение на 90^0 и еще одной волновой пластины $\lambda/12$. Отметим, что данная схема частично компенсирует искажения от $\delta_c(r)$ и требует двух МОЭ с вращением 90^0 и 45^0, что эквивалентно трехкратному увеличению длины по сравнению с МОЭ традиционного ИФ (при условии одинаковости материала и величины магнитного поля). Это неизбежно приведет к ухудшению степени изоляции из-за увеличения вклада от термонаведенного линейного двулучепреломления γ_P.

В предыдущих разделах была поставлена задача максимально скомпенсировать вклад от термонаведенного двулучепреломления δ_l, поэтому искалось такое решение, при котором выполняется $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}=\mathrm{Re}(T_{21})''|_{p=0}=0$. Из-за использования двух МОЭ в ориентации [C] разделенных кварцевым вращателем такое решение найти удалось. В данной работе попробуем найти такое решение, при котором как минимум выполняется $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}=\mathrm{Re}(T_{21})'|_{p=0}=0$. Тогда из выражения (35) следует, что члены $\sim p^2$ и $\sim p^3$ станут равными нулю.

Исходя из выражений (67), $\mathrm{Re}(T_{21})'|_{p=0}=0$, которое полностью определяет γ_V, может быть выполнено в следующих случаях: 1) при использовании материалов с разным знаком β_T (знаки η_1 и η_2 будут отличаться) или $\eta_i=0$ (использование диамагнитных материалов); 2) противоположные направления фарадеевского вращения плоскости поляризации в одном и другом МОЭ (за счет разного знака постоянной Верде или за счет разного направления магнитного поля), тогда будут отличаться знаки δ_{c0i}. Материалов с положительным знаком β_T неизвестно, поэтому рассмотрим второй случай. Из требований для ИФ к невзаимному вращению плоскости поляризации на 45^0 и $\mathrm{Re}(T_{21})'|_{p=0}=0$ получим

$$\begin{cases} \delta_{c01}+\delta_{c02}=\pi/2, \\ p_1\delta_{c01}\eta_1+p_2\delta_{c02}\eta_2=0, \end{cases} \tag{138}$$

откуда подставляя выражения для p_i из (18) и η_i из (37) получим

$$\begin{aligned} &\frac{\delta_{c02}}{\delta_{c01}}=-\frac{\alpha_{01}\left(\alpha_{T1}+\beta_{T1}\right)}{\kappa_1}\frac{\kappa_2}{\alpha_{02}\left(\alpha_{T2}+\beta_{T2}\right)}, \\ &D=\frac{p_2}{p_1}=\frac{\alpha_{02}Q_2L_2}{\kappa_2}\frac{\kappa_1}{\alpha_{01}Q_1L_1}, \\ &\begin{cases} \delta_{c01}=\dfrac{\pi}{2}\left[\dfrac{\alpha_{02}\left(\alpha_{T2}+\beta_{T2}\right)\kappa_1}{\alpha_{02}\left(\alpha_{T2}+\beta_{T2}\right)\kappa_1-\alpha_{01}\left(\alpha_{T1}+\beta_{T1}\right)\kappa_2}\right]=2V_1H_1L_1 \\ \delta_{c02}=-\dfrac{\pi}{2}\left[\dfrac{\alpha_{01}\left(\alpha_{T1}+\beta_{T1}\right)\kappa_2}{\alpha_{02}\left(\alpha_{T2}+\beta_{T2}\right)\kappa_1-\alpha_{01}\left(\alpha_{T1}+\beta_{T1}\right)\kappa_2}\right]=2V_2H_2L_2 \end{cases} \end{aligned} \tag{139}$$

Можно заметить, что для выполнения $\mathrm{Re}(T_{21})'|_{p=0}=0$ величины углов фарадеевского вращения полностью определяются четырьмя материальными константами используемых сред (α_0, α_T, β_T, κ), что как следствие, приводит к жестким ограничениям на длину используемых МОЭ. Выполнение $\mathrm{Re}(T_{21})'|_{p=0}=0$ фиксирует величины δ_{c01}, δ_{c02}, и D. Из (139) так же следует, что при использовании полностью идентичных материалов для первого и второго МОЭ ($\alpha_{01}=\alpha_{02}$, $\alpha_{T1}=\alpha_{T2}$, $\beta_{T1}=\beta_{T2}$, $\kappa_1=\kappa_2$) удовлетворить систему (138) не получится. Поэтому материалы должны быть либо разными, либо материалы должны быть одинаковыми, но часть их параметров должны отличаться.

Таким образом, если принять, что максимальная величина магнитного поля в магнитной системе ИФ равна H^*, то из (139) можно получить, что суммарная длина МОЭ в предлагаемой схеме с компенсацией L_1+L_2 будет больше длины МОЭ в традиционном ИФ $L^*=\pi/(4V_1H^*)$. Такое увеличение длины приведет к увеличению γ_P. Для компенсации термонаведенной деполяризации от линейного двулучепреломления МОЭ должны быть разделены кварцевым вращателем, а для достижения максимально эффективной компенсации, как показано в разделах ранее, МОЭ должны быть изготовлены из одинакового материала с $\xi_1=\xi_2$. Но для компенсации γ_V их материальные характеристики, входящие в (139), должны различаться. Из всех характеристик материалов, входящих в (139), наиболее легко изменяемой является коэффициент поглощения α_0. Известно, что коэффициент поглощения материала α_0 даже одного производителя может существенно различаться [63], при сохранении других материальных характеристик неизменными. Другой способ — изменение значения коэффициента теплопроводности κ материала путем его легирования [270]. Однако диапазон изменения существенно меньше и может привести к изменению других параметров материала (например, ξ [227]).

Рассмотрим случай использования одинакового материала для обоих МОЭ ($V_1=V_2$, $\alpha_{T1}=\alpha_{T2}$, $\beta_{T1}=\beta_{T2}$, $\kappa_1=\kappa_2$, $\xi_1=\xi_2$) с разными коэффициентами поглощения $\alpha_{01}\neq\alpha_{02}$. Предположим, что $\alpha_{01}<\alpha_{02}$ (первый МОЭ сделан из максимально хорошего материала), тогда согласно (139) $\delta_{c01}=\pi/2\cdot[\alpha_{02}/(\alpha_{02}-\alpha_{01})]=2VH^*L_1$, $\delta_{c02}=-\pi/2\cdot[\alpha_{01}/(\alpha_{02}-\alpha_{01})]=-2VH^*L_2$, $\delta_{c02}/\delta_{c01}=-\alpha_{01}/\alpha_{02}=-L_2/L_1$, и $D\equiv1$. Разные знаки δ_{c0i} могут быть получены за счет использования разных направлений магнитного поля (две магнитные системы обращены друг к другу одинаковыми полюсами или одна магнитная система со специально профилированным полем [271]). Чем больше разность коэффициентов поглощения, тем ближе L_1 к L^*, а L_2 к нулю. Общая длина МОЭ в случае предложенной в данном разделе схемы компенсации превышает L^* в $(\alpha_{02}+\alpha_{01})/(\alpha_{02}-\alpha_{01})$ раз (при $\alpha_{02}/\alpha_{01}=5$, $L_1+L_2=1.5L^*$). Тогда оптическая схема ИФ с компенсацией будет выглядеть следующим образом

Рис. 35: два МОЭ из одного и того же материала, но с разными коэффициентами поглощения, помещенные в одинаковые магнитные системы с противоположно направленным полем, где они невзаимно вращают на углы δ_{c01} и δ_{c02} и разделенных кварцевым вращателем поляризации.

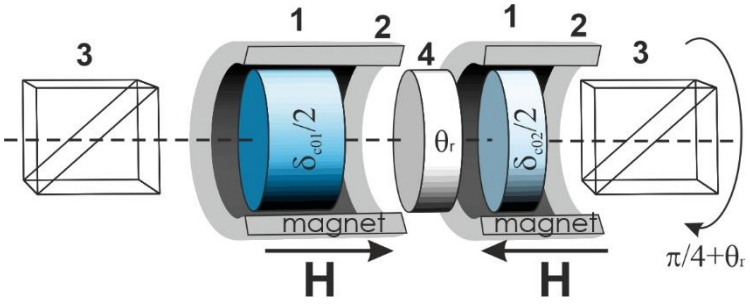

Рис. 35 *Оптическая схема изолятора Фарадея с компенсацией деполяризации, вызванной температурной зависимостью постоянной Верде. 1 — магнитооптический элемент; 2 — магнитная система; 3 — поляризатор; 4 — взаимный вращатель поляризации (кристаллический кварц, вырезанный перпендикулярно оптической оси).*

Для достижения максимальной эффективности компенсации сначала необходимо компенсировать или минимизировать $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}$, чтобы уменьшить γ_P. Здесь задачу можно разделить на два случая: 1) для материалов с $\xi<0$, для которых $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}=0$ можно выполнить, выбором ориентации кристаллографических осей (раздел 2.1) и 2) для материалов с $\xi>0$, для которых это сделать нельзя. Сначала рассмотрим случай $\xi>0$ и для определенности и простоты аналитических расчетов предположим, что кристаллические МОЭ имеют ориентацию [111]. В этом случае коэффициенты $A_1=A_2=A$, $B_1=B_2=B$ и определяются выражениями (28). Подставляя (28) в (67), получаем, что при фиксированных δ_{c02}, δ_{c01} ($\delta_{c02}\neq\delta_{c01}$) и $D=1$ невозможно выполнить $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}$ для любого произвольного φ, так как необходимо одновременное выполнение равенств $\sin(2\theta_r+\pi/4)=0$ и $\cos(2\theta_r+\pi/4)=\delta_{c02}\sin(\delta_{c01}/2)/(\delta_{c01}\sin(\delta_{c02}/2))$. Одновременно компенсировать γ_V и γ_P в данном случае невозможно. Однако можно найти значение θ_r, при котором γ_P будет минимальным. Дифференцируя по θ_r и приравнивая производную нулю, получаем, что γ будет минимальна при $\theta_r=3\pi/8+\pi\mathrm{m}$ (где m – целое) и с точностью до членов порядка $O(p^3)$ получаем

$$\gamma = \left\{ \frac{Q}{\lambda\kappa} \frac{\alpha_{01}\alpha_{02}}{\alpha_{02}-\alpha_{01}} \frac{\pi}{4VH^*} P_{laser} \right\}^2 a_1 \frac{(2\xi+1)^2}{18} \left[\frac{\sin(\delta_{c01}/2)}{\delta_{c01}} - \frac{\sin(\delta_{c02}/2)}{\delta_{c02}} \right]^2,$$
$$\delta_{c01} = \frac{\pi}{2} \frac{\alpha_{02}}{\alpha_{02}-\alpha_{01}}, \quad \delta_{c02} = -\frac{\pi}{2} \frac{\alpha_{01}}{\alpha_{02}-\alpha_{01}}. \tag{140}$$

В случае $\xi_i<0$, согласно результатам представленным в разделе 2.1.1, условие $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}$ выполняется для любых значений ξ_1, ξ_2, δ_{c01}, δ_{c02}, θ_r и D, если МОЭ вырезаны в ориентации [C] и повернуты на углы $\Phi_1=\delta_{c01}/4$ и $\Phi_2=\theta_r+\delta_{c01}/2+\delta_{c02}/4$. Для двух различных материалов ($\xi_1 \neq \xi_2$) $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}=0$ и $\mathrm{Re}(T_{21})''|_{p=0}=0$ не могут выполняться одновременно, а для $\xi_1=\xi_2<0$, $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}=0$ и $\mathrm{Re}(T_{21})''|_{p=0}=0$ будут выполняться одновременно, если $\Phi_1=\Phi_2$ и выполняются уравнения (129) и (130). В нашем случае эти выражения перепишутся

$$\begin{cases} \sin\left(2\theta_r + \frac{\delta_{c01}}{2} + \frac{\delta_{c02}}{2}\right) = -\frac{\delta_{c01}\delta_{c02}}{4\sin(\delta_{c01}/2)\sin(\delta_{c02}/2)} \left(\frac{\delta_{c01}-\sin(\delta_{c01})}{\delta_{c01}^2} + \frac{\delta_{c02}-\sin(\delta_{c02})}{\delta_{c02}^2} \right), \\ \frac{\sin(\delta_{c01}/2)}{\delta_{c01}} \sin\left(\frac{\delta_{c01}}{2} - 2\Phi_1\right) + \frac{\sin(\delta_{c02}/2)}{\delta_{c02}} \sin\left(2\theta_r + \frac{\delta_{c01}}{2} + \frac{\delta_{c02}}{2} + \frac{\delta_{c01}}{2} - 2\Phi_1\right) = 0, \end{cases} \tag{141}$$
$$\delta_{c01} = \frac{\pi}{2} \frac{\alpha_{02}}{\alpha_{02}-\alpha_{01}}, \quad \delta_{c02} = -\frac{\pi}{2} \frac{\alpha_{01}}{\alpha_{02}-\alpha_{01}}, \quad D = \frac{\alpha_{02}L_2}{\alpha_{01}L_1} = 1.$$

первое равенство есть уравнение на величину угла вращения поляризации в кварцевом вращателе θ_r, подставляя которое во второе равенство находится угол поворота кристаллов МОЭ Φ_1. Решения системы (141) не зависят от параметров пьезооптической анизотропии используемых материалов. Рассмотрим, когда решение системы (141) возможно. Введем обозначение $x=\alpha_{02}/\alpha_{01}$ как отношение коэффициентов поглощения, тогда $\delta_{c01}=\pi/2\cdot[x/(x\text{-}1)]$, $\delta_{c02}=-\pi/2\cdot[1/(x-1)]$, а система (141) перепишется

$$\begin{cases} \sin\left(2\theta_r + \frac{\pi}{4}\right) = \frac{2\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{x}{x-1}\right) - 2x^2\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{1}{x-1}\right) + \pi x}{8x\sin\left(\frac{\pi}{4}\frac{x}{x-1}\right)\sin\left(\frac{\pi}{4}\frac{1}{x-1}\right)} \\ \tan\left(\frac{\pi}{4}\frac{x}{x-1} - 2\Phi_1\right) = -\frac{x\sin\left(\frac{\pi}{4}\frac{1}{x-1}\right)\sin\left(2\theta_r+\frac{\pi}{4}\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{4}\frac{x}{x-1}\right) + x\sin\left(\frac{\pi}{4}\frac{1}{x-1}\right)\cos\left(2\theta_r+\frac{\pi}{4}\right)} \end{cases} \tag{142}$$

При отсутствии кварцевого вращателя $\theta_r=0$ система не имеет решений, а при наличии кварцевого вращателя всегда имеет решения для любых $|\delta_{c01}/\delta_{c02}|=\alpha_{02}/\alpha_{01}>1.42$. Когда $x=\alpha_{02}/\alpha_{01}$ стремится к бесконечности, мы имеем

$$\sin\left(2\theta_r+\pi/4\right)\xrightarrow[x\to\infty]{}-\sqrt{2}\left(\pi-2\right)\big/2\pi,$$
$$\tan\left(2\Phi_1\right)\xrightarrow[x\to\infty]{}\begin{cases}1-2\left[\pi-2\right]\Big/\left[\sqrt{\pi^2+4\pi-4}+\pi+2\right],\\ 1+2\left[\pi-2\right]\Big/\left[\sqrt{\pi^2+4\pi-4}-\pi-2\right].\end{cases} \tag{143}$$

таким образом, при $x\to\infty$ имеется два решения для $\theta_{r1}\approx$-30° и $\theta_{r2}\approx$75°, каждому из которых соответствуют значения угла Φ_1=18.6°±90°·m и Φ_1=60.3°±90°·m соответственно (m – целое число). Так же можно отметить, что при x>5 изменение величины θ_{ri} не превышает 1.4%. Выполнение условий (141) для МОЭ из одинакового материала с отличающимися коэффициентами поглощения позволит одновременно выполнить $\mathrm{Im}(T_{21})'|_{p=0}=0$, $\mathrm{Re}(T_{21})'|_{p=0}=0$ и $\mathrm{Re}(T_{21})''|_{p=0}=0$, и из (35) получим, что $\Gamma=(\mathrm{Im}(T_{21})''|_{p=0})^2p^4/4+O(p^5)$.

Рассмотрим эффективность предлагаемой схемы компенсации на примере двух монокристаллов: EuF_2 и TGG при 77 К. В

Таблица 4 Материальные параметры магнитооптических сред EuF_2 и TGG

	ξ	$\lvert Q\rvert\cdot10^{-7}$ 1/К	α_0, 1/м	κ, Вт/(м·К)	V, рад/(Тл·м)	β_T $\cdot10^{-3}$, 1/К	L*, см	Ссылка
EuF_2	-0.95	17	4	1.6	-48.4	-3.4	0.65	[222]
TGG 300 K	2.25	17	0.13	4.5	-37	-3.4	0.9	[169]
TGG 77 K	1.78	2.98	0.26	4.8	-141	-13	0.22	[233]

Для сравнения построены зависимости интегральной термонаведенной деполяризации от мощности для традиционного ИФ (**Рис. 30(a)**) и схемы, предложенной в [269]. Графики для схемы с компенсацией γ_V и схемы, предложенной в [269], численно рассчитанные для кристаллов с ориентацией [111], показаны на **Рис. 36(a)** и **Рис. 36(b)**, а для ориентации [C] — на **Рис. 36(c)**. Численный расчет проводился без приближения слабого двулучепреломления при сохранении всех остальных приближений.

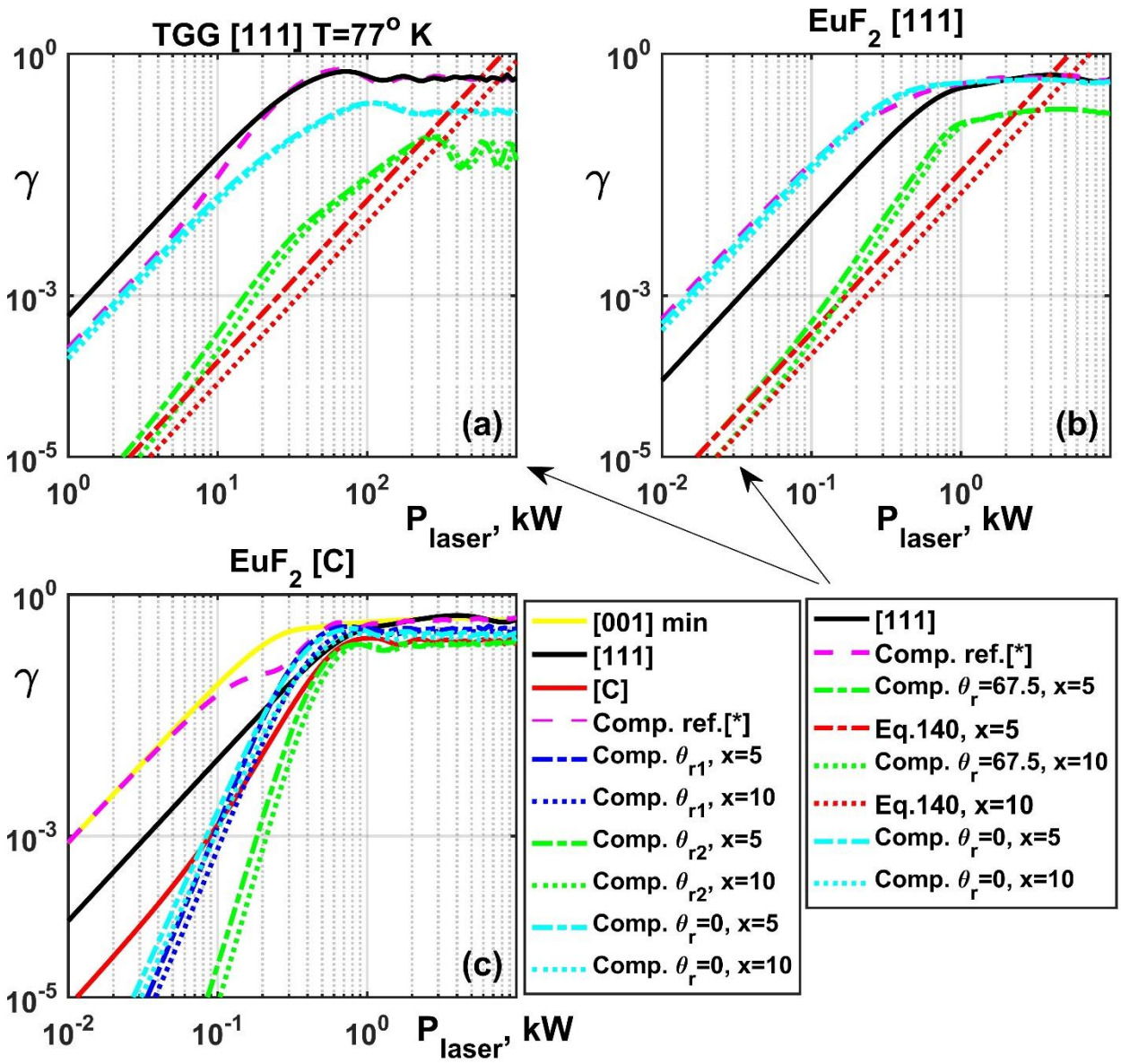

Рис. 36 *Интегральная термонаведенная деполяризация в зависимости от мощности лазерного излучения для традиционного ИФ с ориентациями [001], [111] и [C] – сплошные кривые; ИФ с компенсацией* [*]=[269] *– пурпурная штриховая кривая; для ИФ с компенсацией температурной зависимости постоянной Верде при* $x=\alpha_{02}/\alpha_{01}=5$ *– штрихпунктирные кривые и при* $x=\alpha_{02}/\alpha_{01}=10$ *– пунктирные кривые и для двух различных углов поворота плоскости поляризации в кварцевом вращателе:* θ_{r1} *– синие кривые,* θ_{r2} *– зеленые кривые и без кварцевого вращателя – голубые кривые. (а) Для криогенно охлажденного кристалла TGG с ориентацией [111]; (б) Для кристалла* EuF_2 *с ориентацией [111]; (в) Для кристалла* EuF_2 *с ориентацией [C].*

Анализ **Рис. 36** показывает, что эффективность компенсации возрастает с ростом отношения $x=\alpha_{02}/\alpha_{01}$. Для материалов с $\xi<0$ в ориентации [C] эффективность предлагаемой

схемы компенсации зависит от величины угла поворота поляризации в кварцевом вращателе и выше при $\theta_{r2}\approx75^\circ$. Использование предлагаемой схемы с кварцевым вращателем θ_{r1} для кристалла EuF_2 в качестве материала МОЭ не приносит существенных выгод. Значение P_{max} ИФ с компенсацией γ_V на основе криогенно охлажденных кристаллов TGG с ориентацией [111] и $\alpha_{02}/\alpha_{01}=10$ увеличивается в 13.3 раза по сравнению с традиционным криогенным ИФ с МОЭ в ориентации [111]. Значение P_{max} ИФ с компенсацией γ_V на основе кристаллов EuF_2 с ориентацией [111] и $\alpha_{02}/\alpha_{01}=10$ увеличивается в 4.7 раза по сравнению с традиционным ИФ на том же кристалле с ориентацией [111] и в 1.8 раза по сравнению с традиционным ИФ на том же кристалле с ориентацией [C]. Если в схеме ИФ с компенсацией γ_V использовать кристаллы EuF_2 с ориентацией [C] и $\alpha_{02}/\alpha_{01}=10$, то значение P_{max} увеличивается на 1.22 и 2.4 для θ_{r1} и θ_{r2} соответственно по сравнению с традиционным ИФ на том же кристалле с ориентацией [C]. Потери при прямом прохождения ИФ в этом случае не превышают 5% вплоть до мощности P_{max}.

Численное моделирование показало, что в предлагаемой схеме ИФ с компенсацией γ_V с использованием кварцевого вращателя с $\theta_r=75^\circ$ (или $\theta_r=-30^\circ$) путем изменения угла $\Phi_1=\Phi_2$ можно вернуть значение γ (в интересующей нас области $\gamma\approx10^{-3}$) близким к значению, полученному при θ_r и Φ_1, рассчитанному согласно (142) для конкретного x при любом $x>3$. То есть отличие значения θ_r от оптимального в пределах ~3% не является критичным и на практике может быть компенсировано поворотом МОЭ (изменением угла $\Phi_1=\Phi_2$). Эффективность использования предлагаемой схемы компенсации зависит не от абсолютного значения коэффициента поглощения, а только от отношения α_{02}/α_{01}. Если технология выращивания кристаллов позволяет снизить коэффициент поглощения в несколько раз, то значение P_{max} увеличится во столько же раз в традиционной схеме ИФ и в предложенной схеме с компенсацией γ_V. Как и предсказывалось выше, использование схемы, предложенной в [269], приводит к снижению степени изоляции и значения P_{max} (**Рис. 36**, пурпурные штриховые кривые). Аналогично, исключение кварцевого вращателя из предлагаемой схемы ИФ с компенсацией, даже несмотря на компенсацию γ_V, приводит к существенному снижению степени изоляции и значения P_{max} (**Рис. 36**, голубые кривые).

Независимость параметров предлагаемой схемы компенсации от ξ и слабая зависимость от $\alpha_{02}/\alpha_{01}>>1$ существенно упрощает практическое использование схемы. Для реализации предлагаемой схемы требуются две були материала с различным коэффициентом поглощения. Коэффициент поглощения материала можно легко увеличить, просто добавив небольшое количество примеси при его производстве [194].

Соотношение α_{02}/α_{01} легко определяется из измерений термонаведенной деполяризации в каждом из элементов в отдельности и соответствующего выражения для γ ((44)-(46)). Затем следует изготовить МОЭ необходимой длины, при которой термонаведенная деполяризация в них будет одинаковой и их будет достаточно для требуемого фарадеевского вращения в имеющихся магнитных системах. Необходимое отношение $\delta_{c02}/\delta_{c01}$ и суммарный угол фарадеевского вращения $\delta_{c02}+\delta_{c01}$ можно обеспечить, перемещая подготовленные МОЭ вдоль оси магнитной системы. Отношение $\delta_{c02}/\delta_{c01}$ не зависит от температуры МОЭ и при охлаждении не изменится. И, наконец, для МОЭ, вырезанных в ориентации [111], следует использовать кварцевый вращатель 67.5°, а для образцов, вырезанных в ориентации [C], – кварцевый вращатель 75°. Угол $\Phi_1=\Phi_2$ устанавливается экспериментально по минимальной термонаведенной деполяризации при высокой средней мощности лазера. Предложенная схема может быть использована, когда МОЭ находятся в разных условиях (например, один из них находится при криогенном охлаждении, другой – при комнатной температуре). При этом из-за разных значений термооптических констант в этих условиях даже при использовании одного материала эффективность схемы компенсации будет такой же, как и при использовании разных материалов.

Еще отметим, что предложенный способ компенсирует только вклад в деполяризацию от зависимости δ_c от градиента температуры, а не от ее среднего значения (или длины волны). Если в настроенном ИФ с предложенной схемой компенсации изменить величину постоянной Верде как целое $V\rightarrow V^*$ (из-за увеличения средней температуры или изменении длины волны), то для одинаковых материалов с разным поглощением второе выражение в системе (138) выполняться будет, а первое перейдет в $\delta_{c01}+\delta_{c02}=\pi/2\cdot V^*/V$. Это приведет к уходу невзаимного угла вращения от значения в 45°. Для разных материалов в общем случае из-за разных $1/V\cdot \mathrm{d}V/\mathrm{d}T$ перестанут выполняться оба выражения в системе (138). Поэтому предложенная схема нуждается в стабилизации средней температуры МОЭов и не является схемой широкополосного ИФ.

В заключении сформулируем основные выводы:

1) Предложена новая схема изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации. Направление вращения поляризации в элементах противоположно, и они выполнены из материала с отличающимися параметрами. Это позволяет компенсировать вклад в термонаведенную деполяризацию от неоднородного вращения Фарадея, обусловленного температурной зависимостью постоянной Верде, а правильно подобранный кварцевый вращатель с новыми ограничениями позволяет частично

компенсировать вклад от термонаведенного линейного двулучепреломления. Углы вращения Фарадея (≡длины МОЭ) определяются только соотношением параметров используемых материалов.

2) Наибольшая эффективность компенсации наблюдается, когда МОЭ изготовлены из одного и того же материала, но имеют разные свойства (например, разные коэффициенты поглощения). Эффективность схемы ИФ при изготовлении МОЭ из одинакового материала с разными коэффициентами поглощения возрастает с ростом отношения α_{02}/α_{01}.

3) Для материалов с $\xi<0$, при отношении коэффициентов поглощения $\alpha_{02}/\alpha_{01}>1.42$, всегда существуют значения угла поворота плоскости поляризации в кварцевом вращателе θ_r и угла поворота МОЭ с ориентацией [C] ($\Phi_1=\Phi_2$), при которых первые члены разложения термонаведенной деполяризации по малому параметру будут скомпенсированы с точностью до члена, пропорционального четвертой степени P_{laser}. При этом при стремлении α_{02}/α_{01} к бесконечности значения оптимальных θ_r и $\Phi_1=\Phi_2$ стремятся к конечным значениям.

4) Согласно расчетам, значение P_{max} ИФ с предлагаемой схемой компенсации деполяризации на основе криогенно охлаждаемого кристалла TGG с $\alpha_{02}/\alpha_{01}=10$ увеличивается в 13.3 раза, а на основе кристаллов EuF_2 — в 2.4 раза (вместо 1 и 1.3 раза соответственно для схем компенсации из работ [152, 178]) по сравнению с традиционным ИФ.

3.4. Выбор оптической схемы изолятора Фарадея

При создании изолятора Фарадея необходимо понимать, какой из вкладов от термонаведенного линейного двулучепреломления или от неоднородного фарадеевского вращения, обусловленного температурной зависимостью постоянной Верде, в термонаведенную деполяризацию будет определяющим при высокой средней мощности лазера и какую оптическую схему выбрать **Рис. 30**, **Рис. 31** или **Рис. 35**. Для этого определим коэффициент ς, равный отношению этих вкладов друг к другу: для материалов с $\xi>1$ $\varsigma=(\gamma_V/\gamma_P^{min})^{1/2}$ как это было сделано в [66, 233] для кристалла TGG и для материалов с $\xi<0$ $\varsigma=(\gamma_V/\gamma_{[C]}^{min})^{1/2}$ при условии, что $\gamma_V+\gamma_{[C]}^{min}=10^{-3}$. В этом случае этот коэффициент можно записать в виде

$$\varsigma = \begin{cases} 0.35\left|\dfrac{\lambda V H^*}{Q}\left(\alpha_T + \beta_T\right)\right|, & \xi \geq 1, \\ 0.35\left|\dfrac{1}{\xi}\dfrac{\lambda V H^*}{Q}\left(\alpha_T + \beta_T\right)\right|, & 0 < \xi < 1, \\ 30\left|\dfrac{\lambda V H^*}{Q}\left(\alpha_T + \beta_T\right)\dfrac{\left(\xi - 1\right)}{\left(2\xi + 1\right)\left(2\xi - 3\right)}\right|, & \xi \leq 0. \end{cases} \quad (144)$$

Равенство этого коэффициента единице соответствует равенству вкладов от термонаведенного линейного двулучепреломления и от неоднородного фарадеевского вращения из-за зависимости постоянной Верде от температуры. Параметры материалов, определяющие этот коэффициент, зависят от длины волны и температуры, поэтому он будет меняться как от материала к материалу, так и от условий, в которых этот материал будет использоваться. Согласно определению, при ς>1 предпочтительно использовать схему ИФ с компенсацией деполяризации, вызванной температурной зависимостью постоянной Верде и при ς<1 эффективнее использовать схемы ИФ с компенсацией вклада от термонаведенного линейного двулучепреломления: схемы с взаимным вращателем, с поглощающим элементом для материалов с ξ>0 и традиционную схему с МОЭ в ориентации [C], схему с компенсацией с МОЭ в ориентации [C] или схему с противовращением для материалов с ξ<0. Известные параметры ряда магнитооптических материалов и рассчитанные значения ζ приведены в **Таблица 5**. Основное внимание в таблице уделено материалам с ξ<0, а параметры приведены при комнатной температуре для излучения λ=1 мкм.

Таблица 5 Параметр ζ, рассчитанный для известных магнитооптических материалов для выбора оптической схемы ИФ

	TSAG	NTF	KTF	EuF_2	$Tb:CaF_2$	TCZ	TGG 300 K	TGG 77 K
ξ	-101	-0.26	-4.9	-0.95	-0.61	-0.29	2.25	1.78
ς	1.86	1.91	0.27	3.43	0.57	0.31	0.07	5.7

Для широко используемого кристалла TGG при криогенном охлаждении коэффициент ζ увеличивается в 81 раз, и при температуре 77 К достигает ζ=5.7. Термонаведенная деполяризация в этом случае полностью определяется γ_V [233]. Подобная ситуация, скорее всего, будет наблюдаться для всех магнитооптических материалов, перечисленных в **Таблица 2**, однако для большинства магнитооптических материалов далеко не все необходимые параметры исследованы при криогенной температуре. Можно сделать

вывод, что для ИФ фарадея на криогенно охлажденном кристалле TGG (ζ=5.7) и кристалле EuF_2 (ζ=3.43) перспективнее использование схемы с компенсацией γ_V, обсуждаемой в разделе 3.3; для кристалла TGG при комнатной температуре – схемы с взаимным вращателем; для кристаллов KTF, TCZ, Tb:CaF_2 – схемы с компенсацией в ориентации [C] или схемы с противовращением, обсуждаемых в разделе 3.1 и 3.2; а для кристаллов TSAG и NTF ζ относительно близко к 1 и по сравнению с традиционным ИФ в ориентации [C] эффективность схем с компенсацией в ориентации [C] не будет давать существенного выигрыша, так как будут очень быстро ограничены величиной γ_V, схема с компенсацией γ_V будет не столь эффективна из-за увеличенной общей длины МОЭов и ограничена уровнем деполяризации от термонаведенного линейного двулучепреломления.

Так же отметим, что так как для материалов с ξ<0 параметр ζ равен отношению вкладов γ_V к $\gamma_{[C]\,min}$, то данный параметр будет показывать и насколько эффективно будет использование критической ориентации [C] и будет ли деполяризация ограничена вкладом γ_V. Для материалов с ξ<0 и ζ>>1 эффективность использования ориентации [C] будет существенно ограничена γ_V, а для ξ<0 и ζ<<1 – эффективность будет максимальна.

3.5. Компенсация термонаведенной деполяризации средами с разными знаками термооптической характеристики *Q*

Для двух последовательно расположенных оптических элементов в отсутствии циркулярного двулучепреломления, разделенных кварцевым вращателем, поворачивающим плоскость поляризации на угол θ_r, Γ в общем случае задается выражением (70). Если выбором материалов элементов, отношения мощностей тепловыделения в элементах и угла вращения в кварцевом вращателе θ_r будут выполнены условия

$$\begin{cases} 2\Psi_1 - 2\Psi_2 + 2\theta_r = \pi m, \\ \delta_{l2} / \delta_{l1} = (-1)^{m+1}, \end{cases} \tag{145}$$

то выражение (70) становится тождественно равным нулю и говорят о полной компенсации термонаведенной деполяризации. При использовании двух идентичных оптических элементов и идентичности тепловыделения в них автоматически выполняются условия δ_{l1}= δ_{l2}, Ψ_1= Ψ_2 и выражение (70) перепишется

$$\Gamma = \sin^4\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\sin^2\left(2\theta_r\right) + \sin^2\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\cos^2\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\left[\sin\left(2\Psi_1 - 2\theta_r\right) + \sin\left(2\Psi_1\right)\right]^2, \tag{146}$$

откуда следует, что при использовании 90^0 кварцевого вращателя ($\theta_r=\pi/2$) термонаведенная деполяризация компенсируется полностью, что соответствует известной схеме компенсации деполяризации в активных элементах лазера [141].

Ответим на вопрос, возможна ли компенсация при использовании неидентичных оптических элементов (разные материалы, поглощение, направления кристаллографических осей и др.). Оптические элементы могут быть изготовлены из стекла, монокристалла с разной ориентацией кристаллографических осей или керамики. В основном широко используются кристаллические оптические элементы с ориентациями кристаллографических осей [001] и [111]. Рассмотрим более подробно все перечисленные случаи в случае аксиальной симметрии источника тепловыделения и геометрии элементов. Из выражений (26) и (27), (28), (30) выражения для δ_l и Ψ в случае стеклянных элементов запишутся

$$\begin{aligned} \delta_{l\,n} &= p_n h, \\ \Psi_n &= \varphi, \end{aligned} \tag{147}$$

в случае монокристаллических элементов с ориентацией [111]

$$\begin{aligned} \delta_{l\,n} &= p_n h \frac{1+2\xi_n}{3}, \\ \Psi_n &= \varphi, \end{aligned} \tag{148}$$

в случае керамических элементов

$$\begin{aligned} \delta_{l\,n} &= p_n h \frac{2+3\xi_n}{5}, \\ \Psi_n &= \varphi, \end{aligned} \tag{149}$$

В выражениях (147)-(149) считая форму распределения источников тепловыделения F_h и форму сигнальной волны в каждом элементе одинаковыми приведет к одинаковости интегралов h. При пропорциональном изменении размеров кристалла, поперечных размеров источников тепловыделения и сигнальной волны вид интеграла h и Γ не меняются. Все материальные константы кроме параметра пьезооптической анизотропии входят в p – нормированную мощность тепловыделения. Важно отметить, что p для каждого материала имеет свой знак, который определяется знаком термооптической характеристики Q, у которой он в свою очередь полностью определяется знаком разности пьезооптических коэффициентов (π_{11}-π_{12}). Этот знак существенно влияет на компенсацию термонаведенной деполяризации [133]. Рассмотрим случай, когда первый и второй оптические элементы изготовлены из стекла, монокристалла с ориентацией [111] или

керамики. Условие $\Psi_1=\Psi_2$ выполняется автоматически, так как они оба в этих случаях равны полярному углу φ. Тогда выражение (70) перепишется

$$\Gamma=\sin^2\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\sin^2\left(\frac{\delta_{l2}}{2}\right)\sin^2\left(2\theta_r\right)+\left[\sin\left(2\varphi-2\theta_r\right)\cos\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\sin\left(\frac{\delta_{l2}}{2}\right)+\sin\left(2\varphi\right)\sin\left(\frac{\delta_{l1}}{2}\right)\cos\left(\frac{\delta_{l2}}{2}\right)\right]^2, \quad (150)$$

а условия полной компенсации (145) перепишутся

$$\begin{cases} 2\theta_r=\pi m, \\ D^*=\left(-1\right)^{m+1}. \end{cases} \quad (151)$$

Здесь введена переменная $D^*=\delta_{l2}/\delta_{l1}$ имеющая знак, зависящий от используемых материалов. При выполнении (151) термонаведенная деполяризация компенсируется полностью, как и в [141], при этом в случае $D^*>0$ необходимо использовать 90^0 кварцевый вращатель ($\theta_r=\pi/2$), а при $D^*<0$ кварцевый вращатель принципиально не нужен ($\theta_r=0$). Так как вся зависимость от поперечных координат содержится в интеграле h, то равенство $|D^*|=1$ выполняется путем подбора отношения нормированных мощностей тепловыделения p_2/p_1 в оптических элементах. Для пассивных оптических элементов при слабом поглощении $p=-(QP_h)/(\lambda\kappa)\approx-(\alpha_0 LQP_{laser})/(\lambda\kappa)$ (18) и условие может быть выполнено путем варьирования длин первого и второго элементов. Для активных элементов, где мощность тепловыделения в основном определяется мощностью накачки, условие может быть выполнено соответственно подбором отношения мощностей накачек.

Отдельно проанализируем возможность компенсации без кварцевого вращателя. В этом случае необходимо выполнить условие $D^*=-1$ и знак в условии накладывает существенные ограничения на используемые материалы. В случае стеклянных оптических элементов $D^*=p_2/p_1<0$ может быть выполнено только для материалов имеющих различные знаки разностей пьезооптических коэффициентов (π_{11}-π_{12}). В случае монокристаллических оптических элементов с ориентацией [111] на выполнение условия $D^*=p_2(1+2\xi_2)/p_1(1+2\xi_1)<0$ начинает влиять величина и знак параметра пьезооптической анизотропии материалов. Полная компенсация термонаведенной деполяризации возможна для материалов с одинаковым знаком разностей пьезооптических коэффициентов (π_{11}-π_{12}) у которых параметры пьезооптической анизотропии лежат по разную сторону от $\xi^*=-1/2$ или для материалов с разным знаком (π_{11}-π_{12}), но у которых параметры пьезооптической анизотропии лежат по одну сторону от ξ^*. Случай использования керамик аналогичен случаю монокристаллов с ориентацией [111] с одной лишь разницей в значении $\xi^*=-2/3$ и наличии мелкомасштабных искажений поляризации, которые компенсироваться не будут [52], но будут ослабляться из-за увеличения числа гранул на пути луча. Аналогично могут быть проанализированы все возможные комбинации: стекло – монокристалл [111], стекло

– керамика, монокристалл [111] – керамика. Отметим, что для всех материалов, параметр пьезооптической анизотропии которых попадает в диапазон между $-2/3<\xi<-1/2$, возможна эффективная компенсация термонаведенной деполяризации в монокристалле с ориентацией [111] с помощью керамики из этого же материала.

В случае использования монокристаллов [001] угол наклона собственных поляризации Ψ зависит от полярного угла φ, параметра пьезооптической анизотропии ξ и поворотов оптического элемента вокруг оси распространения излучения θ, что существенно усложняет выполнение первого условия из (145). Оно выполняется в случае $\xi_2=\xi_1$, тогда $\theta_2=\theta_1$, $D^*=p_2/p_1=(-1)^{m+1}$, $2\theta_r=\pi m$ и $m=0$ или 1 в зависимости от знака D^*; в случае $\xi_2=1/\xi_1$, тогда $\theta_2=\theta_1+\pi/4$, $D^*=p_2/(\xi_1 p_1)=(-1)^{m+1}$, $2\theta_r=\pi m$ и $m=0$ или 1 в зависимости от знака D^*. В общем случае произвольных материалов двух оптических элементов (произвольные ξ_i и знаки разностей $(\pi_{11}-\pi_{12})_i$) полной компенсации термонаведенной деполяризации наблюдаться не будет. Однако в случае слабого двулучепреломления ($\delta_l<<1$), разложив интегральную деполяризацию в ряд Тейлора по степеням δ_l, для любых двух материалов оптических элементов имеется возможность занулить γ_P [133, 150]. При этом уровень термонаведенной деполяризации существенно уменьшается, а ее зависимость от мощности тепловыделения изменяется с $\sim P_{laser}^2$ на $\sim P_{laser}^4$.

В качестве подтверждения был проведен модельный эксперимент по компенсации термонаведенной деполяризации в двух стеклянных элементах, позволяющих осуществить полную компенсацию без использования кварцевого вращателя. Как предсказывает теория, в этом случае знаки разности пьезооптических коэффициентов ($\pi_{11}-\pi_{12}$) у используемых стекол должны быть различными. Один из элементов был изготовлен из магнитооптического стекла МОС-33 $(\pi_{11}-\pi_{12})<0$, второй из вольфрамат-теллуритного стекла $(\pi_{11}-\pi_{12})>0$ [272]. Выбор материалов был обусловлен их доступностью, удовлетворением условию наличия полной компенсации, тем, что большинство лазерных стекол (фосфатные, силикатные и др.) имеют $(\pi_{11}-\pi_{12})<0$ как и используемый в эксперименте МОС, а теллуритные стекла легированные активными ионами используются как лазерный материал [273-275]. Длины образцов выбирались так, чтобы величины термонаведенных деполяризаций в образцах были близки. В скрещенных поляризаторах была измерена зависимость термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения в каждом из образцов по отдельности и в двух образцах одновременно **Рис. 37**. Излучение непрерывного Yb-волоконного лазера с максимальной мощностью излучения 300 Вт использовалось в качестве греющего излучения.

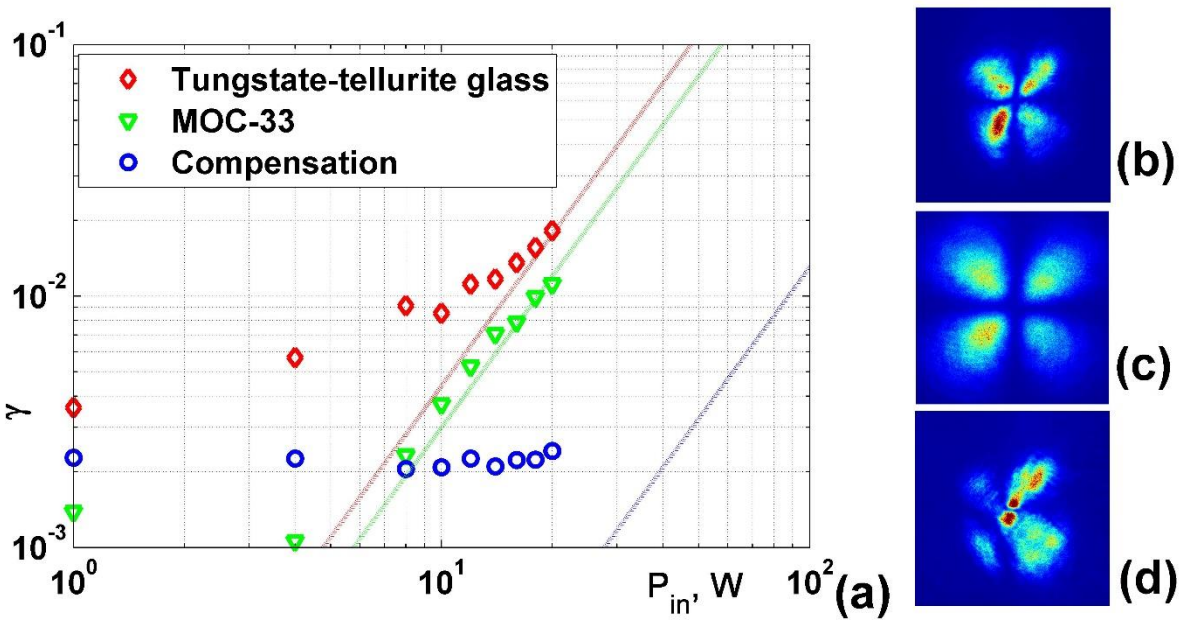

Рис. 37 *(a) Интегральная термонаведенная деполяризация в зависимости от мощности лазерного излучения: для вольфрамат-теллуритного стекла — красные ромбы, для магнитооптического стекла МОС-33 — зеленый треугольник и для обоих элементов одновременно (случай компенсации) — синие круги; распределение локальной деполяризации при 200 Вт (b) для вольфрамат-теллуритного стекла, (c) для МОС-33 и (d) для случая компенсации.*

В эксперименте наблюдалась практически полная компенсация термонаведенной деполяризации при прохождении излучением двух последовательно расположенных оптических элементов. Величина остаточной деполяризации определялась «холодной» деполяризацией, связанной с качеством используемых образцов. При мощности 200 Вт уменьшение величины деполяризации излучения составило более 4.6 раз, чем в каждом из элементов по отдельности. Дальнейшего увеличения лазерной мощности не производилось из-за риска разрушения оптических элементов. Длины образцов были подобраны не точно (D^*=0.83), что при компенсации приводило к возникновению на фоне «холодной» деполяризации характерного поперечного распределения термонаведенной деполяризации, представляющего собой «мальтийский крест».

Предложенный оригинальный метод может быть использован при разработке лазеров с высокой средней мощностью: например, использование разных материалов может дать дополнительные преимущества, например, частично компенсировать другой паразитный тепловой эффект – тепловую линзу. Для этого материалы должны обладать разными по знаку зависимостями показателя преломления от температуры [129-131, 133]. Если

использовать активные элементы из различных материалов, можно дополнительно увеличить ширину спектра усиления, что позволит генерировать и усиливать более короткие импульсы. Так, например, при использовании керамических активных элементов Yb^{3+}:Sc_2O_3 и Yb^{3+}:Y_2O_3 в одном резонаторе была получена генерация импульсов с длительностью 53 фс и средней мощностью 1 Вт [276]. Другим возможным применением предложенной схемы может является изготовление проходной оптики в схемах многоэлементных мощных лазеров принципиально из различных материалов. Как правило, большинство оптических элементов изготавливается из плавленого кварца (π_{11}-π_{12})<0, количество которых в схеме лазера может быть существенным. При прохождении мощного лазерного излучения сквозь них термонаведенная деполяризация излучения будет накапливаться и может достигать существенных значений. Изготовление части проходной оптики из стекла, монокристалла с ориентацией [111] или керамики из материалов для которых D^*<0 позволит существенно уменьшить величину деполяризации излучения, а, следовательно, уменьшить потери и улучшить качество генерируемого излучения.

Наличие компенсации термонаведенной деполяризации для стеклянных, керамических и монокристаллических элементах в ориентации [111] в отсутствии кварцевого вращателя поляризации является свидетельством противоположного знака термооптической характеристики Q или Q_{eff} ($Q_{eff}=Q(1+2\xi)/3$ для монокристаллов [111], $Q_{eff}=Q(2+3\xi)/5$ для керамик). Данных факт можно использовать в качестве метода определения знака Q (или Q_{eff}) новых материалов. Так в работе [183] (см. раздел 4.5) в качестве калибровочного материала был использован монокристалл TGG, имеющий Q<0. При добавлении к элементу из стекла оптического элемента из монокристалла TGG уровень термонаведенной деполяризации системы из двух элементов уменьшался практически на порядок. Откуда можно сделать вывод, что для стекла Ge-As-Sb-S знак параметра Q>0. В работе [277] (см. раздел 4.2.1) калибровочного материала был использован ОЭ из стекла МОС-33, имеющий Q<0. При добавлении к образцу керамики Tb_2O_3 элемента из стекла марки МОС-33 термонаведенная деполяризация соответствующим образом выросла, что говорит о совпадении знаков Q стекла и Q_{eff} керамики Tb_2O_3.

3.6. Заключение к Главе 3

Резюмируем полученные в **Главе 3** результаты, опубликованные в работах [178, 180-183, 277]:

1) Предложена и реализована схема ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации противовращением. Показано, что в традиционном ИФ с МОЭ изготовленным из кубического монокристалла с $\xi \leq 0.04$ (или $\xi \geq 25.27$) и вырезанных в ориентации [001] можно увеличить величину P_{max} разделив МОЭ на две части и вращением в разные стороны на соответствующий угол χ, величина которого определяется параметром пьезооптической анизотропии материала ξ.
2) Предложена схема ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации при использовании МОЭ из монокристаллического материала с $\xi < 0$ в критической ориентации [C]. Показано, что для двух монокристаллических МОЭ с ориентацией [C], изготовленных из разных материалов, может быть скомпенсирован только член γ_P, квадратично зависящий от мощности лазерного излучения, при этом наличие кварцевого вращателя не является критичным. Компенсация более высокого порядка в разложении термонаведенной деполяризации по малому параметру p возможна только в случае МОЭ изготовленных из одного материала при этом углы поворота обоих МОЭ относительно направления поляризации падающего излучения должны быть одинаковыми, а значения этого угла и угла поворота плоскости поляризации в кварцевом вращателе не зависят от используемого материала МОЭ.
3) Предложена схема ИФ с компенсацией вклада в термонаведенную деполяризацию от неоднородного вращения поляризации из-за зависимости постоянной Верде от температуры. Для ее реализации необходимо чтобы направление вращения поляризации в МОЭ было противоположно, и они были выполнены из материала с отличающимися параметрами. Это позволяет компенсировать вклад в термонаведенную деполяризацию от неоднородного вращения Фарадея, обусловленного температурной зависимостью постоянной Верде, а правильно подобранный кварцевый вращатель с новыми ограничениями позволяет ослабить вклад от термонаведенного линейного двулучепреломления. Углы вращения Фарадея (≡длины МОЭ) определяются только соотношением параметров используемых материалов. Наибольшая эффективность компенсации наблюдается, когда МОЭ изготовлены из одного и того же материала, но имеют разные свойства (например, разные коэффициенты поглощения).
4) Предложен коэффициент ς для определения какая из схем ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации предпочтительна для конкретного магнитооптического материала и эффективным ли будет использование

критической ориентации [C] в материалах с $\xi<0$. Данный коэффициент рассчитан для ряда магнитооптических материалов.

5) Предложена и реализована схема с полной компенсацией термонаведенной деполяризации в системе из двух ОЭ из разных материалов с отличающимися знаками термооптической характеристики Q (или Q_{eff}). Предложен и верифицирован метод определения знака термооптической характеристики Q (или Q_{eff}).

4 ГЛАВА. ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ИЗОЛЯТОРАХ ФАРАДЕЯ ДЛЯ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

4.1. Выбор магнитооптического материала для изолятора Фарадея

Под воздействием магнитного поля в большинстве материалов изменяется тензор диэлектрической проницаемости (показатель преломления и коэффициент поглощения), что приводит к различным магнитооптическим эффектам. Одним из таких эффектов является эффект Фарадея - вращение плоскости поляризации линейно поляризованного излучения при его распространении вдоль линий магнитного поля через оптический материал, помещенный в это поле. Эффект определяется величиной магнитного поля, длиной ОЭ и от величины постоянной Верде, зависящей в свою очередь от длины волны излучения и от температуры среды. Эффект Фарадея является невзаимным поляризационным эффектом и позволяет управлять поляризацией излучения, совместно с поляризатором – интенсивностью излучения; отслеживать изменение длины оптического элемента; изменение величины магнитного поля и позволяет изменять спектральный состав излучения. Как следствие данный эффект нашел широкое практическое применение для различных манипуляций с излучением: оптические модуляторы (чоппер), переключатели поляризации, дефлекторы, дисплеи [278], мягкие диафрагмы [279], модуляторы добротности [280, 281], узкополосные спектральные фильтры [282]; датчики для дистанционного измерения тока, магнитного поля, температуры в агрессивных средах [283]; для оптического хранения данных [284] и др.

В лазерной физике широкое применение нашли ИФ и ВФ. Для обеспечения высокой степени изоляции при использовании традиционных поляризаторов поворот плоскости поляризации в МО материале ИФ должен быть одинаковым во всех точках поперечного сечения. Любые отклонения и неоднородности в повороте поляризации будут приводить к уменьшению степени изоляции прибора. Отклонения могут быть связаны с поперечной неоднородностью поля магнитной системы, либо с материалом или процессами, возникающими в МОЭ при работе в лазерном излучении. Так как раздел посвящен выбору МО материала, то исключим из рассуждения проблемы с магнитным полем и будем считать его постоянным и однородным в области МОЭ. При малых мощностях искажения поляризации определяются оптическим качеством используемого МО материала:

неоднородности, включения, микро/макро напряжения и др. Данные искажения поляризации линейны по мощности и приводят к постоянному уровню деполяризации проходящего излучения, называемого «холодная деполяризация». При увеличении мощности излучения возникают термонаведенные искажения показателя преломления, которые существенно ограничивают работоспособность изоляторов Фарадея при ее высоком значении.

Параметры лазерного излучения играют определяющую роль при выборе МО материала для изолятора Фарадея. Материал должен быть прозрачным для длины волны используемого излучения и иметь малый коэффициент поглощения. На **Рис. 38** обобщены экспериментальные данные, полученные в **Главе 4** и известные из литературы, и представлены спектры пропускания ряда исследованных МО материалов.

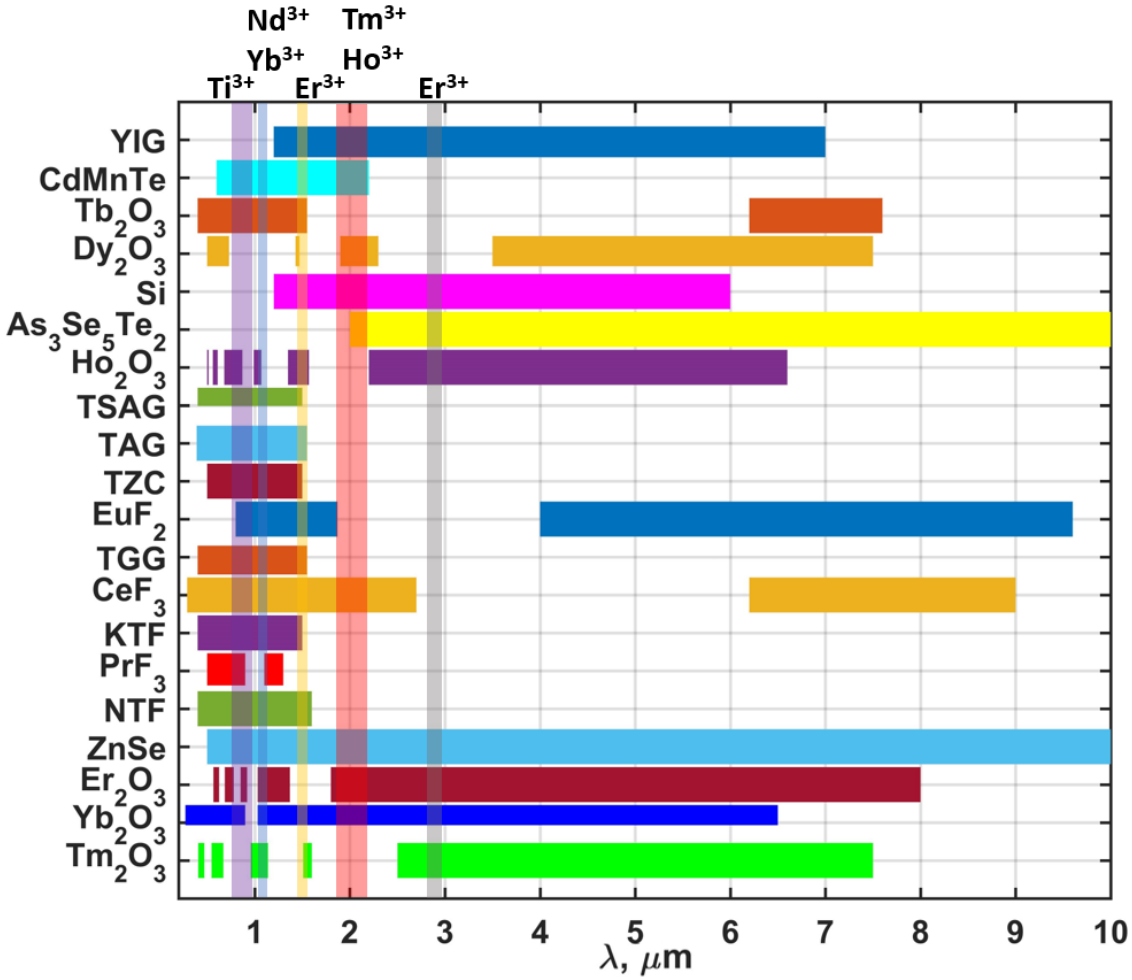

Рис. 38 *Спектры пропускания магнитооптических материалов по уровню 90% от теоретического. Расположены в порядке убывания значения постоянной Верде сверху вниз. Вертикальные полосы указывают характерные спектральные области, в которых лазеры на основе указанного выше иона могут генерировать излучение*

Диапазон длин волн в районе 0.7-1.1 мкм является одним из самых широко используемых, что связано с наличием активных ионов с хорошими лазерными свойствами Ti^{3+}, Nd^{3+} и Yb^{3+} излучающих в этом диапазоне. Подавляющее большинство технологических и научных лазеров работают при использовании активных материалов, легированных данными ионами. В данном диапазоне длин волн одними из лучших являются материалы, содержащие тербий (Tb^{3+}), так как у него нет линий поглощения в диапазоне 0.5-1.5 мкм и он обладает высокими магнитооптическими свойствами. Одним из самых широко распространенных материалов является тербий галлиевый гранат (TGG), обладающий хорошими магнитооптическими (V=37 рад/(Тл·м) на длине волны λ=1064 нм), термооптическими и механическими свойствами. В связи с широким распространением и доступностью удобно использовать TGG как эталонный материал. В последнее время заметено смещения области интереса к более длинноволновому диапазону λ=1.5-4 мкм в которых излучают активные среды легированные ионами Er^{3+}, Tm^{3+}, Ho^{3+} и Tb^{3+} (например следующее поколение лазерных интерферометров для детектирования гравитационных волн [285] или Big Aperture Thulium (BAT) лазер [286]). Однако МО материалы содержащие тербий не прозрачны для λ=1.5-6 мкм, а прозрачных материалов обладающих хорошими магнитооптическими и термооптическими свойствами известно относительно мало и их выбор существенно ограничен, что существенно усложняет создание ИФ удовлетворяющих все возрастающим требованиям.

Пиковая и средняя мощность излучения определяют, какие из эффектов сильнее влияют на ухудшение степени изоляции ИФ: при высокой пиковой мощности ограничивать изоляцию будут нелинейные эффекты [287], при высокой средней мощности – тепловые эффекты [66]. Для каждого ИФ в зависимости от области применения выставляются соответствующие требования на степень изоляции (в рабочем режиме лазерного излучения), величина возможных потерь мощности при проходе через ИФ, допустимое ухудшение качества излучения (модуляция амплитуды и фазы прошедшего излучения), допустимое изменение расходимости излучения из-за тепловой линзы. В зависимости от требований и параметров лазерного излучения производители ИФ выбирают МО материал, оптическую и механическую схемы ИФ.

Материалы для МОЭ можно разделить на несколько групп отличающихся внутренней структурой и обладающих своими достоинствами и недостатками: стеклянные, монокристаллические и керамические. Технология варки стеклянных магнитооптических материалов позволяет изготавливать большие по апертуре элементы с высоким оптическим качеством (однородность показателя преломления и постоянной Верде,

малый коэффициент рассеяния) относительно быстро и недорого. Технология легко масштабируется и позволяет относительно легко перейти к массовому производству. Процесс стеклования позволяет в достаточно широких пределах изменять химический состав стекол и как следствие управлять их магнитооптическими, термооптическими и нелинейными свойствами. Стекла можно изготовить из различных материалов и соответственно сделать прозрачное стекло для необходимого диапазона длин волн. Оптические свойства стекол изотропны из-за аморфной структуры, что упрощает любую настройку с использованием стеклянных МОЭ, а также, описание большинства нелинейных и термооптических процессов. Аморфная структура приводит и к основным минусам стеклянных МОЭ: малая теплопроводность редко превышающая 1.3 Вт/(м·К) (обычно <1 Вт/(м·К)); высокая хрупкость и меньшая величина стойкости к температурному шоку; обычно меньшая величина постоянной Верде, из-за невозможности введения большой концентрации парамагнитного иона вследствие возникновения процессов кристаллизации; отсутствие ориентационной зависимости нелинейных и термонаведенные эффектов и как следствие возможности влиять на них. Монокристаллические МОЭ в противоположность имеют упорядоченную кристаллическую структуру и как следствие существенно больший коэффициент теплопроводности, большую прочность, стойкость к температурному шоку, а также лучшие магнитооптические и термооптические свойства. Наличие упорядоченной структуры приводит к анизотропии физических и оптических свойств материала, поэтому для изготовления МОЭ удобнее всего использовать монокристаллы кубической сингонии, свойства которых в отсутствии механических напряжений или сильных электрических полей изотропны. Либо кристаллы более низкой сингонии, но тогда МОЭ необходимо вырезать в направлении оптической оси [35]. Зависимость нелинейных и термонаведенных эффектов от ориентации кристаллографических осей приводит к наличию оптимальных ориентаций кристалла, при которых данные эффекты минимальны [50, 173, 174]. В любом случае это требует большей аккуратности при настройке МОЭ, даже в случае кристаллов кубической сингонии. Однако технологии выращивания монокристаллов не позволяют выращивать МОЭ высокого качества с апертурами сравнимыми со стеклянными, процесс роста намного более длительный и ресурсозатратный. При выращивании широко апертурных элементов сложнее контролировать однородность и получать образцы с высоким оптическим качеством без внутренних напряжений. Технология выращивания монокристаллов намного сложнее поддается масштабированию и не позволяет легко перейти к массовому производству. В

ряде кристаллических материалов сохраняется возможность менять химический состав, вводя в него другой химический элемент – так называемые твердые растворы или разупорядоченные кристаллы [288]. Однако не любой химический элемент, не в любой концентрации и теплопроводность таких материалов обычно ниже из-за менее совершенной кристаллической структуры [166].

Керамика представляет собой совокупность монокристаллических гранул, каждая со своим независимым направлением кристаллографических осей, разделенных тонкими межзеренными границами толщиной менее 1 нм. Керамические материалы совмещают в себе многие плюсы как стеклянных, так и монокристаллических магнитооптических материалов. По своим спектральным, оптическим и тепловым свойствам керамика высокого качества неотличима от монокристалла. В то же время технология производства оптической керамики по сравнению с технологией выращивания монокристаллов позволяет изготавливать оптические элементы высокого оптического качества с большей апертурой, относительно быстро и относительно недорого. Керамическая технология обладает большим потенциалом к масштабированию и организации массового производства, существенно упрощает производство композитных оптических элементов, позволяет вводить большую величину концентрации активного иона, производить элементы с более высокой однородностью или с заданным распределением концентрации активной добавки [289]. При производстве оптической керамики, как и при производстве стекла, имеется возможность управлять оптическими параметрами, варьируя химический состав в широких пределах. Гибкость керамической технологии позволяет изготавливать оптические элементы из материалов, из которых монокристаллы сравнимого качества и размеров вырастить на данный момент технологически невозможно или экономически нецелесообразно вследствие высокой температуры плавления или особенностей кристаллизации и фазовых переходов материала. Керамическая технология позволяет изготавливать керамику как из самых различных материалов с кубической симметрией кристаллической решетки, так и из материалов, не обладающих ей [290]. Разрабатываются методики создания ориентированной керамики из материалов имеющих симметрию отличную от кубической [291, 292] и методики, позволяющие перевести керамический материал в монокристаллический [289, 293], что открывает перспективы создания крупногабаритной оптики высокого оптического качества из практически любого оптического материала и делает керамическую технологию достаточно мощным инструментом для проведения поисковых исследования направленных на выявления

перспективных МО и лазерных материалов. Поэтому она получила широкое распространение в исследованиях новых материалов.

В связи с большим количеством керамических зерен на пути луча свойства, зависящие от направления кристаллографических осей, усредняются и керамика начинает вести себя как изотропный материал. Это упрощает настройку МОЭ, но пропадает возможность использовать ориентационную зависимость нелинейных и термонаведенных эффектов. Наличие случайно ориентированных гранул приводит к мелкомасштабным флуктуациям поляризации [294] и фазы проходящего излучения [31]. В свою очередь это увеличивает рассеяние проходящего излучения [212], уменьшает величину степени изоляции, приводит к дополнительному ухудшению параметров качества проходящего излучения [32, 295] и служит источником начальных шумов для мелкомасштабной самофокусировки излучения с одновременно высокой пиковой и средней мощностью [296]. Различие механической прочности межзеренных границ и самих керамических зерен и наличие микропор может приводить при полировке оптических поверхностей элементов к трудностям получения поверхности высокого качества с низкой микро-шероховатостью. Данные неровности приводят к потерям на дополнительное рассеяние, к понижению порога пробоя поверхности мощным лазерным излучение и являются источником шумов для развития мелкомасштабной самофокусировки. Перечисленные эффекты ослабляются при уменьшении среднего размера гранул в керамике и при улучшении ее оптического качества.

Опишем существующие методы и подходы для создания ИФ с рекордными характеристиками. Во-первых, необходим прозрачный материал, технология изготовления которого позволяет получать МОЭ высокого оптического качества с минимумом включений и неоднородностей для минимизации «холодной деполяризации». Для уменьшения нелинейных эффектов удобно использовать широко апертурные элементы, как следствие, технология получения материала должна позволять их изготавливать. Стекла и керамики наилучшим образом подходят для лазерного излучения с высокой пиковой мощность, так как их можно изготавливать апертурой более 100 мм. При работе с излучением с высокой средней мощностью основным ограничивающим фактором являются термонаведенных эффекты. Изначально изотропный МОЭ из-за тепловых эффектов становится эквивалентным неоднородной в поперечном сечении фазовой пластинке, параметры которой зависят от мощности проходящего излучения. Тепловыделение зависит от коэффициента поглощения материала α_0 и длины МОЭ L. Улучшая технологию производства материалов можно понизить α_0. Длину МОЭ можно

уменьшить путем улучшения магнитной системы и повышения создаваемой ей величины магнитного поля [226, 231] или подбором МО материала с большей величиной постоянной Верде V. Градиент температуры приводит к поперечной зависимости угла фарадеевского вращения, что снижает изоляцию прибора. Для решения этой проблемы можно выбрать материал с $dV/dT=0$ [197] или использовать методы ослабления профилированием магнитного поля [268] или схемы с компенсацией температурной зависимости V (раздел 3.3). Причиной температурного стресса является градиент температуры и тепловое расширение материала. Более нагретые в центре области давят на менее нагретые. Градиент температуры можно сгладить путем выбора материала с большим коэффициентом теплопроводности κ или выбором геометрии и способа теплоотвода [297]. Тепловые напряжения можно существенно ослабить путем выбора материала с малым коэффициентом расширения α_T: меньше расширение => меньше давление слоя на слой => потенциально меньше искажения показателя преломления из-за фотоупругого эффекта (раздел 2.4). Термонаведенное двулучепреломление можно ослабить выбором материала со слабыми фотоупругими свойствами, определяемыми величиной коэффициентов пьезооптического тензора π_{ij} (раздел 2.3). Так же можно воспользоваться особенностями возникающего термонаведенного двулучепреломления для ослабления термонаведенной деполяризации проходящего излучения. Например, в монокристаллических МО материалах с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии ξ выбором ориентации можно выстроить направления возникающих собственных поляризаций термонаведенного двулучепреломления в одном направлении и качественно уменьшить термонаведенную деполяризацию проходящего излучения, а следовательно, существенно увеличить степень изоляции ИФ (раздел 2.1). При этом при совпадении падающей линейной поляризацией с собственной (одинаковой по всему поперечному сечению при правильном выборе ориентации) поляризационных искажений в отсутствие магнитного поля возникать не будет [58]. Когда всего этого не достаточно можно использовать более сложные оптические схемы ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации: с взаимным вращателем [151, 152], с поглощающим элементом [298], со схемой противовращения [180, 197]. В материалах с отрицательным ξ компенсация возможна без использования взаимного кварцевого вращателя между МОЭ. Важна взаимная ориентация кристаллографических осей в МОЭ [180]. Как следствие в керамических материалах с $\xi<0$ из-за случайного направления ориентации кристаллографических осей в гранулах может происходить частичная компенсация термонаведенной деполяризации при переходе от гранулы к грануле. Эффективность

такой компенсации увеличивается при приближении величины ξ к значению -2/3 (см. выражение (30)). Можно путем изменения состава материала менять значения его термооптических параметров, ответственных за термонаведенные и магнитооптические свойства (ξ, π_{ij}, α_T, V) [227]. Существенно ослабить термонаведенные эффекты можно с помощью криогенного охлаждения, при котором улучшаются большинство термооптических свойств МО материалов [169, 170] (увеличивается постоянная Верде, коэффициент теплопроводности, уменьшается коэффициент линейного расширения и коэффициенты пьезооптического тензора). Каждый из этих способов может быть использован по отдельности или в любой комбинации в зависимости от поставленных требований на изоляцию, на технологическую простоту и цену конечного изделия. К примеру, совместное использование оптимальной ориентации и схемы компенсации с взаимным вращателем позволяет существенно ослаблять (в сравнении с использованием их по отдельности) поляризационные искажения, возникающие вследствие термонаведенного двулучепреломления (раздел 3.2). Как видно, для использования большинства методов необходима эмпирическая информация о наборе материальных параметров и их зависимостях от температуры элемента, длины волны и мощности излучения.

Возникает закономерный вопрос о возможности введения количественного параметра для сравнения магнитооптических материалов. Исторически первой была введена магнитооптическая добротность в виде $\mu^*=V/\alpha_0$ [299, 300]. Чем больше постоянная Верде и меньше поглощение материала, тем выше магнитооптическая добротность и тем лучше МО. Однако введенная таким образом магнитооптическая добротность не позволяет правильно оценить возможную степень изоляции, которую сможет обеспечить изолятор Фарадея при высокой средней мощности. Это постарались исправить, введя магнитооптическую добротность, позволяющую сравнивать монокристаллы и стекла с точки зрения минимума вносимой термонаведенной деполяризации (максимума степени изоляции) при высокой мощности $\mu=V\kappa/(\alpha_0 Q)$ [66]. Здесь Q – термооптическая характеристика ответственная за термонаведенную деполяризацию. Позднее данный параметр был обобщен на более широкий круг материалов и стал учитывать величину параметра пьезооптической анизотропии $\xi=\pi_{44}/(\pi_{11}-\pi_{12})$ [70]

$$\mu=\begin{cases}\left|\dfrac{V\kappa}{\alpha_0 Q}\right|, & |\xi|\geq 1\\ \left|\dfrac{V\kappa}{\alpha_0 Q\xi}\right|, & |\xi|<1\end{cases} \qquad (152)$$

Магнитооптическая добротность, введенная таким образом, обратно пропорциональна минимуму термонаведенной деполяризации в ориентации [001], обусловленному фотоупругим эффектом $\sim 1/\gamma_{[001]\ \min}$. Так как для материалов с $\xi>0$ лучшей ориентацией с точки зрения минимума термонаведенной деполяризации, является ориентация [001] и такое введение магнитооптической добротности оправдано. Однако для МО материалов с $\xi<0$ оптимальной является ориентация [C], которая в общем случае существенно отличается от ориентации [001] (раздел 2.1). Следовательно, для сравнения кристаллических магнитоактивных материалов с $\xi<0$ магнитооптическая добротность введенная согласно (152) не подходит. При исследовании реальных изоляторов Фарадея и термооптических свойств магнитоактивных материалов для их сравнения используется величина P_{max} – мощность лазерного излучения, при которой из-за тепловых эффектов степень изоляции достигает характерного значения, обычно $-10\cdot\log(\gamma)=30$ дБ [62, 63, 151]. Данная мощность существенно зависит от свойств конкретного МО материала, магнитной системы, используемой системы охлаждения МОЭ и др. В работе [70] предложено использовать для сравнения магнитоактивных материалов аналогичную величину, вычисленную аналитически. Зная с учетом всех значимых тепловых эффектов зависимость термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения, от ориентации кристаллографических осей, фиксируя величину магнитного поля H^* можно вычислить P_{max} при которой $\gamma=0.001$. Чем больше P_{max}, тем до большей мощности ИФ, изготовленный с использованием такого МО материала, будет обеспечивать степень изоляции >30 дБ. Однако для вычисления P_{max} необходимо знать α_0, Q, κ, α_T, ξ, V, $1/V\cdot \mathrm{d}V/\mathrm{d}T$, которые неизвестны для новых материалов и их необходимо измерять. При этом для измерения параметра ξ необходим монокристаллический элемент с известной ориентацией кристаллографических осей [68, 301].

Исследование магнитооптических и термооптических свойств новых материалов является актуальной задачей. Так нахождение материалов с большим значением постоянной Верде позволяет сократить длину МОЭ при сохранении магнитной системы. Что позволяет перейти к дисковой геометрии МОЭ и уменьшить термонаведенные эффекты как за счет меньшей длины, так и за счет организации более эффективного теплоотвода от торца элемента [297, 302]. При сохранении длины МОЭ и использовании материала с большим значением V можно кратно уменьшить величину магнитного поля, что существенно скажется на уменьшении массы и размеров магнитной системы из-за логарифмической зависимости величины магнитного поля от отношения внешнего и внутреннего радиусов магнитной системы [226]. Замена МО материала с в 3 раза большей

постоянной Верде при сохранении его длины и диаметра, позволит уменьшить массу (и стоимость) магнитной системы в ~ 26 раз. Исследование свойств новых МО материалов и использование материальных особенностей позволит подобрать подходящий для каждого практического применения материал и создавать устройства с уникальными характеристиками для любого диапазона длин волн.

4.2. Полуторно-оксидные керамики редкоземельных элементов

Одними из перспективных МО материалов для ИФ, работающих в лазерном излучении с высокой средней и пиковой мощностью, являются полуторные оксиды редкоземельных элементов (REE_2O_3). Данные материалы имеют высокую температуру плавления >2400большинство обладают кубической симметрией при нормальных условиях, обладают хорошими механическими свойствами, относительно высоким коэффициентом теплопроводности и отличными термооптическими свойствами. Многие редкоземельные ионы обладают выраженными парамагнитными свойствами. При легировании разных матриц приводят к большим значениям постоянной Вереде, зависящим от типа иона, его положения в матрице и степени его окисления и величина постоянной Верде растет пропорционально концентрации REE иона в единице объема [303, 304]. В стеклах повышение концентрации парамагнитного иона ограничено его растворимостью в матрице и для большинства матриц не превышает 30 вес.%. В полуторно оксидных материалах возможно полное замещение одного иона другим, что позволяет добиться в ~3 раза большей концентрации парамагнитного иона в единице объема материала по сравнению с гранатами, а следовательно, и кратное увеличение постоянной Верде.

4.2.1. Tb_2O_3

Первым из рассматриваемых REE_2O_3 материалов будет Tb_2O_3 в связи с высокими парамагнитными свойствами иона Tb^{3+}. Для изготовления тестовых образцов была выбрана керамическая технология, поскольку она позволяет изготавливать оптические элементы из различных материалов с кубической симметрией решетки (включая полуторные оксиды) и позволяет изготавливать ОЭ большой апертуры [167, 305]. В качестве основного материала матрицы был выбран полуторный оксид иттрия Y_2O_3, поскольку его можно легко легировать различными ионами редкоземельных металлов, он относительно дешевый, и уже имелся положительный опыт производства этого материала

с лазерным качеством [306]. Первое упоминание о материале Tb^{3+}:Y_2O_3 можно найти в патентах от 2011 годов [307, 308]. Однако эти патенты не содержат достаточной информации, которая бы показывала преимущества этого материала. В статье, опубликованной в 2015 году, был продемонстрирован кристалл Tb_2O_3 размером 5×5×1.2 $мм^3$, выращенный из флюса, и измерена постоянная Верде только на двух длинах волн: 632 нм и 1064 нм [309]. Значение постоянной Верде составило 476 рад/(Тл·м) и 134 рад/(Тл·м) соответственно, что более чем в 3.5 раза превышает постоянную Верде TGG на аналогичных длинах волн.

Вместе с коллегами из Института высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН (Балабанов С. С., Пермин Д. А.) в 2015 году были изготовлены и исследованы образцы Tb^{3+}:Y_2O_3 керамики с концентрацией ионов Tb^{3+} 10%, 20%, 30% и 100% (чистый Tb_2O_3). Полученные материалы находились в кубической фазе и не демонстрировали естественного двулучепреломления. Нанодисперсные порошки составов $Tb_xY_{2-x}O_3$, где x=0.2, 0.4, 0.6 и 2 для спекания керамики были получены модифицированным методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза с использованием ацетатонитратных солей металлов, как описано в работе [310]. Полученные нанопорошки компактировались методом одноосного прессования с усилием 200 МПа в образцы, диаметром 13 мм и толщиной 2 мм. Далее полученные компакты спекались в вакуумной печи в графитовой пресс-форме при температуре 1500-1550°C и давлении 50 МПа в течение 1ч (горячее прессование). $Tb_xY_{2-x}O_3$ керамику можно получить обычным вакуумным спеканием без приложения давления в широком диапазоне концентраций Y_2O_3, а чистый Tb_2O_3 обычным вакуумным спеканием получить не удавалось из-за фазового перехода из орторомбической в кубическую фазы с температурой ~1400-1600 ºC ниже температуры вакуумного спекания без давления ~1800 ºC. При фазовом переходе изменялась плотность материала, что приводило к растрескиванию и крошению ОЭ. Коллеги из ИХВВ РАН создали установку горячего прессования для смещения температуры фазового перехода в область больших температур и получили прозрачные керамические образцы. После спекания образцы керамик подвергались оптической обработке. Спектры пропускания измерялись на спектрофотометрах СФ-256УВИ (ЛОМО фотоника) в диапазоне 200-1100 нм, СФ-256БИК (ЛОМО фотоника) в диапазоне 1-2 мкм и на ИК-Фурье-спектрометре ФСМ 1201 (Мониторинг) в диапазоне 2-20 мкм. Внешний вид и спектр пропускания образцов представлен на **Рис. 39**

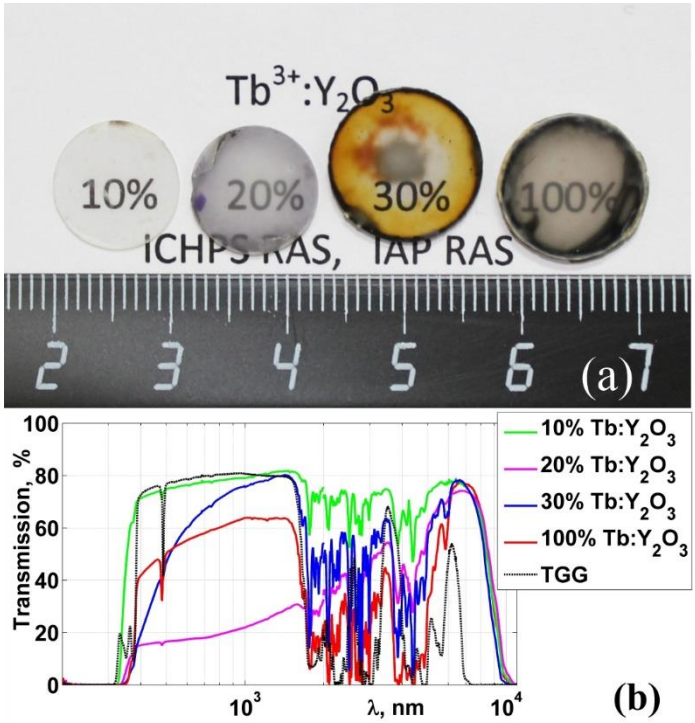

Рис. 39 *a) Внешний вид исследуемых образцов; b) спектры пропускания образцов Tb^{3+}:Y_2O_3 длиной: 10% Tb^{3+} - 0.63 мм; 20% Tb^{3+} - 0.56 мм; 30% Tb^{3+} - 0.86 мм; 100% Tb^{3+} - 1.22 мм*

Полученные образцы были прозрачны, но не обладали лазерным качеством, и технология их получения еще требовала усовершенствования. Лучшим оптическим качеством обладал образец с минимальной концентрацией ионов Tb^{3+}, продемонстрировавший пропускание 79.3% на длине волны 1064 нм. Керамика Tb_2O_3 толщиной 0.81 мм на длине волны 1064 нм продемонстрировала пропускание порядка 63.4%. Теоретическое пропускание материала Tb_2O_3 на 1064 нм можно оценить в 81.1% [309]. Параметром, ограничивающим светопропускание керамики, являлось загрязнение углеродом от графитовой пресс-формы. При этом в отличие от других оксидов редкоземельных элементов (Y_2O_3, Lu_2O_3, Sc_2O_3) или гранатов ($Y_3Al_5O_{12}$, $Tb_3Ga_5O_{12}$), для оксида тербия не применим осветлительный отжиг на воздухе. Это связано с переходом ионов Tb^{3+} в Tb^{4+}, что негативно сказывается на магнитооптических свойствах, прозрачности материала и приводит к коричневому окрасу образца.

Исследуемые материалы продемонстрировали несколько полос прозрачности: 380 нм – 1750 нм; в районе 3500 нм, в районе 5500 нм и от 6000 нм – 9000 нм. Стоит отметить, что все четыре исследованных образца обладали высоким пропусканием в диапазоне 6000 нм – 9000 нм, что может быть следствием малого поглощения материала и при наличии в этом диапазоне заметной величины постоянной Верде использовать его как

магнитоактивный в качестве альтернативы широко используемым в этой области кристаллам (YIG и др.).

В диапазоне 380 нм – 1750 нм у материала Tb:Y_2O_3 имеется одна полоса поглощения, расположенная в районе 481 нм. Ее положение не зависит от концентрации ионов Tb^{3+}и смещено в коротковолновую часть спектра по сравнению с материалом тербий галлиевого граната TGG (487.8 нм). У полученных образцов была измерена постоянная Верде на нескольких длинах волн. В качестве источников пробного излучения использовались диодные лазеры с длинами волн 402, 446, 530, 810, 980, 1310 и 1560 нм, а также He-Ne лазер с длиной волны 632.8 нм и Yb-волоконный лазер с длиной волны 1075 нм. Образцы помещались в магнитное поле системы, собранной на постоянных Nd-Fe-B магнитах, расположенной между скрещенными поляризаторами и по углу поворота второго поляризатора измерялся угол поворота плоскости поляризации прошедшего излучения. Результаты представлены на **Рис. 40**. Для сравнения в идентичных условиях была измерена постоянная Верде монокристалла $Tb_3Ga_5O_{12}$ (TGG), также построенная на **Рис. 40**.

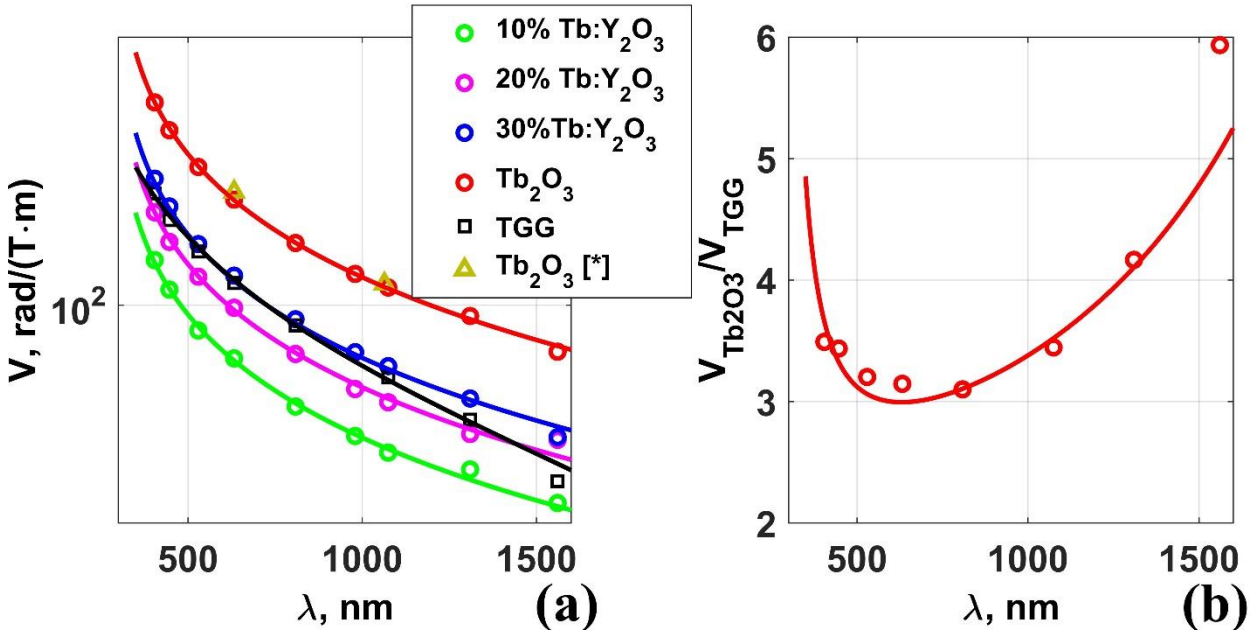

Рис. 40 *a) Зависимости постоянной Верде от длины волны для образцов Tb^{3+}:Y_2O_3 с 10%, 20%, 30% содержанием ионов Tb^{3+}, b) отношение V_{Tb2O3}/V_{TGG} от длины волны для керамики Tb_2O_3 и монокристалла TGG. [*]≡[309].*

С ростом концентрации ионов Tb^{3+} постоянная Верде Tb^{3+}:Y_2O_3 линейно увеличивается и при концентрации 30% становится сопоставимой с постоянной Верде монокристалла TGG (V_{TGG}), содержащего 37.5 ат.% ионов Tb^{3+}. При дальнейшем

увеличении концентрации ионов Tb^{3+} $V_{Tb:Y2O3}$ значительно превышает V_{TGG}. Керамика полуторного оксида тербия (Tb_2O_3) во всем диапазоне длин волн показывает более чем в 3 раза большее значение постоянной Верде **Рис. 40(b)**. Зависимость постоянной Верде от длины волны можно записать в виде [311]:

$$V = V_{para} + V_{diam},$$
$$V_{para}(\lambda) = \frac{A}{\lambda_t^2 - \lambda^2}, \quad (153)$$
$$V_{diam}(\lambda) = \frac{1}{\lambda}\left[B + \frac{C}{\lambda^2 - \lambda_0^2}\right],$$

где V_{para} — парамагнитная часть, а V_{diam} — диамагнитная часть постоянной Верде; A, B, C, λ_t и λ_0 — параметры аппроксимации. В работе [311] λ_t and λ_0 называются эффективной длиной волны перехода и средней длиной волны ультрафиолетового резонанса соответственно. Расчеты показали, что V_{diam} всех образцов Tb^{3+}:Y_2O_3 вносит вклад менее 1% во всем исследованном диапазоне длин волн и ею можно пренебречь. Константы аппроксимации, дающие наилучшее совпадение с экспериментальными данными с использованием только V_{para}, следующие: для 10% Tb^{3+}:Y_2O_3: A_{10}=1.55×10^7 рад·нм^2/(Тл·м); λ_t=275.4 нм; для 20% Tb^{3+}:Y_2O_3: A_{20}=2.92×10^7 рад·нм^2/(Тл·м); λ_t=287.4 нм; for 30% Tb^{3+}:Y_2O_3: A_{30}=4.64×10^7 рад·нм^2/(Тл·м); λ_t=287.5 нм; for 100% Tb^{3+}:Y_2O_3 A_{100}=1.35×10^8 рад·нм^2/(Тл·м); λ_t=284.9 нм. Среднее значение λ_t составляет 283.8 нм. Параметры аппроксимации для зависимости длины волны V_{TGG} были взяты из [69]. На **Рис. 41** показана постоянная Верде как функция концентрации ионов Tb^{3+} для каждой длины волны.

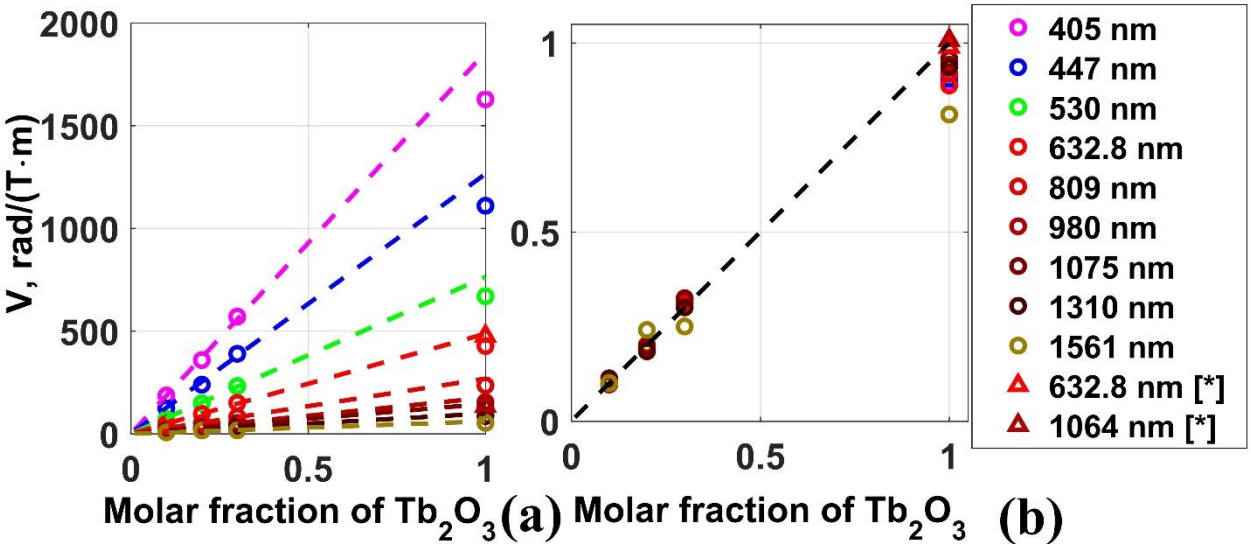

Рис. 41 *a) постоянная Верде в зависимости от концентрации ионов Tb^{3+}; b) нормированные зависимости постоянной Верде от концентрации ионов Tb^{3+}. [*]≡[309]*

Константы Верде первых трех образцов (10%, 20% и 30%) хорошо описываются линейным приближением. Кроме того, эти линейные приближения с точностью лучше 1% согласуются с константой Верде монокристалла Tb_2O_3, измеренной для длин волн 632.8 нм и 1064 нм в [309]. Разделив значения константы Верде на константу Верде, предсказанную линейным приближением для Tb_2O_3 для каждой длины волны, получаем нормализованную зависимость константы Верде от концентрации ионов Tb^{3+} **Рис. 41(b)**. Изготовленный керамический образец Tb_2O_3 продемонстрировал на ~10% меньшее значение константы Верде на всех длинах волн, использованных в эксперименте, по сравнению с предсказанным значением. Это может быть следствием того, что в исследуемом керамическом образце Tb_2O_3 содержались не только ионы Tb^{3+}, но и ионы тербия в разных степенях окисления. Об этом же свидетельствует и остаточная окраска исследуемого образца. Таким образом, зависимость постоянной Верде от длины волны для материала Tb^{3+}:Y_2O_3 с точностью 5% может быть описана величиной V_{para} из выражения (153) при A=1.5×10^8 рад·нм^2/(Тл·м), λ_t=283.8 нм, умноженной на концентрацию ионов Tb^{3+} N (N=1 соответствует Tb_2O_3). Поскольку Tb^{3+}:Y_2O_3 для всех концентраций обладает хорошей пропускающей способностью в диапазоне длин волн 6500-8000 нм, а полученная формула для высокой концентрации Tb^{3+} предсказывает значение постоянной Верде, достаточное для практических применений, этот материал можно рассматривать как магнитоактивную среду, альтернативную обычно используемым кристаллам (YIG и др.) в этом диапазоне.

Далее была исследована зависимость постоянной Верде от температуры при криогенном охлаждении до температуры кипения жидкого азота. Образец монтировался в медный держатель и помещался в вакуумную криогенную камеру **Рис. 23**. Снаружи к вакуумной камере подносилась магнитная система с внутренним диаметром 33 мм и внешним 140 мм, собранная из ортогонально намагниченных колец изготовленных из Nd-Fe-Br магнитов [63]. Максимальное магнитное поле на оси внутри системы составляло 1.4 Тл. Внешнее магнитное поле магнитной системы в области расположения Tb_2O_3 керамики составляло 0.34 Тл и было достаточно для измерения постоянной Верде. При таком расположении магнитной системы она не охлаждается, что не приводит к изменению величины ее магнитного поля [312]; уменьшает ошибку, связанную с неточностью определения температуры магнитной системы и неоднородностью ее охлаждения; существенно ускоряется процесс охлаждения и уменьшается расход жидкого азота. Вакуумная криогенная камера с поднесенной магнитной системой располагались между двумя скрещенными поляризаторами. По углу поворота второго поляризатора,

соответствующего минимуму прошедшего сигнала, определялся угол фарадеевского вращения. Измерения интенсивности сигнала осуществлялось с помощью CCD камеры. В качестве источников излучения использовались полупроводниковые лазеры с длиной волны 405 нм, 532 нм, 810 нм и 980 нм, а также He-Ne лазер с длиной волны 632.8 нм и Nd:YAG лазер с длиной волны 1064 нм. Температура измерялась в непосредственной близости от исследуемого образца с помощью калиброванного термодатчика. Результаты эксперимента представлены на **Рис. 42** и в **Таблица 6**

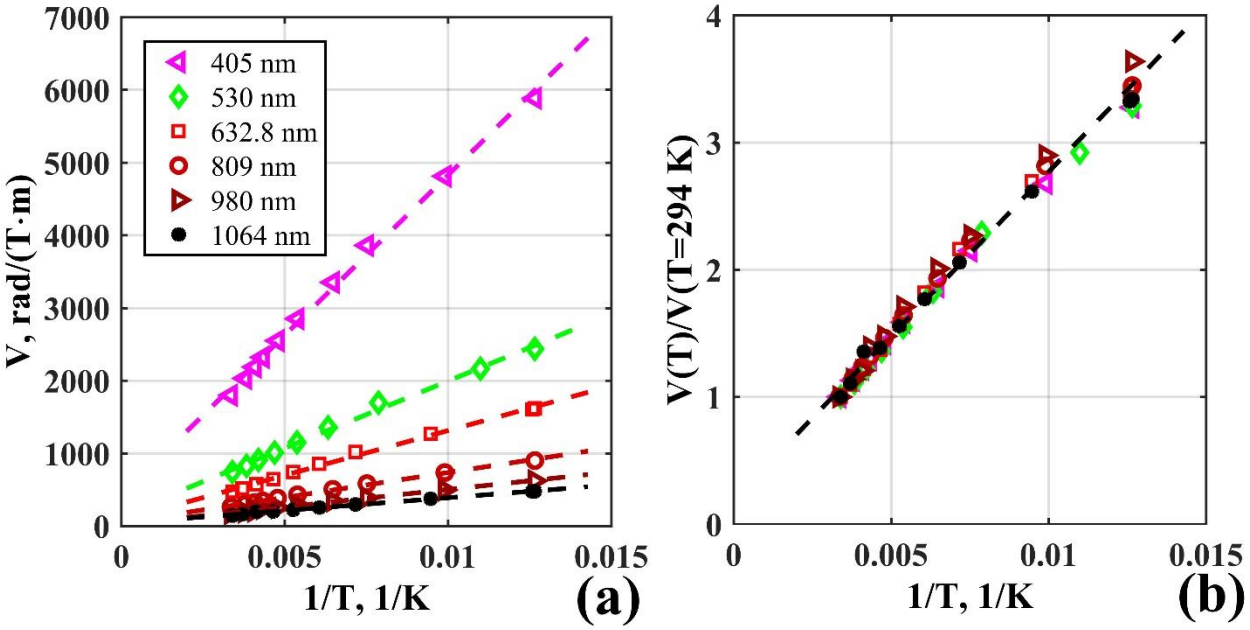

Рис. 42 *a) Зависимости постоянной Верде от температуры для разных длин волн; b) Зависимость V(T)/V(T=294 K) от температуры.*

Из температурной зависимости следует, что при охлаждении до 79 K постоянная Верде Tb_2O_3 керамики возрастает более чем в 3 раза для каждой из используемых длин волн. Зависимость постоянной Верде от температуры может быть записана как [313, 314]:

$$V = \frac{A}{T} + B, \tag{154}$$

где константы A и B не зависят от температуры. Как видно из **Рис. 42(b)** зависимости $V(T)/V(T=294\ K)$ совпали для каждой из исследуемых длин волн и, следовательно, температурную зависимость постоянной Верде для каждой длины волны можно описать с помощью выражения:

$$V(\lambda,T) = V(\lambda,T=294K)\left(\frac{A_0}{T} + B_0\right), \tag{155}$$

где A_0=247 K, B_0=0.22, а $V(\lambda,T$=294 K)=$C_0/(\lambda_t^2-\lambda^2)$ (C_0 =1.5×10^8 рад·нм^2/(Тл·м), λ_t=283.8 нм полученные ранее). Исходя из полученных данных, можно оценить величину $1/V(\mathrm{d}V/\mathrm{d}T)$, которая вносит свой вклад в термонаведенную деполяризацию, наводимую в МОЭ [66], и существенно влияет на степень изоляции криогенных изоляторов Фарадея [233]

$$\frac{1}{V}\frac{dV}{dT} = -\frac{A_0}{T\left(A_0 + B_0 T\right)}. \qquad (156)$$

Как видно из выражения (156) величина $1/V(\mathrm{d}V/\mathrm{d}T)$ в исследуемом диапазоне не зависит от длины волны, при комнатной температуре составляет -2.7·10^{-3} 1/K и изменяется до -12.2·10^{-3} 1/K при температуре кипения жидкого азота. Для сравнения $1/V(\mathrm{d}V/\mathrm{d}T)$ для широко используемого материала TGG при комнатной температуре составляет -3.47·10^{-3} 1/K [315], что сравнимо с полученной величиной для Tb_2O_3 керамики.

Таблица 6 *Температурная зависимость постоянной Верде при различных длинах волн.*

λ, нм											
450	T, K	298.0	264.0	245.0	231.0	209.0	185.5	154.5	133.0	101.0	79.0
	V, рад/Тл·м	1230.0	1389.6	1496.3	1587.9	1744.2	1951.5	2293.5	2641.8	3294.0	4028.8
530	T, K	294.0	261.0	238.0	213.0	186.0	158.0	127.0	91.0	79.0	
	V, рад/Тл·м	740.8	823.8	906.8	1009.3	1147.0	1353.3	1694.8	2163.3	2436.2	
632.8	T, K	294.0	270.0	242.0	215.0	190.0	165.0	139.5	105.6	79.5	79.0
	V, рад/Тл·м	470.4	516.4	574.2	643.9	740.8	855.8	1017.4	1267.6	1602.8	1619.5
809	T, K	298.0	264.0	245.0	231.0	209.0	185.5	154.5	133.0	101.0	79.0
	V, рад/Тл·м	260.6	299.0	322.3	344.3	381.3	428.0	503.4	581.6	733.9	898.5
980	T, K	298.0	264.0	245.0	231.0	209.0	185.5	154.5	133.0	101.0	79.0
	V, рад/Тл·м	170.5	194.2	205.7	237.4	251.8	291.3	342.4	387.0	494.2	620.1
1064	T, K	294.0	270.0	242.0	215.0	190.0	165.0	139.5	105.6	79.5	79.0
	V, рад/Тл·м	142.6	157.7	193.4	197.5	222.2	252.4	293.5	373.1	473.9	476.6

В дальнейшем технология синтеза керамики Tb_2O_3 была улучшена [316]. Предложена методика получения высокочистого оксида тербия [317]. Подобраны концентрации LiF и ZrO_2, использующихся в качестве спекающих добавок и способствующие уплотнению порошков в прозрачную керамику путем горячего прессования. Водные растворы фторида лития и нитрата циркония смешивали с нитратом тербия в соответствии с химическим составом 0.1 мас.% LiF:Tb_2O_3 и 1 мол.% ZrO_2:Tb_2O_3 соответственно. Синтез порошков Tb_2O_3 так же осуществлялся методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) с использованием в качестве прекурсора смеси нитратов металлов и

глицина. Для получения оптической керамики Tb_2O_3 порошки предварительно формовали методом одноосного прессования и помещали в графитовую форму, выстланную графитовой бумагой для уменьшения диффузии углерода. Сформированные прессовки подвергали горячему прессованию (ГП) в вакууме (~100 Па) при температуре 1500–1550°C и давлении 50 МПа в течение 3 ч. Перед свободным охлаждением печи давление сбрасывали. После спекания керамические образцы подвергали оптической обработке. Полученная керамика Tb_2O_3 продемонстрировала высокое пропускание около 78–80% в области 550–1100 нм, что близко к теоретическому пропусканию Tb_2O_3, которое составляет 80.60% при 1 мкм [318]. У полученного образца была измерена зависимость постоянной Верде от длины волны, которая с точностью лучше 5% повторила значения первых образцов.

У полученных керамик были измерены коэффициент теплопроводности κ=4.8 Вт/(м·К), коэффициенты поглощения и произведены оценки термооптических характеристик P и Q при комнатной температуре [277]. Так же измерены зависимости термооптических характеристик при криогенном охлаждении и показано, что при охлаждении относительно комнатной температуры термонаведенная деполяризация уменьшилась примерно в 28 раз, а тепловая линза — примерно в 5.2 раза [319]. Отношение эффективных термооптических констант P_{eff}/Q_{eff} составило 6.44 ± 0.61 и не зависело от температуры в исследуемом диапазоне. Экспериментально показано, что линейный коэффициент поглощения α_0 также не зависит от температуры в рассматриваемом диапазоне 81-297 K. Полученные результаты этих двух статей [277, 319] вошли в докторскую диссертацию Палашова О.В.

Используя один из образцов керамики Tb_2O_3 в 2021 году реализован традиционный ИФ и исследованы его параметры в лазерном излучении с высокой средней мощностью. В качестве источника магнитного поля использовалась магнитная система, собранная на основе постоянных Nd-Fe-B магнитов с использованием магнитопроводов и обеспечивающая величину магнитного поля на оси системы 2.8 Тс [231]. Благодаря высокому значению магнитного поля и большой величине постоянной Верде керамики Tb_2O_3 необходимая толщина для обеспечения угла поворота плоскости поляризации в 45 градусов составила 2.3 мм. Оптическое пропускание используемого образца на длине волны 1070 нм составило 80%, что близко к теоретическому значению (80.6% [320] или 81.1% [309]). Для отвода тепла керамический образец был помещен в охлаждаемую водой медную втулку. Втулка с монтированным образцом керамики помещалась в магнитную систему. Для измерения термонаведенной деполяризации и определения степени

изоляции реализованного ИФ была использована стандартная измерительная схема [152, 169]. В качестве источника мощного лазерного излучения использован Yb-волоконный лазер (λ=1070 нм), генерирующий линейно поляризованное излучение с максимальной мощностью 300 Вт. Излучения лазера пропускалось через шпатовый клин, обеспечивающий контраст между поляризациями ~10^{-6}. Мощное линейно поляризованное излучение проходило через керамический элемент, помещенный в магнитное поле, в котором он поворачивал плоскость поляризации на $\delta_{c0}/2=\theta_F=\pi/4$. Далее излучение ослаблялось с помощью последовательного отражения от передних граней двух клиньев из плавленого кварца, проходило через призму Глана и попадало на CCD камеру. При скрещенном положении призмы Глана с направлением поляризации падающего излучения камера измеряла распределение интенсивности деполяризованной компоненты лазерного излучения. При повороте призмы на $\pi/2$ измерялось распределение интенсивности излучения в основной поляризации. По отношению мощности деполяризованной компоненты к мощности излучения в основной поляризации, определялась степень интегральной термонаведенной деполяризации γ. Для ИФ была измерена зависимость γ от падающей лазерной мощности **Рис. 43(а)**. Степень «холодной» деполяризации, определяющей поляризационные искажения, связанные с оптическим качеством керамического материала, составила $\gamma=1.7\cdot10^{-5}$. При увеличении средней мощности поляризационные искажения возрастают пропорционально ее квадрату $\gamma\sim P_{laser}^2$. Величина P_{max} реализованного ИФ составила 90 Вт (рекордный P_{max} для традиционного ИФ на керамике TGG составил 350 Вт [321]). Для сравнения в идентичных условиях была измерена степень термонаведенной деполяризации в тестовом образце TGG монокристалла с длиной 7.6 мм с ориентацией [001] в положении минимума деполяризации.

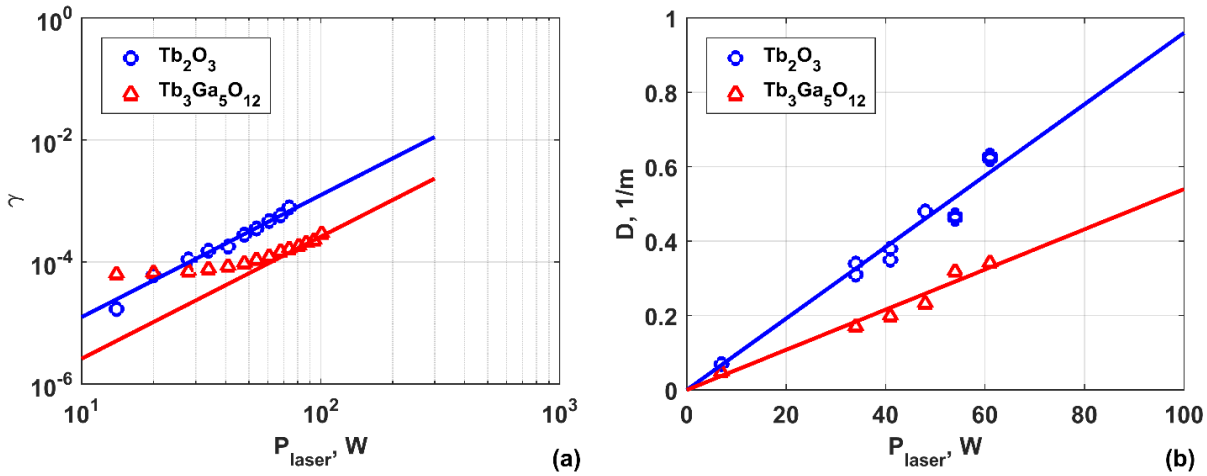

Рис. 43 *Зависимость интегральной термонаведенной деполяризации (a) и силы тепловой линзы (b) от мощности лазерного излучения для ИФ на основе керамики Tb_2O_3 (круги) и монокристалла TGG (треугольники).*

Такая длина элемента обеспечивала в данной магнитной системе фарадеевское вращение $\theta_F = \pi/4$. Результат представлен на **Рис. 43(a)** красными треугольниками. Изолятор Фарадея, реализованный на кристалле TGG, обладал величиной P_{max} = 200 Вт.

Зависимость оптической силы тепловой линзы от лазерной мощности была измерена по смещению фокальной перетяжки калиброванной линзы [133, 322]. При фиксированной мощности лазерного излучения с помощью CCD камеры были измерены распределения интенсивности излучения в области перетяжки. После этого были построены зависимости ширины пучка от положения камеры и в каждом случае определено положение перетяжки, задающееся как вкладом калиброванной линзы, так и вкладом возникающей тепловой линзы, зависящей от мощности излучения. Измерения проводились без ИФ и с ним, что позволило вычислить вклад только тепловой линзы в МОЭ. Поперечное распределение интенсивности лазерного излучения в эксперименте имело гауссов профиль с характерным диаметром 1.3 мм. Для сравнения в идентичных условиях была измерена тепловая линза, возникающая в тестовом образце TGG монокристалла. Результаты представлены на **Рис. 43(b)**. Оптическая сила тепловой линзы, возникающая в реализованном ИФ на основе Tb_2O_3, больше аналогичной в ИФ на TGG монокристалле в 1.7 раза при одинаковой мощности.

Для дальнейших оценок предположим, что сила тепловой линзы в керамике $(Tb_{0.6}Y_{0.4})_2O_3$ и в монокристалле TGG в работе [320] были измерены в идентичных условиях. Авторы работы [320] использовали монокристалл TGG (EOT Corp.) с ориентацией [111]: L = 20 мм; α_0 = 0.0016 1/см [323]; κ = 4.5 Вт/(м·К) [166]; $P = 1.7 \cdot 10^{-5}$ 1/K

and $Q = -1.7 \cdot 10^{-6}$ 1/K [70] ($P_{eff}=P+Q(1-\xi)/3=1.6 \cdot 10^{-5}$ 1/K и $Q_{eff}=Q(1+2\xi)/3=3.1 \cdot 10^{-5}$ 1/K) и лазерного излучения с гауссовым пучком. Значения силы тепловой линзы, возникающей в образцах монокристалла TGG и керамики $(Tb_{0.6}Y_{0.4})_2O_3$ при прохождении непрерывного лазерного излучения мощностью 50 Вт, составили $D_{TGG} = 0.35$ 1/м и $D_{Tb2O3} = 0.4$ 1/м для длин образцов 20 мм и 8 мм соответственно. Из измерений мощности тепловой линзы в кристалле TGG можно оценить r_h^2. Тогда из измерений тепловой линзовой мощности в $(Tb_{0.6}Y_{0.4})_2O_3$ и измерения теплопроводности $\kappa = 3.7$ Вт/(м·К) можно оценить $\alpha_0 P_{eff} = 6 \cdot 10^{-6}$ 1/(м·К). Из наших измерений оценка аналогичной комбинации для керамики Tb_2O_3 дает $\alpha_0 P_{eff} = 96 \cdot 10^{-6}$ 1/(м·К) ($\kappa = 4.8 \pm 0.3$ Вт/(м·К) измерено с использованием техники фазосдвигающей интерферометрии [236]). P_{eff} в основном определяется температурным коэффициентом показателя преломления (dn/dT). Он неизвестен для $(Tb_{0.6}Y_{0.4})_2O_3$ и для керамики Tb_2O_3 и может быть разным. Даже если они равны или отличаются в 2 раза в худшую сторону, отношение коэффициентов поглощения можно оценить как $\alpha_{0\,[\text{эта работа}]}/\alpha_{0\,[320]} = 6.4$–16 раз. Q_{eff} также может отличаться в чистых керамиках Tb_2O_3 и $(Tb_{0.6}Y_{0.4})_2O_3$. Если Q_{eff} равны или отличаются в 2 раза в худшую сторону, P_{max} увеличивается в 3.2–16 раз по сравнению с измеренным в нашем эксперименте. Для более точной оценки необходимо измерить термонаведенную деполяризацию в керамике японского производства.

Как показывает исследование, на сегодняшний день керамика Tb_2O_3 готова к технологическому применению в фарадеевских устройствах. Высокое значение постоянной Верде позволяет минимизировать размеры магнитной системы (как следствие массу и стоимость магнитов) или при существующей магнитной системе – длину магнитооптического элемента. Причем при существующем развитии технологии создания магнитных систем геометрия магнитооптического элемента при использовании керамики Tb_2O_3 даже для ИФ, работающих при комнатной температуре, приближается к дисковой. Однако применение исследуемых образцов в мощном лазерном излучении существенно ограничивается высоким поглощением. Как отмечалось и ранее [184, 320], поглощение в керамиках Tb_2O_3 в области 1 мкм сильно зависит от наличия в образце ионов Tb^{4+} и даже малая концентрация Tb^{4+} может существенно его увеличить. Дальнейшее развитие технологии получения и последующей постобработки Tb_2O_3 керамики должно позволить контролировать наличие и концентрацию ионов Tb^{4+} в материале и привести к существенному уменьшению поглощения и как следствие к повышению величины P_{max} фарадеевских устройств.

Другим способом увеличения P_{max} является использования дисковой геометрии МОЭ с организацией торцевого теплоотвода [297, 302]. Дисковая геометрия осуществляется за счет высокого значение постоянной Верде материала Tb_2O_3 (толщина существенно меньше диаметра) даже при комнатной температуре. Организация торцевого теплоотвода возможна путем использования композитных МОЭ, путем создания торцевого теплового контакта элементами из прозрачного, слабо поглощающего материала с высоким (существенно превышающим его значение для Tb_2O_3) коэффициентом теплопроводности [233]. Оценки, проведенные с помощью моделирования деполяризации в композитных структурах методом конечных элементов, показывают, что использование композитных структур с Tb_2O_3 толщиной 2.3 мм и сапфиром толщиной 1 мм позволит значительно уменьшить степень термонаведенной деполяризации. Для структуры Tb_2O_3/сапфир преимущество составит ~3 раза, а использование двойной структуры сапфир/Tb_2O_3/сапфир снизит степень термонаведенной деполяризации более чем в 6 раз. Это приведет к увеличению P_{max} более чем в 2.4 раза. Так же остаются способы увеличения P_{max} путем усложнения схем ИФ: использование различных оптических схем с компенсацией термонаведенных искажений [133, 151, 152]; криогенное охлаждение ИФ целиком или только МОЭ [188, 233, 312].

Создание и исследование Tb_2O_3 другими научными группами.

Отработанная технология получения стартового материала методом СВС и спекания прозрачной керамики была передана и реализована (при научной консультации Балабанова С.С.) в ИРЭ Полюс для последующей коммерциализации данного материала. В России керамику Tb_2O_3 помимо Нижнего Новгорода синтезировали в Институте электрофизики УрО РАН [324, 325]. Стартовый нанопорошок Tb_2O_3 для спекания керамики синтезировался методом лазерной абляции твердой мишени в потоке двухкомпонентной сварочной смеси 95% Ar + 5% H_2 с использованием волоконного иттербиевого лазера со средней мощностью 300 Вт. Далее методом одноосного статического прессования из нанопорошока изготавливалась цилиндрическая заготовка диаметром 14 и толщиной 2.5 мм при давлении 50 МПа. Предварительное спекание компакта осуществлялось в вакуумной печи при температуре 1400°С в течение 1 ч и давлении остаточных газов на уровне 10^{-4} Па. Относительная плотность образца на данной стадии составляла 97.7%. Постобработка полученного керамического материала проводилось методом горячего изостатического прессования (ГИП) в установке AIP6-30H (American Isostatic Presses, США) в течение 2 ч при температуре 1450°С и давлении 200 МПа. Данная постобработка обеспечила практически полное устранение остаточной

пористости, в результате чего керамика стала визуально прозрачной. Первые произведенные автором эксперименты по измерению магнитооптических и термооптических свойств так же показали, что значение постоянной Верде соответствует чистому материалу Tb_2O_3, однако значение коэффициента поглощения осталось относительно высокое, что не позволяет увеличить величину P_{max} ИФ на данном материале выше 100 Вт.

В мире успешным синтезом и исследованиями материала Tb_2O_3 так же успешно занимались группы из Японии и Китая. Несмотря на то, что патент на новый материал $(Tb_xY_{1-x})_2O_3$ (x=0.5-1.0) был опубликован профессором Akio Ikesue (Япония) в 2011 году [307] керамика оптического качества $(Tb_xY_{1-x})_2O_3$ (x=0.5-1.0) (TYO) этой группы была впервые представлена международному сообществу лишь в 2017 году [318]. Порошки Tb_2O_3, полученные путем восстановления водородом порошка Tb_4O_7 (размер частиц: 3 мкм, чистота 99.999%) и Y_2O_3 (размер частиц: 0.1 мкм, чистота 99.999%), смешивали с небольшим количеством ZrO_2 (размер частиц: 30 нм, 0.8 масс.%) в качестве спекающей добавки в этанольном растворителе с помощью обычного процесса помола в шаровой мельнице в течение 10 часов. Полученный наноразмерный порошок формировался в заготовки (компактировался) диаметром 8 мм с помощью холодного изостатического прессования под давлением 196 МПа. В зависимости от концентрации Tb полученный компакт подвергалось вакуумному спеканию при температуре 1500–1680 °C в течение 3 ч в вакууме 10^{-3} Па, затем подвергалось обработке горячим изостатическим прессованием (ГИП) при температуре 1500–1700 °C в течение 2 ч под давлением 176 МПа. Образцы демонстрировали высокое оптическое качество, однородность оптических свойств и высокое пропускание 80.46% при теоретическом 80.6%. При этом толщина полученных образцов составила 11 мм, что заведомо существенно больше необходимого для практической реализации ИФ ~5.2 мм. В 2019 году данный коллектив опубликовал исследование оптического качества и реализацию ИФ на данном материале [320]. Было аналогично подтверждено, что константа Верде линейно растет с увеличением концентрации Tb в керамике $(Tb_xY_{1-x})_2O_3$ (x=0.5-1.0), а максимальное значение достигается для x=1.0 и составляет -154 рад/(Тл·м) при 1064 нм. Также в этой работе произведено сравнение величины тепловой линзы в керамике $(Tb_{0.6}Y_{0.4})_2O_3$ и монокристалле TGG при одинаковой мощности лазерного излучения, которая в керамике была на 15% выше (даже с учетом меньшей длины). А также, измерена величина лазерного пробоя материала, которая для керамики была в 1.8 раза выше и составила 18 Дж/см^2 (длительность импульса 50 пс, плотность мощности 78 МВт/см^2 и отсутствие повреждений в

течение 7000 часов испытания на повреждение при частоте 2 МГц). Измерена теплопроводность керамики $(Tb_xY_{1-x})_2O_3$ с концентрацией Tb 50–100% составила около 3.3–4.6 Вт/(м·К), что сопоставимо с теплопроводностью коммерческих монокристаллов TGG ~4.5 Вт/(м·К).

Исследования керамики на основе Tb_2O_3 в Китае начались в 2019 году с работ Jian Zhang и др. [326], где исследовались фазовые переходы и возможности контроля и предотвращения фазового превращения в порошках Tb_2O_3 без получения ОЭ и Ding Zhou et al. [327], где получены прозрачные образцы $(Tb_{0.5}Y_{0.5})_2O_3$ керамики методом мокрого химического соосаждения и спекания в атмосфере потока H_2 без измельчения, спекающих добавок и отжига с пропусканием менее 70% на длине волны 1 мкм. В 2021 году методом твердого раствора с помощью вакуумного спекания и горячего изостатического прессования (ГИП) была получена новая магнитооптическая прозрачная керамика $(Tb_{1-x}Lu_x)_2O_3$ [328]. Коэффициент пропускания полученной керамики $(Tb_{0.5}Lu_{0.5})_2O_3$ толщиной 3 мм достиг 73.6% при 633 нм и 78.8% при 1064 нм. Так же исследована зависимость постоянной Верде и коэффициента теплопроводности от концентрации Lu. Коэффициент теплопроводности неоднородно изменяется от 6-5.5-13 Вт/(м·К) при изменении концентрации Lu от 0 до 100%, постоянная Верде на длине волн λ=633 нм при этом изменяется от 500 рад/(Тл·м) до менее 100 рад/(Тл·м). В 2023 году Ding Zhou и др. [329, 330] улучшили свою керамическую технологию, использовали La_2O_3 в качестве спекающей добавки и Lu_2O_3 или Y_2O_3 в качестве стабилизатора фазы и изготовили керамику $(Tb_{0.8}Lu_{0.16}La_{0.04})_2O_3$ и $(Tb_{0.8}Y_{0.16}La_{0.04})_2O_3$ диаметром >30 мм и толщиной 2-3 мм из нанопорошков, полученных методом влажного соосаждения, и путем спекания без давления в атмосфере H_2. Пропускание образцов было улучшено до ~78% и ~70% соответственно. В 2022 году Wei Jing и др. [331] спекли прозрачную керамику $(Tb_{0.7}Lu_{0.3})_2O_3$ и исследовали влияние концентрации спекающей добавки ZrO_2 на спекаемость, качество, оптические и магнитооптические свойства. Пропускание лучшего образца составило ~75%. Так же в 2022 году Yaozhi Wang и др. [332] предложили получать стартовый наноразмерный порошок Tb_2O_3 модифицированным методом соосаждения распылением.

Введение REE_2O_3 для образования твердого раствора $(Tb_{1-x}REE_x)_2O_3$ (REE=Y, Lu, La) эффективно стабилизирует структуру решетки ячейки Tb_2O_3 и повышает температуру фазового перехода. Однако использование немагнитных ионов приводит к уменьшению постоянной Верде получаемой керамики. Чистую керамику Tb_2O_3 можно получить ниже температуры фазового перехода, используя нанопорошок с повышенной активностью

спекания. В 2022 году был предложен способ получения нанопорошока Tb_2O_3 с повышенной спекающей активностью методом жидкостного осаждения с прокалкой на воздухе и последующим восстановлением в потоке NH_3 [333]. Чистая керамика Tb_2O_3 с высоким оптическим качеством и высокой постоянной Верде была получена методом двухэтапного спекания: спеканию в вакууме при температуре 1550 °C в течение 3 часов, а затем последующей обработке методом горячего изостатического прессования при температуре 1450 °C в течение 3 часов в атмосфере аргона под давлением 150 МПа. Полученная керамика Tb_2O_3 толщиной 1.0 мм продемонстрировала относительно высокий коэффициент пропускания: 79.4% при 1400 нм, 78.1% при 1064 нм и 70.3% при 633 нм. Автором была измерена зависимость постоянной Верде от длины волны при комнатной температуре, с экспериментальной точностью совпавшая со значениями, измеренными ранее.

В работе [334] получены образцы слаболегированной керамики $(Tb_xY_{1-x})_2O_3$ (x=0.005, 0.02) и исследовано влияние постобработки на оптические и люминесцентные свойства полученных материалов. Предложен двухстадийный отжиг сначала на воздухе, а затем в вакууме. Пропускание полученных образцов керамики составило 80% на длине волны 800 нм при толщине образца 1 мм. Так же исследованы фотолюминесцентные свойства керамики при возбуждении УФ излучением и сцинтилляторные свойства при воздействии рентгеновским излучением. Благодаря устранению центров люминесценции Tb^{4+}, после двухстадийного отжига образцы, продемонстрировали 3.28-кратное увеличение интенсивности фотолюминесценции и 2.73-кратное увеличение интенсивности рентгеновской люминесценции по сравнению с образцами, после только отжига на воздухе. А также продемонстрировали исключительные возможности рентгеновской визуализации, которые полностью отсутствуют в образцах, обработанных традиционным способом отжига на воздухе. Для магнитооптического применения данные керамики не применимы из-за малого значения постоянной Верде.

В работе Wei Jing [335] получены образцы керамики $(Tb_{0.94-x}Lu_{0.06}Ho_x)_2O_3$ (x=0, 0.005, 0.01, 0.0125, и 0.015) методом твердофазного спекания в восстановительной атмосфере с последующей обработкой горячим изостатическим прессованием (ГИП). 0.1%ат ZrO_2 использовался в качестве спекающей добавки. Коммерческие чистые порошки стартовых материалов смешивались в стехиометрической пропорции и измельчались в шаровой мельнице, высушивались и просеивались через сито (200 mesh). Затем одноосно прессовались давлением 20 МПа и холодным изостатическим прессованием при давлении 200МПа в компакты, который спекали в течении 10 часов для удаления органических

примесей. Полученный компакт спекали при температуре 1500 °C в течение 10 часов в восстановительной атмосфере, содержащей 5% аргона и водорода (KSL-1700X, Hefei Kejing Material Technology Co., Ltd., Китай), после чего проводили последующую обработку горячим изостатическим прессованием (HIP) при температуре 1550 °C в течение 4 часов в атмосфере аргона под давлением 180 МПа. В результате были получены образцы прозрачной керамики. Лучший образец продемонстрировал пропускание 63.39% и 79% на длинах волн 633 нм и 1064 нм, соответственно. Так же были измерены значения постоянной Верде на длине волны 633 нм в зависимости от концентрации ионов Ho^{3+}. Обнаружена прямая зависимость роста постоянной Верде от *x*, связанная с близостью линий поглощения ионов Ho^{3+} ~638 нм и 640 нм с длиной волны используемого излучения.

Помимо получения прозрачной керамики после работ Philippe Veber [309] не оставлялись попытки вырастить монокристалл Tb_2O_3 лазерного качества и размером, достаточным для практических применений. В 2023 году Jialing Wu и соавторы [336] представили работу, где был успешно выращен высококачественный магнитооптический кристалл $TbYO_3$ методом лазерной зонной плавки. Размер були составил Ø5 мм и длиной ~25 мм. Сразу после роста материал имел темно коричневый цвет из-за присутствия ионов Tb^{4+}, поэтому материал подвергался отжигу в восстановительной атмосфере 5% H_2:Ar Коэффициент пропускания образца составил ~82%, а коэффициент поглощения – 1.03 1/см на длине волны 1064 нм. Для образца измерены коэффициент термодиффузии, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности в диапазоне температур от 323 до 773 К. При температуре 323 К теплопроводность составила 11.8 Вт/(м·К) и при увеличении температуры неравномерно падала до ~7 Вт/(м·К) при 773 К. Порог лазерного повреждения на длине волны 1064 нм при длительности импульса 6 нс с энергией 4.7 мДж составил 1.59 ГВт/см^2, что больше аналогичного для материала TGG 0.92-1.15 ГВт/см^2 на длине волны 1064 нм в импульсе длительностью 12 нс. Постоянная Верде измерялась в традиционной схеме со скрещенными поляризаторами на четырех длинах волн (445, 510, 632.8 и 880 нм) при комнатной температуре и составила 564, 394, 242 и 106 рад/(Тл·м) соответственно. Данные значения в ~2 раза меньше, чем в чистом Tb_2O_3, что хорошо согласуется с тем, что половина ионов Tb^{3+} в данном кристалле замещена ионами Y^{3+}.

В 2024 году группа под руководством Наумова Н.Г. [225] успешно вырастила монокристалл Tb_2O_3 из флюса $Li_6Tb(BO_3)_3$ методом Чохральского с низким температурным градиентом (LTG Cz [337, 338]) в атмосфере аргона (Ar ≥ 99.999%) с 5% H_2. Кристалл выращивался при температуре 1145 °C (ниже температуры фазового

перехода) на затравке, ориентированной нормально к естественной грани (211). Из полученной були был вырезан образец монокристалла Tb_2O_3 в ориентации [001] и имеющий форму прямоугольного параллелепипеда размерами 5×5×2.3 мм. Измерена зависимость постоянной Верде от длины волны, с хорошей точностью совпавшая с измерениями в керамике Tb_2O_3 (на 5% выше, чем в керамике чистого Tb_2O_3). То, что образец является монокристаллом с ориентацией [001] позволило измерить параметр пьезооптической анизотропии методом, описанным в разделе 1.1.1, который составил ξ=-0.11±0.02. Таким образом в данном материале так же присутствуют ориентации [C] и [P] (раздел 2.1), и возможно использование оптических схем ИФ, описанных в разделах 3.1 и 3.2. На момент написания диссертации Старобором А.В. продолжаются исследования всех необходимых термооптических свойств данного материала.

4.2.2. Dy_2O_3

Вторым из REE_2O_3 материалов рассмотрим материал Dy_2O_3. Впервые о данном материале упоминается в работе [339], где монокристаллы Dy_2O_3 получены из расплава и измерен показатель преломления на длине волны 589.3 нм, который составил n_0=1.974. Далее были исследованы спектры пропускания данного материала в ИК области и его диэлектрические свойства [340-342]. В работе [343], методом лазерной зонной плавки (LHPG) был выращен образец монокристаллического волокна Dy_2O_3 с размерами ~0.5 мм на 15 мм и с помощью техники малой призмы измерен показатель преломления и его дисперсия в диапазоне 435.8–643.8 нм. О керамике Dy_2O_3 и методе ее изготовления впервые упоминается патенте Konoshima Chemical Co. Ltd. от 2002 года [344]. Первое применение керамики Dy_2O_3 производства Konoshima Chemical Co. Ltd. было в качестве материала для дуговой трубки световой лампы высокой интенсивности [345]. Данный материал был выбран в связи с высокой химической стойкостью к солям, используемым в высокоинтенсивных разрядных лампах. В 2011 году в работе [346] была продемонстрирована керамика Dy_2O_3 полученная методом дугового плазменного спекания (SPS) для магнитооптических применений. Были измерены пропускание материала, показатель преломления (без указания длины волны) и постоянная Верде на длине волны 632.8 нм. Лучший из образцов обладал коэффициентом пропускания не превышающим 45% и поглощением порядка 10 $см^{-1}$. Значение измеренной постоянной Верде составило 300 рад/(Тл·м) и 407 рад/(Тл·м) на длинах волн 632.8 нм и 514 нм соответственно, что более чем в два раза превышает значение Верде для материала TGG. В работе [347] были продемонстрированы образцы 3 ат% Dy:Y_2O_3 керамики полученные

SPS методом, с пропусканием 74.1% на длине волны 574 нм, для применения в качестве активных элементов лазеров на желтой длине волны.

Нами в 2018 году методом вакуумного спекания был изготовлен ряд керамических образцов составов $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$, где x = 0.7, 0.85, 0.9, 0.95 оптического качества. Высокодисперсных стартовые нанопорошки оксидов были получены методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС). Введение спекающих добавок позволяет сформировать без пористую микроструктуру керамики при вакуумном спекании. Одной из наиболее эффективных спекающих добавок является оксид лантана (La_2O_3). Исходными веществами для синтеза прекурсоров СВС являлись оксид диспрозия Dy_2O_3 (99.99%), оксид иттрия Y_2O_3 (99.999%), оксид лантана La_2O_3 (99.999%), азотная кислота (99.9999%), и глицин NH_2CH_2COOH (99.9%). Навеску оксидов металлов в соответствующих пропорциях растворяли в стехиометрическом количестве разбавленной азотной кислоты при нагревании. К полученному раствору смеси нитратов металлов добавляли глицин в мольном соотношении 1:1 и выпаривали воду при температуре ~ 110°C. Навеску такой смеси в кварцевой колбе помещали в предварительно нагретую до 400°C печь, где происходило инициирование окислительно-восстановительных экзотермических реакций и их распространение на весь объем образца. В результате происходило образование смешанного оксида в виде объемной вспененной массы, состоящей из субмикронных частиц. Для полного окисления органических продуктов его выдерживали на воздухе при температуре 750°C в течение 30 мин.

Синтезированные порошки подвергались одноосному прессованию под давлением 400 МПа. Полученные компакты в виде дисков диаметром 15 мм и толщиной ~2 мм спекали в вакуумной печи СНВЭ 1.3.1 с вольфрамовыми нагревателями при остаточном давлении 10^{-3} Па и температуре 1780°C в течение 3 часов со скоростью нагрева 10 °C/мин. Полученные керамические образцы дополнительно прокаливались на воздухе при температуре 1300°C в течение 2 часов и полировались с обеих сторон суспензией алмазного порошка. Для исследуемых образцов керамик был измерен спектр пропускания. Измерения производились в диапазоне 0.2–20 мкм (СП–256 УФВ, СП–256 ИК и ИК-Фурье-спектрометре ФСМ 1201) и представлены на **Рис. 44**. Толщины образцов составили $(Dy_{0.7}Y_{0.25}La_{0.05})_2O_3$ – 0.48 мм, и $(Dy_{0.85}Y_{0.1}La_{0.05})_2O_3$ – 0.49 мм $(Dy_{0.9}Y_{0.05}La_{0.05})_2O_3$ – 0.81 мм.

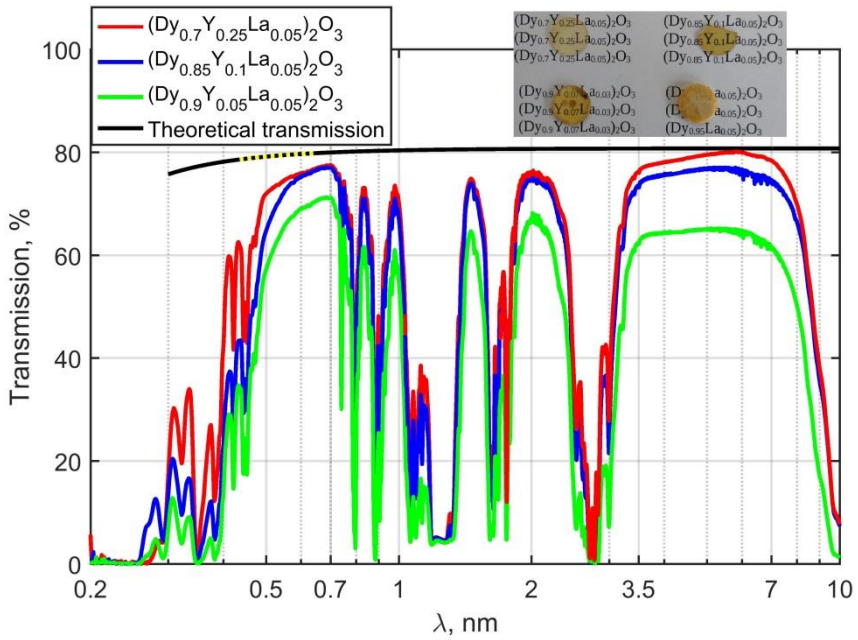

Рис. 44 *Спектры пропускания в линии и фотография исследуемых образцов* $Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$ *(фото: 1–*$(Dy_{0.7}Y_{0.25}La_{0.05})_2O_3$*; 2–*$(Dy_{0.85}Y_{0.1}La_{0.05})_2O_3$*; 3–*$(Dy_{0.9}Y_{0.05}La_{0.05})_2O_3$*; 4–*$(Dy_{0.95}La_{0.05})_2O_3$*).*

Изготовленная керамика оксида диспрозия Dy_2O_3 без спекающих добавок обладала плотностью, близкой к теоретической (7.8 г/см^3). Однако её прозрачность в видимой части спектра не превышала несколько процентов вследствие рассеяния на остаточной пористости. Введение спекающей добавки оксида лантана (образец $(Dy_{0.95}La_{0.05})_2O_3$) приводит к значительному снижению пористости, однако полученные образцы обладали незначительным пропусканием в видимом диапазоне спектра. В материале отчётливо видны включения второй кристаллической фазы, предположительно орторомбического перовскита $DyLaO_3$, который обусловливает рассеяние излучения. С увеличением доли иттрия прозрачность керамик $(Dy_{0.9}Y_{0.05}La_{0.05})_2O_3$ и $(Dy_{0.85}Y_{0.1}La_{0.05})_2O_3$ последовательно увеличивалась, а количество второй фазы уменьшалось. Керамика $(Dy_{0.7}Y_{0.25}La_{0.05})_2O_3$ характеризуется наибольшей оптической прозрачностью из исследуемых образцов, включения второй фазы в ней визуально не обнаруживались. Керамика $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$ демонстрирует несколько окон прозрачности: 500–730 нм; 1900–2300 нм; 3500–7500 нм и максимумы пропускания в районе 835 нм, 980 нм и 1455 нм. Во всех перечисленных диапазонах пропускание образцов $(Dy_{0.7}Y_{0.25}La_{0.05})_2O_3$ превышает 70% и при улучшении качества керамики может быть увеличено, а в среднем ИК пропускание близко к теоретическому пределу. Использовать Dy_2O_3 в качестве магнитооптического материала для мощных лазеров на ионах Yb^{3+} и Nd^{3+} будет невозможно из-за наличия

линий резонансного поглощения в области люминесценции этих ионов (1.0-1.1 мкм). В то же время прозрачность данного материала в диапазоне 1900–2300 нм позволяет использовать его в качестве магнитооптического для лазеров на ионах Tm^{3+} и Ho^{3+}. Сплошной черной кривой построено теоретическое пропускание Dy_2O_3, вычисленное согласно дисперсионной формуле из работы [348] (пунктиром отмечена область длин волн, в которой проводились измерения показателя преломления в указанной работе).

Далее у исследуемых прозрачных образцов была измерена постоянная Верде на нескольких длинах волн. В качестве источников пробного излучения использовались диодные лазеры с длинами волн 405, 532, 658, 780, 808, 980 нм, а также He-Ne лазер с длиной волны 632.8 нм и Nd:YAG лазер с длиной волны 1064 нм и Tm-волоконный лазер с длиной волны 1940 нм. Образцы помещались в магнитное поле системы, собранной на постоянных Nd-Fe-B магнитах, расположенной между скрещенными поляризаторами и по углу поворота второго поляризатора измерялся угол поворота плоскости поляризации прошедшего излучения. Измерения проводились при комнатной температуре, поддерживаемой в районе 20 ºC. Зная толщину элементов, распределение магнитного поля, положение образцов в нем и угол поворота плоскости поляризации определялась постоянная Верде исследуемых материалов. Дополнительно для сравнения в тех же условиях производилось измерение постоянной Верде кристалла TGG, с толщиной близкой к толщине исследуемых образцов (L=2 мм). Результаты представлены на **Рис. 45**.

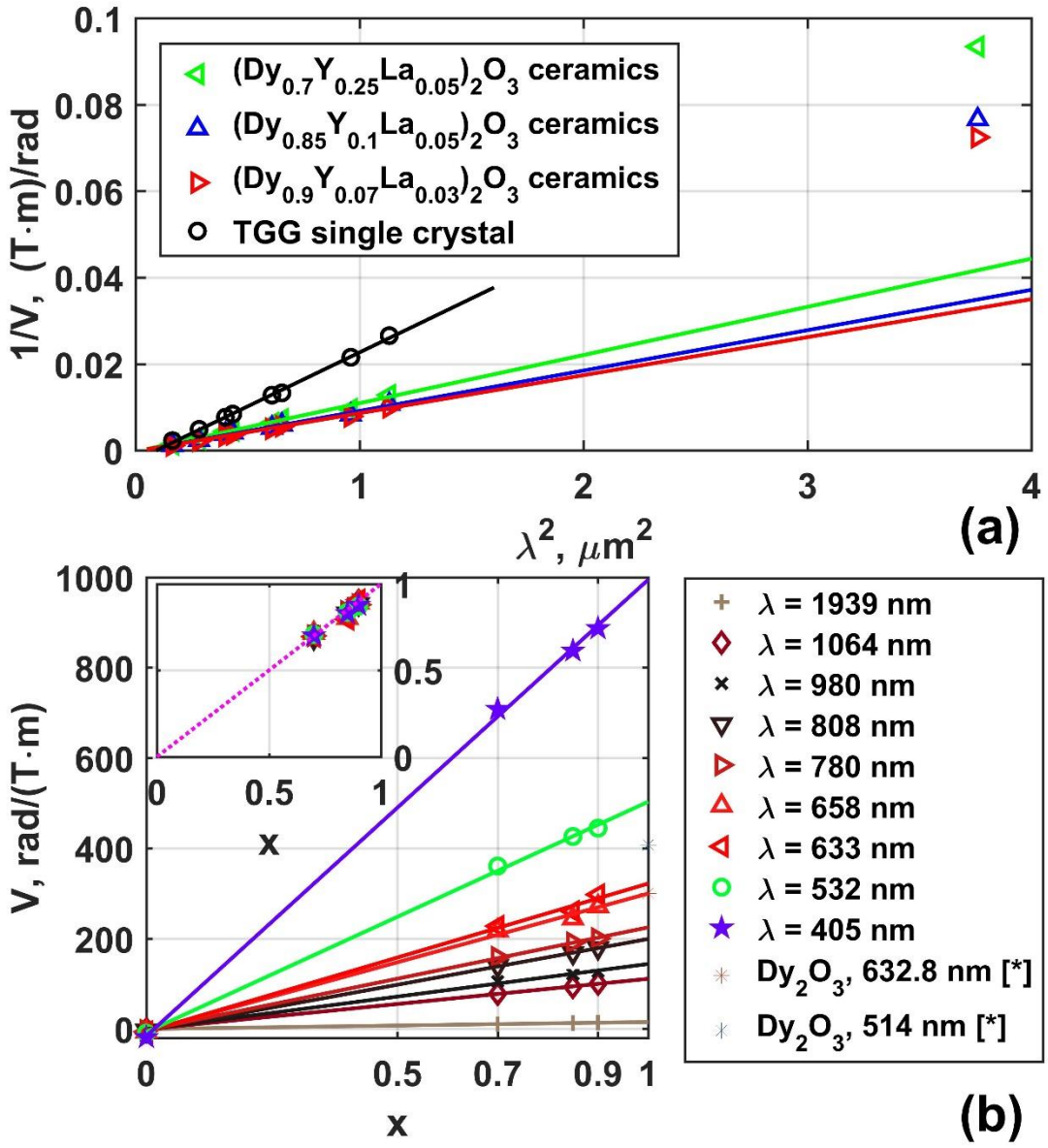

Рис. 45 *a) Обратная постоянная Верде в зависимости от квадрата длины волны для исследуемых образцов; b) постоянная Верде в зависимости от концентрации ионов* $Dy3^{+}$ *для различных длин волн. [*] – [346]*

Постоянная Верде обратно пропорциональна квадрату длины волны и уменьшается при ее увеличении. Однако в эксперименте наблюдалось превышение значения постоянной Верде при λ=808 нм над аналогичным при λ=780 нм и практически равные значения постоянной Верде при λ=980 нм и λ=1064 нм **Рис. 45(b)**. Такое поведение может быть объяснено существенным влиянием близости полос поглощения и областей с аномальной дисперсией исследуемого материала на величину измеряемой постоянной Верде.

Зависимость постоянная Верде от концентрации иона Dy^{3+} материала $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$ хорошо описывается линейной зависимостью для каждой из длин волн (**Рис. 45(b)**). Знак постоянной Верде $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$ совпадает со знаком материала TGG (отрицательный) и противоположен знаку Верде чистой керамики Y_2O_3. Во всем исследуемом диапазоне длин волн керамика $(Dy_{0.9}Y_{0.05}La_{0.05})_2O_3$ демонстрирует более чем в 2 раза большее значение постоянной Верде по сравнению с материалом TGG. На длине волны 1940 нм, где монокристалл TGG не работает из-за высокого поглощения, исследуемые керамики продемонстрировали постоянную Верде V=10.7 рад/(Тл·м), V=13.0 рад/(Тл·м), и V=13.8 рад/(Тл·м) для x=0.7, 0.85 и 0.9 соответственно (для сравнения V_{ZnSe}=8.36 рад/(Тл·м), вращение поляризации в противоположную TGG сторону). При использовании современных магнитных систем на постоянных магнитах, обеспечивающих магнитное поле порядка 2.5 Тл [63, 226], для реализации 45 градусного вращения плоскости поляризации на длине волны 1940 нм потребуется магнитооптических элемент из $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$ длиной ~2.5 см, что вполне реализуемо используя современные керамические технологии. Таким образом, материал $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$ может составить конкуренцию традиционно используемым в данном диапазоне ферримагнитным материалам YIG, Bi:YIG и Re:YIG. В отличие от перечисленных материалов в $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$ существенно слабее выражен эффект насыщения Фарадеевского вращения, что упрощает создание и настройку фарадеевских устройств, позволяет относительно просто перестраивать под необходимую длину волны и температурные условия простым перемещением элемента в область более сильного/слабого магнитного поля. Также в керамике $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$ отсутствует деполяризация излучения связанная с доменной структурой материала, уменьшающая степень изоляции прибора, а в перспективе материал может обладать существенно меньшими коэффициентами рассеяния и линейного поглощения в перечисленных выше окнах прозрачности, что позволит использовать его для изготовления фарадеевских устройств для мощного лазерного излучения с длиной волны ~2 мкм.

Используя одноосцилляторную модель для описания зависимости постоянной Верде от длины волны в виде $1/V(\lambda)=A\cdot\lambda^2+B$, для каждого образца были найдены параметры аппроксимации (A и B), наилучшим образом описывающие экспериментальные данные в диапазоне 405-1064 нм с точки зрения минимального среднеквадратичного отклонения ((**Рис. 45(a)**, сплошные кривые). Параметры аппроксимации для каждого образца составили: A=1.11·10^{-2} (Тл·м)/(рад·мкм^2), B=-2.13·10^{-4} (Тл·м)/рад для x=0.7; A=0.93·10^{-2} (Тл·м)/(рад·мкм^2), B=-2.05·10^{-4} (Тл·м)/рад для x=0.85; A=0.88·10^{-2} (Тл·м)/(рад·мкм^2), B=-

$1.73 \cdot 10^{-4}$ (Тл·м)/рад для x=0.9; A=$2.50 \cdot 10^{-2}$ (Тл·м)/(рад·мкм^2), B=$-23.00 \cdot 10^{-4}$ (Тл·м)/рад для TGG кристалла; and A=$-67.43 \cdot 10^{-2}$ (Тл·м)/(рад·мкм^2), B=$9.57 \cdot 10^{-2}$ (Тл·м)/рад для чистой Y_2O_3 керамики.

У исследованных образцов измерена температурная зависимость постоянной Верде при охлаждении до криогенных температур [349]. Согласно результатам экспериментов, при охлаждении до 77 К постоянная Верде увеличивается в ~3.46 раза, пропорционально обратной температуре. Получены обобщенные формулы зависимости постоянной Верде от длины волны, температуры и концентрации ионов Dy^{3+}. Для криогенной температуры 77 К расчетные значения постоянной Верде для длины волны 1940 нм составляют 37.0, 44.9, 47.7 рад/(Тл·м) для x = 0.7, 0.85 и 0.9 соответственно. Полученные результаты статьи [349] вошли в докторскую диссертацию Палашова О.В.

Керамическая технология достаточно гибкая и позволит в широких пределах варьировать состав изготавливаемых материалов. Это открывает возможности изменять термооптические и магнитооптические свойства материалов и создавать материалы с заданными свойствами. Для использования магнитооптического материала в лазерном излучении с высокой средней мощностью необходимы материалы с высоким коэффициентом теплопроводности и высокой механической прочностью. Одним из известных способов увеличения коэффициента теплопроводности является создание нанокомпозитов твердых растворов [350-352]. Добавление MgO в состав керамики существенно повышает ее теплопроводность и микротвердость [350]. Однако так же известно, что оксид диспрозия имеет практически нулевую взаимную растворимость с оксидом магния [353]. Это приводит при спекании к образованию отдельных зерен данных материалов и из-за разных значений показателей преломления Dy_2O_3 и MgO к высокому рассеянию излучения и уменьшению коэффициента пропускания. Избежать этого позволяет подбор условий для спекания керамики с размером зерна существенно меньше длины волны излучения. Коллегами из ИХВВ РАН была впервые изготовлена композитная магнитооптическая керамика оксида диспрозия (Dy_2O_3) с оксидом магния (MgO) методом горячего прессования нанопорошков, полученных методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС). Исходными материалами для синтеза СВС-прекурсоров служили оксид диспрозия Dy_2O_3 (чистота 99.99%, Полирит, Россия), оксид магния MgO (99.99%, Унихим, Россия), азотная кислота HNO_3 (99.9999%, Химреактив, Россия) и глицин NH_2CH_2COOH (99.9%, Витареактив, Россия). В результате СВС образовывался порошок, состоящий из наноразмерных частиц Dy_2O_3-MgO. Затем порошки дополнительно отжигали на воздухе в муфельной печи при

800 °C в течение 5 часов и прессовали в форме из нержавеющей стали диаметром 15 мм при давлении 40 Мпа в заготовки. Полученные заготовки подвергали горячему прессованию в графитовой форме при температурах 1350-1450 °C и одноосном давлении 50 МПа на самодельном оборудовании с графитовыми нагревателями со скоростью 25 °C/мин. Остаточное давление при горячем прессовании не превышало 10 Па. Компакты изолировали графитовой бумагой для уменьшения взаимодействия с материалом формы. Режим нагрева включал двадцатиминутную изотермическую выдержку при 800 °C для десорбции влаги и углекислого газа, нагрев до температуры спекания, выдержку в течение 60 минут и свободное охлаждение. Начальное одноосное давление, приложенное к прессовке, составляло 3 МПа. Одноосное давление увеличивалось до максимального со скоростью 1 МПа/мин с момента достижения прессовкой температуры 900 °C. Затем полученную керамику шлифовали и полировали с двух сторон алмазными суспензиями до толщины 1.5 мм. Средний размер зерен варьировался от 120 нм до 195 нм в зависимости от температуры спекания в диапазоне 1350–1450 ºC. Полученные керамические образцы были непрозрачны в видимом диапазоне, однако в области 2 мкм пропускание лучшего образца достигало 70%. У полученных керамик была измерена зависимость коэффициента теплопроводности от температуры в диапазоне 50-300 К и получены формулы, аппроксимирующие экспериментальные данные. Коэффициент теплопроводности композитного образца Dy_2O_3-MgO при комнатной температуре составил 11 Вт/(м·К) и превышал аналогичный для $(Dy_{0.7}Y_{0.25}La_{0.05})_2O_3$ более чем в 3 раза. Основными причинами различий в теплопроводности являются очень высокая теплопроводность кристаллических зерен MgO (56 Вт/(м·К) при 300 К). У композитных образцов спеченных при разной температуре была измерена постоянная Верде на длине волны 1940 нм, которые составили 6.1±0.6 рад/(Тл·м) для образца спеченного при 1350 °C, 7.0±0.3 рад/(Тл·м) при 1400 °C и 6.9±0.1 рад/(Тл·м) при 1450 °C. Прослежена линейная зависимость величины постоянной Верде от объемной доли Dy_2O_3 в композитной керамике. Постоянная Верде керамики $(Dy_{0.7}Y_{0.25}La_{0.05})_2O_3$ составляет 13.8 рад/(Тл·м), что в два раза больше, чем измеренной в композите Dy_2O_3-MgO (в которой с 50 об.% Dy_2O_3), тогда как постоянная Верде керамики на основе MgO пренебрежимо мала [354].

Постоянная Верде керамики Dy_2O_3 в два раза выше, чем у TGG в видимом диапазоне 500–730 нм, что позволит создавать более компактные приборы Фарадея для этого диапазона. В то же время исследуемая керамика имеет достаточно высокий коэффициент пропускания и высокое значение постоянной Верде в районе 2 мкм, что позволяет использовать ее в ИФ и ВФ для лазеров на основе ионов Tm^{3+} и Ho^{3+}. Исследования

термооптических характеристик данного материала не было выполнено из-за отсутствия источника лазерного излучения с высокой средней мощностью в диапазоне ~2 мкм.

Создание и исследование Dy_2O_3 другими научными группами.

Материал Dy_2O_3 для магнитооптических применений так же создавался и исследовался другими научными группами по всему миру. В 2019 году было заявлено об измерении зависимости постоянной Верде от температуры и длины волны прозрачной керамики Dy_2O_3, полученной доктором Hiroaki Furuse (Япония) методом SPS, в диапазоне температур 20–297 К и диапазоне длин волн от видимого 0.6 мкм до среднего инфракрасного 2.3 мкм [355]. Образцы керамики обладали малой толщиной 0.51 мм и неизвестного оптического качества, так как графиков или величины пропускания в работе не предоставлено. Постоянная Верде измерялась методом сканирования поляризации в излучении широкополосного источника света, что позволило получить значения *V* в том числе вблизи линий поглощения и получить аппроксимацию зависимости и от длины волны и от температуры во всем исследуемом диапазоне. В последующей работе 2020 года [356] произведено сравнение свойств Dy_2O_3 со свойствами материалов CeF_2 и YIG и анализ преимуществ и недостатков их использования для ИФ работающих в диапазоне 1.86-2.3 мкм.

В 2020 году магнитооптическая прозрачная керамика $(Dy_{0.7}Y_{0.25}La_{0.05})_2O_3$ была успешно изготовлена доктором Ding Zhou (Китай) путем спекания без давления в восстановительной атмосфере H_2 из порошков полученных методом СВС в России [357]. Значения пропускания на 2 мкм достигло 78% (рекордное на тот момент), но оставалось относительно низким в видимом диапазоне из-за наномасштабных-субмикронных дефектов и аномального роста зерен керамики. Однако толщина полученных образцов оставалась на уровне 1 мм, что недостаточно для практических применений.

Другая японская группа под руководством Akio Ikesue в 2020 году продемонстрировала керамику Dy_2O_3 большого размера, полученную путем предварительного спекания в вакууме и последующей обработки методом горячего изостатического прессования с использованием 0.1% ZrO_2 в качестве спекающей добавки для подавления роста зерен во время спекания [358]. Был продемонстрирован образец толщиной 30 мм и диаметром 6 мм высокого оптического качества. Измеренное пропускание для образцов 7 мм и 15 мм на длине волны 2 мкм составило ~75%, при этом отличие друг от друга составило не более 0.05%, что свидетельствует о малых оптических потерях на этой длине волны. Средний размер зерен в керамике составил 2-3 мкм. Были измерены постоянная Верде на длине волны 633 нм, которая составила 422 рад/(Тл·м) и

коэффициент потерь для образца толщиной 7 мм – 34 дБ. На момент написания диссертации это единственная группа, продемонстрировавшая образцы достаточной длины для изготовления ИФ на длину волны 2 мкм в традиционных магнитных системах на постоянных магнитах.

Добавление спекающих добавок наподобие La_2O_3 или ZrO_2 при спекании керамики Dy_2O_3 может приводить к увеличению поглощения, а также снижать ее теплопроводность и постоянную Верде, особенно при значительной концентрации. В 2021 году группа под руководством Jiang Li [359] изготовили чистую прозрачную керамику Dy_2O_3 методом вакуумного спекания из нанопорошков Dy_2O_3, синтезированных методом жидкостного осаждения без каких-либо спекающих добавок. Проведено исследование влияния температуры прокаливания на морфологию и фазовый состав получаемых порошков, а также на оптическое качество синтезируемой впоследствии керамики Dy_2O_3. Значения коэффициента пропускания лучшего образца (толщиной 1.0 мм) составили 67.9% и 75.3% на длине волны 633 и 2000 нм соответственно. Измеренная постоянная Верде составила 325.6 рад/(Тл·м) на длине волны 633 нм.

В 2022 году Балабанов С.С. и др. [360] спекли керамику на основе Dy_2O_3 методом горячего прессования из нанопорошков полученных методом СВС с последующей предварительной прокалкой и планетарным измельчением. Были получены образцы диаметром 20 мм и толщиной 4.5 мм. У полученных образцов были измерены теплопроводность, линейный коэффициент теплового расширения, микротвердость, модуль упругости и трещиностойкость, которые составили $\kappa = 3.0 \pm 0.2$ Вт/(м·К), $\alpha_T = 8.21 \cdot 10^{-6}$ 1/K, $H_V = 7.2 \pm 0.5$ ГПа, $E = 173 \pm 3$ ГПа, $K_{IC} = 0.81 \pm 0.09$ МПа·м$^{0.5}$ соответственно. Пропускание полученных образцов на длине волны 2 мкм было менее 55% и достигало 72% только при 4.5 мкм. В данной работе дается подробное описание важности повышения давления при синтезе прозрачной Dy_2O_3 керамики большой толщины, однако технология требует дальнейшего улучшения для получения образцов высокого оптического качества.

В 2023 году в совместной работе Балабанова С.С. и Jiang Li [361] продемонстрировали получение керамики Dy_2O_3 из порошков, полученных методом жидкостного осаждения, с последующим предварительным спеканием в вакууме и последующей обработкой горячим изостатическим прессованием (ГИП). Найдены оптимальные температуры прокаливания порошка, температуры предварительного вакуумного спекания и температуры, давления и времена выдержки при последующем горячем изостатическом прессовании. Была успешно изготовлена керамика Dy_2O_3 со средним размером зерна ~800

нм и коэффициентом пропускания 79.3% при 2 мкм и 70.0% при 633 нм (рекордные на сегодняшний день). Измеренная постоянная Верде на длине волны 633 нм составила 322 рад/(Тл·м) (в 2.4 раза больше чем у TGG кристалла).

Исследования показывают, что прозрачная керамика Dy_2O_3 является перспективным материалом для использования в среднем инфракрасном диапазоне 1.9-2.3 мкм, однако сложность в получении ОЭов высокого оптического качества и необходимого для практического применения размеров существенно ограничивают применимость данного материала. На сегодняшний момент нет работ по исследованию свойств ИФ на основе керамики Dy_2O_3 для лазерного излучения ~2 мкм, технология получения данного материала все еще требует усовершенствования особенно в части улучшения пропускания в видимом диапазоне. Однако намеченный прогресс не оставляет сомнений, что в ближайшем будущем будет организованно массовое производство прозрачной керамики Dy_2O_3 с высокими оптическими качествами, для фарадеевских устройств для видимого и коротковолнового ИК диапазонов.

4.2.3. Ho_2O_3

Третьим из рассматриваемых REE_2O_3 материалов будет материал Ho_2O_3. Оксид гольмия прозрачен в спектральной области 1-1.6 мкм, что делает его хорошим кандидатом для применения в 1 мкм лазерах с высокой средней мощности и 1.5 мкм телекоммуникационных лазерах. Важным также является низкая стоимость оксида гольмия по сравнению с оксидом диспрозия и, особенно, оксидом тербия. Поэтому для массовых применений магнитооптические материалы на основе Ho_2O_3 имеют существенные преимущества. Изготовление и исследование магнитооптических свойств прозрачной керамики Ho_2O_3 были впервые описаны в 2017 году Hiroaki Furuse и соавторами [362]. Прозрачная керамика была изготовлена методом дугового плазменного спекания (SPS) с последующим отжигом на воздухе из коммерческого порошка Ho_2O_3, имела коэффициент пропускания 58% при 1064 нм (толщина = 0.6 мм), что намного ниже теоретического коэффициента пропускания 81.3% при 1064 нм. Однако константа Верде керамики Ho_2O_3 составили -178.1 рад/(Тл·м) и -46.3 рад/(Тл·м) при 600 нм и 1064 нм соответственно, что в 1.3 раза выше, чем у TGG и близко к значению керамики TAG. После этой работы интерес к получению и исследованию материала Ho_2O_3 существенно возрос. В 2018 году David Vojna, Hiroaki Furuse и др. [363] исследовали зависимость постоянной Верде от температуры и длины волны керамики Ho_2O_3 и керамики Ho_2O_3, легированной Tb^{3+} (0.2 ат.%) и Ce^{3+} (0.1 ат.%) в диапазоне длин волн 0.5-1 мкм и получили

аналитические выражения описывающие эти зависимости. Низкая концентрация легирования не оказала существенного влияния на значение постоянной Верде в материалах Ho_2O_3. В 2018 году Bin Lu и др. [364] изготовили прозрачную керамику Ho_2O_3 методом вакуумного спекания с пропусканием 73% при 1 мкм (толщиной 1.0 мм) и средним размером зерна 28 мкм. В работе было измерено значение постоянной Верде на трех длинах волн 632.8, 1064, и 1550 нм, которое оставило –180 рад/(Тл·м), –46 рад/(Тл·м) и –20 рад/(Тл·м) (вращение в ту же сторону что и в TGG). Годом позже Bin Lu и др. [365] исследовали влияние спекающей добавки HoOF, самообразующейся при вакуумном спекании при использовании определенных прекурсоров и было показано, что она подавляет рост размеров керамических зерен и значительно улучшает оптические качества получаемой керамики Ho_2O_3. Пропускание лучшего образца керамики составило 72.0% на длине волны 1550 нм, а значение постоянной Верде −182 ± 8, −46 ± 3, и −22 ± 2 рад/(Тл·м) на длинах волн 633, 1064 и 1550 нм соответственно.

Высокодисперсный нанопорошок с высокой активностью является одним из ключевых моментов для изготовления прозрачной керамики с высоким оптическим качеством. Кроме того, спекающие добавки также способствуют формированию желаемой микроструктуры керамики, уменьшая остаточную пористость и повышая оптическое качество. В 2019 году Балабанов С.С. и др. [366] приготовили слабо агломерированные порошки $(Ho_{1-x}La_x)_2O_3$ методом СВС с последующим отжигом на воздухе, измельчением в шаровой мельнице и осаждением. La_2O_3 использовался в качестве спекающей добавки. Это позволило в 2020 году получить образцы керамики высокого оптического качества, магнитооптические свойства которых были исследованы автором [190]. Для получения керамики стартовые нанопорошки, полученные методом СВС, одноосно прессовали в диски диаметром 15 мм при давлении 300 МПа. Спекание проводили в вакуумной печи СНВЭ 1.3.1–20 (ООО «Призма», Россия) с вольфрамовым нагревателем при давлении не более 10^{-2} Па, при скорости нагрева 5 ^oC/мин до температуры 1780 ^oC и с последующей выдержкой при максимальной температуре 3 ч.

После вакуумного спекания в керамике наблюдался дефицит кислорода. Это проявлялось в темном цвете и низком пропускании в УФ и видимом диапазонах спектра. После отжига керамика приобретала характерный желтый цвет, пропускание керамики значительно увеличивалось в УФ диапазоне, а в ближнем ИК диапазоне увеличивается примерно на 10% **Рис. 46**.

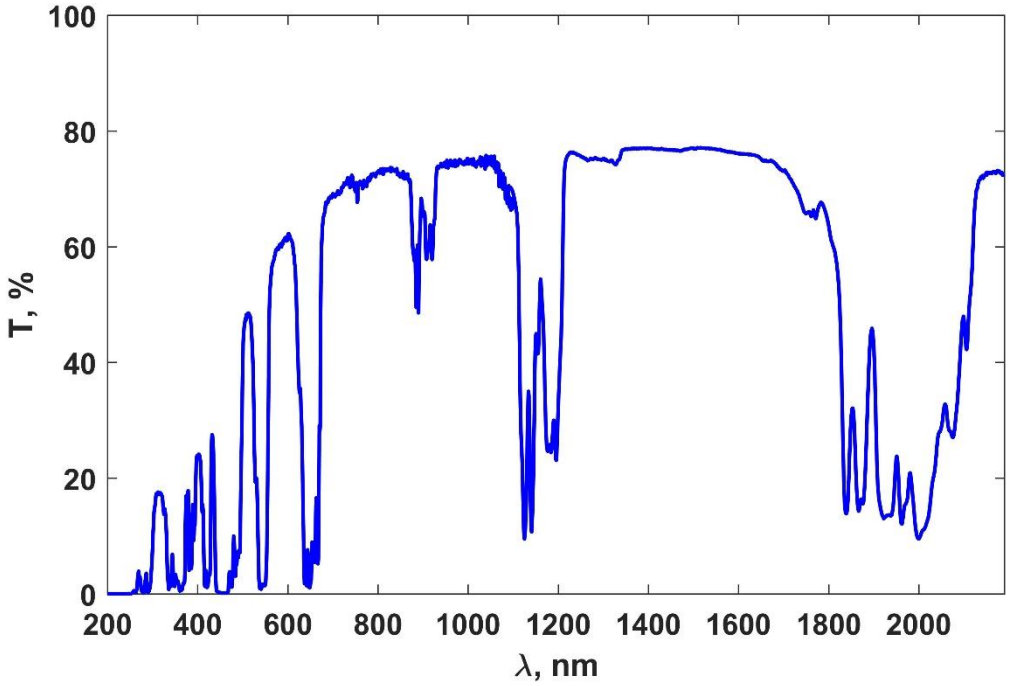

Рис. 46 *Спектр пропускания образца керамики 5% La:Ho_2O_3*

В видимом и ближнем ИК-диапазонах имеются локальные максимумы пропускания на длинах волн 320, 400, 510, 600 нм, а также окна прозрачности в диапазоне 690-870, 930-1060 нм и 1230-1700 нм. Изменение концентрации оксида лантана до 10% в керамиках не оказывало заметного влияния на положение окон прозрачности, однако сильно влияло на общий уровень пропускания. Определена оптимальная концентрация спекающей добавки для получения наилучшего оптического качества, которая составила 5% La:Ho_2O_3. Пропускание образца 5% La:Ho_2O_3 на длине волны 1 мкм было максимально и составляло 76%, что превзошло ранее опубликованные результаты: 58% [362], 73% [364], 70% [365]. Далее была измерена постоянная Верде на нескольких длинах волн. В качестве источников зондирующего излучения использовались диодные лазеры на длинах волн 405, 532, 658, 780, 808 и 980 нм, а также He–Ne-лазер на длине волны 632.8 нм и Nd:YAG лазер на длине волны 1064 нм. Результаты представлены на **Рис. 47**

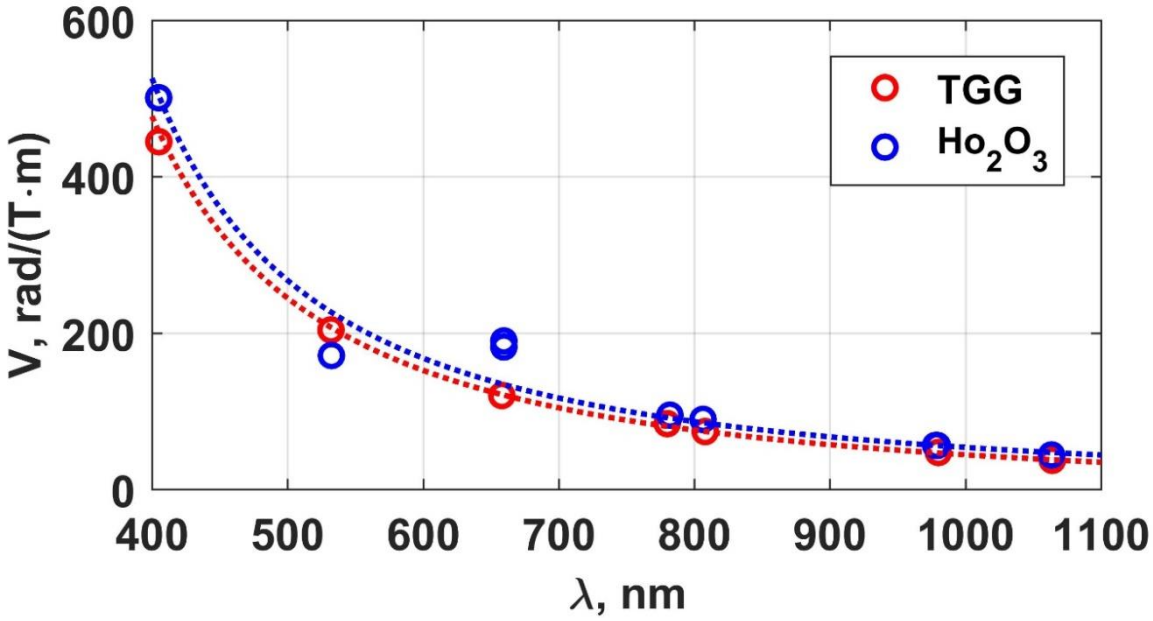

Рис. 47 *Зависимость постоянной Верде от длины волны для образца 5% La:Ho_2O_3 и кристалла TGG, измеренных в идентичных условиях.*

Отклонение экспериментальных точек на длинах волн 532 и 658 нм от аппроксимационной кривой связано с наличием линий поглощения материала в этом диапазоне и их влиянием на величину постоянной Верде. Можно видеть, что при практически неизменных значениях константы Вереде за счёт использования спекающей добавки оксида лантана удалось заметно увеличить значение светопропускания керамики Ho_2O_3 в ближнем ИК-диапазоне длин волн. Так же у керамических образцов были измерены микротвердость и трещиностойкость. Полученная керамика Ho_2O_3 имела сравнительно высокие механические свойства (микротвердость H_V=8.4 ГПа, модуль упругости E=182 ГПа, трещиностойкость K_{IC}=0.95 МПа·$м^{0.5}$).

Позднее Балабанов С.С. и др. [360] спекли те же самые 5% La:Ho_2O_3 СВС-порошки методом горячего одноосного прессования. Размеры образцов были значительно больше и составляли Ø20 мм, толщина 4.5 мм; пропускание керамики составляло 78% при 4.5 мкм. Механические характеристики керамики существенно не отличались от полученных вакуумным спеканием. Дополнительно измерена теплопроводность керамики 5% La:Ho_2O_3, которая составила κ = 4.8 ± 0.2 Вт/(м·К) при 298 К и достигала максимума κ = 7.3 Вт/(м·К) при 130 К и коэффициент линейного теплового расширения, который составил α = 8.19 10^{-6} 1/К.

В 2020 году Dianjun Hu и др. [192] изготовили чистую керамику Ho_2O_3 методом вакуумного спекания с постобработкой горячим изостатическим прессованием (HIP) без

каких-либо спекающих добавок. Было изучено влияние температуры предварительного спекания и температуры ГИП на микроструктуру и оптическое качество керамики Ho_2O_3. Оптимальная керамика Ho_2O_3 со средним размером зерна 0.77 мкм показала высокий коэффициент пропускания в линии: 80.7 % при 1550 нм и 76.7 % при 1064 нм **Рис. 48**.

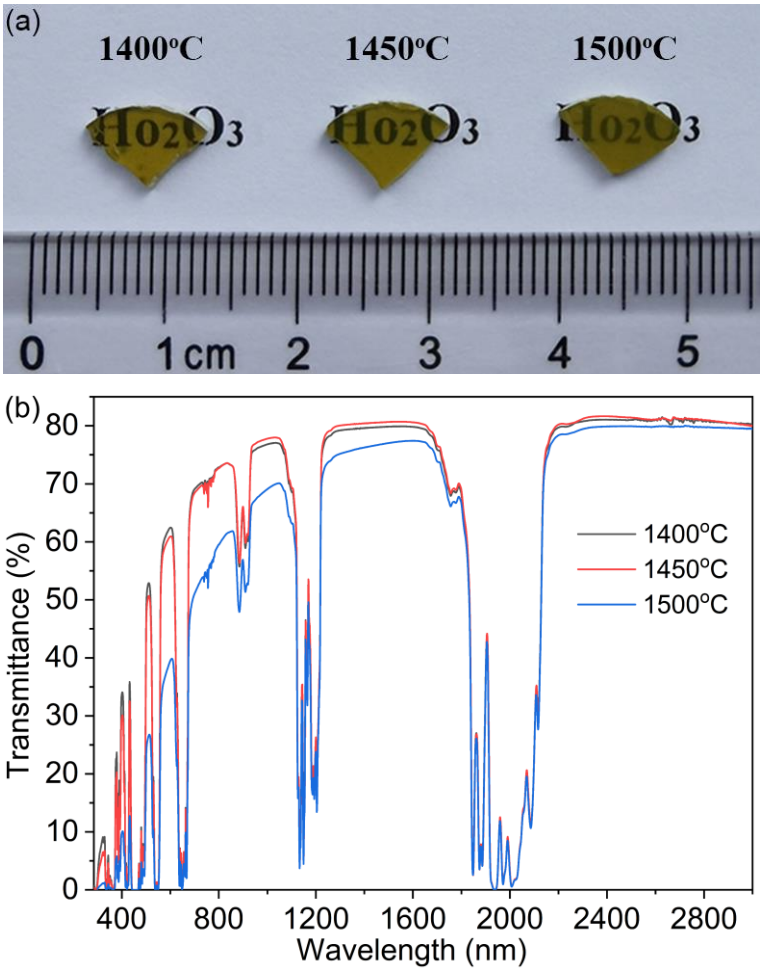

Рис. 48 *Фотография образцов (a) и кривые пропускания (b) керамики Ho_2O_3, предварительно спеченной при 1250 °C в течение 2 ч с последующей обработкой HIP при 1400-1500 °C в течение 3 ч (толщина образцов = 1.0 мм).*

Нами были исследованы магнитооптические свойства данной керамики. Константа Верде измерялась двумя методами: с использованием лазерных диодов на длинах волн 405, 532, 658, 808, 980, 1064, 1310 и 1561 нм и гелий-неонового лазера на длине волны 632.8 нм; с использованием метода сканирования поляризации в излучении широкополосного источника белого света (polarization-stepping technique [258]) **Рис. 49**. В качестве источника магнитного поля использовалась система на постоянных магнитах с максимальным магнитным полем 1.38 Тл и однородностью в области измерения лучше 0.1%.

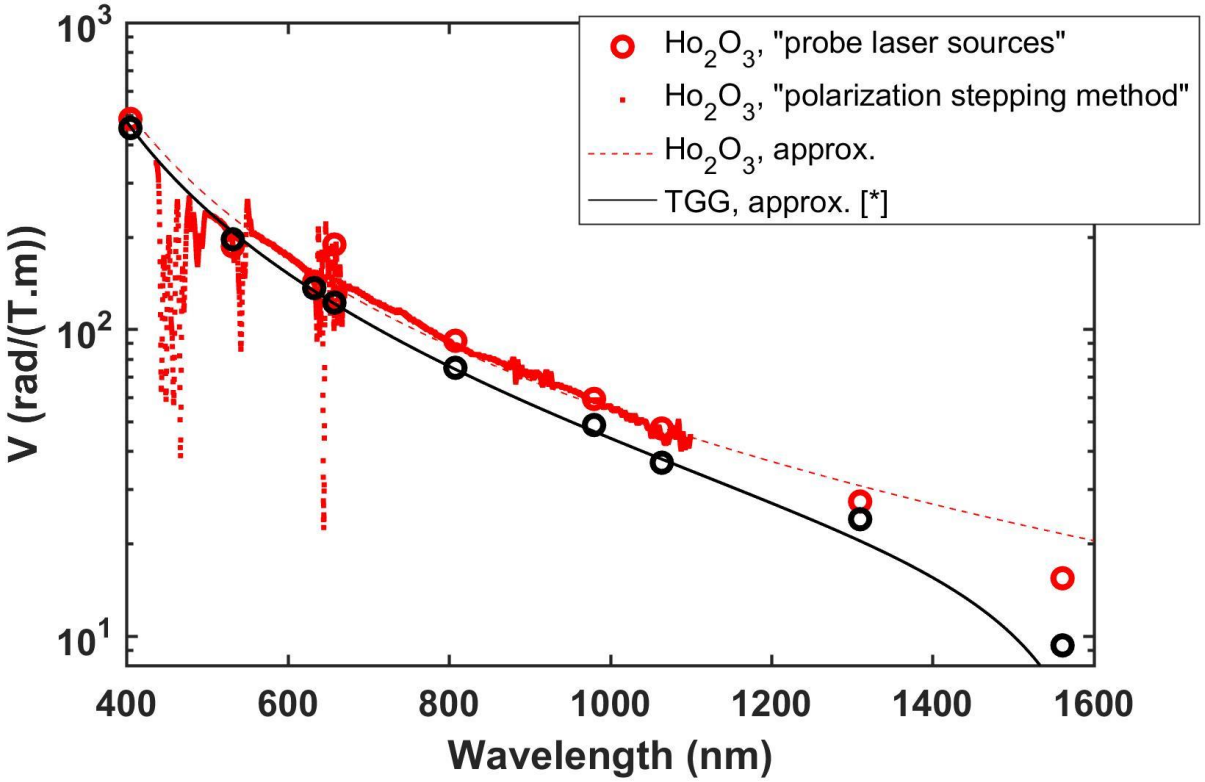

Рис. 49 *Зависимость абсолютного значения постоянной Верде для керамики Ho_2O_3 от длины волны. [*] – аппроксимация взята из работы [177] (см раздел 2.4)*

Аппроксимация, заданная в виде $V(\lambda)=A/(\lambda^2-\lambda_0^2)$ с коэффициентами аппроксимации $A=5.1\cdot10^7$ (нм^2·рад)/(Тл·м), λ_0 = 250 нм, представлена красной штриховой линией. Для сравнения аппроксимация $V(\lambda)$ кристалла TGG представлена на **Рис. 49** черной сплошной линией. Керамика Ho_2O_3 демонстрирует большее значение постоянной Верде, чем материал TGG во всем диапазоне прозрачности. Преимущество увеличивается с ростом длины волны от 1.3 раза на длине волны 1064 нм (V_{Ho2O3}=-47.4 рад/(Тл·м), V_{TGG}=-36.4 рад/(Тл·м)) до 1.7 раза на длине волны 1561 нм (V_{Ho2O3}=-15.4 рад/(Тл·м), V_{TGG}=-9.2 рад/(Тл·м)). Учитывая, что керамика Ho_2O_3 имеет полосы пропускания 1 – 1.07 мкм и 1.3 – 1.65 мкм, этот материал может эффективно использоваться в приборах Фарадея, работающих в диапазоне ~1 мкм (лазеры на основе материалов, легированных Yb и Nd) или 1.3 мкм и 1.5 мкм (телекоммуникационные лазеры). Однако близость резонансных линий поглощения к 1.07 мкм затруднит использование данного материала в лазерах с высокой средней мощностью из-за невозможности устранить поглощение даже в образцах высокого качества. Поэтому основная перспективная спектральная область применения данного материала – 1.3-1.6 мкм.

Создание и исследование Ho_2O_3 другими научными группами.

В 2021 году Bin Lu и др. [367] изготовили бинарную керамику $(Ho_{1-x}Dy_x)_2O_3$ (x=0.01–1). Керамика была получена традиционным методом вакуумного спекания из слоистых соединений гидроксидов редкоземельных элементов (LRH) прекурсора $(Ho,Dy)_2(OH)_5NO_3{\cdot}nH_2O$. Дополнительной постобработки не проводилось. Пропускание полученных образцов составило 67–77% при 700 нм и 77–84% при 5.5 мкм (в зависимости от температуры спекания). Константа Верде керамики $(Ho_{1-x}Dy_x)_2O_3$ линейно увеличивалась с увеличением концентрации ионов Dy^{3+}, а константы Верде на длине волны 533 нм были примерно в 1.2, 1.35, 1.4, 1.7, 2.1 и 2.2 раза выше, чем у коммерческого монокристалла TGG для x = 0.01, 0.1, 0.25, 0.5, 0.75 и 1 соответственно. Суперобменного взаимодействия ионов Ho^{3+} и Dy^{3+}, приводящего к существенному росту постоянной Верде обнаружено не было.

В 2024 та же группа Bin Lu и др. [368] легировали керамику Ho_2O_3 ионами Ni. Образец керамики Ho_2O_3, легированный 1 ат.% Ni^{2+}, продемонстрировал пропускание ~70.04% на длине волны 1550 нм (~86% от теоретического пропускания) с относительной плотностью ~99.88%, в то время как большая концентрация Ni^{2+} (2–5 ат.%) привела к непрозрачности образцов. Постоянная Верде магнитооптическая прозрачная керамика Ho_2O_3:1%Ni составила ~−195, −65 и −29 рад/(Тл·м) при 635, 1064 и 1550 нм соответственно, что в ~1.8 раза больше, чем у коммерческого кристалла тербий-галлиевого граната или в ~1.4 раза больше, чем у чистой керамики Ho_2O_3. Этот материал также обладает относительно высокой теплопроводностью ~7.5 Вт/(м·К) при комнатной температуре.

Подводя итог, размер получаемой на сегодняшний день керамики Ho_2O_3 и оптическое качество крупногабаритных образцов все еще неудовлетворительны и далеки от требований, предъявляемых для практического применения. Кроме того, из-за недостаточного оптического качества нет исследований термооптических свойств керамики Ho_2O_3. Как один из превосходных материалов-кандидатов, который может быть применен в 1.3–1.5 мкм телекоммуникационных лазерах, комплексные свойства материалов Ho_2O_3 требуют дополнительных исследований для дальнейшей оценки потенциала его применения.

4.2.4. Er_2O_3

Материалы, содержащие парамагнитные ионы Er^{3+}, используются как для изготовления активных лазерных оптических элементов [369, 370], так и для магнитооптических приложений [262]. Насколько известно, кристаллический материал

Er_2O_3, полученный путем замещения ионов и перекристаллизации при плавлении, впервые упоминается в [339], где были измерены оптические свойства, такие как показатель преломления на длине волны 435.8 нм и 664 нм, а также спектр пропускания в диапазоне 487.4–662.6 нм. Метод приготовления прозрачной керамики Er_2O_3 впервые упоминается в патенте 2002 года Konoshima Chemical Co. Ltd. [344], где пропускание исследуемой керамики составило 80.5 % (L = 1 мм, λ = 600 нм). В работе 2019 года Bin Lu [371] исследованы пропускание, продолжительность жизни люминесценции и спектр пропускания прозрачных образцов керамики Er_2O_3, изготовленных методом вакуумного спекания с использованием в качестве прекурсора низкотемпературного синтетического слоистого гидроксида редкоземельных металлов (LRH). Пропускание полученной керамики составило более 70% в видимом и ближнем ИК спектрах. Наличие высокого пропускания позволяет использовать этот материал как в качестве активной, так и пассивной оптики, работающей в областях прозрачности материала.

Были исследованы оптические и магнитооптические свойства российских керамик составов $(Er_{0.93}La_{0.07})_2O_3$, $(Er_{0.95}La_{0.05})_2O_3$, $(Er_{0.97}La_{0.03})_2O_3$ и Er_2O_3 полученных методом СВС субмикронных порошков с последующим вакуумным спеканием. Исходными материалами для синтеза прекурсоров СВС были оксид эрбия (99.99%), оксид лантана (99.99%), азотная кислота (99.9999%) и глицин NH_2CH_2COOH (99.9%). После процесса СВС высушенной смеси в предварительно разогретой печи произошло образование высокодисперсных порошков. Далее порошки одноосно прессовали под давлением 300 МПа в диски Ø15 мм. Спекание проводили в вакуумной печи при вакууме не более 10^{-2} Па и скорости нагрева 5 °С/мин при максимальной температуре 1750 °С в течении 3 часов [372]. После спекания торцы образцов подвергались оптической полировке **Рис. 50**.

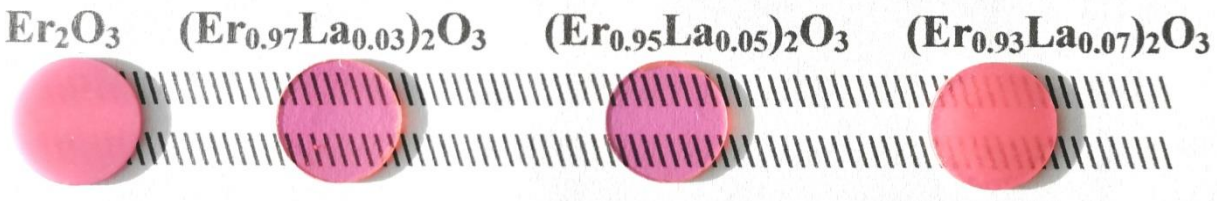

Рис. 50 *Внешний вид исследуемых образцов.*

Толщина исследуемых образцов керамики на основе оксида эрбия после полировки алмазным составом составила 0.45, 0.43, 0.43 и 0.45 мм для составов $(Er_{0.93}La_{0.07})_2O_3$, $(Er_{0.95}La_{0.05})_2O_3$, $(Er_{0.97}La_{0.03})_2O_3$ и Er_2O_3 соответственно. Образец Er_2O_3 был не прозрачным в исследуемом диапазоне длин волн и в измерениях не использовался. Спектр пропускания образца $(Er_{0.95}La_{0.05})_2O_3$ (обладающего наилучшим оптическим качеством)

измерялся в диапазоне длин волн 200–1100 нм с помощью спектрометра SP–256–UVV (ЛОМО); в диапазоне 1100–1300 нм с помощью спектрометра Shimadzu UV-3600; в диапазоне 1.3–11 мкм с помощью Фурье-спектрометра FSM IRPrestige-21 (Shimadzu).

Спектральная зависимость постоянной Верде измерялась двумя методами: с использованием тестовых лазерных источников (для всех прозрачных образцов и монокристалла TGG) и методом сканирования поляризации (для образца $(Er_{0.95}La_{0.05})_2O_3$). Измерения постоянной Верде проводились при температуре 20±1 °C. В обоих случаях образцы помещались в центр магнитной системы, собранной на постоянных магнитах Nd–Fe–B. По длине образца магнитное поле изменялось менее чем на 0.1 % от значения 1.4 Тл, таким образом можно считать, что каждый из образцов находился в однородном магнитном поле. В качестве источников излучения в оптической схеме с использованием зондирующих лазерных источников использовались диодные лазеры на длинах волн 405, 532, 658, 780, 808, 980 и 1064 нм. В качестве источника зондирующего излучения в методе сканирования поляризации использовался широкополосный источник белого света, генерирующий в диапазоне длин волн 300–1400 нм Avantes Avalight–hal–mini. В качестве анализатора спектра прошедшего излучения использовался спектрограф Avantes AvaSpec Evo. Диапазон измерений (400–1100 нм) определялся спектром источника белого света и чувствительностью схемы.

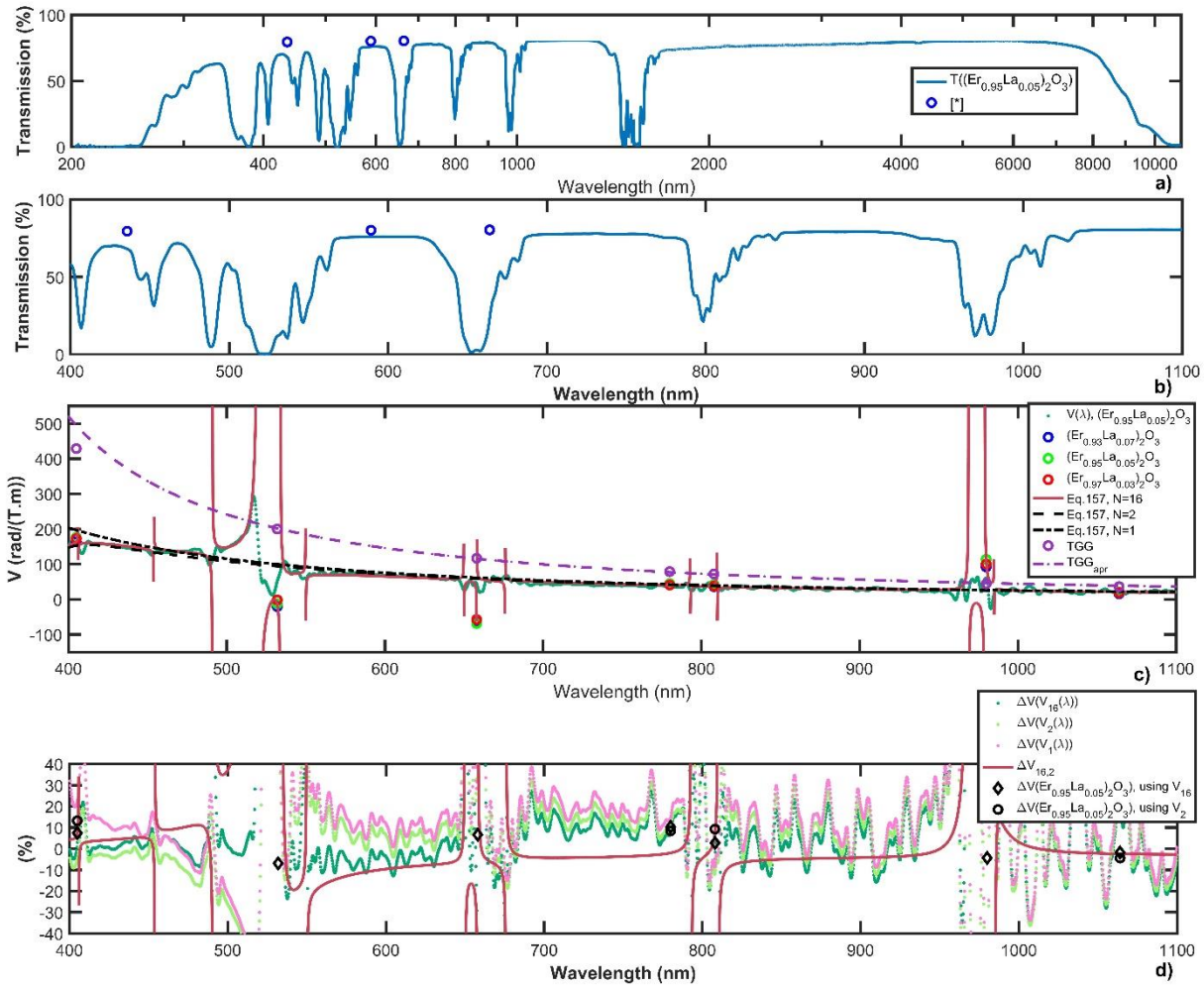

Рис. 51 *Спектр пропускания образца $(Er_{0.95}La_{0.05})_2O_3$ в диапазоне длин волн 0.2–11 мкм (a), спектр пропускания образца $(Er_{0.95}La_{0.05})_2O_3$ в диапазоне длин волн 400–1100 нм (b), зависимость постоянной Верде исследуемых образцов от длины волны, измеренная с помощью тестовых лазерных источников (круги), с использованием метода сканирования поляризации (точки), аппроксимации для измеренной зависимости (линия для $(V_{16}(\lambda))$, штриховая линия для $(V_2(\lambda))$ и штрихпунктирная линия для $(V_1(\lambda))$); аппроксимация для кристалла TGG (фиолетовая штрихпунктирная линия) (c), относительная разность экспериментальных точек от аппроксимаций (в %) (d). [*]-[339].*

Исследуемый материал имеет множество полос поглощения в видимой области спектра **Рис. 51(a)**. Полосы пропускания исследуемого образца находятся: вблизи длин волн 427 нм и 467 нм, а также в областях длин волн 565–626 нм, 685–780 нм, 851–920 нм, 1030–1370 нм, 1800–8000 нм. Во всех указанных областях прозрачности, за исключением отдельных пиков поглощения, пропускание превышает 72%. Основные полосы поглощения спектра характеризуются поглощением Er^{3+} с уровня $^4I_{15/2}$ на различные возбужденные уровни $^4I_{11/2}$, $^4I_{9/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4S_{3/2}$ и $^4F_{7/2}$, соответствующие длинам волн вблизи

980, 800, 670, 545 и 480 нм соответственно. Прозрачность в областях 1.05 мкм, 1800–8000 нм позволяет использовать этот материал в качестве магнитооптического для лазеров на основе Nd^{3+}, Yb^{3+} и Ho^{3+}, Tm^{3+}, а также лазерных источников генерирующих в области длин волн ~3-4 мкм. На графике показан коэффициент пропускания, рассчитанный с учетом френелевских потерь для кубического полуторного оксида Er_2O_3 с использованием значений показателей преломления из [339]. В сравнении с [371] в образце с лучшим оптическим качеством $(Er_{0.95}La_{0.05})_2O_3$ пропускание меньше примерно на 10%. Дальнейшее повышение оптического качества исследуемой керамики на основе Er_2O_3 возможно путем более тщательного подбора условий спекания, концентраций спекающих добавок и постобработки образцов.

Аппроксимация зависимости постоянной Верде от длины волны была подобрана по формуле [313], учитывающей основные переходы, определяемые $\lambda_{0,n}$

$$V_N(\lambda) = \sum_{n=1}^{N} \frac{A_n}{\lambda^2 - \lambda_{0,n}^2}, \qquad (157)$$

где N – число переходов в аппроксимации, A_n пропорционально концентрации Er^{3+} и вероятности n-го перехода, $\lambda_{0,n}$ – длина волны n-го перехода. Значения параметров аппроксимации, дающие минимальное среднеквадратичное отклонение между измеренными значениями постоянной Верде и аппроксимацией приведены в **Таблица 7**

Таблица 7 Параметры аппроксимации зависимости постоянной Верде от длины волны

n	1	2	3	4	5	6	7	8
$\lambda_{0,n}$, нм	205	383	406	454	491	520	534	550
$A_n \cdot 10^3$, рад·нм^2/(Тл·м)	$24 \cdot 10^3$	-760	-3.8	8.4	47	-760	106.3	-14.4
n	9	10	11	12	13	14	15	16
$\lambda_{0,n}$, нм	650	658.1	676	793	810	969	979	985
$A_n \cdot 10^3$, рад·нм^2/(Тл·м)	-13.5	15.5	12.6	-12.5	-15.7	-156	195.5	-15.5

Значения постоянной Верде, измеренные с использованием диодных источников и методом сканирования поляризации (точки), аппроксимацией в виде уравнения (157) с учетом двух ($N = 2$) основных переходов в УФ-области (черная пунктирная линия) $V_2(\lambda)$ и аппроксимацией с учетом основных переходов ($N = 16$) в исследуемом диапазоне длин волн $V_{16}(\lambda)$ (красная сплошная линия), а также значения постоянной Верде, измеренные при тех же условиях эксперимента (положение в магнитной системе, источники зондирующего излучения, температура) для кристалла TGG толщиной $L = 2$ мм и ее аппроксимация [69] (штрихпунктирная линия). Относительное измерение с известным

материалом при тех же условиях эксперимента позволяет минимизировать экспериментальную погрешность определения постоянной Верде. Для длин волн 780 нм и 1064 нм, соответствующих областям пропускания, разница между значениями постоянной Верде, измеренными двумя использованными методами, не превышает 5%.

Как видно из **Рис. 51(c)**, увеличение числа членов в уравнении (157) позволяет получить более точное описание поведения постоянной Верде вблизи линий поглощения материала, где ее значение может существенно меняться. Для описания поведения измеренных экспериментальных значений постоянной Верде как в областях вблизи пиков поглощения, так и в полосах прозрачности материала использовалась аппроксимация вида $V_{16}(\lambda)$ с $N = 16$, учитывающая наибольшее количество линий поглощения в исследуемой области спектра. Характерный масштаб изменения постоянной Верде определяется шириной и интенсивностью пика поглощения материала. Как видно из **Рис. 51**, этот эффект существенен для используемых длин волн зондирующего лазерного излучения: 405, 532, 658, 980 нм. Например, для длины волны 980 нм отклонение измеренного значения постоянной Верде от аппроксимации $V_2(\lambda)$, описывающей поведение постоянной Верде в полосах прозрачности материала, составляет ~ 4 раза.

Разница между используемыми приближениями $\Delta V(\lambda) = (V_{16}(\lambda)–V_2(\lambda))/V_2(\lambda)$ составляет менее 10 % в полосе прозрачности исследуемой керамики **Рис. 51(d)**. Для практических целей в спектральных областях, где поглощение существенно, использование МОЭ невозможно из-за больших потерь и возникновения тепловых эффектов, поэтому можно использовать форму приближения $V_2(\lambda)$. При этом, как видно из **Таблица 7**, наиболее заметно влияние первого перехода. С ростом длины волны величина A_n уменьшается (относительно величины A_1), и становится заметной только вблизи пиков поглощения. Для более точного описания поведения констант Верде в УФ-области нами использована двухосцилляторная модель.

Значение постоянной Верде керамики на основе оксида эрбия относительно кристалла TGG составляет V_{Er2O3}/V_{TGG} ~ 0.56 на длине волны 1064 нм. Аппроксимация $V_2(\lambda)$ позволяет оценить постоянную Верде исследуемой керамики на длине волны 1950 нм, которая составляет ~ 6.2 рад/(Тл·м). Относительно других известных материалов, таких как TeO_2 [186], ZnSe [271], EuF_2 [373] и Dy_2O_3 [187, 349], прозрачных в области 2 мкм, значение постоянной Верде исследуемой керамики меньше в 0.4, 1.4, 2 и 2.2 раза меньше соответственно (на длине волны 1950 нм). Отметим, что использование в качестве МОЭ таких материалов, как EuF_2 и Dy_2O_3 для излучения с длиной волны ~ 3 мкм невозможно из-за поглощения и непрозрачности, поэтому для этого спектрального диапазона может

быть использована исследуемая керамика на основе оксида эрбия, а также YIG, ZnSe и CdMnTe [374].

4.2.5. Yb_2O_3

Последним из рассматриваемых REE_2O_3 материалов будет Yb_2O_3. В литературе имеются лишь отдельные данные о получении Yb_2O_3 в виде монокристаллов и исследовании его оптических свойств в диссертации Volkers Peters [375]. Сведения о получении оптической керамики Yb_2O_3 в доступной литературе ограничиваются единственным патентом [344], а магнитооптические характеристики керамики на основе оксида иттербия не исследовались. Коллегами из ИХВВ РАН была изготовлена прозрачная керамика Yb_2O_3 методом вакуумного спекания нанодисперсных порошков и нами проведено исследование ее оптических и магнитооптические характеристик, имеющие решающее значение для их использования в изоляторах и вращателях Фарадея. Исходные порошки оксида иттербия и смешанных оксидов иттербия-лантана получены методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС). В качестве окислителя использовались нитраты иттербия и лантана, а в качестве восстановителя — глицин. В качестве материалов для синтеза СВС-прекурсоров использовались оксид иттербия (99.999%, Юмэкс, Россия), оксид лантана (99.99%, Полирит, Россия), азотная кислота (99.9999%, Химреактив, Россия) и глицин NH_2CH_2COOH (99.9%, Химреактив, Россия). Нагревание прекурсора приводило к инициированию окислительно-восстановительных реакций и распространению химических реакций СВС. В результате происходило образование высокодисперсных белых порошков оксидов иттербия и иттербия-лантана. Порошки одноосно прессовали в диски диаметром 15 мм под давлением 300 МПа. Спекание проводили в печи с вольфрамовыми нагревателями при температуре 1750 ºС в течение 3 ч со скоростью нагрева 10 ºС/мин в вакууме не более 10^{-2} Па. Полученные керамические образцы затем прокаливали на воздухе при температуре 900 ºС в течение 2 ч и полировали с двух сторон алмазной суспензией.

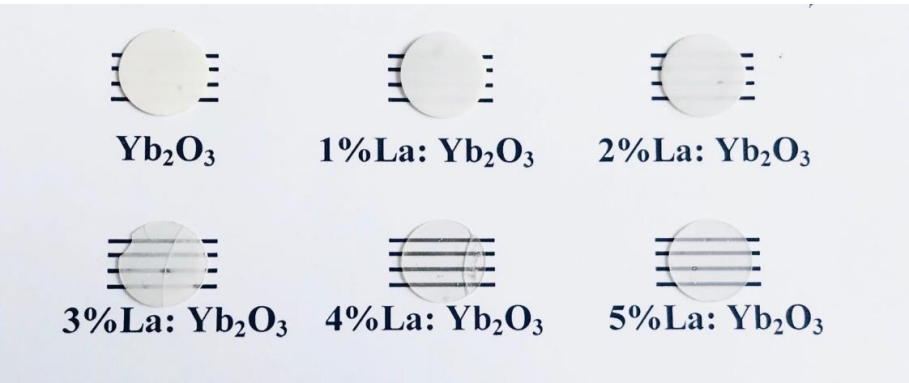

Рис. 52 *Внешний вид керамики La:Yb_2O_3, полученной вакуумным спеканием при температуре 1750 °C.*

Спектры оптического пропускания измерялись с помощью спектрофотометра Shimadzu UV-3600 в УФ, видимом и ближнем ИК-диапазоне длин волн (200–2000 нм) и инфракрасного Фурье-спектрометра (ИК-Фурье) ФСМ 1201 (Инфраспек, Россия) (1500–10000 нм). Для исследования оптических свойств был выбран образец с наибольшим пропусканием (4% La:Yb_2O_3). На **Рис. 53** представлен спектр пропускания керамики после вакуумного спекания. Пропускание для образца 4% La максимально в диапазоне длин волн 5-6 мкм и достигает 82.8%. Коротковолновый край пропускания керамики La:Yb_2O_3 находится в районе 270 нм, а длинноволновый — на 7 мкм. В ближнем инфракрасном диапазоне наблюдаются полосы поглощения, характерные для иона Yb^{3+} в диапазоне длин волн 0.9-1.03 мкм.

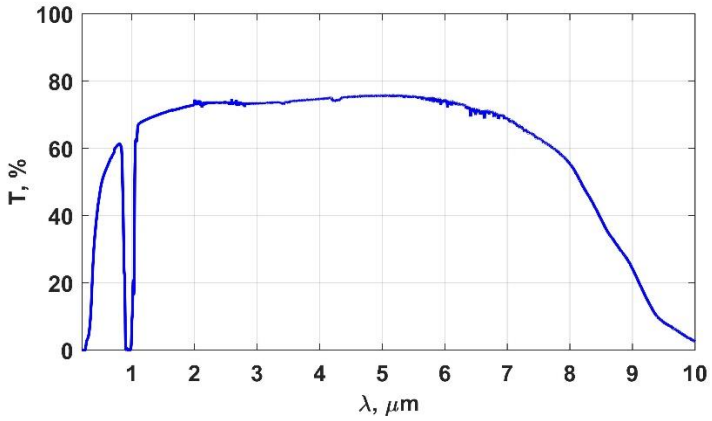

Рис. 53 *Спектр пропускания керамики 4% La:Yb_2O_3.*

Зависимость постоянной Верде от длины волны аналогично измерялась двумя методами: с использованием тестовых лазерных источников на длинах волн 1064 нм, 1310 нм, 1550 нм и 1940 нм и методом сканирования поляризации в диапазоне 400-1100 нм. Константу Верде измеряли при комнатной температуре (25 °C).

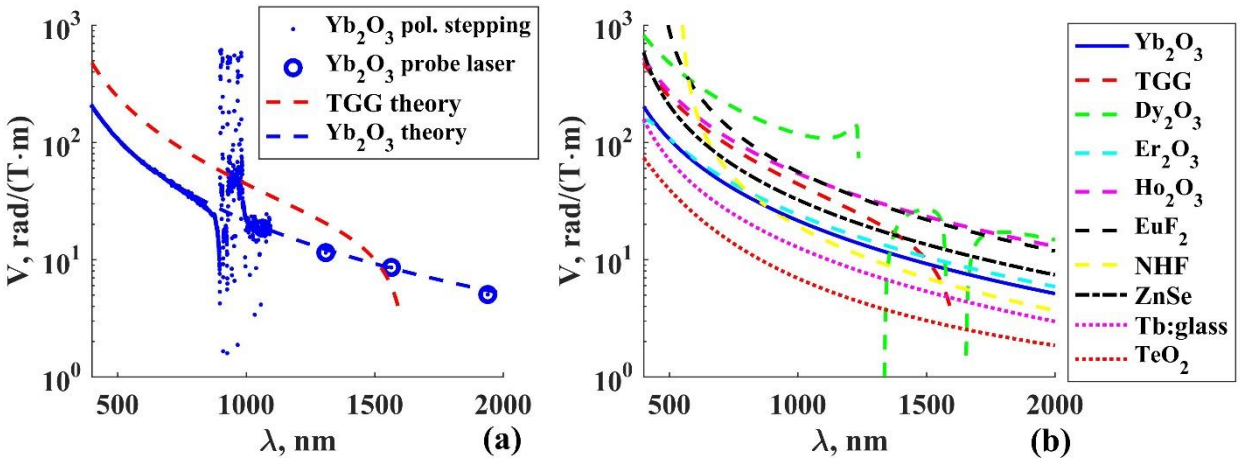

Рис. 54 *(a) Зависимость постоянной Верде от длины волны образца 4% La:Yb_2O_3 в сравнении с кристаллом тербий-галлиевого граната (TGG) и (b) сравнение с другими ранее изученными материалами.*

Результаты измерения постоянной Верде для керамики 4% La:Yb_2O_3 показаны на **Рис. 54** в сравнении с широко используемым материалом TGG и некоторыми другими известными магнитооптическими материалами, прозрачными в спектральном диапазоне за пределами 1.4 мкм. Зависимости постоянной Верде от длины волны, полученные путем аппроксимации экспериментальных данных для монокристалла TGG (раздел 2.4), керамики Dy_2O_3 (раздел 4.2.2) с использованием аппроксимационной формулы из [355], керамики Ho_2O_3 (раздел 4.2.3), керамики Er_2O_3 (раздел 4.2.4), монокристаллов EuF_2, NHF ($Na_{0.38}Ho_{0.62}F_{2.24}$) [222] и для некоторых типов магнитооптических стекол: тройного фосфатного стекла [376] и TeO_2 (раздел 4.5). Зависимость постоянной Верде от длины волны в области прозрачности для керамики Yb_2O_3 хорошо описывается уравнением $V=A/(\lambda_2-\lambda_0^2)$, где $A = 2\cdot10^6$ рад·нм^2/(Тл·м), $\lambda_0 = 245$ нм (синяя штриховая **Рис. 54(a)** или сплошная **Рис. 54(b)** линии) и эта зависимость резко отличается в области полос поглощения (0.9-1.1 мкм), где невозможно использовать этот материал как магнитооптический.

Керамика Yb_2O_3 по постоянной Верде сопоставима с материалом Er_2O_3 и превосходит представленные стекла во всем диапазоне прозрачности. В диапазоне 400-900 нм керамика Yb_2O_3 по своим магнитооптическим свойствам уступает всем остальным перечисленным материалам. Отличительной особенностью керамики Yb_2O_3 от многих перечисленных материалов является отсутствие полос поглощения в диапазоне 1.1-6 мкм и сравнительно высокое значение постоянной Верде. Все материалы, содержащие Tb^{3+}, имеют длинноволновый край поглощения, начинающийся с 1.4 мкм, Dy_2O_3 имеет

несколько линий поглощения в диапазонах 1-1.9 мкм и 2.3-3.5 мкм; для Er_2O_3 линии поглощения находятся в диапазоне 1.37-1.8 мкм; 1.07-1.3 мкм и 1.65-2.2 мкм для Ho_2O_3; 1.06-1.12 мкм, 1.21-1.29 мкм и 1.35-1.52 мкм для EuF_2. NHF имеет окно прозрачности в диапазоне 1.25-1.69 мкм и более низкое значение постоянной Верде по сравнению с Yb_2O_3. Таким образом, использование керамики Yb_2O_3 в качестве магнитооптического материала перспективно в диапазоне 1.5-1.9 мкм в связи с тем, что полосы поглощения далеки от этого диапазона, а значение постоянной Верде относительно высокое. ZnSe не имеет полос поглощения в этом диапазоне, а значение постоянной Верде в ~1.4 раза выше, однако для объективного сравнения перспективности использования этих материалов в качестве изоляторов Фарадея для лазерного излучения с высокой средней мощностью необходимо сравнить механические и термооптические свойства этих материалов, которые пока неизвестны. Дальнейшее исследование данного материала затруднено малыми размерами образца и отсутствием источников мощного лазерного излучения в данном спектральном диапазоне.

4.3. Керамика TAG

Достаточно давно (с середины шестидесятых годов) известен материал с магнитооптическими свойствами лучше, чем в монокристалле TGG. Это тербий алюминиевый гранат (TAG) [377], превосходящий TGG по величине постоянной Верде на ~30% [378, 379]. Используя данный материал, был реализован компактный ИФ [378]. Однако материал TAG не нашел большого распространения и был быстро вытеснен TGG в связи с большой сложностью выращивания монокристалла приемлемой апертуры из-за его не конгруэнтной природа плавления с одновременной кристаллизацией фазы перовскита $TbAlO_3$ (TAP) из расплава [379]. Для получения конгруэнтного плавящегося состава и стабильной фазы в системе Tb_2O_3-Al_2O_3 для последующего выращивания монокристаллов из расплавов часть ионов Tb^{3+} или Al^{3+} заменяют на другие ионы: Lu^{3+} [380], Yb^{3+} [381], Tm^{3+} [382], Ga^{3+} [383], Lu^{3+}+Sc^{3+} [384, 385], and Sc^{3+} [386-390]. Однако это приводит к снижению постоянной Верде из-за уменьшения концентрации иона Tb^{3+}.

Керамическая технология получения прозрачных керамических материалов позволяет избежать проблем не конгруэнтного плавления из-за того, что температура спекания ~10-30% ниже, чем температура плавления. Первая прозрачная TAG керамика была впервые представлена в 2011 году [391]. Пропускание представленных образов достигало 75% в диапазоне 400–1600 нм. Измеренная константа Верде составила 172.72 рад/(Тл·м) при 632.8 нм, что сопоставимо с константой монокристалла TAG и на ~29% больше чем в

TGG. Chen и др. [392] также исследовали влияние легирующих ионов Y^{3+} и Ce^{3+} на оптическое качество, спекаемость, микроструктуру и магнитооптические свойства прозрачной керамики TAG. Исследования как чистой, так и легированной керамики показали, что прозрачная керамика TAG может быть использована в качестве магнитооптического материала Фарадея в видимой и ближней инфракрасной областях спектра [393, 394]. Однако рассеяние по-прежнему осталось основной фактором, ограничивающим практическое применение керамики TAG.

Группой под руководством Jiang Li были изготовлены образцы прозрачной керамики TAG методом реакции в твердой фазе с использованием высокочистых коммерческих порошков Tb_4O_7, α-Al_2O_3 в качестве исходных материалов с тетраэтилортосиликатом (TEOS) и оксидом магния (MgO) в качестве спекающих добавок. Образцы, спеченные при двух различных температурах 1700 °C и 1725 °C, использовались для исследования микроструктуры, оптических, магнитооптических и термооптических свойств. Образцы были отполированы с обеих сторон, и продемонстрировали хорошую прозрачность **Рис. 55**.

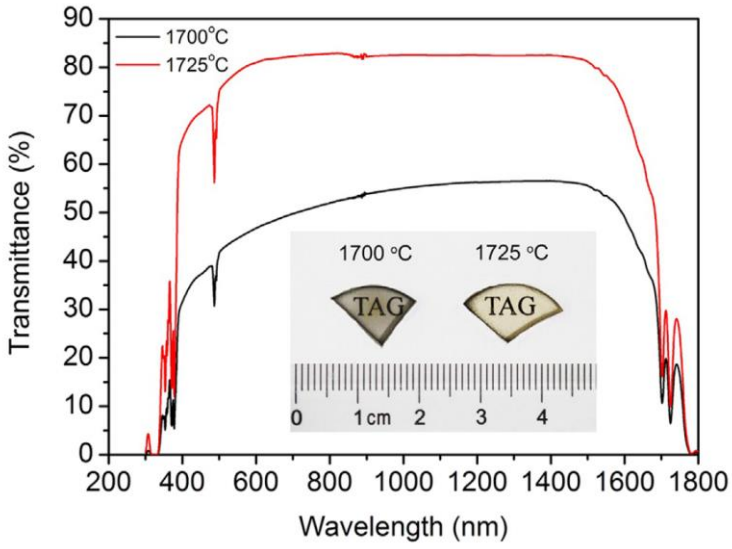

Рис. 55 *Коэффициенты пропускания образцов, спеченных при 1700 °C и 1725 °C в течение 20 ч.*

Оптическое пропускание керамического образца TAG, спеченного при 1700 °C, превышает 50% в области 710–1590 нм и постепенно уменьшается в области коротких длин волн. Для образца TAG, спеченного при 1725 °C, оптическое пропускание превышает 80% в области 600–1500 нм, достигая 81.7% на длине волны 633 нм. Пик

поглощения, расположенный около 484 нм, обусловлен характерным переходом в ионе Tb^{3+}:$^7F_6$-$^5D_4$, в то время как линий поглощения иона Tb^{4+} не наблюдалось из-за условий вакуумного спекания. Некоторые незначительные пики поглощения наблюдаются в УФ-области и соответствуют собственному поглощению. Измеренное оптическое пропускание показывает, что относительно более высокая температура спекания полезна для улучшения оптических свойств TAG, что улучшает потребительские качества материала и позволяет использовать его для изготовления вращателей Фарадея в области видимого и ближнего ИК. Рентгеновские дифрактограммы образцов продемонстрировали, что образец спеченный при 1700 С имеет чистую гранатовую кристаллическую структуру, поскольку все дифракционные пики соответствовали кубической структуре TAG (JCPDS 760111). Однако характерные в образце, спеченном при 1725 °C, дифракционные пики TAG исчезали, в то время как обнаруживалась фаза Al_2O_3, что указывает на наличие в образце аморфной фазы с небольшим количеством образованных микрокристаллов Al_2O_3. Образование фазы Al_2O_3 может быть связано с испарением Tb_4O_7 из-за более высокой температуры спекания.

В образцах были измерена зависимость постоянной Верде от длины волны излучения. В качестве источников зондирующего излучения использовались лазерные диоды с длинами волн 405 нм, 450 нм, 532 нм, 633 нм, 811 нм, 980 нм, 1075 нм, 1310 нм и 1550 нм (**Рис. 56**).

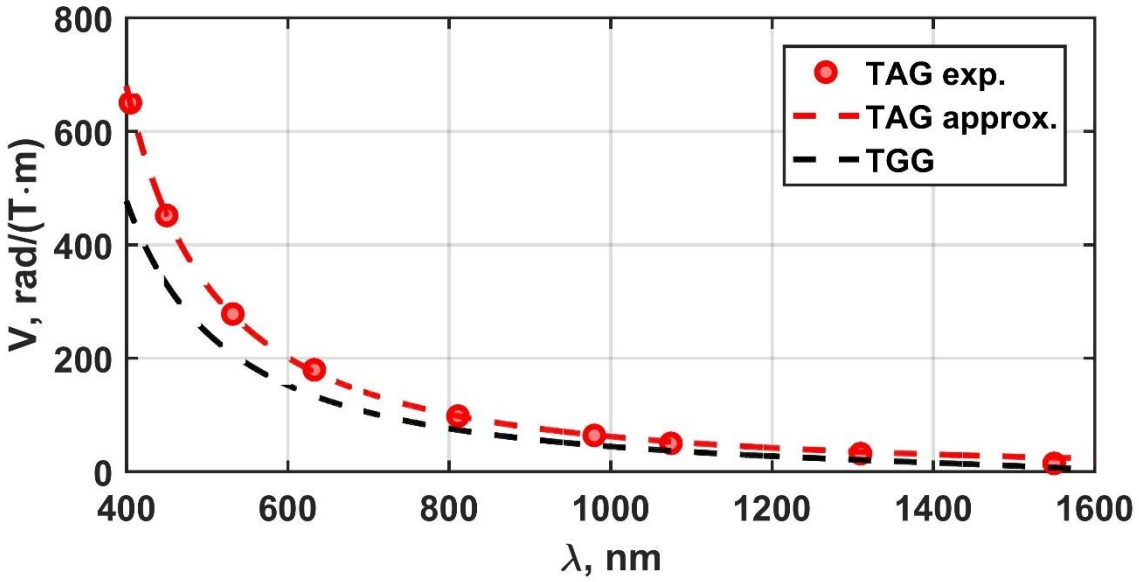

Рис. 56 *Константы Верде на разных длинах волн для образца TAG спеченного при температуре 1725 °C*

Постоянные Верде для образцов TAG спеченных при температуре 1700 ºC и 1725 ºC составили 179.40 и 179.32 рад/(Тл·м) на длине волны 633 нм соответственно. Результаты с экспериментальной точностью идентичны, что указывает на то, что магнитооптическое свойства практически не зависит от обнаруженного в структуре различия. Измеренные константы Верде составили 277.67 и 179.32 рад/(Тл·м) при 532 и 633 нм соответственно, что в 1.44 и 1.33 раза больше, чем у традиционно используемого монокристалла TGG (190 и 134 рад/(Тл·м)). Далее у более прозрачного образца была измерена зависимость термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения в традиционной схеме **Рис. 57**. В качестве источника мощного непрерывного линейно поляризованного лазерного излучения использовался Yb-волоконный лазер с максимальной мощностью 300 Вт.

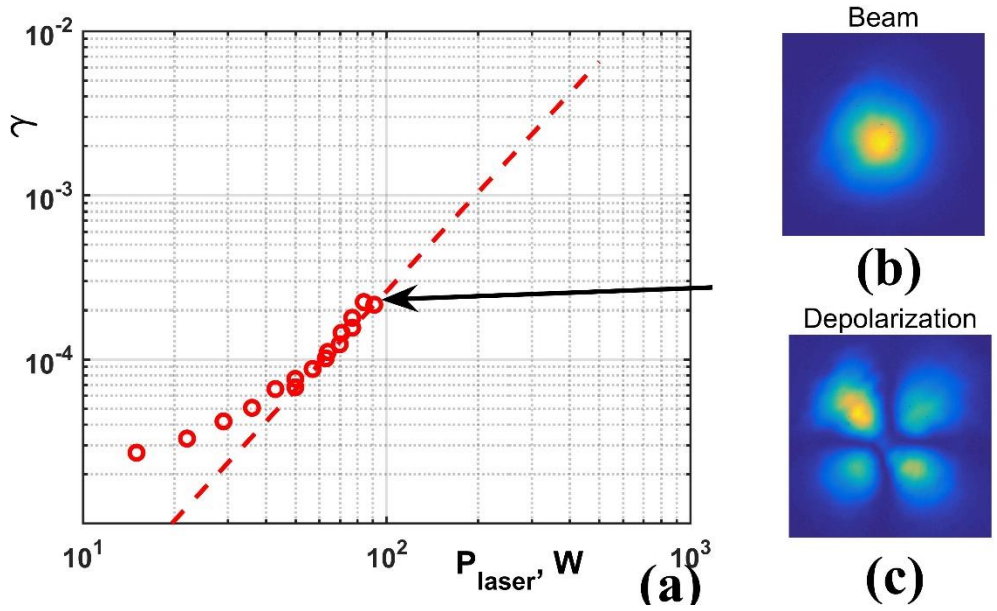

Рис. 57 *(a) Экспериментальные (кружки) и теоретическая (линия) зависимости интегральной термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения без магнитного поля и (b) распределение прошедшего пучка и (c) его деполяризованной составляющей при мощности лазера 91 Вт для образца TAG керамики спеченной при температуре 1725 ºC.*

Зависимость деполяризации от мощности выходило на квадратичный закон, начиная с 50 Вт, поэтому искажения в диапазоне мощностей >50 Вт полностью определялись термонаведенной деполяризацией. При увеличении мощности лазера до 91 Вт термонаведенная деполяризация увеличивается до уровня $2 \cdot 10^{-4}$, что соответствует коэффициенту изоляции 37 дБ. Наличие аморфной фазы в исследованном образце

существенно сказалось на термооптических свойствах материала. Дальнейшее улучшение технологии получения керамики TAG позволило в 2024 году той же группе получить образцы демонстрирующие при 300 Вт средней мощности уровень деполяризации $7.5 \cdot 10^{-6}$ [395]. По оценкам на таком материале можно реализовать традиционный ИФ с $P_{max} > 1$ кВт (в такой же магнитной системе на кристалле TGG $P_{max} = 650$ Вт с учетом ориентационных эффектов [63]). Таким образом керамика TAG имеет более чем на 30% большее значение постоянной Верде и обладает лучшими термооптическими свойствами, что указывает на перспективность данного материала для создания мощных изоляторов Фарадея.

4.4. Монокристалл кремния

Кремний используется в самых разных устройствах (транзисторы, процессоры, микросхемы, солнечные батареи, матрицы камер и др.). Благодаря широкому использованию, высокому спросу и требованиям к качеству, технология производства монокристаллического кремния (c-Si) на сегодняшний день превосходит большинство технологий получения других монокристаллических материалов. Диаметр монокристалла постепенно увеличивался с ~10 мм в начале 1950-х годов до стандартного диаметра 300 мм в 2018 году [396]. На сегодняшний день технология позволяет получать бездефектный высокочистый монокристаллический кремний апертурой ~450 мм.

Монокристаллический кремний имеет кубическую симметрию m3m и прозрачен в области 1.1–6.5 мкм, что позволяет применять его в ИК-оптике. Кроме того, он обладает рядом уникальных тепловых свойств: при температурах 123 К и 18 К его коэффициент линейного расширения пересекает ноль [397, 398]. Кремний имеет высокий коэффициент теплопроводности [399, 400]; высокочистый кремний с высоким удельным сопротивлением также имеет низкий линейный коэффициент поглощения $\alpha_0 = 4.3 \cdot 10^{-6}$ 1/см (λ=1550 нм) [401]. Это делает кремний перспективным для применения в мощных лазерах. В частности, этот материал является одним из кандидатов для создания тестовых масс для гравитационно-волновых интерферометров следующего поколения [402, 403].

Лазерные интерферометры для детектирования гравитационных волн (ГВ) на сегодняшний день являются единственными приборами, способными надежно регистрировать искажения пространства-времени вызванные гравитационными колебаниями, возникающими при взаимодействии массивных астрономических объектов [404]. Такой детектор представляет собой высокодобротный лазерный интерферометр с длинным плечом (~несколько километров). Его накачкой служит одномодовый лазер,

стабилизированный по мощности, длине волны и поляризации, а в качестве зеркал используются пробные массы с отражающими диэлектрическими покрытиями. Чувствительность детектора ГВ напрямую зависит от длины плеча интерферометра, стабильности источника излучения, мощности лазерного излучения, запертого в плече, чувствительности фотоприемника и уровнем шумов в интерферометре. В связи с высокой средней мощностью используемого излучения становится существенным влияние тепловых эффектов на качество излучения и на величину тепловых шумов. Поэтому возникающие тепловые искажения волнового фронта и поляризации излучения при прохождении пробных масс и отражении от их поверхностей являются одним из факторов, ограничивающих дальнейшее повышение чувствительности. Тестовые массы детекторов ГВ должны иметь низкое поглощение, чтобы избежать образования чрезмерной тепловой линзы и общего нагрева тестовых масс, а также низкое двулучепреломление, чтобы обеспечить высокий контраст интерферометра и высокий прирост мощности и сигнала. Поэтому выбор материала тестовых масс очень актуальная задача. Известно, что коэффициент линейного расширения монокристаллического кремния вблизи 123 К близок к нулю. Использование тестовых масс из монокристаллического кремния, охлажденного до температуры 123 К, позволит снизить тепловой шум, а высокая теплопроводность уменьшит температурный градиент в объеме тестовых масс. В совокупности это позволит увеличить чувствительность детекторов GW на порядок по сравнению с действующими детекторами [402, 403]. При этом как показано в разделе 2.1 выбором ориентации кристаллографический осей можно либо устранить поляризационные искажения линейно поляризованного излучения, либо уменьшить аберрации фазовых искажений в случае отрицательности параметра пьезооптической анизотропии. Однако работ по исследованию термооптических свойств монокристаллического кремния и измерений параметра пьезооптической анизотропии кремния недостаточно. Нами была исследована зависимость термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения и ориентации кристаллографических осей. Измерен параметр ξ на длине волны 1940 нм при комнатной температуре, необходимый для моделирования зависимости тепловых эффектов от ориентации кристаллографических осей.

В эксперименте исследовался образец высокочистого монокристаллического кремния c-Si, выращенного методом Чохральского с сопровождением магнитного поля (Shin-Etsu WA, США) с удельным сопротивлением 4.2±0.4 кОм·см, предоставленный нам в рамках сотрудничества с LIGO Scientific Collaboration. Из массивного образца был вырезан

оптический элемент цилиндрической формы с размерами L=12 мм и Ø=11 мм в ориентации [001]. Ориентация кристаллографических осей определялась с помощью рентгеновского дифрактометра. На торцевые поверхности элемента были нанесены антиотражающие диэлектрические покрытия (λ=1940 нм).

Измерение деполяризации проводилось в традиционной схеме с двумя скрещенными поляризаторами. В качестве источника неполяризованного излучения использовался Tm-волоконный лазер (P_{laser}=20 Вт, λ=1940 нм) (IPG) с гауссовым профилем интенсивности пучка. Распределение интенсивности измерялось пирокамерой PyroCam IV (Ophir Photonics). Измерение зависимости термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения производилось в двух положениях ОЭ: при совпадении направлений поляризации лазерного излучения и одной из кристаллографических осей (Φ=0) и в случае, когда между ними был угол 45° (Φ=π/4). Интенсивность деполяризованной компоненты поля имела характерное распределение в виде Мальтийского креста **Рис. 58(а)**.

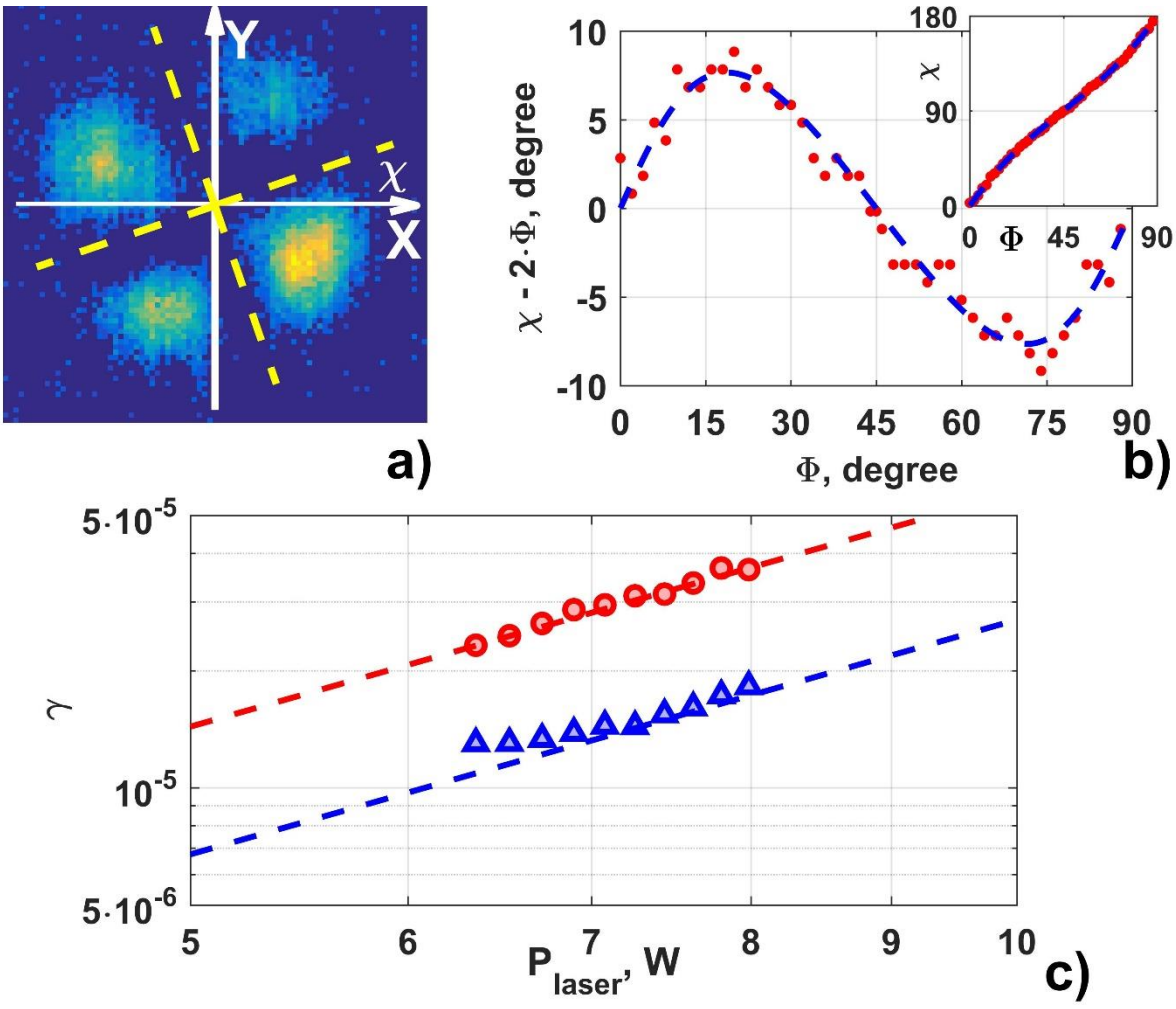

Рис. 58 *а) типичное распределение локальной деполяризации («мальтийский крест») при повороте кристалла на угол Φ (направление поляризации лазерного излучения*

совпадает с направлением оси x); b) неравномерность поворота «мальтийского креста» (χ–2Φ) в зависимости от угла Φ (χ(Φ) – вставка); c) интегральная термонаведенная деполяризация γ в зависимости от мощности лазерного излучения при Φ=0 (треугольники) и Φ=π/4 (кружки).

Абсолютное значение ξ оценивалось двумя способами (описаны в разделе 1.1.1): из соотношения $\gamma(\Phi=0)/\gamma(\Phi=\pi/4)=\xi^2$ и по зависимости поведения «мальтийского креста» при вращении кристалла на угол Φ (точность составляла 1º). Откуда получили $|\xi|=0.63\pm0.05$. В эксперименте при непрерывном вращении предоставленного кристалла c-Si «мальтийский крест» вращался неравномерно **Рис. 58(b)**, что наблюдается только для материалов с $\xi<0$. Откуда $\xi=-0.63\pm0.05$. Также в идентичных условиях исследовался тестовый образец кремния цилиндрической формы с ориентацией [001] и удельным сопротивлением 0.31±0.08 кОм·см, изготовленный в Институте химии высокочистых веществ РАН (ИХВВ РАН). В этом случае «мальтийский крест» совершал неравномерные колебания при вращении кристалла, что свидетельствует о том, что $\xi>0$. Таким образом, путем измерения зависимостей $\gamma(P_{laser})$ и $\chi(\Phi)$ в тех же экспериментальных условиях получена оценка на параметр пьезооптической анизотропии $\xi=0.62\pm0.05$.

Параметр ξ может быть рассчитан по значениям пьезооптических коэффициентов π_{11}-π_{12} и π_{44} (**Таблица 8**). Полученные значения ξ обоих производителей хорошо согласуются с расчетными, но имеют противоположный знак. Знак ξ тестового образца ИХВВ РАН совпадает со знаком расчетного ξ из работ [405-407], где показано, что знаки π_{11}-π_{12} и π_{44} для c-Si совпадают (в области до 3 эВ [407]). Отметим, что знак параметра ξ нельзя сравнивать со знаком в работах [408-410], где измерялись только абсолютные значения π_{11}-π_{12} и π_{44}.

Для подтверждения знака из имеющегося кремниевого материала, предоставленного LIGO Scientific Collaboration, было изготовлено еще несколько элементов разной длины и диаметра с ориентацией [001]. В каждом элементе было обнаружено неравномерное вращение «мальтийского креста». Рентгеноструктурный анализ показал, что оба материала от разных производителей состоят из кремния в кубической фазе. Таким образом, два образца чистого кремния имеют разные знаки ξ, что наблюдается впервые и может быть связано с разным типом свободных носителей в кремнии (p- или n- типа) или их концентрацией.

Таблица 8 Материальные константы монокристаллического кремния, имеющиеся в литературе и полученные по результатам проведенных экспериментов

Материальная константа	Значение
π_{11}- π_{12}, $\cdot 10^{-13}$ 1/Па	-14.4 (λ=1.11 мкм) [405] 8.48 (λ=1.2 мкм) [408] -14 (λ~2 мкм) [406, 407] 9.88 (ИК) [409] 14.4 (ИК) [410]
π_{44}, $\cdot 10^{-13}$ 1/Па	-10 (λ=1.11 мкм) [405] 4.58 (λ=1.2 мкм) [408] -6.4 (λ~2 мкм) [406, 407] 6.5 (ИК) [409] 9.4 (ИК) [410]
ξ	0.69 (λ=1.11 мкм) [405] 0.54 (λ=1.2 мкм) [408] 0.53 (λ~2 мкм) [406 , 407] 0.65 (ИК) [409, 410] -0.63 ± 0.05 (данная работа) 0.62 ± 0.05 (данная работа)
α_T, $\cdot 10^{-6}$ 1/K	2.31 [397] 2.57 [398]
n_0	3.4534 [411] 3.4550 [412]
$E/(1-\nu)_{[001]}$, $\cdot 10^{11}$ Па	1.75 [413]
S_{ij}, $\cdot 10^{-12}$ 1/Па	S_{11}=7.68; S_{12}=-2.14; S_{44}=12.56 [413]

Используя полученное значение $\xi = -0.63$, можно рассчитать углы Эйлера, определяющие ориентации [C] и [P]. Распределения минимальных значений термонаведенных эффектов показаны на **Рис. 59** в приближении упругоизотропной среды и гауссова профиля интенсивности излучения. Каждая точка на сфере задана двумя углами Эйлера α и β, что соответствует ориентации кристалла. Третий угол Эйлера, описывающий вращение цилиндрического элемента вокруг оси симметрии, соответствует минимальному значению термонаведенной деполяризации и астигматизма тепловой линзы.

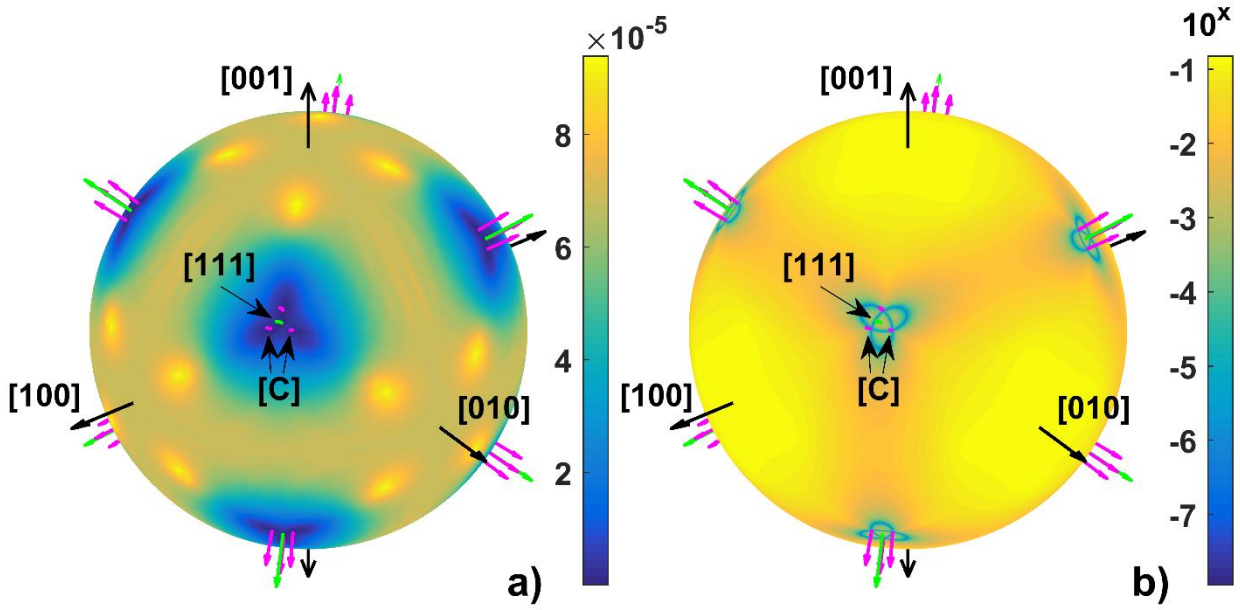

Рис. 59 *Минимальные значения а) интегральной термонаведенной деполяризации и б) логарифма амплитуды астигматизма тепловой линзы в зависимости от ориентации кристаллографических осей в образце кремния с ξ=-0.63; набор ориентаций [P] окрашен в синий цвет (узел трилистника).*

Значения элементов тензора упругой податливости S_{ij} (**Таблица 8**) позволяют рассчитать коэффициент анизотропии упругой податливости $\xi_S=S_{44}/(2S_{11}-2S_{12})=0.64$ (в упругоизотропном материале $\xi_S=1$). Для упруго-анизотропного материала аналитическое решение для тепловых эффектов в кубических кристаллах получено только для равномерного тепловыделения [55], что соответствует пучку с П-образным поперечным распределением интенсивности. Расчет углов Эйлера, для определения ориентации [C], без учета упругой анизотропии дает α=45°, а β=51.56°. С учетом упругой анизотропии, в приближении геометрии длинного стержня и П-образного распределения интенсивности пучка, направление ориентации [C] несколько меняется и определяется углами α=45° и β=51.7° [55]. Разница в ориентации незначительна и обусловлена близостью ξ к −0.5, что приводит к близости ориентаций [C] и [P] к [111] и недостаточно сильному влиянию отношения анизотропии упругой податливости на результат. Отклонение от ориентации [111] составляет ≈3° в сторону ориентации [001]. Распределения, представленные на **Рис. 59**, также качественно описывают упруго анизотропный случай.

Далее была исследована зависимость постоянной Верде от длины волны. Для этого была использована магнитная система, изготовленная из Nd-Fe-B магнитов [231]. Внешний вид и распределение магнитного поля на оси системы представлены на **Рис. 60**.

Из предоставленного материала были изготовлены два цилиндрических элемента с размерами L=12 мм, Ø=11 мм (определялся внутренним диаметром магнитной системы), вырезанных в ориентации [001].

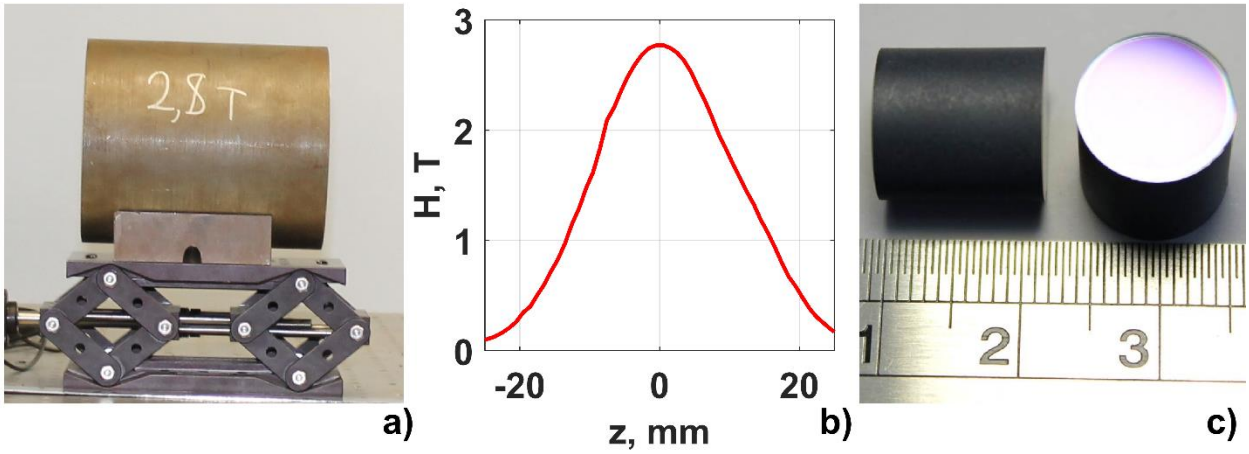

Рис. 60 *a) Внешний вид магнитной системы ИФ; b) распределение магнитного поля на оси магнитной системы; c) внешний вид элементов из c-Si.*

В качестве источников излучения использовались лазерные диоды с длиной волны 1310 нм, 1550 нм и Tm-волоконный лазер с длиной волны 1940 нм. Для длин волн менее ~1100 нм при комнатной температуре исследуемый образец был непрозрачен. Магнитная система помещалась между скрещенных поляризаторов. Изменение интенсивности проходящего излучения контролировалось камерой PyroCam IV (Ophir-Spiricon). По углу поворота выходного поляризатора, при котором минимизируется интенсивность проходящего излучения при помещении образца в магнитное поле, определялся угол фарадеевского вращения и вычислялась постоянная Верде для каждой из используемых длин волн. Значения постоянной Верде составили V_{1310}=34.9 рад/(Тл·м), V_{1550}=23.8 рад/(Тл·м) и V_{1940}=15.2 рад/(Тл·м) и представлены на **Рис. 61(a)**.

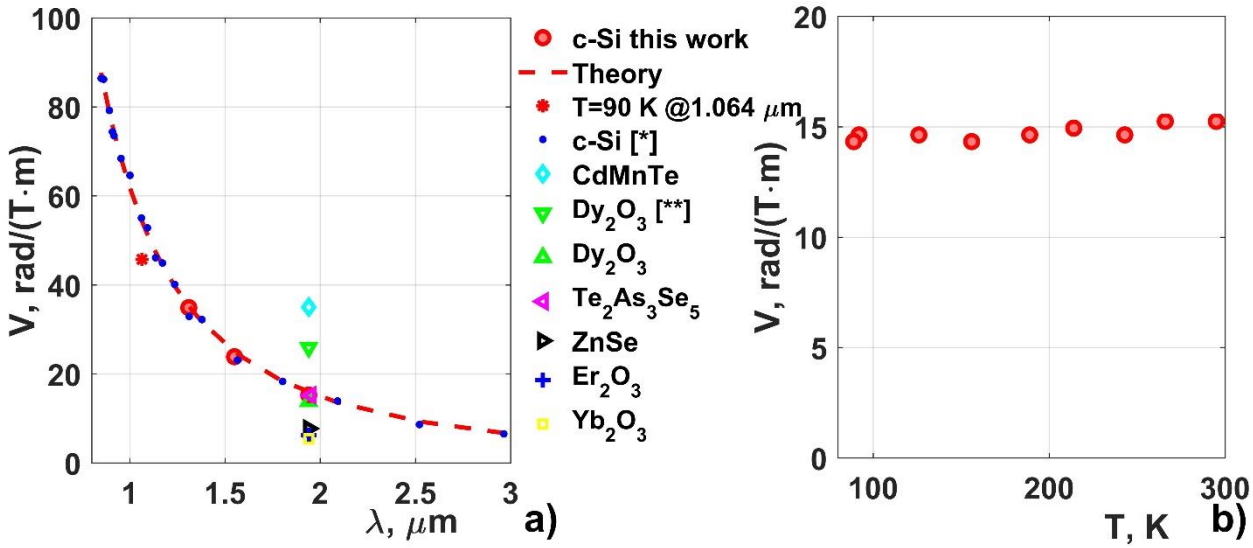

Рис. 61 *a) Зависимость постоянной Верде от длины волны для c-Si и значения постоянной Верде для некоторых из перспективных материалов на длине волы 1940 нм; b) зависимость постоянной Верде c-Si от температуры на длине волны 1940 нм. [*]≡[414, 415]; [**]≡[356].*

Для сравнения на **Рис. 61(a)** представлены значения постоянной Верде в зависимости от длины волны, измеренные на образцах c-Si толщиной в несколько десятков мкм [414, 415]. Результаты, полученные нами на образце толщиной 12 мм, хорошо согласуются с известными из литературы. Экспериментальные данные зависимости $V(\lambda)$ были аппроксимированы зависимостью вида $V(\lambda)=A/(\lambda^2-\lambda_0^2)$. Константы аппроксимации, дающие наилучшее совпадение с экспериментальными данными, составили: A=58.51 рад·мкм^2/(Тл·м); λ_0=0.234 мкм.

Дополнительно было исследовано поведение постоянной Верде при криогенном охлаждении. Результат эксперимента представлен на **Рис. 61(b)**. Постоянная Верде в исследуемом диапазоне температур с экспериментальной точностью не зависит от температуры ($1/V\cdot dV/dT=0$). Рассмотрим, какие преимущества это дает:

1) более высокая стабильность ИФ при изменении температуры окружающей среды, охлаждающей жидкости и от мощности лазерного излучения. Существенно ослабляется требование к термостабилизации магнитооптического элемента и отпадает потребность использовать активную термостабилизацию [215].

2) не нужно делать запас длины МОЭ, чтобы предугадать уменьшение угла вращения при увеличении средней температуры элемента при увеличении лазерной мощности [63].

3) отсутствует вклад в термонаведенную деполяризацию от зависимости постоянной Верде от температуры γ_V. Откуда следует более высокая эффективность использования ориентации [C] (раздел 2.1) и схем ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации (разделы 3.1 и 3.2).

При криогенном охлаждении монокристаллического кремния изменяется ширина основной запрещенной зоны, как следствие уменьшается величина поглощения в коротковолновом диапазоне, что приводит к смещению края поглощения материала в коротковолновую область [416, 417]. Таким образом, исследуемый толстый образец, изначально непрозрачный при комнатной температуре на длине волны 1064 нм, при температуре 90 К пропускал излучение, что позволило измерить постоянную Верде. Она составила $V_{1064}(T=90\ \text{K})=45.7$ рад/(Тл·м). Высокое значение теплопроводности, равенство нулю коэффициента линейного расширения (нет расширения => нет температурных напряжений и термонаведенного двулучепреломления) и прозрачность материала открывает перспективы создания криогенного ИФ не только для излучения лазеров на основе ионов Tm^{3+} и Ho^{3+} (1900-2100 нм), но и возможно для излучения лазеров на основе ионов Nd^{3+} и Yb^{3+} (1053-1075 нм), что является темой дальнейших исследований.

Для реализации ИФ были использованы оба цилиндрических образца. У каждого с помощью XRD (Bruker D8 Discover) определены направления кристаллографических осей в плоскости торцов элемента. На торцы элементов нанесены диэлектрические просветляющие покрытия на длину волны 1940 нм. У образцов был измерен коэффициент линейного поглощения на длине волн 1940 нм, который составил α_0=0.025 1/см. Каждый из образцов вклеивался в медную втулку для осуществления теплоотвода. Втулки помещались в магнитную систему по очереди, и их положение в магнитном поле настраивалось так, чтобы угол фарадеевского вращения в каждом из элементов равнялся 22.5º (что соответствует суммарному углу 45º), а направления кристаллографический осей в образцах совпадали $\Phi_1=\Phi_2$ (имитация одного МОЭ, Φ_i – угол между поляризацией падающего на ИФ излучения и одной из кристаллографический осей). Далее были проведены исследования зависимости термонаведенной деполяризации γ от мощности лазерного излучения P_{laser}. В качестве источника лазерного излучения использовался Tm-волоконный лазер, излучающий неполяризованное излучение с максимальной мощностью 20 Вт. Магнитная система помещалась между двумя поляризаторами. Выходной поляризатор пропускал только деполяризованную компоненту поля. При включении лазерного излучения одновременным вращением оба элемента выставлялись так, чтобы наблюдался минимум γ. В данном положении измерялась зависимость $\gamma(P_{laser})$ (**Рис. 62**

красные круги). Термонаведенная деполяризация демонстрировала характерную зависимость пропорциональную квадрату лазерной мощности. Оценочная P_{max} при которой степень изоляции составит $-10\cdot\log_{10}(\gamma)=30$ дБ составила 20 Вт. Угол фарадеевского вращения не зависел от P_{laser} и во всем исследуемом диапазоне составил 45º.

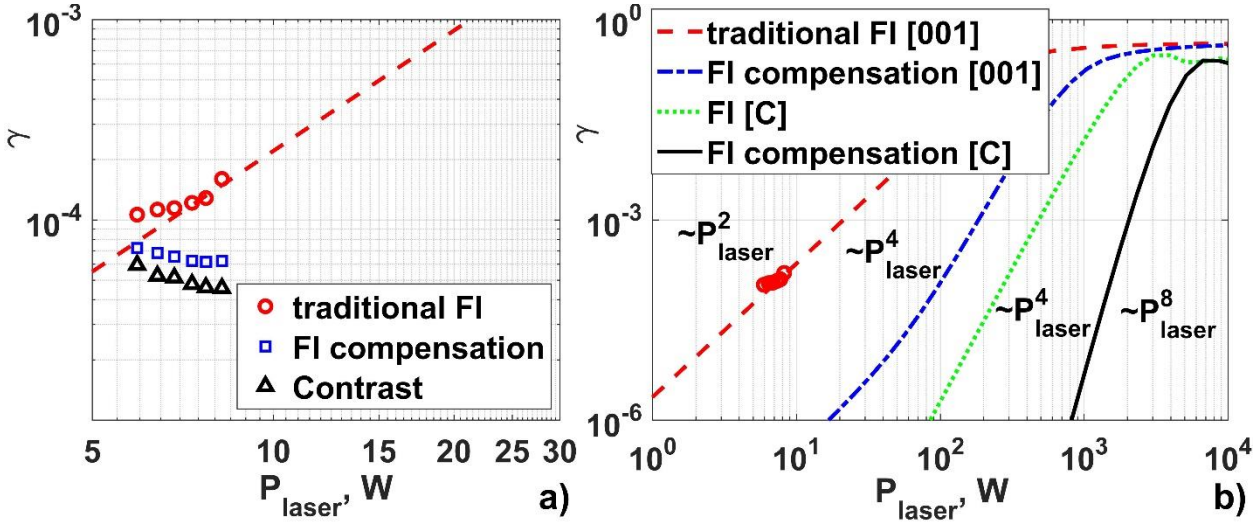

Рис. 62 *(a) Экспериментальные зависимости $\gamma(P_{laser})$ для двух схем ИФ; (b) расчетные $\gamma(P_{laser})$ для разных оптических схем ИФ, согласованные с экспериментальными данными.*

Так как исследованные образцы c-Si обладают отрицательным параметром пьезооптической анизотропии ξ=-0.63±0.05, то может быть реализована схема ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации в магнитном поле без использования кварцевого вращателя методом противовращения (раздел 3.1). Элементы в этом случае вращались независимо друг от друга $\Phi_1\neq\Phi_2$ и при $\Phi_1\approx$-2º и $\Phi_2\approx$-40º наблюдалась компенсация деполяризации (**Рис. 62(a)** синие квадраты). За положительное изменение угла выбрано направление вращения поляризации при фарадеевском вращении. Расчетные значения углов Φ_1 и Φ_2 для оптимальной компенсации при углах фарадеевского вращения 22.5º в каждом МОЭ из материала с ξ=-0.63 составили $\Phi_1\approx$-1.3º и $\Phi_2\approx$-40.6º. На **Рис. 62(a)** черными треугольниками отмечен измеренный контраст схемы.

Как видно из **Рис. 62(a)**, при мощности падения 8.3 Вт коэффициент изоляции составил 38 дБ и 42 дБ для традиционного ИФ и для ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации соответственно. Вносимые потери на прямом проходе составили менее 35 дБ в обоих случаях. Расчетные кривые для традиционного ИФ с МОЭ в ориентации [001], для ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации в магнитном поле с использованием МОЭ с ориентацией [001] без кварцевого вращателя (раздел 3.1), для

традиционного ИФ с МОЭ в ориентации [C] (раздел 2.1) и для ИФ с компенсацией в магнитном поле с использованием МОЭ в ориентации [C] (раздел 3.2) представлены на **Рис. 62(b)**. Расчеты проводились с использованием α_0, совпадающего с измеренным значением 0.025 1/см. Расчеты показывают, что при P_{max}= 20 Вт в традиционном ИФ использование схемы с компенсацией методом противовращения позволяет увеличить P_{max} до 180 Вт, использование МОЭ в ориентации [C] до P_{max}= 500 Вт, а одновременное использование схемы с компенсацией и кристаллов в ориентации [C] до 2 кВт на длине волны 1940 нм.

Оценим потенциал монокристаллического кремния как магнитооптического материала. В то время как для излучения в районе 1 мкм продемонстрированы ИФ обеспечивающие степень изоляции лучше 30 дБ вплоть до нескольких единиц кВт средней мощности (апертура Ø40 мм) [63, 70, 418], в диапазоне длин волн ~2 мкм ИФ обеспечивающих высокую изоляцию при высокой средней мощности представлено мало (официальные сайты: EOT <30 W, апертура Ø4 мм, NewPort <50 W, апертура Ø4 мм). Это связано как с меньшей доступностью источников излучения с высокой средней мощностью, так и с меньшим количеством известных и изученных магнитооптических материалов, прозрачных в данном диапазоне длин волн. Мощное лазерное излучение существенно влияет на характеристики ИФ, тем самым существенно сужая выбор магнитооптических материалов. Как показано в разделе 4.1 магнитооптический материал должен обладать 1) малым поглощением на рабочей длине волны; 2) высокой постоянной Верде, для максимального сокращения его длины; 3) высокой механической прочностью, для стойкости к термическим напряжениям; 4) высокой теплопроводностью, для быстрого отвода выделяющегося тепла и сглаживания температурных градиентов; 5) возможностью изготавливать большой апертуры для возможности работы с многомодовым излучением и для снижения рисков возникновения нелинейных процессов; 6) термооптическими характеристиками, приводящими к меньшей величине термонаведенного двулучепреломления при равном тепловыделении. Использованные для реализации ИФ образцы монокристаллического кремния продемонстрировали относительно высокий коэффициент линейного поглощения. Однако известно, что высокочистый, высоко резистивный монокристаллический кремний может обладать малым коэффициентом поглощения α_0=4.3·10^{-6} 1/см (λ=1550 нм) [401], что более чем на 3 порядка меньше измеренного в исследуемых образцах. Величина P_{max} обратно пропорциональна величине коэффициента α_0 и соответственно при использовании более чистого материала может быть существенно увеличена. Постоянная Верде c-Si достаточно высокая для

практического применения в качестве МОЭ изоляторов Фарадея и проигрывает традиционно используемому железо иттриевому гранату REE:$Y_3Fe_5O_{12}$ (REE:YIG, REE=Bi, Ce, Dy, La и др.) в монокристаллическом [419] или керамическом [420-422] виде ($Ф_{1940}$=221 рад/м [356]). Однако данный материал вырастить в виде монокристалла большого размера (>10 мм) с сохранением высокого качества достаточно сложно, как монокристалл, так и керамика из него имеет относительно высокий коэффициент поглощения и из-за малой величины магнитного поля насыщения возникают сложности в настройке/подстройке угла фарадеевского вращения, а также в YIG присутствует деполяризация, связанная с доменной структурой материала. Другим материалом, превосходящим монокристаллический кремний, является разбавленный магнитный полупроводник CdMnTe [423, 424] (V=35 рад/(Тл·м) [374]). Однако он так же обладает относительно высоким коэффициентом поглощения и сложностями выращивания большой апертуры высокого оптического качества. Теплопроводность c-Si на порядок превышает традиционные магнитооптические материалы, а при охлаждении растет для натурального c-Si до ~600 Вт/(м·К) при 120 К, а для моноизотопного до величин ~30000 Вт/(м·К) [400]. Есть возможность изготавливать ОЭ большой апертуры и из-за отрицательности параметра ξ эффективно использовать ориентационную особенность и новые методы компенсации термонаведенной деполяризации, предложенные в данной работе. Дополнительным преимуществом использования c-Si для изготовления МОЕ для лазерных интерферометров, предназначенных для обнаружения гравитационных волн, является то, что в установке может использоваться только один материал одного производителя. Если все требования к оптическому качеству и значению линейного коэффициента поглощения (как для основного излучения, так и для добавленного излучения сжатого света) материала c-Si для тестовых масс (толщиной 55 см) выполнены, этот материал может быть легко использован в качестве МО для изоляторов Фарадея (толщина МОЭ < 4 см для поворота на 45°). Еще одним преимуществом является то, что c-Si является нетоксичным материалом, в отличие от других магнитооптических материалов, прозрачных в области 2 мкм, таких как ZnSe, $Te_2As_3Se_5$ или CdMnTe. Таким образом **использование c-Si в качестве магнитооптического материала для ИФ и криогенных ИФ, работающих в условиях мощного лазерного излучения в диапазоне 2 мкм, имеет очень высокий потенциал**.

4.5. Теллуритные и халькогенидные стекла

Из-за интенсивного освоения 2 мкм диапазона и появления доступных источников мощного лазерного излучения задача поиска магнитооптического материала, удовлетворяющего все возрастающим требованиям, становится все более актуальной. Традиционно для изготовления объёмных устройств, работающих в мощном лазерном излучении, используются кристаллические материалы. В случае невозможности использования кристалла альтернативами могут стать керамики и стекла, обладающие достоинствами изотропии свойств, относительной дешевизной, сравнительно простотой технологией получения и возможностью изготовления оптических элементов высокого оптического качества с большой апертурой. Одним из значительных достоинств стеклообразных материалов является возможность изготовления магнитоактивных волоконных световодов различных типов, которые могут быть использованы для создания высокоэффективных магнитооптических волоконных изоляторов и циркуляторов, датчиков магнитного поля и электрического тока, модуляторов и переключателей. В связи с этим актуальной задачей является разработка магнитоактивных стёкол, обладающих достаточно высоким значением постоянной Верде, хорошей механической прочностью, широкой областью прозрачности в заданных диапазонах длин волн, малым поглощением, высокой лазерной стойкостью, устойчивостью против кристаллизации и агрессивных воздействий внешней среды, в первую очередь атмосферной влаги.

Одним из видов таких магнитоактивных стекол является стекло на основе TeO_2, легированное другими оксидами, которое имеет широкую спектральную полосу пропускания 0.4–5.5 мкм. Одним из важных требований к оптическим материалам является широкая полоса пропускания и низкое поглощение, которое в большинстве случаев связано с содержанием примесей в материале. Применение исходных реагентов особой чистоты и специальной процедуры дегидратации расплава позволяет добиться крайне низкого общего содержания примесей 3d-переходных металлов ($0.2–2\cdot10^{-6}$ вес.), поглощения гидроксильными группами (0.001–0.002 1/см вблизи максимума полосы ~3 мкм) и, следовательно, низких оптических потерь на поглощение. Низкие оптические потери при поглощении в объемных образцах, определенные методом лазерной калориметрии, составили менее 200, 90 и 100 дБ/км на длинах волн 1.06, 1.56 и 1.97 мкм соответственно. Потери на рассеяние, определенные методом лазерной микроскопии, были низкими и критически уменьшались с ростом длины волны. Кроме того, теллуритные стекла являются очень хорошими кандидатами для применения в волоконной оптике. Из теллуритных стекол успешно изготовлены оптические волокна с

низкими оптическими потерями, а также микроструктурированные волокна для генерации суперконтинуума [425, 426]. Технология получения данного типа стекла позволяет получать широко апертурные ОЭ и использовать их в оптических системах, работающих с большими пучками [427].

Значение постоянной Верде теллуритных стекол различного состава ранее изучалось для диапазона 550 - 950 нм [428] и для диапазона 700 - 1060 нм [303]. Также в работах приведены типичные значения постоянной Верде теллуритных стекол для объемных [429] и волоконных [430] элементов. Изменение состава образца стекла позволяет незначительно изменять значение постоянной Верде [428]. Поэтому важно получать высокочистые стекла с широкой полосой пропускания и измерять их характеристики для использования их в качестве материала для оптических приборов.

Группа под руководством Дорофеева В.В. из ИХВВ РАН изготовлены несколько образцов высокочистых цинк-теллуритных стекол разных составов и нами были исследованы их оптические и магнитооптические свойства, а также проведен анализ возможности их использования для ИФ. Стекла составов $75TeO_2{-}25ZnO$ (TZ), $77.1TeO_2{-}12.5ZnO{-}10.4Na_2O$ (TZN), $74TeO_2{-}12ZnO{-}4La_2O_3{-}10Na_2O$ (TZLN-1) и $73TeO_2{-}13ZnO{-}4La_2O_3{-}10Na_2O$ (TZLN-2) (мол. %) были получены плавкой шихты в платиновых тиглях внутри герметичной кварцевой камеры в атмосфере очищенного кислорода [431]. Спектр пропускания полученных образцов представлен на **Рис. 63**.

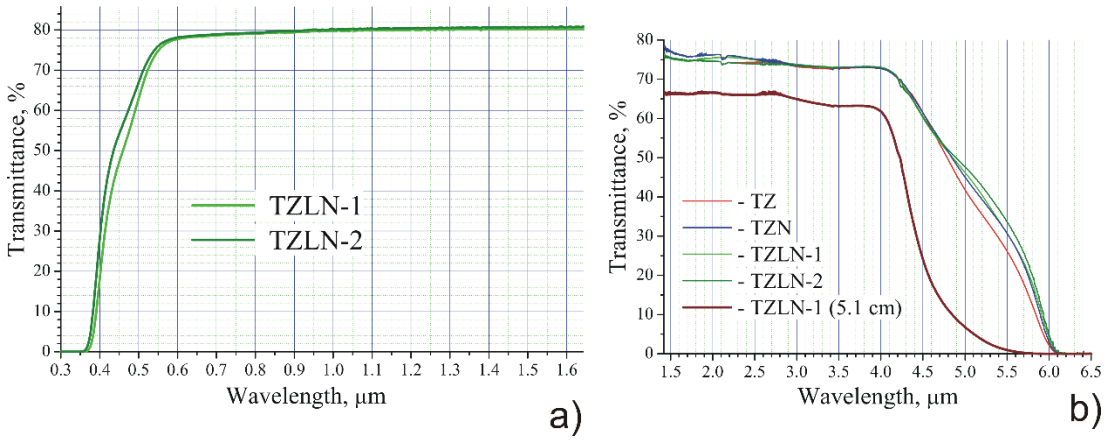

Рис. 63 *Спектры пропускания в видимой и ближней ИК-области спектра образцов стекол TZLN-1 и TZLN-2 толщиной 0.26 см (a), ИК-спектры пропускания образцов стекол TZ, TZN, TZLN-1, TZLN-2 толщиной 1 см и образца стекла TZLN-1 длиной 5.1 см (b).*

Диапазон прозрачности образцов цинк-теллуритных стекол простирается от 0.6 мкм до 4 мкм. Благодаря использованию оригинальной процедуры дегидратации расплава в спектрах отсутствуют полосы поглощения гидроксильных групп с максимумами при ~ 3.3

мкм и ~ 4.4 мкм или их обертоны, характерные для обычных образцов теллуритных стекол. Для оценки коэффициента поглощения гидроксильных групп в исследуемых стеклах, полученных в идентичных условиях, был приготовлен более длинный образец стекла TZLN-1 длиной 5.1 см. Регистрация спектра пропускания столь длинного образца осложнена различными оптическими эффектами, приводящими к отклонению пучка от оси приемника, однако такие спектры вполне пригодны для обработки типичной полосы поглощения гидроксилов. В спектре пропускания наблюдается характерная полоса поглощения гидроксильных групп с максимумом вблизи 3.3 мкм. Резкое ухудшение прозрачности становится заметным после длины волны 4 мкм. Исследования спектров пропускания достаточно длинных образцов высокочистого теллуритного стекла показывают, что область малых потерь и, следовательно, эффективное применение стекол такого состава для протяженных объемных и волоконно-оптических магнитооптических устройств ограничена областью ~ 4 мкм.

Зависимость постоянной Верде от длины волны изучалась в традиционной схеме с помощью источников зондирующего лазерного излучения на длинах волн 450, 531, 633, 810, 980, 1064, 1310 и 1561 нм. Зависимость постоянной Верде от длины волны исследуемых образцов представлена на **Рис. 64**

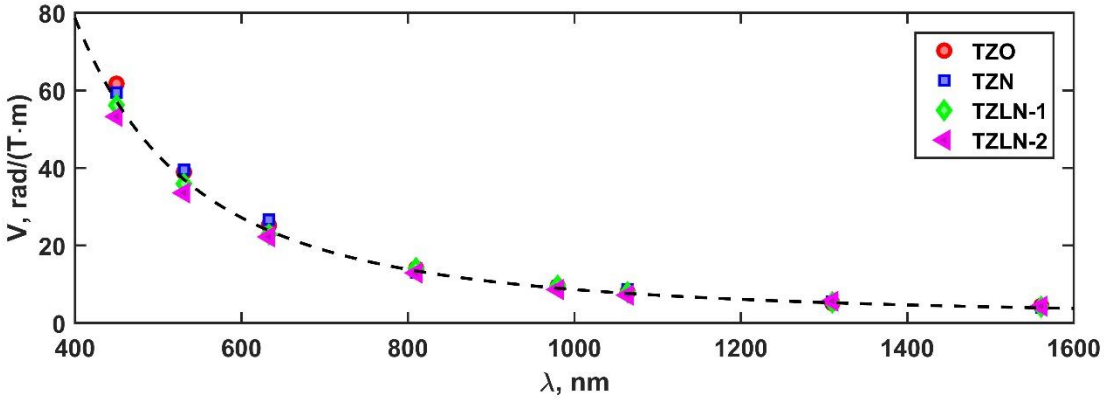

Рис. 64 *Зависимость постоянной Верде от длины волны для исследуемых образцов стекла (точки) и аппроксимации (кривая) для образца TZLN-1.*

Полученные значения постоянной Верде с экспериментальной точностью совпадают со значениями, приведенными для диапазона 550 - 950 нм в [428] и для диапазона 700 - 1060 нм в [303]. Погрешность измерения постоянной Верде не превышает размера используемых символов. Для сравнения, на длине волны 1060 нм измеренные значения постоянной Верде в 1.1, 2.4, 2.7, 3.7 и 4.6 раза меньше, чем в магнитоактивных стеклах MOC101 [432], MOC105 [432], FR5 [70], MOC10 [432] и в тербий бор германатном стекле

TBG [433], в 5 раз меньше, чем в широко используемом кристалле TGG, и в 15 раз меньше, чем в рекордсмене по этому параметру Tb_2O_3. Значение постоянной Верде зависит от состава исследуемого образца и увеличивается с ростом концентрации оксида теллурита, разбавленного оксидом цинка или оксидом лантана. Значение постоянной Верде изменилось примерно на 10 %. Исследование температурной зависимости постоянной Верде образца стекла TZLN-1 показало, что V не зависит от температуры в диапазоне 80 – 300 К, как и TZN [429].

Рассматриваемые стекла удобны для использования в приборах Фарадея: повышение температуры магнитоактивного элемента за счет поглощения лазерного излучения, проходящего через оптический элемент, не влияет на величину постоянной Верде, тем самым требования к стабилизации температуры магнитоактивного элемента существенно ослабевают и часть термонаведенной деполяризации γ_V, связанная с температурной зависимостью постоянной Верде, не возникает. Используя зависимость термонаведенной деполяризации теллуритных стекол от мощности лазерного излучения и измеренные в данной работе значения постоянной Верде, можно оценить величину магнитной добротности образцов. Магнитооптическая добротность (FoM) оценена как $\mu = V\kappa/(\alpha_0 Q) \approx 2.8 \times 10^6$ рад Вт/(Тл м) на длине волны 1064 нм, что в ≈ 10, 10 и 100 раз меньше рассчитанной для стекол марки FR5, стекол марки MOC105 и кристалла TGG соответственно. Также, используя полученные значения постоянной Верде для исследованных образцов, можно оценить длину, необходимую для поворота поляризации излучения с длиной волны 1070 нм на 45° в магнитной системе изолятора Фарадея с типичным магнитным полем 2.5 Тл. Согласно расчетам, длина оптического элемента должна быть около 3.6 см. Имеющиеся технологии позволяют изготавливать гораздо более длинные образцы, в том числе и оптические волокна. Для случая пучков большой апертуры, исследуемые в данной работе стекла могут быть альтернативой монокристаллическим оптическим элементам, поскольку современные технологии позволяют производить цинк-теллуритные стекла сложных составов с модифицирующими дополнительными компонентами, такими как оксиды лантана и натрия, в виде достаточно массивных образцов. Больший интерес данный материал может иметь в диапазоне длин волн ~2 мкм, однако малое значение постоянной Верде в этом диапазоне существенно осложняет его практическое применение для традиционных ИФ.

Другим из таких магнитоактивных стекол являются халькогенидные стекла. Такие стекла на основе двух и многокомпонентных сульфидных и селенидных систем успешно применяются для разработки фотонных устройств среднего ИК-диапазона от 2 мкм до 10

мкм и более [434]. Это системы ночного видения, волоконные лазеры и люминесцентные источники излучения, генераторы суперконтинуума, волоконные сенсоры и пирометры, и др.

Одним из наиболее распространенных на данный момент материалов является As_2S_3, широко применяемый как в качестве материала для линз и фильтров, так и для волоконной оптики, где были достигнуты рекордные потери 23 дБ/км на длине волны 2.4 мкм [435]. Однако бинарные системы имеют ряд ограничений, не позволяющих варьировать оптические, лазерные и термические свойства стекол, что побуждает к поиску и разработке новых многокомпонентных составов, позволяющих гибко варьировать характеристики для различных задач ИК оптики. В литературе достаточно широко представлены 3-х компонентные системы As-Ge-S и Ge-Sb-S из числа сульфидных стекол. Показано, что стекла, составы которых близки к стехиометрическим $(GeS_2)_x$—$(As_2S_3)_{100-x}$ и $(GeS_2)_x$—$(Sb_2S_3)_{100-x}$, обладают высокими порогами лазерного разрушения, значительно превосходящими значения для As_2S_3 [436, 437]. Введение германия в состав бинарных стекол (As-S, As-Se) приводит к более высоким теплофизическим характеристикам вследствие роста температуры стеклования. Ряд свойств таких 3-х компонентных стекол проявляет нелинейный характер зависимости от состава, например: плотность, показатель преломления, *dn/dT* [438, 439]. Это обусловлено изменением строения структурных единиц сетки стекла при отклонении от стехиометрического состава. Введение четвертого компонента в состав стекла, исследуемого в настоящей работе, увеличивает степень хаотизации структуры и дает возможность более гибкого регулирования свойств стекол, что является важным при разработке материалов для задач оптики.

Группа под руководством Ширяева В.С. из ИХВВ РАН давно и плодотворно занимается созданием высокочистых халькогенидных стекол. В последнее время они занимались созданием стекол на основе 4-х компонентной системы Ge-Sb-As-S. Такие стекла отличаются высоким пропусканием в широком спектральном диапазоне, низкой энергией фононов, высокой кристаллизационной и химической устойчивостью, высокими значениями коэффициентов преломления на длинах волн ИК области спектра. Большее количество компонент позволяло контролируемо изменять показатель преломления и температуру кристаллизации материала, что необходимо при изготовлении оптических волокон. Однако перспективы применения полученных стекол в качестве магнитооптических материалов рассмотрены не были.

Для исследования были изготовлены несколько образцов. Для получения высокочистых стекол системы Ge-As-Sb-S синтез материала производился с условием необходимости снижения содержания поглощающих излучение примесей, важным для характеристик материалов устройств Фарадея. Также необходимым условием является оптическая однородность по объему элемента. Для соблюдения этих условий синтез проводили с использованием приемов дополнительной очистки исходных компонентов, элементарных веществ 5N и 6N класса чистоты, от лимитирующих примесей, как растворенных в сетке стекла, так и в виде гетерофазных включений. Исходные компоненты As, S, Ge, Sb очищали с использованием методик транспортных реакций и многократной дистилляции с применением геттеров (Al, Dy, $TeCl_4$). Были получены следующие составы образцов стекол системы Ge-As-Sb-S: $Ge_{10}Sb_6As_{23}S_{61}$, $Ge_{10}Sb_6As_{22}S_{62}$ и $Ge_{13}Sb_4As_{20}S_{63}$. Состав стекол близок к стехиометрическому с небольшим отклонением в сторону избытка катионной и анионной части. Как показал анализ образцов методом дифференциально-сканирующей калориметрии, проводимый по стандартной методике [440], стекла приведенных составов не кристаллизуются при нагревании в интервале 100-550 ºС. Использование описанной выше методики синтеза, позволило снизить содержание в стеклах примесей, влияющих на поглощение проходящего излучения.

Прозрачность образцов в спектральном диапазоне 1.5–20 мкм измеряли на ИК-Фурье спектрометре Tensor 27 (Bruker, Германия). Для измерений использовали образцы толщиной 2 мм с плоскопараллельными полированными гранями. Спектры пропускания образцов стекла толщиной 4 мм приведены на **Рис. 65**. Образцы обладают высоким уровнем пропускания (70%, близким к теоретическому) в диапазоне 0.7 – 8 мкм. Спектры демонстрируют отсутствие примесных полос поглощения во всем диапазоне прозрачности стеклянных материалов. Тем самым обеспечивается одно из основных требований текущего анализа.

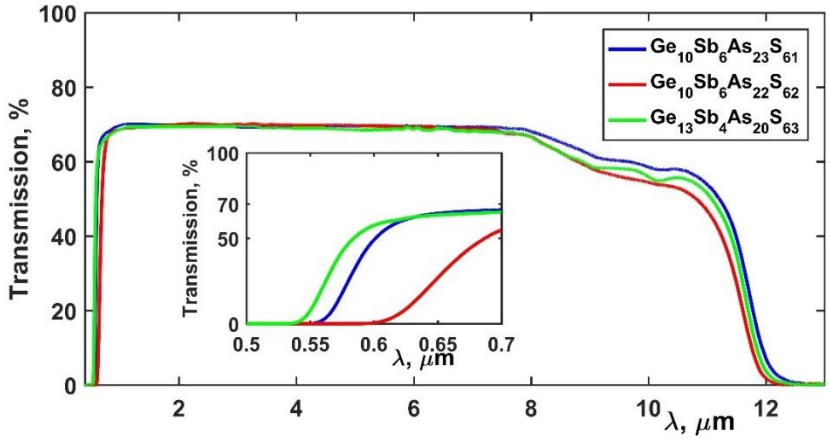

Рис. 65 *Спектры пропускания исследуемых образцов халькогенидного стекла.*

Зависимость постоянной Верде от длины волны изучалась с использованием традиционной схемы. В качестве источников зондирующего лазерного излучения использовались диодные лазеры с длинами волн 632.8, 786, 810, 980, 1064 и 1310 нм и волоконный лазер на Tm с длиной волны 1940 нм. Экспериментальные зависимости постоянной Верде от длины волны для образцов стекол приведены на **Рис. 66** (значения постоянной Верде так же приведены в **Таблица 9**). Эти зависимости были аппроксимированы выражением: $V = (A+B/(\lambda^2-\lambda_0^2))/\lambda$ (штриховая кривая), типичным для диамагнитных материалов. Коэффициенты аппроксимации, которые наилучшим образом согласуются с экспериментальными данными для образца $Ge_{10}Sb_6As_{22}S_{62}$ по среднеквадратичному отклонению, составляют A=1.14·10^4 рад·нм/(Тл·м), B=1.1·10^{10} рад·нм^2/(Тл·м), λ_0=302 нм. Это выражение будет полезно при проектировании изолятора Фарадея на определенную длину волны.

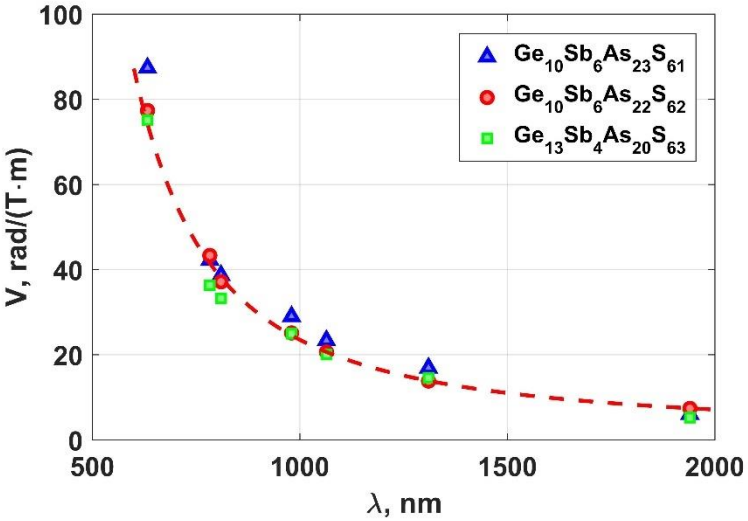

Рис. 66 *Постоянная Верде в зависимости от длины волны для трех составов стекла.*

Исходя из полученных значений, можно рассчитать длину магнитооптического элемента необходимую для реализации изолятора Фарадея. При использовании магнитной системы с магнитным полем 2.5 Тл [226] для излучения с λ=1.064 мкм длина составит L=15.3 мм; для λ=1940 нм – L=42 мм. При сравнительной оценке постоянной Верде в области 1 мкм (излучение лазеров на основе ионов Yb^{3+} и Nd^{3+}) с известными из литературы материалами, можно заключить, что исследуемые стекла сравнимы с тербий содержащими стеклами MOC04, FR-5 (21 рад/(Тл·м) [214]), однако имеет меньшее значение чем в TGG материале (37 рад/(Тл·м) [69]) и чем в стекле $80GeS_2{\cdot}20Sb_2S_3$ (≈28 рад/(Тл·м) [441]). В районе 1.94-2 мкм (излучение лазеров на основе ионов Tm^{3+})

постоянная Верде существенно превосходит аналогичную величину в ранее исследуемые цинк-теллуритных стекол (2.8 рад/(Тл·м) [186]), больше, чем в стекле состава $Ge_{25}As_{15}S_{60}$ (4 рад/(Тл·м) [442]) и имеет значение сравнимое с постоянной Верде в ZnSe (7.7 рад/(Тл·м) [271]). Однако меньшее значение, чем в Dy_2O_3 керамике (13.8 рад/(Тл·м) [187], 25.9 рад/(Тл·м) [356]) и чем в стеклах состава $Te_{20}As_{30}Se_{50}$ (15.18 рад/(Тл·м) [442]).

Таблица 9 Зависимость постоянной Верде от длины волны

λ, нм	632	786	810	980	1064	1310	1940
$V_{Ge10Sb6As23S61}$, рад/(Тл·м)	87.4	42.2	38.7	29.0	23.4	16.9	6.0
$V_{Ge10Sb6As22S62}$, рад/(Тл·м)	77.3	43.3	37.1	25.1	20.6	13.8	7.4
$V_{Ge13Sb4As20S63}$, рад/(Тл·м)	75.1	36.3	33.2	24.9	20.1	14.5	5.2

Измерение термонаведенной деполяризации и тепловой линзы было осуществлено на стенде **Рис. 67**, позволяющим в идентичных условиях (профиль пучка греющего излучения, положение его на исследуемом образце) измерять термонаведенные деполяризацию и искажение оптического пути в исследуемом элементе [277].

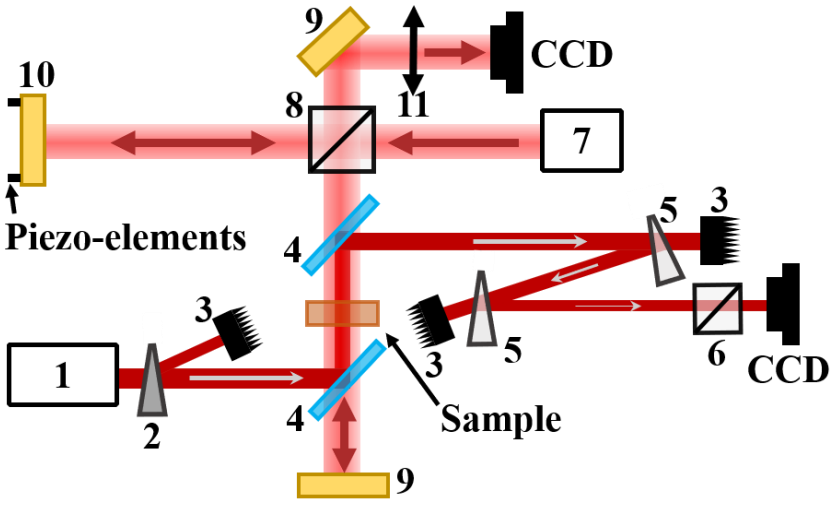

Рис. 67 *Принципиальная схема эксперимента для одновременного измерения термонаведенной деполяризации и тепловой линзы.*

Стенд представляет собой традиционно используемую схему по измерению термонаведенной деполяризации совмещенную с интерферометром Майкельсона. Для нагрева образца и измерения термонаведенной деполяризации использовался непрерывный Yb-волоконный лазер 1 с максимальной мощностью неполяризованного излучения 1500 Вт, с гауссовым распределением профиля интенсивности с характерным

радиусом пучка 1.4 мм. Его излучение проходило шпатовый клин 2 для создания излучения с линейной поляризацией. Плоскими 45° диэлектрическими зеркалами 4 производилось совмещение направлений распространения греющего излучения с излучением He-Ne лазера в одном из плечей интерферометра. Далее излучение ослаблялось путем отражения от передних граней клиньев 5 из плавленого кварца. Основная часть излучения отводилась на поглотители 3. Призма Глана 6 позволяла отсекать излучения в основной поляризации и измерять на CCD камере распределение интенсивности деполяризованной компоненты поля, либо при повороте на 90° измерять распределение интенсивности основной компоненты поля. При каждой мощности греющего лазера 1 по измерениям в двух положениях призмы Глана, вычислялась интегральная термонаведенная степень деполяризации излучения γ. Контраст схемы в основном определялся деполяризацией излучения, вносимой диэлектрическими зеркалами 4 и составлял $3 \cdot 10^{-5}$. В качестве источника излучения в интерферометре использовался He-Ne лазер 7. Плечи интерферометра были образованы светоделителем 8 и плоскими золотыми зеркалами 9 и 10. Зеркало 10 могло смещаться пьезодатчиками для реализации метода сдвиг-фазовой интерферометрии [229]. Линза 11 переносила изображение с образца на CCD камеру. По измерениям серии интерферограмм для каждой мощности в отсутствии и в присутствии греющего излучения определялось термонаведенное искажение оптического пути в исследуемом образце. Точность измерения определялась вибрациями и количеством интерферограмм в серии и в нашем случае составила не хуже $\lambda/800$. Полученные распределения оптического пути в области сравнимой с диаметром греющего излучения аппроксимировались функцией вида $\psi/k = C \cdot f(r/r_h) \cdot P_{laser}$.

Измеренные зависимости термонаведенной деполяризации и коэффициента, определяющего величину фазовых искажений (силу термолинзы), от мощности лазерного излучения (красные кривые) для образца $Ge_{10}Sb_6As_{22}S_{62}$ представлены на **Рис. 68**

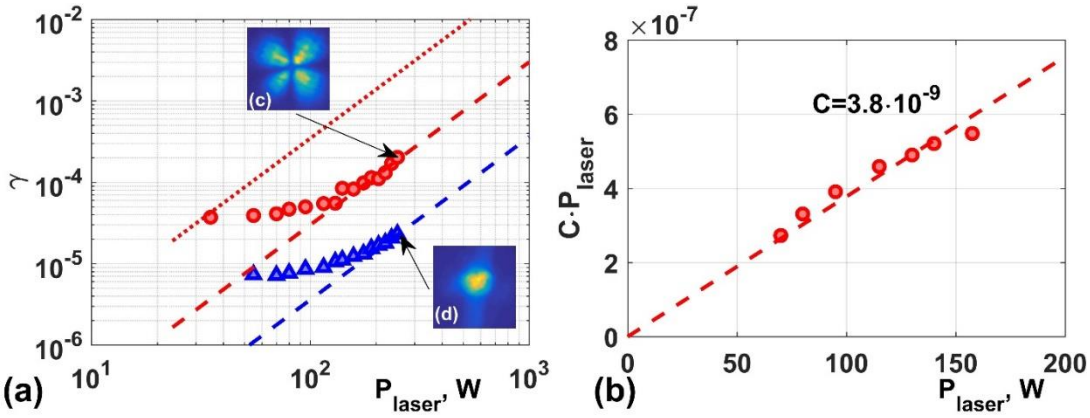

Рис. 68 *(a) Зависимость термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения: красные кривые для исследуемого образца стекла (круги – эксперимент, штриховая линия – теория, пунктирная линия – предсказание для ИФ при использовании исследуемого стекла); синие кривые – система последовательно установленных элементов из стекла и монокристалла TGG. На вставке – распределения интенсивности деполяризованного излучения при мощности 250 W в случае одного элемента из стекла (c) и последовательно установленных стекла и кристалла TGG (d); (b) зависимость коэффициента аппроксимации, определяющего величину фазовых искажений от мощности лазерного излучения (эксперимент – круги, штриховая линия – линейная зависимость).*

Значение γ для стекла при малой мощности лазера («холодная» деполяризация) не превышает $4\cdot10^{-5}$ (44 дБ) (красные кружки), что свидетельствует о высоком оптическом качестве стекла, достаточном для практического использования. Теоретическая зависимость γ от мощности лазера (P_{laser}) описывается уравнением (44) при δ_{c0}=0:

$$\gamma = \frac{a_1}{8}\left(\frac{Q\alpha_0 L}{\lambda\kappa}\right)^2 P_{laser}^2 \qquad (158)$$

Используя экспериментальные данные и выражение (158) можно получить оценку величины произведения $\alpha_0 Q/\kappa$ для исследуемого стекла, которая составила $1.1\cdot10^{-7}$ 1/Вт. Для ряда практических применений существенным является знак параметра Q. Как показано в разделе 3.5, при использовании оптических элементов из материалов с разными знаками параметра Q возможна компенсация термонаведенной деполяризации излучения без использования кварцевого вращателя между ними. Используя данный факт, был определен знак Q исследуемого материала. Был использован материал TGG, имеющий Q<0. При добавлении к элементу из стекла оптического элемента из монокристалла TGG уровень термонаведенной деполяризации системы из двух элементов

уменьшался практически на порядок, и менялась структура распределения интенсивности деполяризованного излучения (**Рис. 68(a)** синие треугольники и **Рис. 68(d)**). Откуда можно сделать вывод, что для исследуемого стекла знак параметра $Q>0$. Из-за существенного отличия коэффициентов теплопроводности, распределения температуры выходили на стационарное состояние в стеклянном и монокристаллических элементах за разное время. В эксперименте при включении лазера на высокой мощности проявлялось как плавный переход мальтийского креста к распределению, приведенному на **Рис. 68(d)**, с плавным понижением уровня γ до значений, указанных на **Рис. 68(a)** синими треугольниками за время ~ нескольких секунд.

Возникающая в образце тепловая линза являлась собирающей, что говорит о положительном знаке термооптической характеристики P, основной вклад в которую дает температурная зависимость показателя преломления dn/dT [25]. Термонаведенные искажения оптического пути в стекле могут быть записаны выражением (62). Используя экспериментальные данные и уравнение (62), можно оценить только значение $\alpha_0 P/\kappa$ как $(1.18\pm0.06)\cdot10^{-5}$ 1/Вт. Отношение термооптических параметров P/Q связывает фазовые искажения и термонаведенное двулучепреломление. Для исследуемых стекол отношение $P/Q\approx100$ является довольно большой величиной (для сравнения, для кристалла TGG $P/Q=10$) и может быть следствием большого значения dn/dT. Следствием большого значения отношения P/Q является пренебрежимо малый вклад термонаведенного двулучепреломление в эффект тепловой линзы [174, 175] (раздел 1.1.2).

Толщина стеклянного элемента в эксперименте составляла 4.1 мм, откуда используя экспериментальные данные можно оценить уровень термонаведенных искажений вносимых ИФ для длины волны $\lambda=1.064$ мкм с магнитооптическим элементом из аналогичного материала (**Рис. 68(a)** пунктирная кривая). **Традиционный ИФ, работающий при комнатной температуре, будет обеспечивать степень изоляции лучше 30 дБ вплоть до мощности P_{max}=170 Вт.** Для сравнения значения величин P_{max}, рассчитанных из экспериментальных данных известных тербий содержащих магнитооптических стекол на длине волны $\lambda=1.064$ мкм составляют P_{max}=40 Вт тербий бор германатное стекло [433]; P_{max} =60 Вт FR-5 [214]; P_{max} =75 Вт MOC10 [70]; P_{max}=100 Вт MOC04 [443]. **Изолятор Фарадея на данном стекле будет демонстрировать большее значение допустимой лазерной мощности P_{max}, чем известные стеклянные магнитооптические материалы.** Для длины волны $\lambda=1.94$ мкм, из-за зависимости Верде от длины волны, необходим образец в 2.75 раза длиннее, но измеренное поглощение на

этой длине волны в 5 раз ниже, чем на 1.07 мкм. Как следует из уравнения (158), P_{max} **на 1.94 мкм будет в 1.8 раза больше, чем на 1.07 мкм и составит более 300 Вт.**

Варьируя технологические параметры многостадийного процесса синтеза стекол, можно в широких пределах варьировать состав стекол и, как следствие, изменять их свойства. Кроме того, исходные материалы, используемые для получения халькогенидных стекол, существенно дешевле, чем содержащие редкоземельные элементы (например, тербий). Результаты данного исследования открывают возможность оптимизации состава магнитооптических стекол и, следовательно, получения стекол с еще более высокой постоянной Верде и более низким коэффициентом поглощения в диапазоне длин волн 1-2 мкм. Низкие значения поглощения и термооптической постоянной Q халькогенидных стекол позволяют использовать эти материалы в лазерном излучении с высокой средней мощностью, а также создавать приборы Фарадея в объемном и волоконном исполнении с характеристиками, превосходящими характеристики приборов на основе тербий содержащих стекол.

4.6. Изменение магнитооптических и термооптических свойств с помощью легирования материала

Постоянная Верде является одной из главных характеристик магнитооптических материалов. Чем она больше, тем короче в одной и той же магнитной системе МОЭ можно использовать для реализации ИФ. Чем короче элемент, тем проще, дешевле и быстрее его изготовить при сохранении высокого оптического качества и тем потенциально меньше в нем может быть тепловыделение при доведении технологии изготовления до высокого уровня. Поэтому получение материалов с высоким значением постоянной Верде, либо разработка методов его увеличения является очень востребованной и актуальной.

Эффект Фарадея существенно зависит от типа иона, его валентности, концентрации в материале, положении в кристаллической решетке и от окружающего его кристаллического поля. Большинство из перечисленных пунктов сильно завязаны друг с другом. Одним из известных способов изменить свойства материала – это легирование его примесями. Известно, что в ряде материалов легирование может приводить к экстремальному росту магнитооптических свойств, так при легировании железо-иттриевого граната YIG ионами других редкоземельных элементов его удельное фарадеевское вращение изменяется на порядки и даже меняет знак [278, 419, 444]. Так в

работе [445] при исследовании керамики тербий алюминиевого граната TAG легированного ионами Ce было обнаружено увеличение постоянной Верде. Так же в 2015-2016 годах вышла целая серия работ Zhe Chen и соавторов (Китай) утверждавших, что легирование кристаллов TGG редкоземельными ионами существенно увеличивает (20–100%) постоянную Верде материала даже при незначительных концентрациях легирующей примеси из-за суперобменного взаимодействия между ионами матрицы и примеси. Что дало старт целому ряду исследований, посвященных влиянию легирования магнитооптических материалов на величину постоянной Верде.

Для подтверждения нами были исследованы магнитооптические и термооптические свойства керамических материалов TAG [189], Tb_2O_3 [316] и TGG [194] легированные ионами редкоземельных элементов REE из следующего списка: Ce, Pr, Ho, Dy, Tm, Yb, Nd. Керамики REE:TAG и REE:TGG изготовлены группой под руководством Jiang Li (SIC CAS, Китай), керамика REE:Tb_2O_3 группой под руководством Балабанова С.С. (ИХВВ РАН, Россия).

Первыми были исследованы керамики TAG легированные ионами Ce (0.5, 1, 1.5, 2) ат%, Pr (0.5, 1, 1.5, 2) ат% и 0.5 ат% Ho, внешний вид которых представлен на **Рис. 69**.

Рис. 69 *Фотография исследуемых образцов керамики. 1 – TAG, 2 - 5 – (0.5, 1, 1.5, 2) ат. % Ce:TAG, 6 - 9 – (0.5, 1, 1.5, 2) ат. % Pr:TAG, 10 – 0.5 ат. % Ho:TAG.*

Спектры пропускания исследуемых образцов были измерены на спектрографе СФ-256УВИ (ЛОМО фотоника) в диапазоне 200-1100 нм и представлены на **Рис. 70**. Толщины образцов керамики TAG составляет 1.18 мм; 0.5 ат.% Ho:TAG составляет 1.19 мм; (0.5, 1, 1.5, 2) ат.% Ce:TAG образцы керамики составляют 1.22 мм, 1.18 мм, 1.21 мм, 1.18 мм соответственно; (0.5, 1, 1.5, 2) ат.% Pr:TAG образцы керамики составляют 1.15 мм, 1.17 мм, 1.19 мм, 1.17 мм соответственно.

Как видно из графиков, образцы TAG, 0.5, 1 ат. % Ce:TAG, 0.5, ат. % Ho:TAG и 0.5, 1, 1.5 ат. % Pr:TAG обладают высоким коэффициентом пропускания ~80 % в области 500 - 1100 нм. Полоса поглощения в области 400 - 500 нм (рис. 3а) связана с линиями поглощения Ce. С ростом концентрации Ce^{3+} и Pr^{3+} пропускание уменьшается на ~2.4 %, что связано с ухудшением оптического качества исследуемых образцов и ростом поглощения.

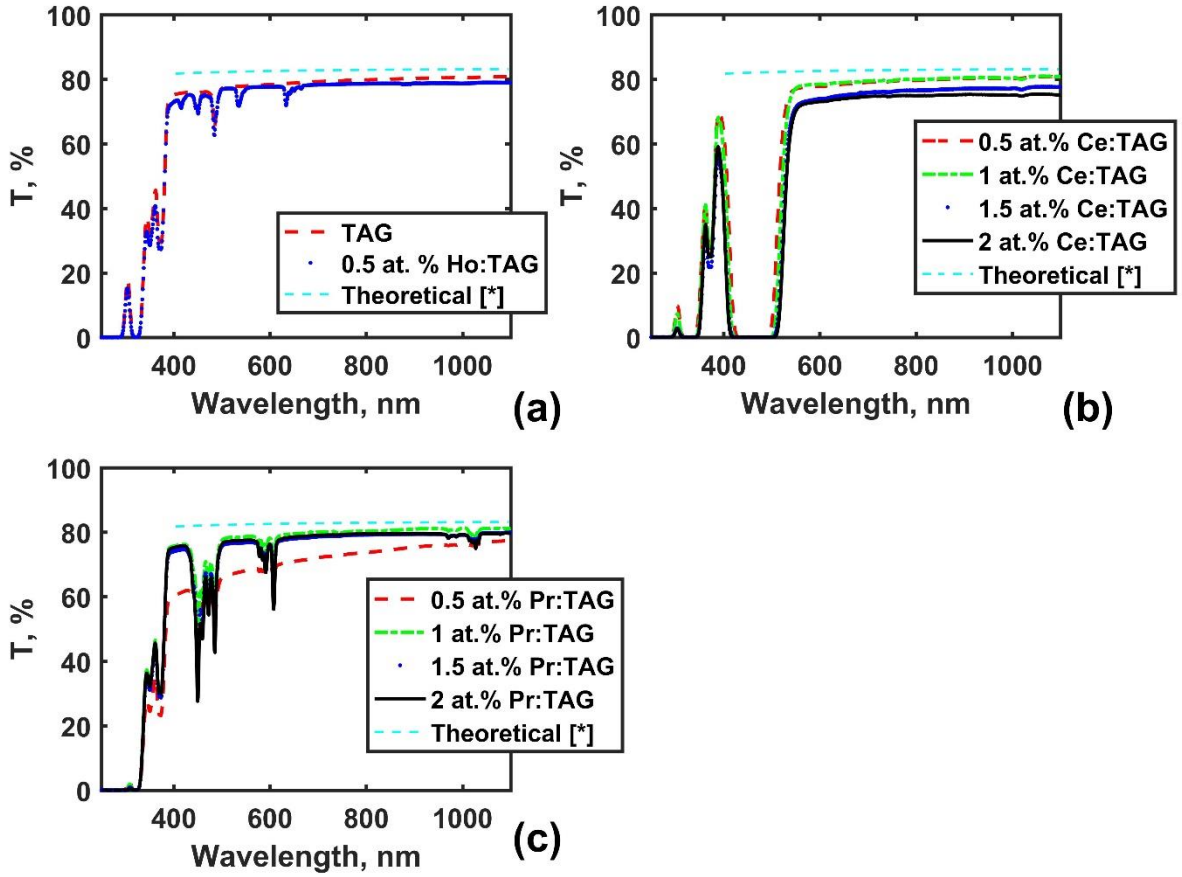

Рис. 70 *Спектр пропускания исследуемых керамических образцов. [*]≡[446]*

Образцы (0, 0.5, 1) ат.% Ce:TAG, 0.5 ат.% Ho:TAG и (1, 1.5, 2) ат.% Pr:TAG имеют высокий коэффициент пропускания, примерно 75 %, близкий к теоретическому значению в полосах прозрачности материала. Показатель преломления для расчета теоретического значения коэффициента пропускания (пунктирная линия) для чистого кристалла TAG был взят из [446]. Образцы Ce:TAG имели ширину полосы пропускания 600 нм – 1100 нм. Полоса поглощения в области 400 нм – 500 нм была связана с линиями поглощения ионов Ce^{3+}. Образцы Pr:TAG имели полосы прозрачности в областях 380 нм – 400 нм, 500 нм – 570 нм, 630 нм – 980 нм, и 1050 нм – 1100 нм, а образцы Ho:TAG имели полосы

прозрачности в интервалах 560 нм – 615 нм, 680 нм – 1100 нм. С ростом концентрации Ce^{3+} и Pr^{3+} пропускание уменьшалось на 2.4 %, что могло быть вызвано ростом рассеяния и поглощения в исследуемых образцах. Увеличение концентрации Pr^{3+} приводило к уменьшению пропускания в области 1030 нм, что ограничивало использование образцов Pr:TAG в качестве МОЕ для лазерных источников, на основе ионов Yb^{3+} и Nd^{3+}.

У исследуемых керамических образцов TAG с различными концентрациями ионов Ce^{3+}, Pr^{3+} и Ho^{3+} была измерена постоянная Верде в традиционной схеме со скрещенными поляризаторами. Эксперимент проводился при температуре 294 ± 0.5K. В качестве пробных источников излучения были использованы диодные лазеры с длинами волн 405, 532, 674, 808, 980 и 1064 нм, а также He–Ne лазер с длиной волны 632.8 нм. Изменение магнитного поля на длине образца составляло < 0.14 % от значения 1.43 Т. Результат представлен на **Рис. 71**

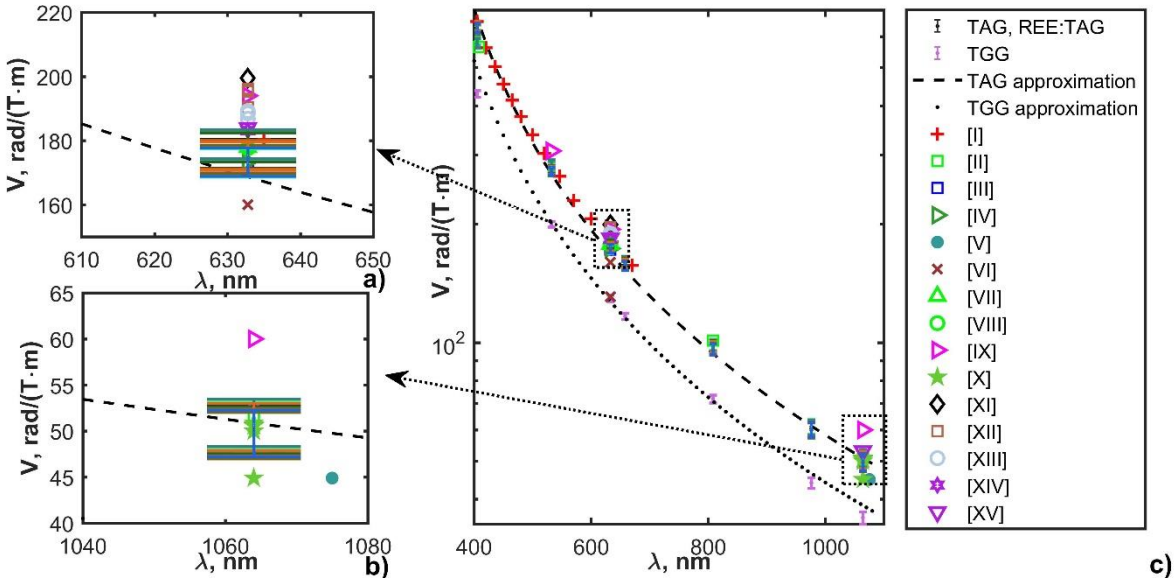

Рис. 71 *Значения постоянной Верде нелегированных и легированных кристаллов и керамики TAG на длине волны 632.8 нм (a) и (1064 – 1075) нм (b). Зависимость постоянной Верде кристалла TGG, керамик TAG, Ce:TAG, Pr:TAG, Ho:TAG от длины волны в диапазоне (405 – 1064) нм и их аппроксимация (точки (TGG) и штрих – пунктирная линия (TAG)), а также литературные данные для керамик и кристаллов TAG (I –[377], II –[447], III –[448], V – [393], VI –[446], VII –[449], VIII – [450], IX –[451]), Ce:TAG (XI –[392], XII – [452]), Pr:TAG (XIII – [453]), Ho:TAG (XIV – [454]), Si:TAG (IV – [455]), Ti:TAG (X – [445], XV – [456]) (c).*

Полученные экспериментальные данные были аппроксимированы зависимостью $V(\lambda)$ вида $V=A/(\lambda^2-\lambda_0^2)$. Для исследованных керамик TAG, Ce:TAG, Pr:TAG и Ho:TAG: A = 5.33×10^7 (рад·нм^2)/(Т·м) и λ_0 = 290 нм (штриховая линия **Рис. 71**). Расхождение абсолютных значений постоянной Верде для образцов TAG и REE:TAG на длинах волн 632.8 нм и 1064 нм составляет не более 2% (**Рис. 72**).

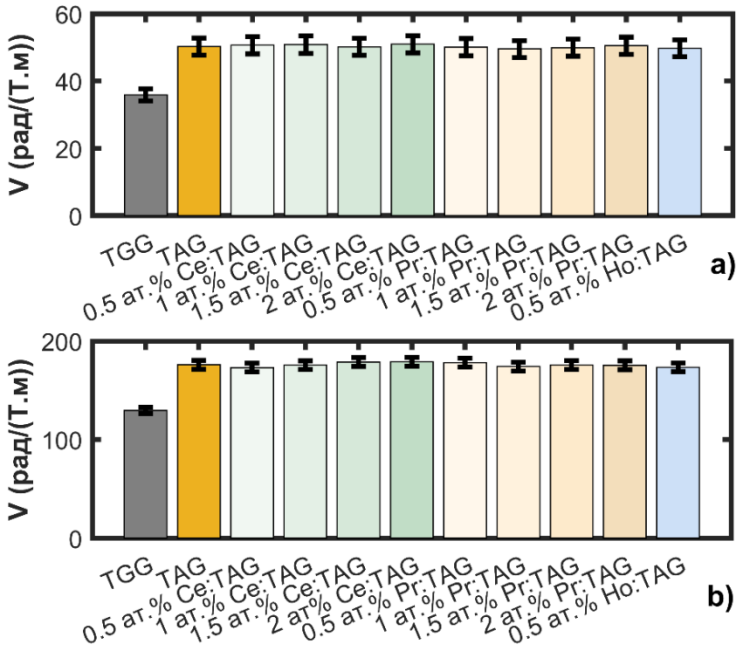

Рис. 72 *Значения постоянной Верде серии образцов керамик TAG a) на длине волны 632.8 нм и b) на 1064 нм.*

Далее у исследуемых образцов измерена зависимость термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения **Рис. 73**.

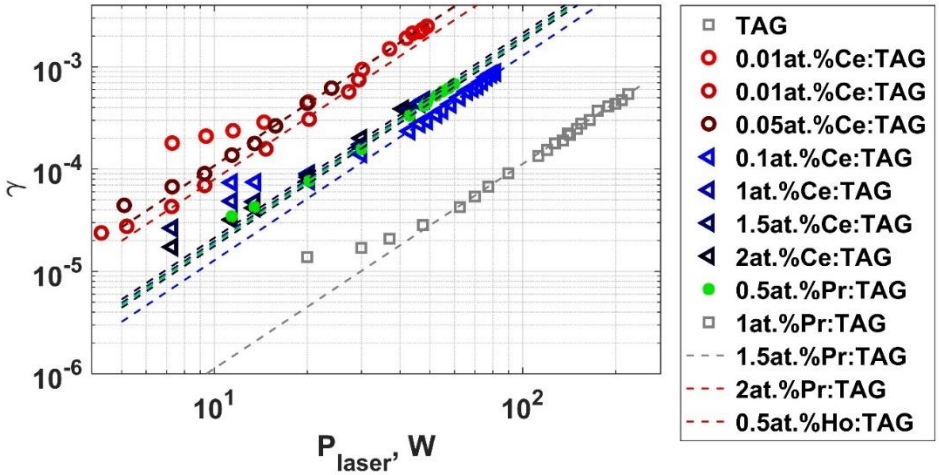

Рис. 73 *Зависимость термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения в исследованных образцах керамики.*

Относительно образца чистой керамики TAG, термонаведенная деполяризация возрастает для 2 ат.% Ce:TAG в 95 раз, для 2 ат.% Pr:TAG в 23 раза, для 0.5 ат.% Ho:TAG термонаведенная деполяризация сравнима с 2 ат.% Pr:TAG. Рост термонаведенной деполяризации зависит от типа иона и связан с увеличением поглощения при повышении его концентрации. Исследуемые образцы керамики продемонстрировали различную динамику нагрева в зависимости от легирующей примеси. Максимальный нагрев исследуемых образцов керамики наблюдался в керамике Ce:TAG, что согласуется с измерениями термонаведенной деполяризации. Как видно, даже незначительная концентрация легирующей примеси критически увеличивает термонаведенную деполяризацию.

Другим исследуемым материалом была прозрачная керамика тербий галлиевого граната TGG. Образцы 1.0 ат.% REE:TGG (REE=Pr, Tm, Dy) были изготовлены методом двухэтапного спекания из высококачественных нанопорошков, синтезированных методом соосаждения.

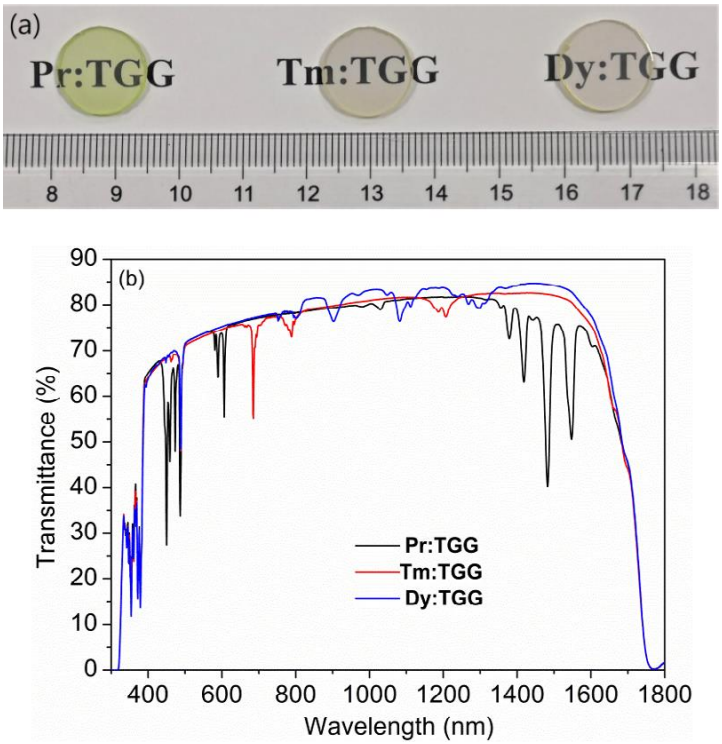

Рис. 74 *a) Фотография и b) спектры пропускания керамики 1.0 ат.% REE:TGG, предварительно спеченной при 1500 °C в течение 3 ч на воздухе и подвергнутой горячему изостатическому прессованию при 1500 °C в течение 3 ч.*

Угол поворота плоскости поляризации после прохождения через керамический элемент 1.0 ат% REE:TGG, помещенный в фиксированное магнитное поле, измерялся на

длине волны He-Ne лазера λ=632.8 нм. Постоянные Верде для керамик Pr:TGG, Tm:TGG и Dy:TGG составили -142.3, -142.7 и -142.7 рад/(Тл·м) соответственно, что с 5% точностью совпадает с нелегированной керамикой (или кристаллом) TGG.

Измерение термонаведенной деполяризации проводилось в стандартной схеме, где в качестве лазерного источника использовался волоконный Yb-волоконный лазер мощностью 1.5 кВт производства IPG Photonics, работающий на длине волны 1070 нм с гауссовым профилем пучка. Дополнительно измерена термонаведенная деполяризация в чистой TGG керамке сразу после спекания и после отжига на воздухе.

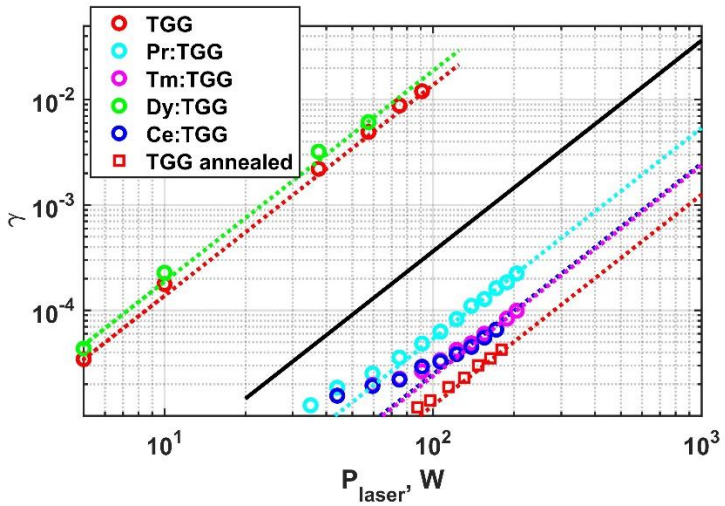

Рис. 75 *Зависимость термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения в исследованных образцах REE:TGG керамики*

Отожженная керамика TGG имеет самый низкий уровень термонаведенной деполяризации. При мощности излучения 180 Вт термонаведенная деполяризация составила около $5.5 \cdot 10^{-5}$, что соответствует потерям 42 дБ, что намного выше требований коммерческого изолятора Фарадея (>30 дБ). Отжиг на воздухе привел к уменьшению уровня γ более чем на три порядка, что демонстрирует важность данного этапа постобработки керамики TGG. Легирование керамики TGG при незначительном изменении постоянной Верде привело к существенному увеличению термонаведенной деполяризации из-за увеличения поглощения. Как следствие при использовании таких материалов для изготовления ИФ приведет к уменьшению величины P_{max}.

Последний из рассматриваемых материалов была керамика REE:Tb_2O_3 (REE= Ce^{3+}, Dy^{3+}, Ho^{3+}, Yb^{3+}, Nd^{3+}), спеченная из порошков полученных методом СВС [316]. Результаты данной работы вошли в докторскую диссертацию Палашова О.В., однако для

общности приведем их здесь тоже. Спектры пропускания и фото образцов представлены на **Рис. 76**

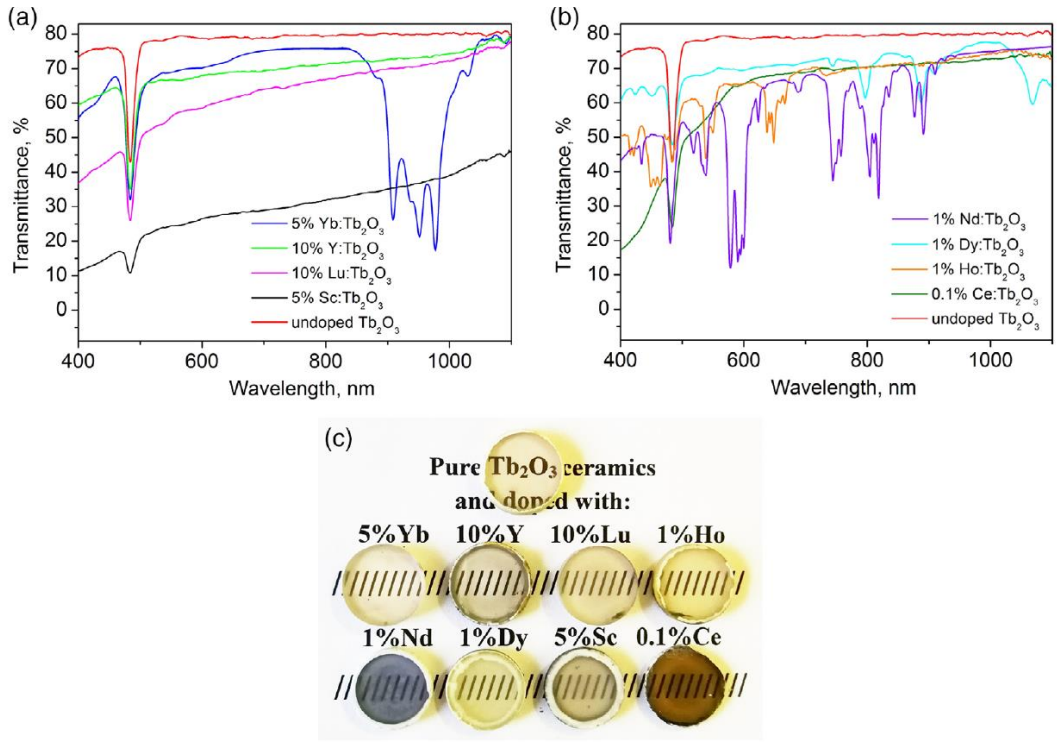

Рис. 76 *a) и b) Спектры пропускания исследуемых образцов REE:Tb_2O_3 керамики; c) фото образцов (не все образцы представлены на фото).*

Постоянна Верде была измерена с использование пробных лазерных источников с длинами волн 405, 532, 658, 780, 808, 980 и 1064 нм в стандартной измерительной схеме.

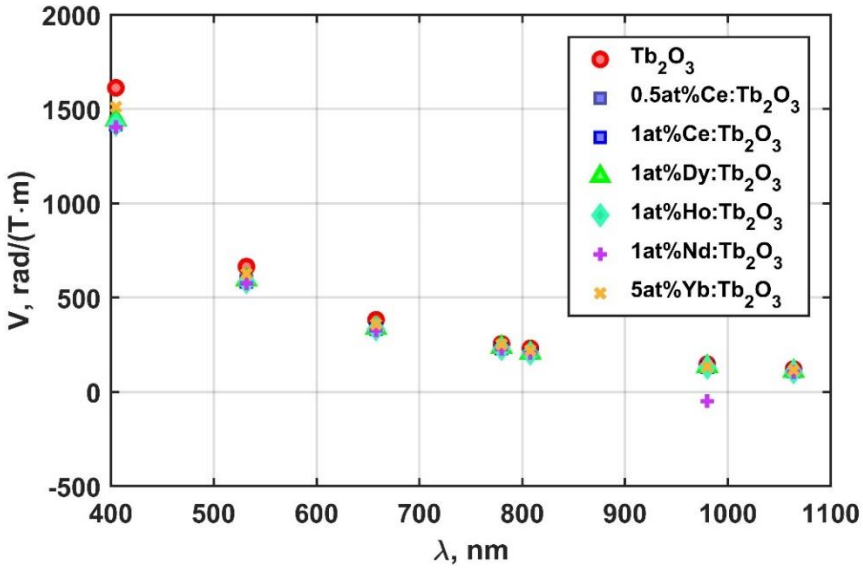

Рис. 77 *Зависимость постоянной Верде от длины волны для REE:Tb_2O_3*

Легирование рассматриваемыми редкоземельными элементами несколько увеличивает постоянную Верде (до 3%), когда в расчете учитывается содержание ионов тербия в оптическом элементе. Мы предполагаем, что увеличение постоянной Верде может быть обусловлено как разупорядочением кристаллической решетки оксида тербия при легировании REE (ввиду разницы ионных радиусов рассматриваемых REE и Tb^{3+}), что могло бы привести к изменению показателя преломления или изменению вероятности перехода, определяющего фарадеевское вращение, так и стабилизацией ионов тербия в трехвалентном состоянии и, как следствие, увеличением концентрации последнего (именно он в большей степени определяет фарадеевское вращение и постоянную Верде материала). Исключение составляет легирование Yb^{3+} и Nd^{3+}, что несколько уменьшает значение постоянной Верде (до 1.7%). В случае иттербия эта разница обусловлена противоположным направлением вращением плоскости поляризации ионом иттербия по сравнению с ионом Tb^{3+}. Для образца $Nd:Tb_2O_3$ отклонение экспериментальной точки на длине волны 980 нм от аппроксимационной кривой обусловлено сильным резонансным поглощением материала в этом диапазоне.

Подводя итог исследования возможности улучшения магнитооптических свойств керамик при легировании редкоземельными элементами отметим, что хотя потенциально **легирование, с одной стороны, может улучшить их спекаемость и повысить температуру полиморфных переходов** (при их наличии), однако, **с другой стороны, может снизить коэффициент теплопроводности, увеличить линейный коэффициент поглощения, как следствие, увеличить величину термонаведенных поляризационных искажений и при малых концентрациях практически не влияет на величину постоянной Верде**. Таким образом эффекта суперобменного взаимодействия в исследованных парамагнитных материалах обнаружено не было. Величина постоянной Верде существенно изменяла свое значение только вблизи линий поглощения легируемых ионов, что в случае использования в ИФ для лазерного излучения с высокой средней мощностью в большинстве случаев приводит лишь к ухудшению степени изоляции из-за усиления тепловых эффектов. Так же отметим, что Zhe Chen и соавторы были пойманы на фальсификации как данных, так и проводимых исследований, что ставит под сомнение все полученные в их работах результаты.

4.7. Заключение к Главе 4

Резюмируем полученные в **Главе 4** результаты, опубликованные в работах [183-201].

1) Проведен анализ критериев выбора магнитооптического материала для изоляторов Фарадея в зависимости от параметров лазерного излучения. Описаны преимущества и недостатки разных видов магнитооптических материалов. Выделены основные материальные параметры важные для реализации ИФ, обеспечивающего высокую степень изоляции при высокой средней мощности лазерного излучения.
2) Проведены пионерские работы по исследованию оптических и магнитооптических свойств полуторно оксидных керамик редкоземельных элементов разных производителей и получены необходимые аналитические зависимости постоянной Верде от длины волны излучения и температуры элемента. Для каждого материала определена перспективная спектральная область для использования в качестве магнитооптического материала в ИФ.
3) Исследованы магнитооптические и термооптические свойства монокристаллического кремния. Впервые измерен параметр пьезооптической анизотропии на длине волн 1.94 мкм. Реализован традиционный ИФ и ИФ с компенсацией деполяризации противовращением для излучения 2 мкм диапазона и исследованы их характеристики в зависимости от мощности лазерного излучения. Использование высокочистого монокристаллического кремния в качестве магнитооптического материала для ИФ и криогенных ИФ, работающих в условиях мощного лазерного излучения в диапазоне 2 мкм в том числе в детекторах гравитационных волн нового поколения, имеет очень высокий потенциал.
4) Исследованы магнитооптические и термооптические свойства высокочистых теллуритных и халькогенидных стекол. Показано, что стекло состава $Ge_{10}Sb_6As_{22}S_{62}$ обладает достаточно высоким значением постоянной Верде, малым значением термооптической характеристики Q и на его основе можно реализовать ИФ для излучения с длиной волны 1.94 мкм с P_{max}=309 Вт. И теллуритные и халькогенидные стекла обладают положительным знаком термооптической характеристики Q, что позволяет реализовать схемы компенсации термонаведенной деполяризации без использования кварцевого вращателя поляризации.
5) Исследована возможность увеличения постоянной Верде парамагнитного материала путем его легирования редкоземельными элементами. Легирование может улучшить спекаемость керамического материала и повысить температуру полиморфных переходов (при их наличии), однако, может существенно снизить коэффициент теплопроводности, увеличить линейный коэффициент поглощения и

при исследованных концентрациях практически не влияет на величину постоянной Верде. Наличие суперобменного взаимодействия не обнаружено.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая диссертационная работа посвящена исследованию влияния параметров материалов на величину тепловых эффектов и исследованию различных особенностей этих эффектов, возникающих в оптических элементах мощных лазерных систем. Поиску и исследованию новых лазерных материалов, обладающих такими особенностями и использованию их для минимизации и компенсации тепловых эффектов и созданию уникальных лазерных узлов и компонент для мощных лазерных систем с рекордными характеристиками, позволяющими увеличить стабильность, качество получаемого излучения и продвинуться в область больших средних мощностей.

1. Проведен анализ тепловых поляризационных и фазовых эффектов в кристаллических материалах с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии. Получено решение классической задачи об оптимальной ориентации кристаллографических осей для класса кубических магнитооптических материалов с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии. Показано, что наличие циркулярного двулучепреломления не позволяет полностью устранить (как в случае отсутствия циркулярного двулучепреломления) поляризационные искажения выбором ориентации, но возможно их существенное уменьшение. При этом меняется зависимость термонаведенной деполяризации от мощности лазерного излучения с $\sim P_{laser}^{2}$ на $\sim P_{laser}^{4}$, так же как при использовании ранее предложенных схем ИФ с компенсацией деполяризации. Показано, что выбором ориентации кристаллографических осей в кубических кристаллах можно ослабить астигматизм фазовых искажений, а в материалах с параметром пьезооптической анизотропии меньше 0.04 полностью устранить его, даже в случае наличия циркулярного двулучепреломления в материале.
2. Предложены новые схемы ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации, вызванной фотоупругим эффектом, работающие при использовании магнитооптических материалов с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии: схема с взаимным вращателем с кристаллсма в ориентации [C] и схема с противовращением. Предложенные схемы превосходят известные по эффективности компенсации возникающих поляризационных искажений при высокой средней

мощности лазерного излучения и позволят реализовать ИФ с рекордными характеристиками степени изоляции при высокой средней мощности.

3. Предложена схема ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации вызванной неоднородностью вращения плоскости поляризации из-за зависимости постоянной Верде и коэффициента линейного расширения от температуры. Данная схема позволяет увеличить степень изоляции в случаях, когда вклад от фотоупругого эффекта существенно ослаблен выбором ориентации МОЭ, условиями использования (температура, сильное магнитное поле и др.) или особенностями материала.
4. Предложен критерий выбора схемы ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации для конкретного магнитооптического материала и условий его использования. Для материалов с $\xi<0$ данный критерий показывает эффективным ли будет использование критической ориентации [С]. Данный коэффициент рассчитан для ряда магнитооптических материалов.
5. Продемонстрирована эквивалентность термонаведенной деполяризации в композитном элементе из одного кубического монокристаллического материала термонаведенной деполяризации в одиночном элементе из другого наперед заданного кубического монокристаллического материала. Распределения по сечению направлений возникающих термонаведенных собственных поляризаций, разность фаз между ними и их изменение при вращении элемента вокруг оси распространения пучка практически идентичны. Эквивалентность термонаведенных поляризационных искажений позволяет изготовить композитный элемент из другого оптического материала, компенсирующий термонаведенные поляризационные искажения в заданном.
6. Исследована особенность термонаведенной деполяризации в магнитооптических материалах с параметром пьезооптической анизотропии по абсолютной величине далеко отстоящим от единицы. Показано, что термонаведенная деполяризация в таких материалах увеличивается при внесении их в магнитное поле, и возникновении в них циркулярного двулучепреломления, а зависимость термонаведенной деполяризации меняется с $\sim P_{laser}^2$ на $\sim P_{laser}^4$. Такое поведение наблюдает уже при параметре пьезооптической анизотропии $|\xi|>7.8$ или $|\xi|<0.13$.
7. Предложена и реализована схема с полной компенсацией термонаведенной деполяризации в системе из двух ОЭ из разных материалов с отличающимися знаками термооптической характеристики Q (или Q_{eff}). Предложен и верифицирован метод

определения знака термооптической характеристики Q (или Q_{eff}) по наличию компенсации термонаведенной деполяризации в системе двух ОЭ.

8. Предложен метод определения величины и знак параметра пьезооптической анизотропии, и знака термооптической характеристики Q (или Q_{eff}) по измерениям астигматизма термонаведенных фазовых искажений. Используя предложенный метод определены параметры пьезооптической анизотропии кристаллов TGG, CaF_2 и стекла MOC30, которые с экспериментальной точностью совпали с измеренными другими ранее предложенными методами.
9. Найдены и экспериментально исследованы магнитооптические материалы с малой величиной термооптической характеристики Q и Q_{eff}. Показана перспективность использования таких материалов для изготовления ОЭ, работающих в мощном лазерном излучении и вносящих малые термонаведенные поляризационные искажения, связанные с фотоупругим эффектом. Особенно перспективно использование таких материалов для изготовления МОЭ изоляторов Фарадея для увеличения их степени изоляции и величины P_{max}.
10. Показана перспективность МО материалов с близким к нулю коэффициентом линейного расширения для применения в ИФ, работающих в излучении с высокой средней мощностью среди материалов. На примере кристалла $Zn_4B_6O_{13}$ исследованы магнитооптические и термооптические свойства такиз материалов. Изотропный малый коэффициент теплового расширения $Zn_4B_6O_{13}$ значительно подавляет термонаведенную деполяризацию, связанную с термонаведенным линейным двулучепреломлением, вызванным фотоупругим эффектом. Диамагнитная природа материала обеспечивает отсутствие термонаведенной деполяризации, связанной с температурной зависимостью константы Верде. Измерения спектра пропускания, постоянной Верде и термонаведенной деполяризации показывают, что $Zn_4B_6O_{13}$ отлично подходит для диапазона длин волн 248–350 нм и может использоваться в качестве материала МОЕ для оптического изолятора для лазеров высокой средней мощности.
11. Проведены пионерские работы по исследованию свойств прозрачных керамик полуторных оксидов редкоземельных элементов Tb, Dy, Ho, Er и Yb. Показано, что постоянная Верде керамик линейно зависит от концентрации парамагнитного иона при использовании в качестве добавки (Y_2O_3, La_2O_3, MgO). Удельная концентрация парамагнитного иона в единице объема в полуторных оксидах REE_2O_3 ~3 раз выше, чем в структуре граната $REE_3Ga_5O_{12}$, что приводит к соответствующе большей

величине постоянной Верде. Полуторные оксиды редкоземельных элементов покрывают широкую спектральную область от видимого до коротковолнового ИК: Tb_2O_3 0.4-1.5 мкм, Ho_2O_3 1.3-1.7 мкм, Yb_2O_3 1.5-1.9 мкм, Dy_2O_3 1.9-2.3 мкм и обладают высоким (в некоторых случаях рекордно) значением постоянной Верде. Также данные материалы обладают высокими механическими и термооптическими свойствами, что при улучшении технологии получения данных материалов позволит использовать их для создания компактных ИФ и ВФ, работающих в лазерном излучении с высокой средней мощностью на любой длине волны из широкого спектрального диапазона.

12. Исследованы магнитооптические и термооптические свойства монокристаллического кремния. Впервые измерен параметр пьезооптической анизотропии на длине волн 1.94 мкм и показано, что монокристаллический кремний может обладать отрицательным параметром пьезооптической анизотропии. Измерены зависимости постоянной Верде от длины волн и температуры и показано, что с экспериментальной точностью V не зависит от температуры, а следовательно нет вклада в термонаведенную деполяризацию γ_V. Реализован традиционный ИФ и ИФ с компенсацией деполяризации противовращением для излучения 2 мкм диапазона и исследованы их характеристики в зависимости от мощности лазерного излучения. Проведено численное моделирование и сравнение эффективности использования предложенных в данной работе схем ИФ на базе МОЭ из монокристаллического кремния с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии. Использование высокочистого монокристаллического кремния в качестве магнитооптического материала для ИФ и криогенных ИФ, работающих в условиях мощного лазерного излучения в диапазоне 2 мкм в том числе в детекторах гравитационных волн нового поколения, имеет очень высокий потенциал.
13. Исследованы магнитооптические и термооптические свойства высокочистых халькогенидных стекол. Показано, что данные стекла обладают относительно высоким значением постоянной Верде, достаточным для практических применений в спектральном диапазоне 1–2 мкм. Исследованные стекла обладают $Q>0$, малым значением коэффициента поглощения и демонстрируют малую величину термонаведенной деполяризации. По оценкам величина P_{max} для ИФ на данном стекле составляет 170 Вт для длины волны 1 мкм и 390 Вт для длины волны 1.94 мкм, что превосходит значения P_{max}, рассчитанные для известных стеклянных материалов. Относительная дешевизна химических компонент стекла, гибкость технологии его

получения, низкие значения поглощения и термооптической постоянной Q халькогенидных стекол позволяют использовать эти материалы в лазерном излучении с высокой средней мощностью, а также создавать приборы Фарадея в объемном и волоконном исполнении с характеристиками, превосходящими характеристики приборов на основе тербий содержащих стекол.

14. Исследована возможность увеличения постоянной Верде материала путем его легирования редкоземельными элементами. Показано, что легирование может улучшить спекаемость керамического материала и повысить температуру полиморфных переходов (при их наличии), однако, может существенно снизить коэффициент теплопроводности, увеличить линейный коэффициент поглощения и при исследованных концентрациях практически не влияет на величину постоянной Верде.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

АЭ – активный элемент

ОЭ – оптический элемент

ИФ – изолятор Фарадея

ВФ – вращатель Фарадея

МОЭ – магнито-оптический элемент

СВС – метод самораспространяющегося высокотемпературного синтеза

SLM (Special Light Modulator) – пространственные модуляторы света

DMD (Digital Micromirror Device) – цифровое микрозеркальное устройство

TGG – $Tb_3Ga_5O_{12}$ тербий галлиевый гранат

YAG – $Y_3Al_5O_{12}$ иттрий алюминиевый гранат (алюмо-иттриевый гранат)

YGG – $Y_3Ga_5O_{12}$ иттрий галлиевый гранат

TAG – $Tb_3Al_5O_{12}$ тербий алюминиевый гранат

TSAG – тербий скандий алюминиевый гранат

ZBO – $Zn_4B_6O_{13}$

NTF – $Na_{0.37}Tb_{0.63}F_{2.26}$ фторид натрия тербия

KTF – KTb_3F_{10} фторид калия тербия

c-Si – монокристаллический кремний

TZ – $(100\text{-}x)TeO_2{-}xZnO$ теллуритные стекла

TZN - $(100\text{-}x\text{-}y)TeO_2{-}xZnO{-}yNa_2O$ теллуритные стекла

TZLN – $(100\text{-}x\text{-}y\text{-}z)TeO_2{-}xZnO{-}yLa_2O_3\text{-}zNa_2O$ теллуритные стекла

ZTE (zero thermal expansion) – материалы с близким к нулю коэффицентом теплового расширения

YIG – иттрий железный гранат

REE (rare earth element) – редкоземельный элемент

[C] – критическая ориентация (и ей эквивалентные), возникающая в кристаллических материалах с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии, в которой наблюдается минимум термонаведенной деполяризации

[P] – критическая ориентация (и ей эквивалентные), возникающая в кристаллических материалах с отрицательным параметром пьезооптической анизотропии, в которой устраняется астигматизм термонаведенных фазовых искажений

P – термооптическая постоянная материала (тепловая линза)

Q – термооптическая постоянная материала (термонаведенная деполяризация)

Q_{eff} – эффективная термооптическая постоянная материала, вводимая для керамики (термонаведенная деполяризация)

P_{laser} – средняя мощность лазерного излучения

ξ – параметр пьезооптической анизотропии материала

η – параметр ответственный за величину неоднородности фарадеевского вращения из-за градиента темперта температуры и зависимости постоянной Верде от температуры

$\mathbf{E}_{in}$ – поле на входе в оптический элемент (набор оптических элементов)

$\mathbf{E}_{out}$ – поле на выходе из оптического элемента (набора оптических элементов)

$I(r)$ – интенсивность лазерного излучения

M – матрица Джонса оптического элемента (набора оптических элементов)

T – часть матрицы Джонса оптического элемента, отвечающая за поляризационные искажения

T_{21}, T_{11} – соответствующие элементы матрицы **T**

R – матрица поворота системы координат

δ_{e1} и δ_{e2} – набег фаз собственных поляризаций линейного термонаведенного двулучепреломления

δ_l – разность фаз между двух собственных поляризаций линейного термонаведенного двулучепреломления при отсутствии циркулярного двулучепреломления

δ_c – разность фаз между двух циркулярных поляризаций при отсутствии линейного двулучепреломления

δ_{c0} – разность фаз двух циркулярных поляризаций при отсутствии тепловыделения и градиента температуры

θ_F – угол фарадеевского вращения плоскости поляризации проходящего излучения ($\theta_F = \delta_c/2$)

Ψ – угол наклона одной из осей наведенного двулучепреломления к оси *x* лабораторной системы координат

Ω – полный набег фазы линейнополяризованного излучения

ψ – средний между двумя собственными поляризациями набег фазы

L – длина оптического элемента

R_0 – радиус оптического элемента

n_0 – невозмущенный показатель преломления

$n_{1,2}$ – показатели преломления для собственных волн

λ – длина волны излучения

$k=2\pi/\lambda$ – волновое число

(xyz) – декартовы координаты

($r\varphi z$) – цилиндрическая координаты

(abc) – декартова система координат, связанная с ориентацией кристаллографических осей

α, β, Ф – углы Эйлера при переходе от (xyz) к (abc)

γ – величина интегральной по сечению пучка деполяризации излучения

Γ – величина локальной деполяризации излучения

γ_P, γ_V – интегральные термонаведенные деполяризации от первых членов разложения, которые будут характеризовать основные вклады от термонаведенного линейного двулучепреломления и неоднородного вращения поляризации из-за температурной зависимости постоянной Верде, соответственно

V – постоянная Верде

H – напряженность магнитного поля

$\alpha_T = 1/L \cdot \mathrm{d}L/\mathrm{d}T$ – коэффициент теплового линейного расширения

$\beta_T = 1/V \cdot \mathrm{d}V/\mathrm{d}T$ –зависимость постоянной Верде от температуры

$\mathbf{B}$ – тензор диэлектрической непроницаемости

B_{ij} – элементы тензора диэлектрической непроницаемости

$\Delta\mathbf{B}$ – изменение тензора диэлектрической непроницаемости

ΔB_{ij} – элементы тензора ΔB

π_{ij} – элементы тензора пьезооптических коэффициентов в двухиндексном обозначении Ная

c_{ijkl} – константы упругой жесткости материала

S_{ij} – константы тензора упругой податливости

ε_{zz} – компонента тензора деформаций

T – локальная температура

T_{av} – средняя по сечению температура

ν – коэффициент Пуассона

κ – коэффициент теплопроводности

$q(r)$ – плотность мощности тепловыделения

P_h – мощность тепловыделения во всем объеме кристалла

P_{in} – средняя мощность проходящего лазерного излучения

r_h и F_h – эффективный радиус и профиль источника тепловыделения

f, h, g, W – интегралы от профиля источника тепловыделения F_h, зависящие от поперечных координат

a_i – значения интегралов по поперечному сечению ОЭ от f, h и g

p – нормированная мощность тепловыделения

α_0 – коэффициент линейного поглощения в кристалле

θ_r – угол поворота плоскости поляризации проходящего излучения в кварцевом вращателе

P_{max} – максимально допустимая мощность использования ИФ. Средняя мощность излучения, вплоть до которой ИФ обеспечивает степень изоляции более 30 дБ

P_{laser} – средняя мощность лазерного излучения

CCD (Charge Coupled Device) – ПЗС-матрица

TRAM (total-reflection active-mirror) – конфигурация лазерного усилителя

ICSD (Inorganic Crystal Structure Database) – база данных неорганических кристаллов

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Principles of laser materials processing. / Kannatey-Asibu E.: John Wiley & Sons, Inc., 2009. – 431-501 c.
2. *Herzog D., Seyda V., Wycisk E., Emmelmann C.* Additive manufacturing of metals // Acta Materialia. – 2016. – V. 117. – P. 371-392.
3. *Wang H., Liu L. Y., Ye P., Huang Z., Ng A. Y. R., Du Z., Dong Z., Tang D., Gan C. L.* 3D Printing of Transparent Spinel Ceramics with Transmittance Approaching the Theoretical Limit // Advanced Materials. – 2021. – V. 33, № 15. – P. 2007072.
4. *Wu B., Kumar A.* Extreme ultraviolet lithography: A review // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena. – 2007. – V. 25, № 6. – P. 1743-1761.
5. *Phipps C. R., Albrecht G., Friedman H., Gavel D., George E. V., Murray J., Ho C., Priedhorsky W., Michaelis M. M., Reilly J. P.* ORION: Clearing near-Earth space debris using a 20-kW, 530-nm, Earth-based, repetitively pulsed laser // Laser and Particle Beams. – 1996. – V. 14, № 1. – P. 1-44.
6. *Mark C. P., Kamath S.* Review of active space debris removal methods // Space Policy. – 2019. – V. 47. – P. 194-206.
7. *Buikema A., Cahillane C., Mansell G. L., Blair C. D., Abbott R., Adams C., Adhikari R. X., Ananyeva A., Appert S., Arai K., Areeda J. S., Asali Y., Aston S. M., Austin C., Baer A. M., Ball M., Ballmer S. W., Banagiri S., Barker D., Barsotti L., Bartlett J., Berger B. K., Betzwieser J., Bhattacharjee D., Billingsley G., Biscans S., Blair R. M., Bode N., Booker P., Bork R., Bramley A., Brooks A. F., Brown D. D., Cannon K. C., Chen X., Ciobanu A. A., Clara F., Cooper S. J., Corley K. R., Countryman S. T., Covas P. B., Coyne D. C., Datrier L. E. H., Davis D., Di Fronzo C., Dooley K. L., Driggers J. C., Dupej P., Dwyer S. E., Effler A., Etzel T., Evans M., Evans T. M., Feicht J., Fernandez-Galiana A., Fritschel P., Frolov V. V., Fulda P., Fyffe M., Giaime J. A., Giardina K. D., Godwin P., Goetz E., Gras S., Gray C., Gray R., Green A. C., Gustafson E. K., Gustafson R., Hanks J., Hanson J., Hardwick T., Hasskew R. K., Heintze M. C., Helmling-Cornell A. F., Holland N. A., Jones J. D., Kandhasamy S., Karki S., Kasprzack M., Kawabe K., Kijbunchoo N., King P. J., Kissel J. S., Kumar R., Landry M., Lane B. B., Lantz B., Laxen M., Lecoeuche Y. K., Leviton J., Liu J., Lormand M., Lundgren A. P., Macas R., MacInnis M., Macleod D. M., Márka S., Márka Z., Martynov D. V., Mason K., Massinger T. J., Matichard F., Mavalvala N., McCarthy R., McClelland D. E., McCormick S., McCuller L., McIver J., McRae T., Mendell G., Merfeld K., Merilh E. L., Meylahn F., Mistry T., Mittleman R., Moreno G., Mow-Lowry C. M., Mozzon S., Mullavey A., Nelson T. J. N., Nguyen P., Nuttall L. K., Oberling J., Oram R. J., O'Reilly B., Osthelder C., Ottaway D. J., Overmier H., Palamos J. R., Parker W., Payne E., Pele A., Penhorwood R., Perez C. J., Pirello M., Radkins H., Ramirez K. E., Richardson J. W., Riles K., Robertson N. A., Rollins J. G., Romel C. L., Romie J. H., Ross M. P., Ryan K., Sadecki T., Sanchez E. J., Sanchez L. E., Saravanan T. R., Savage R. L., Schaetzl D., Schnabel R., Schofield R. M. S., Schwartz E., Sellers D., Shaffer T., Sigg D., Slagmolen B. J. J., Smith J. R., Soni S., Sorazu B., Spencer A. P., Strain K. A., Sun L., Szczepańczyk M. J., Thomas M., Thomas P., Thorne K. A., Toland K., Torrie C. I., Traylor G., Tse M., Urban A. L., Vajente G., Valdes G., Vander-Hyde D. C., Veitch P. J., Venkateswara K., Venugopalan G., Viets A. D., Vo T., Vorvick C., Wade M., Ward R. L., Warner J., Weaver B., Weiss R., Whittle C., Willke B., Wipf C. C., Xiao L., Yamamoto H., Yu H., Yu H., Zhang L., Zucker M. E., Zweizig J.* Sensitivity and performance of the Advanced LIGO detectors in the third observing run // Physical Review D. – 2020. – V. 102, № 6. – P. 062003.
8. *Moses E. I.* Ignition on the National Ignition Facility: a path towards inertial fusion energy // Nuclear Fusion. – 2009. – V. 49, № 10. – P. 104022.

9. *Tanaka K. A.* Summary of inertial fusion sessions // Nuclear Fusion. – 2009. – V. 49, № 10. – P. 104004.
10. *Chanteloup J.-C., Albach D., Lucianetti A., Ertel K., Banerjee S., Mason P. D., Hernandez-Gomez C., Collier J. L., Hein J., Wolf M., Körner J., Garrec B. J. L.* Multi kJ level Laser Concepts for HiPER Facility // Journal of Physics: Conference Series. – 2010. – V. 244, № 1. – P. 1-6.
11. *Chénais S., Druon F., Forget S., Balembois F., Georges P.* On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials // Progress in Quantum Electronics. – 2006. – V. 30, № 4. – P. 89-153.
12. *Koechner W., Rice D. K.* Birefringence of YAG:Nd laser rods as a function of growth direction // Journal of the Optical Society of America. – 1971. – V. 61, № 6. – P. 758-766.
13. Thermooptics of Solid-State Lasers. / Mezenov A. V., Soms L. N., Stepanov A. I. – Leningrad: Mashinebuilding, 1986.
14. *Moshe I., Jackel S.* Influence of birefringence-induced bifocusing on optical beams // Journal of the Optical Society of America B. – 2005. – V. 22, № 6. – P. 1228-1235.
15. *Potemkin A. K., Khazanov E. A.* Calculation of the laser-beam M^2 factor by the method of moments // Quantum Electronics. – 2005. – V. 35, № 11. – P. 1042.
16. *Perevezentsev E., Poteomkin A., Khazanov E.* Comparison of phase-aberrated laser beam quality criteria // Applied Optics. – 2007. – V. 46, № 5. – P. 774-784.
17. *Snetkov I. L., Mukhin I. B., Palashov O. V., Khazanov E. A.* Properties of a thermal lens in laser ceramics // Quantum Electronics. – 2007. – V. 37, № 7. – P. 633-638.
18. *Quelle F. W.* Thermal distortion of diffraction-limited optical elements // Applied Optics. – 1966. – V. 5, № 4. – P. 633-637.
19. *Sims S. D., Stein A., Roth C.* Dynamic optical path distortions in laser rods // Applied Optics. – 1966. – V. 5, № 4. – P. 621-626.
20. *Roess D.* Analysis of room temperature CW ruby lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1966. – V. 2, № 8. – P. 208 - 214.
21. *Osterink L. M., Foster J. D.* Thermal effects and transverse mode control in a Nd:YAG laser // Applied Physics Letters. – 1968. – V. 12, № 4. – P. 128-131.
22. *Koechner W.* Thermal lensing in a Nd:YAG laser rod // Applied Optics. – 1970. – V. 9, № 11. – P. 2548-2553.
23. *Foster J. D., Osterink L. M.* Thermal effects in a Nd:YAG laser // Journal of Applied Physics. – 1970. – V. 41, № 9. – P. 3656-3663.
24. *Anan'ev Y. A., Kozlov N. A., Mak A. A., Stepanov A. I.* Thermal deformation of the resonator of a solid-state laser // Journal of Applied Spectroscopy. – 1966. – V. 5, № 1. – P. 36-39.
25. *Soms L. N., Tarasov A. A.* Thermal strains in active elements of color-center lasers. I. Theory // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1979. – V. 9, № 12. – P. 1506-1509.
26. *Siegman A. E.* Analysis of laser beam quality degradation caused by quartic phase aberrations // Applied Optics. – 1993. – V. 32, № 30. – P. 5893-5901.
27. *Ruff J. A., Siegman A. E.* Measurement of beam quality degradation due to spherical aberration in a simple lens // Optical and Quantum Electronics. – 1994. – V. 26, № 6. – P. 629-632.
28. *Klein C. A.* Optical distortion coefficients of high-power laser windows // Optical Engineering. – 1990. – V. 29, № 4. – P. 343-350.
29. *Jalali A. A., Rybarsyk J., Rogers E.* Thermal lensing analysis of TGG and its effect on beam quality // Optics Express. – 2013. – V. 21, № 11. – P. 13741-13747.
30. *Rall P. L., Pflaum C.* Polarization ray tracing in thermally loaded solid-state laser crystals // Journal of the Optical Society of America B. – 2020. – V. 37, № 7. – P. 1933-1941.
31. *Soloviev A. A., Snetkov I. L., Zelenogorsky V. V., Kozhevatov I. E., Palashov O. V., Khazanov E. A.* Experimental study of thermal lens features in laser ceramics // Optics Express. – 2008. – V. 16, № 25. – P. 21012-21021.

32. *Vyatkin A. G., Khazanov E. A.* Thermally induced beam distortions in sesquioxide laser ceramics of m3 crystal class-Part II // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2015. – V. 51, № 2. – P. 1700108.
33. *Brewster D.* On the effects of simple pressure in producing that species of crystallization which forms two oppositely polarised images, and exhibits the complementary colours by plarised light // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. – 1815. – V. 105. – P. 60-64.
34. Physical Properties of Crystals. / Nye J. F. – London: Oxford University Press, 1964.
35. *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 CeF_3 crystal // Optical Materials. – 2017. – V. 69. – P. 196-201.
36. *Mironov E. A., Vyatkin A. G., Starobor A. V., Palashov O. V.* Thermo-optical characteristics of DKDP crystal // Laser Physics Letters. – 2017. – V. 14, № 3. – P. 035801.
37. *Blume A. E., Tittel K. F.* Thermal effects in laser amplifiers and oscillators // Applied Optics. – 1964. – V. 3, № 4. – P. 527-530.
38. *Anan'ev Y. A., Grishmanova N. I.* Deformations of the active interferometer elements and thermooptical constants of a neodymium glass laser // Journal of Applied Spectroscopy. – 1970. – V. 12, № 4. – P. 503-506.
39. *Vitrishchak I. B., Soms L. N., Tarasov A. A.* On intrinsic polarizations of a resonator with thermally distorted active element // Zh. Tekhn. Fiz. – 1974. – V. 44. – P. 1055-1062.
40. *Massey G. A.* Criterion for selection of cw laser host materials to increase available power in the fundamental mode // Applied Physics Letters. – 1970. – V. 17, № 5. – P. 213-215.
41. *Koechner W.* Absorbed pump power, thermal profile and stresses in a cw pumped Nd:YAG crystal // Applied Optics. – 1970. – V. 9, № 6. – P. 1429-1434.
42. *Koechner W., Rice D. K.* Effect of birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1970. – V. 6, № 9. – P. 557-566.
43. *Karr M. A.* Nd:YAIG laser cavity loss due to an internal Brewster polarizer // Applied Optics. – 1971. – V. 10, № 4. – P. 893-895.
44. *Eichler H. J., Haase A., Menzel R., Siemoneit A.* Thermal lensing and depolarization in a highly pumped Nd:YAG laser amplifier // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1993. – V. 26, № 11. – P. 1884-1891.
45. *Schmid M., Graf T., Weber H. P.* Analytical model of the temperature distribution and the thermally induced birefringence in laser rods with cylindrically symmetric heating // Journal of the Optical Society of America B. – 2000. – V. 17, № 8. – P. 1398-1404.
46. *Soms L. N., Tarasov A. A., Shashkin V. V.* Problem of depolarization of linearly polarized light by a YAG : Nd^{3+} laser-active element under thermally induced birefringence conditions // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1980. – V. 10, № 3. – P. 350-351.
47. *Shoji I., Taira T.* Intrinsic reduction of the depolarization loss in solid-state lasers by use of a (110)-cut $Y_3Al_5O_{12}$ crystal // Applied Physics Letters. – 2002. – V. 80, № 17. – P. 3048-3050.
48. *Mukhin I., Palashov O., Khazanov E.* Reduction of thermally induced depolarization of laser radiation in [110] oriented cubic crystals // Optics Express. – 2009. – V. 17, № 7. – P. 5496-5501.
49. *Mukhin I., Palashov O., Khazanov E., Ivanov I.* Influence of the orientation of a crystal on thermal polarization effects in high-power solid-state lasers // JETP Letters. – 2005. – V. 81, № 3. – P. 90-94.
50. *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. – 2002. – V. 41, № 3. – P. 483-492.
51. *Khazanov E. A.* Thermally induced birefringence in Nd:YAG ceramics // Optics Letters. – 2002. – V. 27, № 9. – P. 716-718.

52. *Kagan M. A., Khazanov E. A.* Compensation for thermally induced birefringence in polycrystalline ceramic active elements // Quantum Electronics. – 2003. – V. 33, № 10. – P. 876-882.
53. *Vyatkin A. G., Khazanov E. A.* Thermally induced depolarization in sesquioxide class m3 single crystals // Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics. – 2011. – V. 28, № 4. – P. 805-811.
54. *Vyatkin A. G.* Thermally induced beam distortions in sesquioxide laser ceramics of m3 crystal class - Part I // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2014. – V. 50, № 12. – P. 1061-1071.
55. *Vyatkin A. G., Khazanov E. A.* Effect of elastic anisotropy on thermally induced distortions of a laser beam in single cubic syngony crystals with radial cooling. Part I // Quantum Electronics. – 2020. – V. 50, № 2. – P. 114-135.
56. *Vyatkin A. G.* Effect of elastic anisotropy on thermally induced distortions of a laser beam in single cubic syngony crystals with radial cooling. Part II // Quantum Electronics. – 2021. – V. 51, № 7. – P. 565-573.
57. *Vyatkin A. G.* Effect of elastic anisotropy on thermally induced distortions of a laser beam in single cubic syngony crystals with radial cooling. Part III // Quantum Electronics. – 2021. – V. 51, № 7. – P. 574.
58. *Joiner R. E., Marburger J., Steier W. H.* Elimination of stress-induced birefringence effects in single-crystal high-power laser windows // Applied Physics Letters. – 1977. – V. 30, № 9. – P. 485-486.
59. Joiner R. E., Marburger J., Steier W. H. Critical orientations for eliminating stress-induced depolarization in crystalline windows and rods // Laser induced damage in optical materials, 1977: proceeding of a symposium, Issue 509 / Под ред. Guenther A. J. G. a. A. H. –Dept. of Commerce, National Bureau of Standards, 1977. – С. 89-95.
60. *Joiner R., Marburger J., Steier W.* Elimination of stress-induced birefringence in single crystal windows for high power lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1977. – V. 13, № 9. – P. 856-857.
61. *Klein C. A.* Materials for high-power laser optics: figures of merit for thermally induced beam distortions // Optical Engineering. – 1997. – V. 36, № 6. – P. 1586–1595.
62. *Andreev N. F., Palashov O. V., Poteomkin A. K., Sergeev A. M., Khazanov E. A., Reitze D. H.* A 45-dB Faraday isolator for 100-W average radiation power // Quantum Electronics. – 2000. – V. 30, № 12. – P. 1107-1108.
63. *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. – 2014. – V. 50, № 6. – P. 434-443.
64. *Andreev N., Palashov O., Khazanov E., Pasmanik G.* Four-channel pulse-periodic Nd: YAG laser with diffraction-limited output radiation // Quantum Electronics. – 1997. – V. 27, № 7. – P. 565-569.
65. *Andreev N., Khazanov E., Kulagin O., Movshevich B., Palashov O., Pasmanik G., Rodchenkov V., Scott A., Soan P.* A two-channel repetitively pulsed Nd:YAG laser operating at 25 Hz with diffraction-limited beam quality // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1999. – V. 35, № 1. – P. 110-114.
66. *Khazanov E. A., Kulagin O. V., Yoshida S., Tanner D., Reitze D.* Investigation of self-induced depolarization of laser radiation in terbium gallium garnet // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1999. – V. 35, № 8. – P. 1116-1122.
67. *Kagan M. A., Khazanov E. A.* Thermally induced birefringence in Faraday devices made from terbium gallium garnet-polycrystalline ceramics // Applied Optics. – 2004. – V. 43, № 32. – P. 6030-6039.

68. *Snetkov I. L., Vyatkin A. G., Palashov O. V., Khazanov E. A.* Drastic reduction of thermally induced depolarization in CaF_2 crystals with [111] orientation // Optics Express. – 2012. – V. 20, № 12. – P. 13357-13367.
69. *Snetkov I. L., Yasuhara R., Starobor A. V., Mironov E. A., Palashov O. V.* Thermo-optical and magneto-optical characteristics of terbium scandium aluminum garnet crystals // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2015. – V. 51, № 7. – P. 7000307.
70. *Khazanov E. A.* Thermooptics of magnetoactive medium: Faraday isolators for high average power lasers // Physics Uspekhi. – 2016. – V. 59, № 9. – P. 886–909.
71. *Nixon M., Cates M.* High energy high brightness thin disk laser // Proceedings of SPIE. – 2012. – V. 8547. – P. 85470D.
72. *Nagel S., Metzger B., Bauer D., Dominik J., Gottwald T., Kuhn V., Killi A., Dekorsy T., Schad S.-S.* Thin-disk laser system operating above 10 kW at near fundamental mode beam quality // Optics Letters. – 2021. – V. 46, № 5. – P. 965-968.
73. *Bowman S. R.* Lasers without internal heat generation // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1999. – V. 35, № 1. – P. 115-122.
74. *Bowman S. R., O'Connor S. P., Biswal S., Condon N. J., Rosenberg A.* Minimizing heat generation in solid-state lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2010. – V. 46, № 7. – P. 1076-1085.
75. *Epstein R. I., Buchwald M., Edwards B., Gosnell T., Mungan C.* Observation of laser-induced fluorescent cooling of a solid // Nature. – 1995. – V. 377, № 6549. – P. 500-503.
76. *Jeohg Y., Sahu J. K., Payne D. N., Nilsson J.* Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power // Optics Express. – 2004. – V. 12, № 25. – P. 6088-6092.
77. *Stone J., Burrus C. A.* Nd : Y_2O_3 single-crystal fiber laser: Room-temperature cw operation at 1.07- and 1.35-μm wavelength // Journal of Applied Physics. – 1978. – V. 49, № 4. – P. 2281-2288.
78. *Feigelson R. S.* Opportunities for research on single-crystal fibers // Materials Science and Engineering: B. – 1988. – V. 1, № 1. – P. 67–75.
79. *Nikolaev D. A., Rusanov S. Y., Shcherbakov I. A., Tsvetkov V. B., Yakovlev A. A.* Guided wave Nd:YAG single-crystal fiber lasers // Laser Physics. – 1999. – V. 9, № 1. – P. 319-323.
80. *Brown D. C., Bowman R., Kuper J., Lee K. K., Menders J.* High average power active-mirror amplifier // Applied Optics. – 1986. – V. 25, № 5. – P. 612-618.
81. *Giesen A., Hugel H., Voss A., Witting K., Brauch U., Opower H.* Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers // Applied Physics B. – 1994. – V. 58, № 5. – P. 365-372.
82. *Giesen A., Speiser J.* Fifteen years of work on thin-disk lasers: Results and scaling laws // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2007. – V. 13, № 3. – P. 598-609.
83. *Peng Y. H., Lim Y. X., Cheng J., Guo Y., Cheah Y. Y., Lai K. S.* Near fundamental mode 1.1 kW Yb:YAG thin-disk laser // Optics Letters. – 2013. – V. 38, № 10. – P. 1709-1711.
84. *Eggleston J. M., Kane T. J., Kuhn K., Unternahrer J., Byer R. L.* The slab geometry laser - part I: Theory // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1984. – V. QE-20, № 3. – P. 289-301.
85. *Kane T. J., Eggleston J. M., Byer R. L.* The slab geometry laser - part II: Thermal effects in a finite slab // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1985. – V. QE-21, № 8. – P. 1195-1210.
86. *Neuenschwander B., Weber R., Weber H. P.* Thermal lens and beam properties in multiple longitudinally diode laser pumped Nd:YAG slab lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1996. – V. 32, № 3. – P. 365-370.
87. *McInnes A., Richards J.* Thermal effects in a coplanar-pumped folded-zigzag slab laser // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1996. – V. 32, № 7. – P. 1243-1252.
88. *Brown D. C.* Nonlinear thermal and stress effects and scaling behavior of YAG slab amplifiers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1998. – V. 34, № 12. – P. 2393-2402.

89. *Sun F., Baker H. J., Russell A. B., Valera J., Hall D. R.* Pump uniformity and temperature profile measurements in a planar waveguide Nd:YAG laser by a beam deflection method // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2007. – V. 43, № 8. – P. 669 - 675.
90. *Xu J., Thomson I. J., Valera J. D. R., Baker H. J., Russell A. B., Hall D. R.* A planar waveguide Nd:YAG laser using active Q-switching of a hybrid unstable resonator // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2007. – V. 13, № 3. – P. 638-646.
91. *Filgas D., Rockwell D., Spariosu K.* Next-generation lasers for advanced active EO systems // Raytheon Technology Today. – 2008. – V. 1. – P. 9-13.
92. *Thomson I. J., Monjardin F. J. F., Baker H. J., Hall D. R.* Efficient operation of a 400 W diode side-pumped Yb:YAG planar waveguide laser // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2011. – V. 47, № 10. – P. 1336-1345.
93. *Délen X., Piehler S., Didierjean J., Aubry N., Voss A., Ahmed M. A., Graf T., Balembois F., Georges P.* 250 W single-crystal fiber Yb:YAG laser // Optics Letters. – 2012. – V. 37, № 14. – P. 2898-2900.
94. *Furuse H., Kawanaka J., Takeshita K., Miyanaga N., Saiki T., Imasaki K., Fujita M., Ishii S.* Total-reflection active-mirror laser with cryogenic Yb:YAG ceramics // Optics Letters. – 2009. – V. 34, № 21. – P. 3439-3441.
95. *Divoky M., Tokita S., Hwang S., Kawashima T., Kan H., Lucianetti A., Mocek T., Kawanaka J.* 1-J operation of monolithic composite ceramics with Yb:YAG thin layers: multi-TRAM at 10-Hz repetition rate and prospects for 100-Hz operation // Optics Letters. – 2015. – V. 40, № 6. – P. 855-858.
96. *Lawrence R., Zucker M., Fritschel P., Marfuta P., Shoemaker D.* Adaptive thermal compensation of test masses in advanced LIGO // Classical and Quantum Gravity. – 2002. – V. 19, № 7. – P. 1803-1812.
97. *Lawrence R., Ottaway D., Zucker M., Fritschel P.* Active correction of thermal lensing through external radiative thermal actuation // Optics Letters. – 2004. – V. 29, № 22. – P. 2635-2637.
98. *Soloviev A. A., Kozhevatov I. E., Palashov O. V., Khazanov E. A.* Compensation for thermally induced aberrations in optical elements by means of additional heating by CO_2 laser radiation // Quantum Electronics. – 2006. – V. 36, № 10. – P. 939–945.
99. *Lucianetti A., Albach D., Chanteloup J.-C.* Active-mirror-laser-amplifier thermal management with tunable helium pressure at cryogenic temperatures // Optics Express. – 2011. – V. 19, № 13. – P. 12766-12780.
100. *Slezak O., Lucianetti A., Mocek T.* Efficient ASE management in disk laser amplifiers with variable absorbing clads // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2014. – V. 50, № 12. – P. 1-9.
101. *Meyer J. G., Zablah A., Kapzems K., Kovalenko N., Pronin O.* Multipass Faraday rotators and isolators // Optics Express. – 2024. – V. 32, № 17. – P. 29227-29238.
102. *Volkov M., Kuznetsov I., Kurnikov G., Mukhin I.* Suppression of thermally induced lensing in composite disk active elements by shaping a heat-removing plate // Optics Continuum. – 2023. – V. 2, № 2. – P. 473-483.
103. *Starobor A., Kuznetsov I., Palashov O., Pestov A., Chkhalo N.* Faraday isolator with composite magneto-optical TGG-sapphire elements // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2021.10.1109/jqe.2021.3116984. – P. 1-1.
104. *Sparks M.* Optical distortion by heated windows in high-power laser systems // Journal of Applied Physics. – 1971. – V. 42, № 12. – P. 5029-5046.
105. *Hecht D., Bond W. L., Pantell R. H., Puthoff H. E.* Dye lasers with ultrafast transverse flow // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1972. – V. 8, № 1. – P. 15 - 19.
106. *Basu S., Byer R. L.* Diode-pumped moving-disc laser: a new configuration for high average power generation // Optical and Quantum Electronics. – 1990. – V. 22, № 1. – P. S33-S37.

107. *Korn J., Jeys T. H., Fan T. Y.* Continuous-wave operation of a diode-pumped rotating Nd:glass disk laser // Optics Letters. – 1991. – V. 16, № 22. – P. 1741-1743.
108. *Basu S.* Nd-YAG and Yb-YAG rotary disk lasers // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2005. – V. 11, № 3. – P. 626-630.
109. *Chen Y., Kushawaha V.* Rotating-disk diode-pumped continuous-wave Nd:YAG laser // Applied Physics B. – 1995. – V. 61, № 5. – P. 525-528.
110. *Moskalev I., Mirov S., Mirov M., Vasilyev S., Smolski V., Zakrevskiy A., Gapontsev V.* 140 W Cr:ZnSe laser system // Optics Express. – 2016. – V. 24, № 18. – P. 21090-21104.
111. *Chen S., Li J., Ueda K.* High-quality rotary Nd:YAG disk amplifier with an azimuthally polarized output beam // Optics & Laser Technology. – 2023. – V. 157. – P. 108722.
112. *Basu S., Byer R. L.* 40-W average power, 30-Hz moving-slab Nd:glass laser // Optics Letters. – 1986. – V. 11, № 10. – P. 617-619.
113. *Eckold M., Mackenzie J. I., Clarkson W. A.* Approach for power scaling solid-state lasers with intracavity motion // Optics Letters. – 2017. – V. 42, № 4. – P. 775-778.
114. *Li Y., Zhang B., Cao W., Chen W., Zhang D., Ueda K., Li J.* Efficient Nd:YAG crystal laser with rotatory pumping // Optics Express. – 2023. – V. 31, № 26. – P. 43657-43666.
115. Нелинейная оптика и обращение волнового фронта. / Дмитриев В. Г.: Физматлит, 2000. – 256 с.
116. Обращение волнового фронта. / Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., В.В. Ш.: Наука, 1985. – 247 с.
117. Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы. / Беспалов В. И., Пасманик Г. А.: Наука, 1985. – 133 с.
118. *Wetter N. U., Maldonado E. P., Viera Jr. N. D.* Enhanced efficiency of a continuous-wave mode-locked Nd:YAG laser by compensation of the thermally induced, polarization-dependent bifocal lens // Applied Optics. – 1993. – V. 32, № 27. – P. 5280-5284.
119. *Clarkson W. A.* Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2001. – V. 34, № 16. – P. 2381-2395.
120. *Levine F.* TEM_{00} enhancement in CW Nd-YAG by thermal lensing compensation // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1971. – V. 7, № 4. – P. 170-172.
121. *Tidwell S. C., Seamans J. F., Bowers M. S., Cousins A. K.* Scaling CW diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average powers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1992. – V. 28, № 4. – P. 997-1009.
122. *Vanherzeele H.* Thermal lensing measurement and compensation in a continuous-wave mode-locked Nd:YLF laser // Optics Letters. – 1988. – V. 13, № 5. – P. 369-371.
123. *Yang H., Liu J., Shen D., Tam S.-C., Lam Y.-L., Xle W., Kobayashi T.* A flash-lamp-pumped Nd:YAG laser with dual-telescopic optics configuration // Optical Review. – 2001. – V. 8, № 3. – P. 163-168.
124. *Khazanov E., Poteomkin A., Katin E.* Compensating for birefringence in active elements of solid-state lasers: novel method // Journal of the Optical Society of America B. – 2002. – V. 19, № 4. – P. 667-671.
125. Khazanov E. Use of parallel axicon for compensation of birefringence in active elements of solid-state lasers // Book Use of parallel axicon for compensation of birefringence in active elements of solid-state lasers / Editor. – San Jose, California: Proc. SPIE, 2002. – C. 155-163.
126. *Vella A., Tham G., Suratwala T., Menapace J., Di Nicola J. M.* Freeform crystal optics for arbitrary space-variant polarization control in large aperture, high energy lasers // Proceedings of SPIE. – 2023. – V. 12401. – P. 1240106.
127. *Veselis L., Burokas R., Ulčinas O., Gertus T., Michailovas K., Michailovas A.* Depolarization compensation with a spatially variable wave plate in a 116 W, 441 fs, 1 MHz Yb:YAG double-pass laser amplifier // Applied Optics. – 2021. – V. 60, № 24. – P. 7164-7171.

128. *Graf T., Wyss E., Roth M., Weber H. P.* Laser resonator with balanced thermal lenses // Optics Communications. – 2001. – V. 190. – P. 327-331.
129. *Koch R.* Self-adaptive optical elements for compensation of thermal lensing effects in diode end-pumped solid state lasers-proposal and preliminary experiments // Optics Communications. – 1997. – V. 140. – P. 158-164.
130. *Weber R., Graf T., Weber H. P.* Self-adjusting compensating thermal lens to balance the thermally induced lens in solid-state lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2000. – V. 36, № 6. – P. 757-764.
131. *Khazanov E. A., Andreev N. F., Mal'shakov A. N., Palashov O. V., Poteomkin A. K., Sergeev A. M., Shaykin A. A., Zelenogorsky V. V., Ivanov I., Amin R. S., Mueller G., Tanner D. B., Reitze D. H.* Compensation of thermally induced modal distortions in Faraday isolators // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2004. – V. 40, № 10. – P. 1500-1510.
132. *Zelenogorsky V., Palashov O., Khazanov E.* Adaptive compensation of thermally induced phase aberrations in Faraday isolators by means of a DKDP crystal // Optics Communications. – 2007. – V. 278, № 1. – P. 8-13.
133. *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.
134. *Mironov E. A., Kuznetsov I. I., Palashov O. V., Morozov O. A., Naumov A. K.* Broadband amplification and thermal lensing in a combination of Yb:YLF and Yb:YAG crystals // Applied Optics. – 2024. – V. 63, № 17. – P. 4508-4517.
135. *Evdokimova V. G., Artur A. M., Soms L. N., Shafarostov A. I.* Compensation of birefringence induced in laser systems by passive anisotropic elements // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1975. – V. 5, № 9. – P. 1040.
136. *Richards J.* Birefringence compensation in polarization coupled lasers // Applied Optics. – 1987. – V. 26, № 13. – P. 2514-2517.
137. Solid-State Laser Engineering. / Koechner W. – Berlin: Springer, 1999.
138. *Morehead J. J.* Compensation of laser thermal depolarization using free space // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2007. – V. 13, № 3. – P. 498-501.
139. *Giuliani G., Ristori P.* Polarization flip cavities: a new approach to laser resonators // Optics Communications. – 1980. – V. 35, № 1. – P. 109-112.
140. *Khazanov E. A., Anastasiyev A. A., Andreev N. F., Voytovich A., Palashov O. V.* Compensation of birefringence in active elements with a novel Faraday mirror operating at high average power // Applied Optics. – 2002. – V. 41, № 15. – P. 2947-2954.
141. *Scott W. C., de Wit M.* Birefringence compensation and TEM_{00} mode enhancement in a Nd:YAG laser // Applied Physics Letters. – 1971. – V. 18, № 1. – P. 3-4.
142. *Lu Q., Kugler N., Weber H., Dong S., Muller N., Wittrock U.* A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical Nd:YAG rods // Optical and Quantum Electronics. – 1996. – V. 28, № 1. – P. 57-69.
143. *Yasui K.* Efficient and stable operation of a high-brightness cw 500-W Nd:YAG rod laser // Applied Optics. – 1996. – V. 35, № 15. – P. 2566-2569.
144. *Kasinski J. J., Burnham R. L.* Near-diffraction-limited, high-energy, high-power, diode-pumped laser using thermal aberration correction with aspheric diamond-turned optics // Applied Optics. – 1996. – V. 35, № 30. – P. 5949-5954.
145. *Park J. R., Lee J. Y., Kim H. S., Um K. Y., Kong H. J.* Characteristics of a birefringence compensation scheme in Nd^{3+}:YAG rods using a polarization rotator and imaging optics // Optical Review. – 1997. – V. 4, № 1B. – P. 170-175.
146. *Kugler N., Dong S., Lu Q., Weber H.* Investigation of the misalignment sensitivity of a birefringence-compensated two-rod Nd: YAG laser system // Applied Optics. – 1997. – V. 36, № 36. – P. 9359-9366.

147. *Hirano Y., Pavel N., Yamamoto S., Koyata Y., Tajime T.* 100W class diode-pumped Nd:YAG MOPA system with a double-stage relay-optics scheme // Optics Communications. – 1999. – V. 170, № 4-6. – P. 275-280.
148. *Hirano Y., Koyata Y., Yamamoto S., Kasahara K., Tajime T.* 208-W TEM_{00} operation of diode-pumped Nd:YAG rod laser // Optics Letters. – 1999. – V. 24, № 10. – P. 679-681.
149. *Kim H. S., Kim J.-T., Park J. R.* Stable range enhancement in a symmetric confocal two-rod resonator with 90^0 optical rotator // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2003. – V. 39, № 12. – P. 1594-1599.
150. *Vyatkin A. G., Snetkov I. L., Palashov O. V., Khazanov E. A.* Self-compensation of thermally induced depolarization in CaF_2 and definite cubic single crystals // Optics Express. – 2013. – V. 21, № 19. – P. 22338-22352.
151. *Khazanov E. A.* Compensation of thermally induced polarization distortions in Faraday isolators // Quantum Electronics. – 1999. – V. 29, № 1. – P. 59-64.
152. *Snetkov I. L., Palashov O. V., Mukhin I. B., 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.
153. *Kurczynski P., Dyson H. M., Sadoulet B., Bower J. E., Lai W. Y.-C., Vansfield W. M., Taylor J. A.* Fabrication and measurement of low-stress membrane mirrors for adaptive optics // Applied Optics. – 2004. – V. 43, № 18. – P. 3573-3580.
154. *Webb R. H., Albanese M. J., Zhou Y., Bifano T., Burns S. A.* Stroke Amplifier for Deformable Mirrors // Applied Optics. – 2004. – V. 43, № 28. – P. 5330-5333.
155. *Fourmaux S., Payeur S., Alexandrov A., Serbanescu C., Martin F., Ozaki T., Kudryashov A., Kieffer J. C.* Laser beam wavefront correction for ultra high intensities with the 200 TW laser system at the Advanced Laser Light Source // Optics Express. – 2008. – V. 16, № 16. – P. 11987-11994.
156. *Soloviev A. A., Kotov A. V., Perevalov S. E., Esyunin M. V., Starodubtsev M. V., Alexandrov A. G., Galaktionov I. V., Samarkin V. V., Kudryashov A. V., Ginzburg V. N., Korobeynikova A. P., Kochetkov A. A., Kuzmin A. A., Shaykin A. A., Yakovlev I. V., Khazanov E. A.* Adaptive system for wavefront correction of the PEARL laser facility // Quantum Electronics. – 2020. – V. 50, № 12. – P. 1115.
157. *Liao Y., Miller R. J. D., Armstrong M. R.* Pressure tuning of thermal lensing for high-power scaling // Optics Letters. – 1999. – V. 24, № 19. – P. 1343-1345.
158. Khazanov E., Andreev N., Palashov O., Reitze D. Use of mechanical stress in design of a Faraday isolator for high power radiation // Conference on Lasers and Electro-Optics – San Francisco, CA: OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America, Washington, D. C.), 2000. – C. 321-322.
159. *Shaikin I. A.* Compensation for Laser Beam Depolarization by Spatial Light Modulators // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2019. – V. 61, № 12. – P. 924-929.
160. *Moshe I., Jackel S., Meir A.* Production of radially or azimuthally polarized beams in solid-state lasers and the elimination of thermally induced birefringence effects // Optics Letters. – 2003. – V. 28, № 10. – P. 807-809.
161. *Roth M. S., Wyss E. W., Glur H., Weber H. P.* Generation of radially polarized beams in a Nd:YAG laser with self-adaptive overcompensation of the thermal lens // Optics Letters. – 2005. – V. 30, № 13. – P. 1665-1667.
162. *Mochalov I. V.* Laser and nonlinear properties of the potassium gadolinium tungstate laser crystal $KGd(WO_4)_2:Nd^{3+}$-(KGW:Nd) // Optical Engineering. – 1997. – V. 36, № 6. – P. 1660-1669.
163. *Loiko P. A., Yumashev K. V., Kuleshov N. V., Pavlyuk A. A.* Thermal lensing study and athermal directions in flashlamp-pumped Nd:$KGd(WO_4)_2$ laser crystal // Applied Physics B. – 2011. – V. 106, № 4. – P. 881-886.

164. *Dixon R. W.* Photoelastic properties of selected materials and their relevance for applications to acoustic light modulators and scanners // Journal of Applied Physics. – 1967. – V. 38, № 13. – P. 5149-5153.
165. *Slack G. A., Oliver D. W.* Thermal conductivity of garnets and phonon scattering by rare-earth ions // Physical Review B. – 1971. – V. 4, № 2. – P. 592-609.
166. *Popov P. A., Ivanov I. A., Karimov D. N.* Investigation of the thermal conductivity terbium gallium and terbium scandium aluminum garnet crystals // Crystallography Reports. – 2018. – V. 63, № 3. – P. 451-455.
167. *Yasuhara R., Nozawa H., Yanagitani T., Motokoshi S., Kawanaka J.* Temperature dependence of thermo-optic effects of single-crystal and ceramic TGG // Optics Express. – 2013. – V. 21, № 25. – P. 31443-31452.
168. *Mukhin I. B., Palashov O. V., Khazanov E. A., Vyatkin A. G., Perevezentsev E. A.* Laser and thermal characteristics of Yb:YAG crystals in the 80–300 K temperature range // Quantum Electronics. – 2011. – V. 41, № 11. – P. 1045-1050.
169. *Starobor A. V., Zheleznov D. S., Palashov O. V., Khazanov E. A.* Magnetoactive media for cryogenic Faraday isolators // Journal of the Optical Society of America B. – 2011. – V. 28, № 6. – P. 1409-1415.
170. *Starobor A., Yasyhara R., Snetkov I., Mironov E., Palashov O.* TSAG-based cryogenic Faraday isolator // Optical Materials. – 2015. – V. 47. – P. 112-117.
171. *Ikesue A., Kinoshita T., Kamata K., Yoshida K.* Fabrication and optical properties of high-perfomance pollycrystalline Nd:YAG ceramics for solid-state lasers // Journal of the American Ceramic Society. – 1995. – V. 78, № 4. – P. 1033-1040.
172. *Yasuhara R., Snetkov I., Starobor A., Mironov E., Palashov O.* Faraday rotator based on TSAG crystal with <001> orientation // Optics Express. – 2016. – V. 24, № 14. – P. 15486-15493.
173. *Snetkov I. L.* Features of thermally induced depolarization in magneto-active media with negative optical anisotropy parameter // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2018. – V. 54, № 2. – P. 1-8.
174. *Yakovlev A., Snetkov I. L.* Thermal lens astigmatism induced by the photoelastic effect in m3m, 432, and 43m symmetry cubic crystals // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2020. – V. 56, № 4. – P. 6100108.
175. *Yakovlev A., Snetkov I.* Thermal lens astigmatism in glass and in cubic crystals with [001] orientation // Optics Letters. – 2020. – V. 45, № 24. – P. 6783-6786.
176. *Snetkov I. L., Sidorenko K. V., Palashov O. V., Zhang L., Li J.* Transparent $Tb_2Ti_2O_7$ ceramics for use in Faraday isolators // Open Ceramics. – 2024. – V. 19. – P. 100662.
177. *Snetkov I., Jiang X., Lin Z.* Near-zero thermal expansion diamagnetic as a magneto-optical material for Faraday isolators for high power laser radiation // Scripta Materialia. – 2025. – V. 255. – P. 116354.
178. *Snetkov I. L.* Compensation for thermally induced depolarization in magneto-optical media made of materials with a negative optical anisotropy parameter // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2021. – V. 57, № 5. – P. 1-8.
179. *Snetkov I.* On the equivalence of thermally induced depolarization in a single optical element and in a composite element made of another material // Optics Communications. – 2025. – V. 574. – P. 131074.
180. *Starobor A. V., Snetkov I. L., Palashov O. V.* TSAG-based Faraday isolator with depolarization compensation using a counterrotation scheme // Optics Letters. – 2018. – V. 43, № 15. – P. 3774-3777.
181. *Snetkov I.* Faraday isolator with compensation depolarization caused by Verdet constant temperature dependence // Applied Physics B. – 2024. – V. 130, № 5. – P. 76.

182. *Snetkov I. L., Dorofeev V. V., Palashov O. V.* Effect of full compensation of thermally induced depolarization in two nonidentical laser elements // Optics Letters. – 2016. – V. 41, № 10. – P. 2374-2377.
183. *Snetkov I. L., Blagin R. D., Shiryaev V. S., Karaksina E. V.* Magneto-optical and thermo-optical properties of the Ge-Sb-As-S glass // Optical Materials. – 2023. – V. 143. – P. 114277.
184. *Snetkov I. L., Permin D. A., Balabanov S. S., Palashov O. V.* Wavelength dependence of Verdet constant of Tb^{3+}:Y_2O_3 ceramics // Applied Physics Letters. – 2016. – V. 108, № 16. – P. 161905.
185. *Dai J., Snetkov I. L., Palashov O. V., Pan Y., Kou H., Li J.* Fabrication, microstructure and magneto-optical properties of $Tb_3Al_5O_{12}$ transparent ceramics // Optical Materials. – 2016. – V. 62. – P. 205-210.
186. *Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Dorofeev V. V., Motorin S. E.* Magneto-optical properties of high-purity zinc-tellurite glasses // Journal of Non-Crystalline Solids. – 2018. – V. 480, № Supplement C. – P. 90-94.
187. *Snetkov I. L., Yakovlev A. I., Permin D. A., Balabanov S. S., Palashov O. V.* Magneto-optical Faraday effect in dysprosium oxide (Dy_2O_3) based ceramics obtained by vacuum sintering // Optics Letters. – 2018. – V. 43, № 16. – P. 4041-4044.
188. *Snetkov I. L., Palashov O. V.* Cryogenic temperature characteristics of Verdet constant of terbium sesquioxide ceramics // Optical Materials. – 2016. – V. 62. – P. 697-700.
189. *Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Palashov O. V., Dai J., Li X., Li J.* Magneto-optical and thermo-optical properties of Ce, Pr, and Ho doped TAG ceramics // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2019. – V. 55, № 5. – P. 1-8.
190. *Balabanov S., Filofeev S., Ivanov M., Kaigorodov A., Kuznetsov D., Hu D. J., Li J., Palashov O., Permin D., Rostokina E., Snetkov I.* Fabrication and characterizations of holmium oxide based magneto-optical ceramics // Optical Materials. – 2020. – V. 101. – P. 109741.
191. *Yakovlev A., Balabanov S., Permin D., Ivanov M., Snetkov I.* Faraday rotation in erbium oxide based ceramics // Optical Materials. – 2020. – V. 101. – P. 109750.
192. *Hu D., Li X., Snetkov I., Yakovlev A., Balabanov S., Ivanov M., Liu X., Liu Z., Tian F., Xie T., Palashov O., Li J.* Fabrication, microstructure and optical characterizations of holmium oxide (Ho_2O_3) transparent ceramics // Journal of the European Ceramic Society. – 2021. – V. 41, № 1. – P. 759-767.
193. *Permin D. A., Novikova A. V., Koshkin V. A., Balabanov S. S., Snetkov I. L., Palashov O. V., Smetanina K. E.* Fabrication and magneto-optical properties of Yb_2O_3 based ceramics // Magnetochemistry. – 2020. – V. 6, № 4. – P. 63.
194. *Li X., Snetkov I. L., Yakovlev A., Liu Q., Liu X., Liu Z., Chen P., Zhu D., Wu L., Yang Z., Xie T., Chen H., Palashov O., Li J.* Fabrication and performance evaluation of novel transparent ceramics RE:$Tb_3Ga_5O_{12}$ (RE = Pr, Tm, Dy) toward magneto-optical application // Journal of Advanced Ceramics. – 2021. – V. 10, № 2.
195. *Snetkov I., Starobor A., Palashov O., Balabanov S., Permin D., Rostokina E.* Thermally induced effects in a faraday isolator on terbium sesquioxide (Tb_2O_3) ceramics // Optical Materials. – 2021. – V. 120. – P. 111466.
196. *Snetkov I., Bulanov D., Yakovlev A., Palashov O., Khazanov E.* Thermally-induced depolarization in a silicon (c-Si) single crystal // Optics Letters. – 2022. – V. 47, № 3. – P. 473-476.
197. *Snetkov I., Yakovlev A.* Faraday isolator based on crystalline silicon for 2-μm laser radiation // Optics Letters. – 2022. – V. 47, № 7. – P. 1895-1898.
198. *Snetkov I., Li J.* Selection of Magneto-Optical Material for a Faraday Isolator Operating in High-Power Laser Radiation // Magnetochemistry. – 2022. – V. 8, № 12. – P. 168.

199. *Zhang L., Hu D., Snetkov I. L., Balabanov S., Palashov O., Li J.* A review on magneto-optical ceramics for Faraday isolators // Journal of Advanced Ceramics. – 2023.10.26599/JAC.2023.9220742.
200. *Permin D. A., Koshkin V. A., Balabanov S. S., Belyaev A. V., Timofeev O. V., Snetkov I. L., Popov P. A.* Dy_2O_3–MgO composite ceramics: Fabrication and properties // Ceramics International. – 2024. – V. 50, № 7. – P. 10940-10946.
201. *Karaksina E. V., Blagin R. D., Sukhanov M. V., Snetkov I. L., Nezhdanov A. V., Stepanov B. S., Kurganova A. E., Shiryaev V. S.* Preparation and properties of especially pure Ge-Sb-As-S glasses for IR optics // Journal of Non-Crystalline Solids. – 2024. – V. 642. – P. 123158.
202. *Jones R. C.* A New Calculus for the Treatment of Optical Systems. IV // Journal of the Optical Society of America. – 1942. – V. 32, № 8. – P. 486-493.
203. *Jones R. C.* A new calculus for the treatment of optical systems V. A more general formulation, and description of another calculus // Journal of the Optical Society of America. – 1947. – V. 37, № 2. – P. 107.
204. *Jones R. C.* A new calculus for the treatment of optical systems VI. Experimental determination of the matrix // Journal of the Optical Society of America. – 1947. – V. 37, № 2. – P. 110.
205. *Jones R. C.* A New Calculus for the Treatment of Optical Systems. VII. Properties of the N-Matrices // Journal of the Optical Society of America. – 1948. – V. 38, № 8. – P. 671-683.
206. *Jones R. C.* New Calculus for the Treatment of Optical Systems. VIII. Electromagnetic Theory // Journal of the Optical Society of America. – 1956. – V. 46, № 2. – P. 126-131.
207. *Tabor M. J., Chen F. S.* Electromagnetic propagation through materials possessing both Faraday rotation and birefringence: experiments with ytterbium orthoferrite // Journal of Applied Physics. – 1969. – V. 40, № 7. – P. 2760-2765.
208. *Jaecklin A. A., Lietz M.* Elimination of disturbing birefringence effects on Faraday rotation // Applied Optics. – 1972. – V. 11, № 3. – P. 617-621.
209. Principles of Optics. / Born M., Wolf E.: Pergamon Press, 1999. – 852 c.
210. Fundamentals of crystal physics. / Sirotin Y., Shaskolskaya M.: Mir Publishers, 1982.
211. *Vyatkin A. G., Khazanov E. A.* Thermally induced beam distortions in laser ceramics at strong birefringence // Journal of the Optical Society of America B. – 2015. – V. 32, № 6. – P. 1084-1096.
212. *Vyatkin A. G., Khazanov E. A.* Thermally induced scattering of radiation in laser ceramics with arbitrary grain size // Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics. – 2012. – V. 29, № 12. – P. 3307-3316.
213. *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 Y_2O_3, Lu_2O_3 and Sc_2O_3 ceramic materials // Optics Express. – 2013. – V. 21, № 18. – P. 21254-21263.
214. Khazanov E. Faraday Isolators for high average power lasers // Advances in Solid State Lasers Development and Applications / Grishin M.INTECH, 2010. – C. 45-72.
215. *Palashov O. V., Ievlev I. B., 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.
216. *Mironov E. A., Voitovich A. V., Palashov O. V.* Faraday isolator stably operating in a wide temperature range // Laser Physics Letters. – 2016. – V. 13, № 3. – P. 035001.
217. *Andreev N. F., Katin E. V., Palashov O. V., Poteomkin A. K., Reitze D., Sergeev A. M., Khazanov E. A.* The use of crystalline quartz for compensation for thermally induced depolarization in Faraday isolators // Quantum Electronics. – 2002. – V. 32, № 1. – P. 91-94.
218. *Snetkov I., Yakovlev A., Palashov O.* Temperature dependence of optical anisotropy parameter of CaF_2, BaF_2 and SrF_2 materials // Optical Materials. – 2017. – V. 69. – P. 291-294.

219. *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.
220. *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.
221. *Jalali A. A., Rogers E., Stevens K.* Characterization and extinction measurement of potassium terbium fluoride single crystal for high laser power applications // Optics Letters. – 2017. – V. 42, № 5. – P. 899-902.
222. *Starobor A. V., Mironov E. A., Volkov M. R., Karimov D. N., Ivanov I. A., Lovchev A. V., Naumov A. K., Semashko V. V., Palashov O. V.* Thermal lens investigation in $EuF_{2.11}$, PrF_3, and $Na_{0.38}Ho_{0.62}F_{2.24}$ crystals for magnetooptical applications // Optical Materials. – 2020. – V. 99. – P. 109542.
223. *Zheleznov D. S., Starobor A. V., Palashov O. V.* Characterization of the terbium-doped calcium fluoride single crystal // Optical Materials. – 2015. – V. 46, № 0. – P. 526-529.
224. *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, № 2. – P. 46.
225. *Starobor A. V., Kuzin L. A., Palashov O. V., Nikolaev R. E., Trifonov V. A., Naumov N. G.* Study of thermo-optical properties of Tb_2O_3 single crystal // Laser Phys. Lett. –2025. –V.22, №5. –P.055801.
226. *Mironov E. A., Snetkov I. L., Voitovich A. V., Palashov O. V.* Permanent-magnet Faraday isolator with the field intensity of 25 kOe // Quantum Electronics. – 2013. – V. 43, № 8. – P. 740-743.
227. *Yakovlev A., Snetkov I., Palashov O.* The dependence of optical anisotropy parameter on dopant concentration in Yb:CaF_2 and Tb:CaF_2 crystals // Optical Materials. – 2018. – V. 77. – P. 127-131.
228. *Zelenogorsky V. V., Solovyov A. A., Kozhevatov I. E., Kamenetsky E. E., Rudenchik E. A., Palashov O. V., Silin D. E., Khazanov E. A.* High-precision methods and devices for in situ measurements of thermally induced aberrations in optical elements // Applied Optics. – 2006. – V. 45, № 17. – P. 4092-4101.
229. *Silin D. E., Kozhevatov I. E., Kulikova E. H., Pigasin A. V., Speransky S. B., Bel'kov S. A., Derkach I. N., Lobachev D. I., Chernov I. E.* The design and characteristics of a 630-mm phase-shifting interferometer // Instruments and Experimental Techniques. – 2018. – V. 61, № 3. – P. 393-399.
230. *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.
231. *Mironov E. A., Voitovich A. V., Palashov O. V.* Permanent-magnet Faraday isolator with the field intensity of more than 3 tesla // Laser Physics Letters. – 2020. – V. 17, № 1. – P. 015001.
232. *Zheleznov D. S., Khazanov E. A., Mukhin I. B., Palashov O. V., Voitovich A. V.* Faraday rotators with short magneto-optical elements for 50-kW laser power // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2007. – V. 43, № 6. – P. 451-457.
233. *Zheleznov D. S., Starobor A. V., Palashov O. V., Khazanov E. A.* Cryogenic Faraday isolator with the disk-shaped magnetooptical element // Journal of the Optical Society of America B. – 2012. – V. 29, № 4. – P. 786-792.
234. *Parker W. J., Jenkins R. J., Butler C. P., Abbott G. L.* Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity, and thermal conductivity // Journal of Applied Physics. – 1961. – V. 32, № 9. – P. 1679-1684.

235. *Sato Y., Taira T.* The studies of thermal conductivity in $GdVO_4$, YVO_4, and $Y_3Al_5O_{12}$ measured by quasi-one-dimensional flash method // Optics Express. – 2006. – V. 14, № 22. – P. 10528-10536.
236. *Kuznetsov I., Mukhin I., Silin D., Palashov O.* Thermal conductivity measurements using phase-shifting interferometry // Optical Materials Express. – 2014. – V. 4, № 10. – P. 2204-2208.
237. *Volkov M. R., Kuznetsov I. I., Mukhin I. B.* A New Method of Diagnostics of the Quality of Heavily Yb-Doped Laser Media // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2018. – V. 54, № 1. – P. 1-6.
238. *Gardner J. S., Gaulin B. D., Paul D. M.* Single crystal growth by the floating-zone method of a geometrically frustrated pyrochlore antiferromagnet, $Tb_2Ti_2O_7$ // Journal of Crystal Growth. – 1998. – V. 191, № 4. – P. 740-745.
239. *Guo F., Sun Y., Yang X., Chen X., Zhao B., Zhuang N., Chen J.* Growth, Faraday and inverse Faraday characteristics of $Tb_2Ti_2O_7$ crystal // Optics Express. – 2016. – V. 24, № 6. – P. 5734-5743.
240. *Zhang X., Luo Y., Halloran T., Gaudet J., Man H., Koohpayeh S. M., Armitage N. P.* Low-energy magneto-optics of $Tb_2Ti_2O_7$ in a [111] magnetic field // Physical Review B. – 2021. – V. 103, № 14. – P. L140403.
241. *Ruminy M., Groitl F., Keller T., Fennell T.* Neutron Larmor diffraction investigation of the rare-earth pyrochlores $R_2Ti_2O_7$ (R=Tb, Dy, Ho) // Physical Review B. – 2016. – V. 94, № 17. – P. 174406.
242. *Nakanishi Y., Kumagai T., Yoshizawa M., Matsuhira K., Takagi S., Hiroi Z.* Elastic properties of the rare-earth dititanates $R_2Ti_2O_7$ (R=Tb, Dy, and Ho) // Physical Review B. – 2011. – V. 83, № 18. – P. 184434.
243. *Tachibana M.* Thermal conductivity of pyrochlore $R_2Ti_2O_7$ (R=rare earth) // Solid State Communications. – 2013. – V. 174. – P. 16-18.
244. *Klimm D., Guguschev C., Kok D. J., Naumann M., Ackermann L., Rytz D., Peltz M., Dupré K., Neumann M. D., Kwasniewski A., Schlom D. G., Bickermann M.* Crystal growth and characterization of the pyrochlore $Tb_2Ti_2O_7$ // CrystEngComm. – 2017. – V. 19, № 28. – P. 3908-3914.
245. Lothar A., Klaus D. Faraday rotator for optical isolator i.e. optical diode, has active medium made of terbium titanate, where medium contains lanthanum, neodymium, europium, gadolinium, dysprosium, holmium, erbium, thulium, ytterbium, lutetium and yttrium // Book Faraday rotator for optical isolator i.e. optical diode, has active medium made of terbium titanate, where medium contains lanthanum, neodymium, europium, gadolinium, dysprosium, holmium, erbium, thulium, ytterbium, lutetium and yttrium / Editor. – Germany, 2011.
246. Ikari M. Magnetooptical material, manufacturing method therefor, and magnetooptical device // Book Magnetooptical material, manufacturing method therefor, and magnetooptical device / Editor. – United States, 2014.
247. Matsumoto T., Ikari M. Magneto-optical material, method for producing same and magneto-optical device // Book Magneto-optical material, method for producing same and magneto-optical device / Editor. – United States, 2016.
248. *Zhang L., Li X., Hu D., Liu Z., Xie T., Wu L., Yang Z., Li J.* Fabrication and properties of transparent $Tb_2Ti_2O_7$ magneto-optical ceramics // Journal of the European Ceramic Society. – 2021. – V. 41, № 14. – P. 7208-7214.
249. *Guillaume C. E.* Invar and Its Applications // Nature. – 1904. – V. 71, № 1832. – P. 134-139.
250. Romao C. P., Miller K. J., Whitman C. A., White M. A., Marinkovic B. A. Negative Thermal Expansion (Thermomiotic) Materials // Comprehensive Inorganic Chemistry II (Second Edition) / Reedijk J., Poeppelmeier K. – Amsterdam: Elsevier, 2013. – C. 127-151.

251. *Liu J., Maynard-Casely H. E., Brand H. E. A., Sharma N.* $Sc_{1.5}Al_{0.5}W_3O_{12}$ exhibits zero thermal expansion between 4 and 1400 K // Chemistry of Materials. – 2021. – V. 33, № 10. – P. 3823-3831.
252. *Tao J. Z., Sleight A. W.* Very low thermal expansion in TaO_2F // Journal of Solid State Chemistry. – 2003. – V. 173, № 1. – P. 45-48.
253. *Margadonna S., Prassides K., Fitch A. N.* Zero Thermal Expansion in a Prussian Blue Analogue // Journal of the American Chemical Society. – 2004. – V. 126, № 47. – P. 15390-15391.
254. *Volkova O., Arango Y., Tristan N., Kataev V., Gudilin E., Meier D., Lorenz T., Büchner B., Vasil'ev A.* Nature of low-temperature phase transitions in $CaMn_7O_{12}$ // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. – 2005. – V. 82, № 7. – P. 444-446.
255. *Phillips A. E., Halder G. J., Chapman K. W., Goodwin A. L., Kepert C. J.* Zero thermal expansion in a flexible, stable framework: tetramethylammonium copper(I) zinc(II) cyanide // Journal of the American Chemical Society. – 2010. – V. 132, № 1. – P. 10-1.
256. *Hu L., Chen J., Fan L., Ren Y., Rong Y., Pan Z., Deng J., Yu R., Xing X.* Zero Thermal Expansion and Ferromagnetism in Cubic $Sc_{1-x}M_xF_3$ (M = Ga, Fe) over a Wide Temperature Range // Journal of the American Chemical Society. – 2014. – V. 136, № 39. – P. 13566-13569.
257. *Jiang X., Molokeev M. S., Gong P., Yang Y., Wang W., Wang S., Wu S., Wang Y., Huang R., Li L., Wu Y., Xing X., Lin Z.* Near-zero thermal expansion and high ultraviolet transparency in a borate crystal of $Zn_4B_6O_{13}$ // Advanced Materials. – 2016. – V. 28. – P. 7936-7940.
258. *Flores J. L., Ferrari J. A.* Verdet constant dispersion measurement using polarization-stepping techniques // Applied Optics. – 2008. – V. 47, № 24. – P. 4396-4399.
259. *Tamaru Y., Chen H., Fuchimukai A., Uehara H., Miura T., Yasuhara R.* Wavelength dependence of the Verdet constant in synthetic quartz glass for deep-ultraviolet light sources // Optical Materials Express. – 2021. – V. 11, № 3. – P. 814-820.
260. *Tamaru Y., Fuchimukai A., Uehara H., Miura T., Yasuhara R.* Verdet constant dispersion of magnesium fluoride for deep-ultraviolet and vacuum-ultraviolet Faraday rotators // Optical Express. – 2021. – V. 31. – P. 7807-7812.
261. *Koralewski M.* Dispersion of the Faraday rotation in KDP-type crystals by pulse high magnetic field // Phys. Stat. Sol. (a). – 1981. – V. 65. – P. K49-K53.
262. *Vasyliev V., Villora E. G., Nakamura M., Sugahara Y., Shimamura K.* UV-visible Faraday rotators based on rare-earth fluoride single crystals: $LiREF_4$ (RE = Tb, Dy, Ho, Er and Yb), PrF_3 and CeF_3 // Optics Express. – 2012. – V. 20, № 13. – P. 14460-14470.
263. *Snetkov I. L., Yakovlev A. I., Palashov O. V.* CaF_2 , BaF_2 and SrF_2 crystals optical anisotropy parameters // Laser Physics Letters. – 2015. – V. 12, № 9. – P. 095001.
264. *Snetkov I. L., Yasuhara R., 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.
265. *Mironov E. A., Snetkov I. L., Starobor A. V., Palashov O. V.* A perspective on Faraday isolators for advanced lasers // Applied Physics Letters. – 2023. – V. 122, № 10. – P. 100502.
266. *Slezak O., Vojna D., Pilar J., Divoky M., Denk O., Hanus M., Navratil P., Smrz M., Lucianetti A., Mocek T.* Faraday isolator for 100J/10Hz pulsed laser // Optics Letters. – 2023. – V. 48, № 13. – P. 3471-3474.
267. *Matsumoto S., Suzuki S.* Temperature-stable Faraday rotator material and its use in high-performance optical isolators // Applied Optics. – 1986. – V. 25, № 12. – P. 1940-1945.
268. *Mironov E. A., Voitovich A. V., Starobor A. V., Palashov O. V.* Compensation of polarization distortions in Faraday isolators by means of magnetic field inhomogeneity // Applied Optics. – 2014. – V. 53, № 16. – P. 3486-3491.

269. *Buhrer C. F.* Wideband temperature-compensated optical isolator or circulator configuration using two Faraday elements // Optics Letters. – 1989. – V. 14, № 21. – P. 1180-1182.
270. *Peters R., Krankel C., Fredrich-Thornton S. T., Beil K., Petermann K., Huber G., Heckl O. H., Baer C. R. E., Saraceno C. J., Südmeyer T., Keller U.* Thermal analysis and efficient high power continuous-wave and mode-locked thin disk laser operation of Yb-doped sesquioxides // Applied Physics B. – 2011. – V. 102, № 3. – P. 509–514.
271. *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.
272. Handbook of Optical Materials. Laser and Optical Science and Technology Series. / Weber M. J.; Под ред. Weber M. J. – Boca Raton: CRC PRESS, 2003. Laser and Optical Science and Technology Series.
273. *Singh S., Van Uitert L. G., Grodkiewicz W. H.* Laser spectroscopic properties of Nd^{3+}-doped tellurite glasses // Optics Communications. – 1976. – V. 17, № 3. – P. 315-319.
274. *Lei N., Xu B., Jiang Z.* Ti:sapphire laser pumped Nd:tellurite glass laser // Optics Communications. – 1996. – V. 127, № 4–6. – P. 263-265.
275. *Bell M. J. V., Anjos V., Moreira L. M., Falci R. F., Kassab L. R. P., da Silva D. S., Doualan J. L., Camy P., Moncorgé R.* Laser emission of a Nd-doped mixed tellurite and zinc oxide glass // Journal of the Optical Society of America B. – 2014. – V. 31, № 7. – P. 1590-1594.
276. *Tokurakawa M., Shirakawa A., Ueda K.-i., Yagi H., Noriyuki M., Yanagitani T., Kaminskii A. A.* Diode-pumped ultrashort-pulse generation based on Yb^{3+}:Sc_2O_3 and Yb^{3+}:Y_2O_3 ceramic multi-gain-media oscillator // Optics Express. – 2009. – V. 17, № 5. – P. 3353-3361.
277. *Snetkov I., Yakovlev A., Starobor A., Balabanov S., Permin D., Rostokina E., Palashov O.* Thermo-optical properties of terbium sesquioxide (Tb_2O_3) ceramics at room temperature // Optics Letters. – 2021. – V. 46, № 15. – P. 3592-3595.
278. *Scott G., Lacklison D.* Magnetooptic properties and applications of bismuth substituted iron garnets // IEEE Transactions on Magnetics. – 1976. – V. 12, № 4. – P. 292-311.
279. *Mironov E. A., Voitovich A. V., Palashov O. V.* Apodizing diaphragm based on the Faraday effect // Optics Communications. – 2013. – V. 295. – P. 170-175.
280. Cooper R. W., Page J. L. Magneto-optic light modulators // Radio and Electronic Engineer. – 1970. – URL: https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/ree.1970.0047.
281. *Zhou F. Z., Hu W. T., Chen Y. M., Li Z. S., Shen L. Q., Fen X. Q., Hu G. Q., Yin Z. W.* Compact, magneto-optic Q-switched, neodymium-dopedbismuth germinate crystal (Nd:BGO) laser pumped by a laser diode // Applied Optics. – 1995. – V. 34, № 21. – P. 4266-4268.
282. *Dick D. J., Shay T. M.* Ultrahigh-noise rejection optical filter // Optics Letters. – 1991. – V. 16, № 11. – P. 867-869.
283. *Hebner R. E., Malewski R. A., Cassidy E. C.* Optical methods of electrical measurement at high voltage levels // Proceedings of the IEEE. – 1977. – V. 65, № 11. – P. 1524-1548.
284. *Emmelius M., Pawlowski G., Vollmann H. W.* Materials for Optical Data Storage // Angewandte Chemie International Edition in English. – 1989. – V. 28, № 11. – P. 1445-1471.
285. *Adhikari R. X., Arai K., Brooks A. F., Wipf C., Aguiar O., Altin P., Barr B., Barsotti L., Bassiri R., Bell A., Billingsley G., Birney R., Blair D., Bonilla E., Briggs J., Brown D. D., Byer R., Cao H., Constancio M., Cooper S., Corbitt T., Coyne D., Cumming A., Daw E., deRosa R., Eddolls G., Eichholz J., Evans M., Fejer M., Ferreira E. C., Freise A., Frolov V. V., Gras S., Green A., Grote H., Gustafson E., Hall E. D., Hammond G., Harms J., Harry G., Haughian K., Heinert D., Heintze M., Hellman F., Hennig J., Hennig M., Hild S., Hough J., Johnson W., Kamai B., Kapasi D., Komori K., Koptsov D., Korobko M., Korth W. Z., Kuns K., Lantz B., Leavey S., Magana-Sandoval F., Mansell G., Markosyan A., Markowitz A., Martin I., Martin R., Martynov D., McClelland D. E., McGhee G., McRae T., Mills J., Mitrofanov V., Molina-Ruiz M., Mow-Lowry C., Munch J., Murray P., Ng S., Okada M. A., Ottaway D. J., Prokhorov L., Quetschke V., Reid S., Reitze D., Richardson J., Robie R., Romero-Shaw I.,*

Route R., Rowan S., Schnabel R., Schneewind M., Seifert F., Shaddock D., Shapiro B., Shoemaker D., Silva A. S., Slagmolen B., Smith J., Smith N., Steinlechner J., Strain K., Taira D., Tait S., Tanner D., Tornasi Z., Torrie C., Van Veggel M., Vanheijningen J., Veitch P., Wade A., Wallace G., Ward R., Weiss R., Wessels P., Willke B., Yamamoto H., Yap M. J., Zhao C. A cryogenic silicon interferometer for gravitational-wave detection // Classical and Quantum Gravity. – 2020. – V. 37, № 16. – P. 165003.

286. *Danson C. N., Haefner C., Bromage J., Butcher T., Chanteloup J.-C. F., Chowdhury E. A., Galvanauskas A., Gizzi L. A., Hein J., Hillier D. I., Hopps N. W., Kato Y., Khazanov E. A., Kodama R., Korn G., Li R., Li Y., Limpert J., Ma J., Nam C. H., Neely D., Papadopoulos D., Penman R. R., Qian L., Rocca J. J., Shaykin A. A., Siders C. W., Spindloe C., Szatmári S., Trines R. M. G. M., Zhu J., Zhu P., Zuegel J. D.* Petawatt and exawatt class lasers worldwide // High Power Laser Science and Engineering. – 2019. – V. 7. – P. e54.
287. *Kuzmina M. S., Khazanov E. A.* Influence of cubic nonlinearity on compensation of thermally induced polarisation distortions in Faraday isolators // Quantum Electronics. – 2013. – V. 43, № 10. – P. 936.
288. *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.
289. *Ikesue A., Aung Y. L.* Ceramic laser materials // Nature Photonics. – 2008. – V. 2, № 12. – P. 721-727.
290. *Furuse H., Okabe T., Shirato H., Kato D., Horiuchi N., Morita K., Kim B.-N.* High-optical-quality non-cubic Yb^{3+}-doped $Ca_{10}(PO_4)_6F_2$ (Yb:FAP) laser ceramics // Optical Materials Express. – 2021. – V. 11, № 6. – P. 1756-1762.
291. *Sato Y., Akiyama J., Taira T.* Orientation control of micro-domains in anisotropic laser ceramics // Optical Materials Express. – 2013. – V. 3, № 6. – P. 829-841.
292. *Sato Y., Arzakantsyan M., Akiyama J., Taira T.* Anisotropic Yb:FAP laser ceramics by micro-domain control // Optical Materials Express. – 2014. – V. 4, № 10. – P. 2006-2015.
293. *Scott C., Kaliszewski M., Greskovich C., Levinson L.* Conversion of polycrystalline Al_2O_3 into single-crystal sapphire by abnormal grain growth // Journal of the American Ceramic Society. – 2002. – V. 85, № 5. – P. 1275-1280.
294. *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. – 2005. – V. 13, № 16. – P. 5983-5987.
295. *Snetkov I. L., Soloviev A. A., Khazanov E. A.* Study of a thermal lens in thin laser-ceramics discs // Quantum Electronics. – 2009. – V. 39, № 4. – P. 302-308.
296. *Khazanov E. A., Maslennikov O. V., Ginzburg V. N., Kochetkov A. A., Nekorkin V. I.* Third-order-nonlinear effects in single crystals with arbitrary orientation and in ceramics // Optics Express. – 2017. – V. 25, № 23. – P. 27968-27980.
297. *Mukhin I. B., Khazanov E. A.* Use of thin discs in Faraday isolators for high-average-power lasers // Quantum Electronics. – 2004. – V. 34, № 10. – P. 973-978.
298. *Snetkov I., Palashov O.* Faraday isolator based on a TSAG single crystal with compensation of thermally induced depolarization inside magnetic field // Optical Materials. – 2015. – V. 42, № 0. – P. 293-297.
299. *Robinson C. C.* The Faraday rotation of diamagnetic glasses from 0.334 micrometer to 1.9 micrometer // Applied Optics. – 1964. – V. 3, № 10. – P. 1163-1166.
300. *Padula C. F., Young C. G.* Optical isolators for high-power 1.06-micron glass laser systems // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1967. – V. QE-3, № 11. – P. 493-498.
301. *Mironov E. A., Vyatkin A. G., Palashov O. V.* Measurements of thermo-optical characteristics of cubic crystals using samples of arbitrary orientation // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2016. – V. 40, № 99. – P. 1-8.

302. *Starobor A. V., Palashov O. V.* Thermally-induced depolarization in the optical elements of the transition configuration // Laser Physics Letters. – 2014. – V. 11, № 12. – P. 125003.
303. *Borrelli N. F.* Faraday Rotation in Glasses // The Journal of Chemical Physics. – 1964. – V. 41, № 11. – P. 3289-3293.
304. *Berger S. B., Rubinstein C. B., Kurkjian C. R., Treptow A. W.* Faraday Rotation of Rare-Earth (III) Phosphate Glasses // Physical Review. – 1964. – V. 133, № 3A. – P. A723-A727.
305. *Yasuhara R., Snetkov I., Starobor A., Palashov O.* 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. – P. 241104.
306. *Snetkov I. L., Mukhin I. B., Balabanov S. S., Permin D. A., Palashov O. V.* Efficient lasing in Yb:$(YLa)_2O_3$ ceramics // Quantum Electronics. – 2015. – V. 45, № 2. – P. 95-97.
307. Makikawa S., Yahagi A., Ikesue A. Transparent ceramic, method for manufacturing same, and magneto-optical device // Book Transparent ceramic, method for manufacturing same, and magneto-optical device / EditorGoogle Patents, 2011. – C. patent.
308. Shimada T. Magneto-optical ceramic material and method for selecting same // Book Magneto-optical ceramic material and method for selecting same / EditorGoogle Patents, 2011.
309. *Veber P., Velazquez M., Gadret G., Rytz D., Peltz M., Decourt R.* Flux growth at 1230 ^oC of cubic Tb_2O_3 single crystals and characterization of their optical and magnetic properties // CrystEngComm. – 2015. – V. 17, № 3. – P. 492-497.
310. *Balabanov S. S., Gavrishchuk E. M., Kut'in A. M., Permin D. A.* Self-propagating high-temperature synthesis of Y_2O_3 powders from $Y(NO_3)_{3x}(CH_3COO)_{3(1-x)} \cdot nH2O$ // Inorganic Materials. – 2011. – V. 47, № 5. – P. 484-488.
311. Weber M. J. Faraday rotator materials for laser systems // Laser and Nonlinear Optical Materials / Под ред. DeShazer L. G. – Т. 0681 – San Diego: Proc. SPIE, 1986. – С. 75-90.
312. *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.
313. *Van Vleck J. H., Hebb M. H.* On the paramagnetic rotation of tysonite // Physical Review. – 1934. – V. 46, № 1. – P. 17-32.
314. *Davis J. A., Bunch R. M.* Temperature dependence of the Faraday rotation of Hoya FR-5 glass // Applied Optics. – 1984. – V. 23, № 4. – P. 633-636.
315. *Barnes N. P., Petway L. P.* Variation of the Verdet constant with temperature of terbium gallium garnet // Journal of the Optical Society of America B. – 1992. – V. 9, № 10. – P. 1912-1915.
316. *Balabanov S. S., Permin D. A., Rostokina E. Y., Palashov O. V., Snetkov I. L.* Characterizations of REE:Tb_2O_3 magneto-optical ceramics // Physica Status Solidi (b). – 2020. – V. 257. – P. 1900474.
317. *Balabanov S. S., Permin D. A., Rostokina E. Y., Egorov S. V., Sorokin A. A., Kuznetsov D. D.* Synthesis and structural characterization of ultrafine terbium oxide powders // Ceramics International. – 2017. – V. 43, № 18. – P. 16569-16574.
318. *Ikesue A., Aung Y. L., Makikawa S., Yahagi A.* Polycrystalline $(Tb_XY_{1-X})_2O_3$ Faraday rotator // Optics Letters. – 2017. – V. 42, № 21. – P. 4399-4401.
319. *Yakovlev A., Snetkov I., Palashov O.* Thermo-optical properties of cryogenically cooled $(Tb_{0.9}Y_{0.1})_2O_3$ ceramics // Optics Communications. – 2022. – V. 504. – P. 127508.
320. *Ikesue A., Aung Y. L., Makikawa S., Yahagi A.* Total performance of magneto-optical ceramics with a bixbyite structure // Materials. – 2019. – V. 12, № 3. – P. 421.
321. *Yasuhara R., Snetkov I., Starobor A., Zheleznov D., Palashov O., Khazanov E., Nozawa H., Yanagitani T.* Terbium gallium garnet ceramic Faraday rotator for high-power laser application // Optics Letters. – 2014. – V. 39, № 5. – P. 1145-1148.

322. *Zheleznov D. S., Voitovich A. V., Mukhin I. B., Palashov O. V., Khazanov E. A.* Considerable reduction of thermooptical distortions in Faraday isolators cooled to 77 K // Quantum Electronics. – 2006. – V. 36, № 4. – P. 383-388.
323. *Stevens K. T., Schlichting W., Foundos G., Payne A., Rogers E.* Promising Materials for High Power Laser Isolators // Laser Technik Journal. – 2016. – V. 13, № 3. – P. 18-21.
324. *Maksimov R. N., Osipov V. V., Karagedov G. R., Platonov V. V., Yurovskikh A. S., Orlov A. N., Spirina A. V., Shitov V. A.* Laser ablation synthesis and characterization of Tb_2O_3 nanoparticles for magneto-optical ceramics // Inorganics. – 2022. – V. 10, № 10. – P. 173.
325. *Maksimov R. N., Platonov V. V., Osipov V. V., Karagedov G. R., Yurovskikh A. S., Spirina A. V., Shitov V. A.* Properties of terbium oxide nanoparticles synthesized via laser ablation in a reducing medium // Inorganic Materials. – 2023.10.1134/S0020168523020115.
326. *Zhang J., Chen H., Wang J., Wang D., Han D., Zhang J., Wang S.* Phase transformation process of Tb_2O_3 at elevated temperature // Scripta Materialia. – 2019. – V. 171. – P. 108-111.
327. *Yang M., Zhou D., Xu J., Tian T., Jia R., Wang Z.* Fabrication and magneto-optical property of yttria stabilized Tb_2O_3 transparent ceramics // Journal of the European Ceramic Society. – 2019. – V. 39, № 15. – P. 5005-5009.
328. *Zhang J., Chen H., Wang J., Wang D., Han D., Zhang J., Wang S.* Preparation of $(Tb_{1-x}Lu_x)_2O_3$ transparent ceramics by solid solution for magneto-optical application // Journal of the European Ceramic Society. – 2021. – V. 41, № 4. – P. 2818-2825.
329. *Qi H., Zhou D., Li X., Jing W., Li W., Xu J.* Fabrication of 4 at.% La^{3+} ion doped $(Tb_xLu_{0.96-x})_2O_3$ transparent ceramics by using NC-PLSH technology and characterisation of their magneto-optical properties // Journal of the European Ceramic Society. – 2023. – V. 43, № 3. – P. 1156-1160.
330. *Zhou D., Qi H., Wang T., Li W., Jing W., Liu L., Shi Y., Xu J.* Effect of La_2O_3 on the microstructure and optical performance of $(Tb_{0.8}Y_{0.2-x}La_x)_2O_3$ ceramics // Ceramics International. – 2023. – V. 49, № 3. – P. 4695-4700.
331. *Xin Y., Xu T., Wang Y., Luo P., Li W., Kang B., Mei B., Jing W.* Effect of ZrO_2 content on microstructure evolution and sintering properties of $(Tb_{0.7}Lu_{0.3})_2O_3$ magneto-optic transparent ceramics // Magnetochemistry. – 2022. – V. 8, № 12. – P. 175.
332. *Wang Y., Jing W., Li W., Xu T., Kang B., Liu X., Xin Y., Luo P., Yang N., Mei B.* Synthesis of highly sinterable Tb_2O_3 powders by spray coprecipitation for transparent ceramics: The influence of ammonium hydrogen carbonate to metal ions molar ratio // Optical Materials. – 2022. – V. 132. – P. 112795.
333. *Hu D., Li X., Zhang L., Snetkov I., Chen P., Dai Z., Balabanov S., Palashov O., Li J.* Terbium (III) Oxide (Tb_2O_3) Transparent Ceramics by Two-Step Sintering from Precipitated Powder // Magnetochemistry. – 2022. – V. 8, № 7. – P. 73.
334. *Zhang C., Qi J., Liang L., Yan Y., Lu T.* Decolorization, spectral broadening, and luminescence enhancement in $Tb:Y_2O_3$ transparent ceramics through vacuum thermal reduction // Optics Letters. – 2024. – V. 49, № 7. – P. 1652-1655.
335. *Wang Y., Jing W., Li W., Xu T., Li J., Zhang R., Qin X., Chen J., Mei B.* Preparation of $(Tb_{0.94-x}Lu_{0.06}Ho_x)_2O_3$ transparent ceramics with high verdet constant for magneto–optical applications // Journal of Advanced Ceramics. – 2025.10.26599/JAC.2025.9221035.
336. *Wu J., Zheng K., Zhao Y., Ma S., Wang J., Yu H., Hu Z.* Effective Faraday rotator based on the $TbYO_3$ crystal with a high Verdet constant and a high thermal conductivity // Optics Letters. – 2023. – V. 48, № 20. – P. 5313-5315.
337. *Shlegel V. N., Borovlev Y. A., Grigoriev D. N., Grigorieva V. D., Danevich F. A., Ivannikova N. V., Postupaeva A. G., Vasiliev Y. V.* Recent progress in oxide scintillation crystals development by low-thermal gradient Czochralski technique for particle physics experiments // Journal of Instrumentation. – 2017. – V. 12, № 08. – P. C08011.

338. *Pustovarov V. A., Nikolaev R. E., Trifonov V. A., Tarasenko M. S., Dhoble S. J., Tavrunov D. A., Naumov N. G.* Gadolinium oxide single crystals: Optical properties and radiation resistance // Optical Materials. – 2023. – V. 141. – P. 113966.
339. *Staritzky E.* Crystallographic Data. 144-147. Rare Earth Oxides. Yttrium Sesquioxide, Y_2O_3; Dysprosium Sesquioxide, Dy_2O_3; Erbium Sesquioxide, Er_2O_3; Ytterbium Sesquioxide, Yb_2O_3 // Analytical Chemistry. – 1956. – V. 28, № 12. – P. 2023-2024.
340. *Batsanov S. S., Grigor'eva G. N., Sokolova N. P.* Optical properties of oxides of the rare-earth metals // Journal of Structural Chemistry. – 1962. – V. 3, № 3. – P. 323-325.
341. *Ruchkin E. D., Sokolova M. N., Batsanov S. S.* Optical properties of oxides of the rare earth elements // Journal of Structural Chemistry. – 1968. – V. 8, № 3. – P. 410-414.
342. *Dulepov E. V., Batsanov S. S., Kustova G. N.* Dielectric properties, infrared spectra, and charges on the atoms in the cubic oxides of the rare earth metals // Journal of Structural Chemistry. – 1973. – V. 13, № 5. – P. 871-874.
343. *Medenbach O., Dettmar D., Shannon R. D., Fischer R. X., Yen W. M.* Refractive index and optical dispersion of rare earth oxides using a small-prism technique // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. – 2001. – V. 3, № 3. – P. 174-177.
344. Yagi H., Yanagitani T. Translucent rare earth oxide sintered article and method for production thereof // Book Translucent rare earth oxide sintered article and method for production thereof / Editor. – Japan, 2002.
345. *Wei G. C., Lapatovich W. P., Browne J., Snellgrove R.* Dysprosium oxide ceramic arc tube for HID lamps // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2008. – V. 41, № 14. – P. 144014.
346. *Morales J. R., Amos N., Khizroev S., Garay J. E.* Magneto-optical Faraday effect in nanocrystalline oxides // Journal of Applied Physics. – 2011. – V. 109, № 9. – P. 093110.
347. *Hu Z., Xu X., Wang J., Liu P., Li D., Wang X., Zhang J., Xu J., Tang D.* Fabrication and spectral properties of Dy:Y_2O_3 transparent ceramics // Journal of the European Ceramic Society. – 2018. – V. 38, № 4. – P. 1981-1985.
348. *Medenbach O., Shannon R. D.* Refractive indices and optical dispersion of 103 synthetic and mineral oxides and silicates measured by a small-prism technique // Journal of the Optical Society of America B. – 1997. – V. 14, № 12. – P. 3299-3318.
349. *Yakovlev A., Snetkov I., Permin D., Balabanov S., Palashov O.* Faraday rotation in cryogenically cooled dysprosium based (Dy_2O_3) ceramics // Scripta Materialia. – 2019. – V. 161. – P. 32-35.
350. *Harris D. C., Cambrea L. R., Johnson L. F., Seaver R. T., Baronowski M., Gentilman R., Scott Nordahl C., Gattuso T., Silberstein S., Rogan P., Hartnett T., Zelinski B., Sunne W., Fest E., Howard Poisl W., Willingham C. B., Turri G., Warren C., Bass M., Zelmon D. E., Goodrich S. M.* Properties of an Infrared-Transparent MgO:Y_2O_3 Nanocomposite // Journal of the American Ceramic Society. – 2013. – V. 96, № 12. – P. 3828-3835.
351. *Wu N., Li X., Li J.-G., Zhu Q., Sun X.* Fabrication of Gd_2O_3-MgO nanocomposite optical ceramics with varied crystallographic modifications of Gd_2O_3 constituent // Journal of the American Ceramic Society. – 2018. – V. 101, № 11. – P. 4887-4891.
352. *Permin D., Belyaev A., Koshkin V., Kurashkin S., Balabanov S., Smetanina K., Boldin M., Klyusik O.* Erbium-Doped Lu_2O_3-MgO and Sc_2O_3-MgO IR-Transparent Composite Ceramics // Nanomaterials. – 2023. – V. 13, № 10. – P. 1620.
353. *A.A. Ogorodnikova, Lopato L. M.* Calculation of the phase field boundaries in the ideal-and regular-solution approximations in the systems Ln_2O_3-MgO // Inorganic Materials. – 1973. – V. 9. – P. 1723–1727.
354. *Kruk A., Trubitsyn M.* Optical and Magneto-Optical Properties of MgO Transparent Ceramics // Acta Physica Polonica A. – 2020. – V. 138, № 3. – P. 557-560.
355. *Slezák O., Yasuhara R., Vojna D., Furuse H., Lucianetti A., Mocek T.* Temperature-wavelength dependence of Verdet constant of Dy_2O_3 ceramics // Optical Materials Express. – 2019. – V. 9, № 7. – P. 2971-2981.

356. *Vojna D., Slezák O., Yasuhara R., Furuse H., Lucianetti A., Mocek T.* Faraday rotation of Dy_2O_3, CeF_3 and $Y_3Fe_5O_{12}$ at the mid-infrared wavelengths // Materials. – 2020. – V. 13, № 23. – P. 5324.
357. *Zhou D., Li X., Wang T., Xu J., Wang Z., Shi Y., Permin D., Balabanov S. S.* Fabrication and Magneto-Optical Property of $(Dy_{0.7}Y_{0.25}La_{0.05})_2O_3$ Transparent Ceramics by PLSH Technology // Magnetochemistry. – 2020. – V. 6, № 4. – P. 70.
358. *Aung Y. L., Ikesue A., Yasuhara R., Iwamoto Y.* Magneto-optical Dy_2O_3 ceramics with optical grade // Optics Letters. – 2020. – V. 45, № 16. – P. 4615-4617.
359. *Hu D., Liu X., Liu Z., Li X., Tian F., Zhu D., Yang Z., Wu L., Li J.* Fabrication of Dy_2O_3 transparent ceramics by vacuum sintering using precipitated powders // Magnetochemistry. – 2021. – V. 7, № 1. – P. 6.
360. *Balabanov S., Filofeev S., Kaygorodov A., Khrustov V., Kuznetsov D., Novikova A., Permin D., Popov P., Ivanov M.* Hot pressing of Ho_2O_3 and Dy_2O_3 based magneto-optical ceramics // Optical Materials: X. – 2022. – V. 13. – P. 100125.
361. *Hu D., Zhang L., Tian F., Zhu D., Chen P., Yuan Q., Balabanov S., Li J.* Fine-grained transparent Dy_2O_3 ceramics fabricated from precipitated powders without sintering aids // Optical Materials. – 2023. – V. 142. – P. 114071.
362. *Furuse H., Yasuhara R.* Magneto-optical characteristics of holmium oxide (Ho_2O_3) ceramics // Optical Materials Express. – 2017. – V. 7, № 3. – P. 827-833.
363. *Vojna D., Yasuhara R., Furuse H., Slezak O., Hutchinson S., Lucianetti A., Mocek T., Cech M.* Faraday effect measurements of holmium oxide (Ho_2O_3) ceramics-based magneto-optical materials // High Power Laser Science and Engineering. – 2018. – V. 6.
364. *Lu B., Cheng H., Xu X., Chen H.* Preparation and characterization of transparent magneto-optical Ho_2O_3 ceramics // Journal of the American Ceramic Society. – 2018. – V. 0, № 0. – P. 1-5.
365. *Cheng H., Lu B., Liu Y., Zhao Y., Sakka Y., Li J.-G.* Transparent magneto-optical Ho_2O_3 ceramics: Role of self-reactive resultant oxyfluoride additive and investigation of vacuum sintering kinetics // Ceramics International. – 2019. – V. 45, № 12. – P. 14761-14767.
366. *Balabanov S. S., Filofeev S. V., Ivanov M. G., Kalinina E. G., Kuznetsov D. K., Permin D. A., Rostokina E. Y.* Self-propagating high-temperature synthesis of $(Ho_{1-x}La_x)_2O_3$ nanopowders for magneto-optical ceramics // Heliyon. – 2019. – V. 5, № 4. – P. e01519.
367. *Lu B., Wu S., Cheng H., Ye R., Cai X., Wang M., Wang Y.* Binary transparent $(Ho_{1-x}Dy_x)_2O_3$ ceramics: Compositional influences on particle properties, sintering kinetics and Faraday magneto-optical effects // Journal of the European Ceramic Society. – 2021. – V. 41, № 4. – P. 2826-2833.
368. *Wang M., Lu B., You B., Pei R., Sun Z., Li J.-G., Sakka Y., Zhuang N.* Nickel element doping impacts on structure features and Faraday effects of magneto-optical transparent holmium oxide ceramics // International Journal of Applied Ceramic Technology. – 2024. – V. n/a, № n/a.
369. Laser Technology Development for High Peak Power Lasers Achieving Kilowatt Average Power and Beyond. SPIE Optics + Optoelectronics. / Sistrunk E., Alessi D., Bayramian A., Chesnut K., Erlandson A., Galvin T., Gibson D., Nguyen H., Reagan B., Schaffers K., Siders C., Spinka T., Haefner C.: SPIE, 2019. SPIE Optics + Optoelectronics.
370. *Yin D., Wang J., Wang Y., Liu P., Ma J., Xu X., Shen D., Dong Z., Kong L. B., Tang D.* Fabrication of Er:Y_2O_3 transparent ceramics for 2.7 μm mid-infrared solid-state lasers // Journal of the European Ceramic Society. – 2020. – V. 40, № 2. – P. 444-448.
371. *Wang L., Lu B., Liu X., Shi Y., Li J., Liu Y.* Fabrication and upconversion luminescence of novel transparent Er_2O_3 ceramics // Journal of the European Ceramic Society. – 2019. – V. 40, № 4. – P. 1767-1772.

372. *Balabanov S., Filofeev S., Ivanov M., Kaigorodov A., Krugovykh A., Kuznetsov D., Permin D., Popov P., Rostokina E.* Fabrication and characterizations of erbium oxide based optical ceramics // Optical Materials. – 2020. – V. 101. – P. 109732.
373. *Mironov E. A., Palashov O. V., Karimov D. N.* EuF_2-based crystals as media for high-power mid-infrared Faraday isolators // Scripta Materialia. – 2019. – V. 162. – P. 54-57.
374. *Stevens G., Legg T., Shardlow P.* Optical isolators for 2-micron fibre lasers // Proceedings of SPIE. – 2015. – V. 9346. – P. 93460O-1.
375. Peters V. Growth and Spectroscopy of Ytterbium-Doped Sesquioxides; Universität Hamburg. – Hamburg, Germany, 2001. – 1-170 c.
376. *Babkina A., Kulpina E., Sgibnev Y., Fedorov Y., Starobor A., Palashov O., Nikonorov 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.
377. *Rubinstein C. B., Uitert L. G. V., Grodkiewicz W. H.* Magneto-optical properties of rare earth (III) aluminum garnets // Journal of Applied Physics –1964. – V. 35, № 10. – P. 3069-3070.
378. *Sansalone F. J.* Compact optical isolator // Applied Optics. – 1971. – V. 10, № 10. – P. 2329-2331.
379. *Ganschow S., Klimm D., Reiche P., Uecker R.* On the crystallization of terbium aluminium garnet // Crystal Research and Technology. – 1999. – V. 34, № 5-6. – P. 615-619.
380. *Chani V. I., Yoshikawa A., Machida H., Fukuda T.* Melt growth of $(Tb,Lu)_3Al_5O_{12}$ mixed garnet fiber crystals // Journal of Crystal Growth. – 2000. – V. 212, № 3–4. – P. 469-475.
381. *Chani V. I., Yoshikawa A., Machida H., Fukuda T.* $(Tb,Yb)_3Al_5O_{12}$ garnet: crystal-chemistry and fiber growth by micro-pulling-down technique // Materials Science and Engineering: B. – 2000. – V. 75, № 1. – P. 53-60.
382. *Sato H., Chani V. I., Yoshikawa A., Kagamitani Y., Machida H., Fukuda T.* Micro-pulling-down growth and characterization of $Tb_{3-x}Tm_xAl_5O_{12}$ fiber crystals for Faraday rotator applications // Journal of Crystal Growth. – 2004. – V. 264, № 1–3. – P. 253-259.
383. *Zhang W., Guo F., Chen J.* Growth and characterization of $Tb_3Ga_{5-x}Al_xO_{12}$ single crystal // Journal of Crystal Growth. – 2007. – V. 306, № 1. – P. 195-199.
384. *Shimamura K., Kito T., Castel E., Latynina A., Molina P., Víllora E. G., Mythili P., Veber P., Chaminade J.-P., Funaki A., Hatanaka T., Naoe K.* Growth of $\{Tb_3\}[Sc_{2-x}Lu_x](Al_3)O_{12}$ single crystals for visible-infrared optical isolators // Crystal Growth and Design. – 2010. – V. 10, № 8. – P. 3466–3470.
385. *Víllora E. G., Molina P., Nakamura M., Shimamura K., Hatanaka T., Funaki A., Naoe K.* Faraday rotator properties of $\{Tb_3\}[Sc_{1.95}Lu_{0.05}](Al_3)O_{12}$, a highly transparent terbium-garnet for visible-infrared optical isolators // Applied Physics Letters. – 2011. – V. 99, № 1. – P. 011111.
386. *Brandle C. D., Barns R. L.* Crystal stoichiometry and growth of rare-earth garnets containing scandium // Journal of Crystal Growth. – 1973. – V. 20, № 1. – P. 1-5.
387. Reiche P., Donecker J., Rau G., Uecker R. Polarisationselement und Verfahren zu seiner Herstellung // Book Polarisationselement und Verfahren zu seiner Herstellung / Editor. – Germany: Google Patents, 1996.
388. *Pawlak D. A., Kagamitani Y., Yoshikawa A., Wozniak K., Sato H., Machida H., Fukuda T.* Growth of Tb-Sc-Al garnet single crystals by the micro-pulling down method // Journal of Crystal Growth. – 2001. – V. 226, № 2-3. – P. 341-347.
389. *Yoshikawa A., Kagamitani Y., Pawlak D. A., Sato H., Machida H., Fukuda T.* Czochralski growth of $Tb_3Sc_2Al_3O_{12}$ single crystal for Faraday rotator // Materials Research Bulletin. – 2002. – V. 37, № 1. – P. 1-10.
390. *Pawlak D. A., Lerondel G., Dmytruk I., Kagamitani Y., Durbin S., Royer P., Fukuda T.* Second order self-organized pattern of terbium-scandium-aluminum garnet and terbium-

scandium perovskite eutectic // Journal of Applied Physics. – 2002. – V. 91, № 12. – P. 9731-9736.
391. *Lin H., Zhou S., Teng H.* Synthesis of $Tb_3Al_5O_{12}$ (TAG) transparent ceramics for potential magneto-optical applications // Optical Materials. – 2011. – V. 33, № 11. – P. 1833–1836.
392. *Chen C., Zhou S., Lin H., Yi Q.* Fabrication and performance optimization of the magneto-optical $(Tb_{1-x}R_x)_3Al_5O_{12}$ (R = Y, Ce) transparent ceramics // Applied Physics Letters. – 2012. – V. 101, № 13. – P. 131908.
393. *Zheleznov D., Starobor A., Palashov O., Chen C., Zhou S.* High-power Faraday isolators based on TAG ceramics // Optics Express. – 2014. – V. 22, № 3. – P. 2578-2583.
394. *Zheleznov D., Starobor A., Palashov O., Lin H., Zhou S.* Improving characteristics of Faraday isolators based on TAG ceramics by cerium doping // Optics Letters. – 2014. – V. 39, № 7. – P. 2183-2186.
395. *Zhang L., Starobor A. V., Hu D., Li X., Hu C., Wu L., Palashov O. V., Li J.* Highly transparent $Tb_3Al_5O_{12}$ ceramics for kilowatt-level Faraday isolator // Journal of the American Ceramic Society. – 2024. – V. n/a, № n/a.
396. Kearns J. K. 2 - Silicon single crystals // Single Crystals of Electronic Materials / Fornari R.Woodhead Publishing, 2019. – C. 5-56.
397. *Gibbons D. F.* Thermal Expansion of Some Crystals with the Diamond Structure // Physical Review. – 1958. – V. 112, № 1. – P. 136-140.
398. *Lyon K. G., Salinger G. L., Swenson C. A., White G. K.* Linear thermal expansion measurements on silicon from 6 to 340 K // Journal of Applied Physics. – 1977. – V. 48, № 3. – P. 865-868.
399. *Glassbrenner C. J., Slack G. A.* Thermal Conductivity of Silicon and Germanium from 3 K to the Melting Point // Physical Review. – 1964. – V. 134, № 4A. – P. A1058-A1069.
400. *Ruf T., Henn R. W., Asen-Palmer M., Gmelin E., Cardona M., Pohl H.-J., Devyatych G. G., Sennikov P. G.* Thermal conductivity of isotopically enriched silicon // Solid State Communications. – 2000. – V. 115, № 5. – P. 243-247.
401. *Degallaix J., Flaminio R., Forest D., Granata M., Michel C., Pinard L., Bertrand T., Cagnoli G.* Bulk optical absorption of high resistivity silicon at 1550 nm // Optics Letters. – 2013. – V. 38, № 12. – P. 2047-2049.
402. *Rowan S., Byer R., Fejer M., Route R., Cagnoli G., Crooks D., Hough J., Sneddon P., Winkler W.* Test mass materials for a new generation of gravitational wave detectors // Astronomical Telescopes and Instrumentation. – 2003. – V. 4856. – P. 292-297.
403. *Eichholz J., Holland N. A., Adya V. B., van Heijningen J. V., Ward R. L., Slagmolen B. J. J., McClelland D. E., Ottaway D. J.* Practical test mass and suspension configuration for a cryogenic kilohertz gravitational wave detector // Physical Review D. – 2020. – V. 102, № 12. – P. 122003.
404. *LIGO VIRGO Collaboration* Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger // Physical Review Letters. – 2016. – V. 116, № 6. – P. 061102.
405. *Giardini A. A.* Piezobirefringence in silicon // American Mineralogist. – 1958. – V. 43, № 3-4. – P. 249-262.
406. *Higginbotham C. W., Cardona M., Pollak F. H.* Intrinsic piezobirefringence of Ge, Si, and GaAs // Physical Review. – 1969. – V. 184, № 3. – P. 821-829.
407. *Chandrasekhar M., Grimsditch M. H., Cardona M.* Piezobirefringence above the fundamental edge in Si // Physical Review B. – 1978. – V. 18, № 8. – P. 4301-4311.
408. *Iwaki T., Koizumi T.* Stress-optic law in a single crystal and its application to photo-anisotropic elasticity // Experimental Mechanics. – 1989. – V. 29, № 3. – P. 295-299.
409. *He S., Zheng T., Danyluk S.* Analysis and determination of the stress-optic coefficients of thin single crystal silicon samples // Journal of Applied Physics. – 2004. – V. 96, № 6. – P. 3103-3109.

410. *Stoehr M., Gerlach G., Härtling T., Schoenfelder S.* Analysis of photoelastic properties of monocrystalline silicon // J. Sens. Sens. Syst. – 2020. – V. 9, № 2. – P. 209-217.
411. *Li H. H.* Refractive index of silicon and germanium and its wavelength and temperature derivatives // Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 1980. – V. 9, № 3. – P. 561-658.
412. *Salzberg C. D., Villa J. J.* Infrared Refractive Indexes of Silicon Germanium and Modified Selenium Glass // Journal of the Optical Society of America. – 1957. – V. 47, № 3. – P. 244-246.
413. *Wortman J. J., Evans R. A.* Young's Modulus, Shear Modulus, and Poisson's Ratio in Silicon and Germanium // Journal of Applied Physics. – 1965. – V. 36, № 1. – P. 153-156.
414. *Gabriel C. J.* Nonresonant Interband Faraday Rotation in Silicon // Physical Review B. – 1970. – V. 2, № 6. – P. 1812-1817.
415. *Kessler F. R., Metzdorf J.* Interband faraday rotation in silicon // Physica Status Solidi B. – 1973. – V. 60, № 1. – P. 125-132.
416. *Macfarlane G. G., McLean T. P., Quarrington J. E., Roberts V.* Exciton and phonon effects in the absorption spectra of germanium and silicon // Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 1959. – V. 8. – P. 388-392.
417. *Pässler R.* Parameter Sets Due to Fittings of the Temperature Dependencies of Fundamental Bandgaps in Semiconductors // Physica Status Solidi (b). – 1999. – V. 216, № 2. – P. 975-1007.
418. *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.
419. *Sekijima T., Kishimoto H., Fujii T., Wakino K., Okada M.* Magnetic, Optical and Microwave Properties of Rare-Earth-Substituted Fibrous Yttrium Iron Garnet Single Crystals Grown by Floating Zone Method // Japanese Journal of Applied Physics. – 1999. – V. 38, № Part 1, No. 10. – P. 5874-5878.
420. *Young R. J., Wu T. B., Lin I. N.* Preparation of yttrium iron garnet by reaction sintering // Materials Research Bulletin. – 1987. – V. 22, № 11. – P. 1475-1482.
421. *Ikesue A., Aung Y. L.* Development of optical grade polycrystalline YIG ceramics for faraday rotator // Journal of the American Ceramic Society. – 2018. – V. 101, № 11. – P. 5120– 5126.
422. *Yang Y., Li X., Liu Z., Hu D., Liu X., Chen P., Tian F., Zhu D., Zhang L., Li J.* Pressureless Sintering of YIG Ceramics from Coprecipitated Nanopowders // Magnetochemistry. – 2021. – V. 7, № 5. – P. 56.
423. *Bartholomew D. U., Furdyna J. K., Ramdas A. K.* Interband Faraday rotation in diluted magnetic semiconductors: $Zn_{1-x}Mn_xTe$ and $Cd_{1-x}Mn_xTe$ // Physical Review B. – 1986. – V. 34, № 10. – P. 6943-6950.
424. Hwang Y., Um Y. Magneto-optical properties of CdMnTe single crystals // 2012 7th International Forum on Strategic Technology (IFOST) 10.1109/ifost.2012.6357795 –, 2012. – C. 1-3.
425. *Dorofeev V. V., Moiseev A. N., Churbanov M. F., Snopatin G. E., Chilyasov A. V., Kraev I. A., Lobanov A. S., Kotereva T. V., Ketkova L. A., Pushkin A. A., Gerasimenko V. V., Plotnichenko V. G., Kosolapov A. F., Dianov E. M.* High-purity TeO_2–WO_3–(La_2O_3, Bi_2O_3) glasses for fiber-optics // Optical Materials. – 2011. – V. 33, № 12. – P. 1911-1915.
426. *Koptev M. Y., Anashkina E. A., Andrianov A. V., Dorofeev V. V., Kosolapov A. F., Muravyev S. V., Kim A. V.* Widely tunable mid-infrared fiber laser source based on soliton self-frequency shift in microstructured tellurite fiber // Optics Letters. – 2015. – V. 40, № 17. – P. 4094-4097.

427. *Manning S., Ebendorff-Heidepriem H., Monro T. M.* Ternary tellurite glasses for the fabrication of nonlinear optical fibres // Optical Materials Express. – 2012. – V. 2, № 2. – P. 140-152.
428. *Schmidt M. A., Wondraczek L., Lee H. W., Granzow N., Da N., Russell P. S. J.* Complex Faraday rotation in microstructured magneto-optical fiber waveguides // Advanced Materials. – 2011. – V. 23, № 22-23. – P. 2681-2688.
429. *Chen Q., Ma Q., Wang H., Chen Q.* Diamagnetic tellurite glass and fiber based magneto-optical current transducer // Applied Optics. – 2015. – V. 54, № 29. – P. 8664-8669.
430. *Chen Q., Ma Q., Wang H., Wang Q., Hao Y., Chen Q.* Properties and structure of Faraday rotating glasses for magneto optical current transducer // Boletín de la Sociedad Española de Cerámica y Vidrio. – 2017. – V. 56, № 1. – P. 1-12.
431. *Churbanov M. F., Moiseev A., Chilyasov A. V., Dorofeev V. V., Kraev I., Lipatova M. M., Kotereva T. V., Dianov E. M., Plotnichenko V. G., Kryukova E. B., Novgorod N.* Production of high-purity TeO_2 -ZnO and TeO_2 -WO_3 glasses with the reduced content of OH-groups // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials. – 2007. – V. 9. – P. 3229-3234.
432. *Zarubina T. V., Mal'shakov A. N., Pasmanik G. A., Poteomkin A. K.* Comparative characteristics of magnetooptical glasses // Opticheskii Zhurnal. – 1997. – V. 64, № 11. – P. 67-71.
433. *Starobor A. V., Zheleznov 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.
434. *Shiryaev V. S., Sukhanov M. V., Velmuzhov A. P., Karaksina E. V., Kotereva T. V., Snopatin G. E., Denker B. I., Galagan B. I., Sverchkov S. E., Koltashev V. V., Plotnichenko V. G.* Core-clad terbium doped chalcogenide glass fiber with laser action at 5.38 μm // Journal of Non-Crystalline Solids. – 2021. – V. 567. – P. 120939.
435. *Snopatin G. E., Shiryaev V. S., Plotnichenko V. G., Dianov E. M., Churbanov M. F.* High-purity chalcogenide glasses for fiber optics // Inorganic Materials. – 2009. – V. 45, № 13. – P. 1439-1460.
436. *Zhang M., Li L., Li T., Wang F., Tian K., Tao H., Feng X., Yang A., Yang Z.* Mid-infrared supercontinuum generation in chalcogenide fibers with high laser damage threshold // Optics Express. – 2019. – V. 27, № 20. – P. 29287-29296.
437. *Hu Y., Tian K., Li T., Zhang M., Ren H., Qi S., Yang A., Feng X., Yang Z.* Mid-infrared nonlinear optical performances of Ge-Sb-S chalcogenide glasses // Optical Materials Express. – 2021. – V. 11, № 3. – P. 695-706.
438. *Gleason B., Richardson K., Sisken L., Smith C.* Refractive index and thermo-optic coefficients of Ge-As-Se chalcogenide glasses // International Journal of Applied Glass Science. – 2016. – V. 7, № 3. – P. 374-383.
439. *Wei W.-H., Wang R.-P., Shen X., Fang L., Luther-Davies B.* Correlation between structural and physical properties in Ge–Sb–Se glasses // The Journal of Physical Chemistry C. – 2013. – V. 117, № 32. – P. 16571-16576.
440. *Karaksina E. V., Shiryaev V. S., Filatov A. I., Plekhovich A. D., Stepanov B. S., Kurganova A. E., Nezhdanov A. V., Sidorenko K. V.* Effect of Ge-rich Ga-Ge-Sb-Se glass composition on the optical and thermal properties // Optical Materials. – 2020. – V. 104. – P. 109943.
441. *Chen G., Xu Y., Guo H., Cui X., Wang P., Lu M., Xiao X., Guo Q., Peng B.* Magneto-optical effects of Ge-Ga-Sb(In)-S chalcogenide glasses with diamagnetic responses // Journal of the American Ceramic Society. – 2017. – V. 100, № 7. – P. 2914-2920.
442. *Mollaee M., Lucas P., Ari J., Zhu X., Lukowski M., Manzur T., Peyghambarian N.* High Verdet constant of $Te_{20}As_{30}Se_{50}$ glass in the mid-infrared // Optics Letters. – 2020. – V. 45, № 8. – P. 2183-2186.
443. *Starobor A., Palashov O.* Faraday isolator for high-power nonpolarized radiation // Optics Communications. – 2015. – V. 354. – P. 103-106.

444. *Wittekoek S., Popma T. J. A., Robertson J. M., Bongers P. F.* Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth-substituted iron garnets at photon energies between 2.2-5.2 eV // Physical Review B. – 1975. – V. 12, № 7. – P. 2777-2788.
445. *Starobor A., Palashov O., Zhou S.* Thermo-optical properties of terbium-aluminum garnet ceramics doped with silicon and titanium // Optics Letters. – 2016. – V. 41, № 7. – P. 1510-1513.
446. *Geho M., Sekijima T., Fujii T.* Growth of terbium aluminum garnet ($Tb_3Al_5O_{12}$; TAG) single crystals by the hybrid laser floating zone machine // Journal of Crystal Growth. – 2004. – V. 267, № 1–2. – P. 188-193.
447. *Geho M., Takagi T., Chiku S., Fujii T.* Development of optical isolators for visible light using terbium aluminum garnet ($Tb_3Al_5O_{12}$) single crystals // Japanese Journal of Applied Physics, Part 1. – 2005. – V. 44, № 7A. – P. 4967-4970.
448. *Hao D., Feng Y., Tang Y., Yi X., Zhang S., Chen C., Lin H., Zhou S.* $Tb_3Al_{2.5}Ga_{2.5}O_{12}$ Transparent Ceramic for Magneto-Optical Application // International Journal of Applied Ceramic Technology. – 2016. – V. 13, № 5. – P. 816-820.
449. *Dai J., Pan Y., Chen H., Xie T., Kou H., Li J.* Fabrication of $Tb_3Al_5O_{12}$ transparent ceramics using co-precipitated nanopowders: The influence of ammonium hydrogen carbonate to metal ions molar ratio // Ceramics International. – 2017. – V. 43, № 16. – P. 14457-14463.
450. *Dai J., Li J.* Promising magneto-optical ceramics for high power Faraday isolators // Scripta Materialia. – 2018. – V. 155. – P. 78-84.
451. *Aung Y. L., Ikesue A.* Development of optical grade $(Tb_xY_{1-x})_3Al_5O_{12}$ ceramics as Faraday rotator material // Journal of the American Ceramic Society. – 2017.10.1111/jace.14961. – P. n/a-n/a.
452. *Dai J., Pan Y., Li X., Xie T., Yang Z., Li J.* Fabrication and properties of $(Tb_{1-x}Ce_x)_3Al_5O_{12}$ magneto-optical ceramics with different doping concentrations // Scripta Materialia. – 2018. – V. 155. – P. 46-49.
453. *Liu Q., Li X., Dai J., Yang Z., Xie T., Li J.* Fabrication and characterizations of $(Tb_{1-x}Pr_x)_3Al_5O_{12}$ magneto-optical ceramics for Faraday isolators // Optical Materials. – 2018. – V. 84. – P. 330-334.
454. *Dai J., Pan Y., Xie T., Kou H., Li J.* A novel $(Tb_{0.995}Ho_{0.005})_3Al_5O_{12}$ magneto-optical ceramic with high transparency and Verdet constant // Scripta Materialia. – 2018. – V. 150. – P. 160-163.
455. *Hao D., Shao X., Tang Y., Yi X., Chen J., Zhou S.* Effect of Si^{4+} doping on the microstructure and magneto-optical properties of TAG transparent ceramics // Optical Materials. – 2018. – V. 77. – P. 253-257.
456. *Furuse H., Yasuhara R., Hiraga K., Zhou S.* High Verdet constant of Ti-doped terbium aluminum garnet (TAG) ceramics // Optical Materials Express. – 2016. – V. 6, № 1. – P. 191-196.