На правах рукописи

СНЕТКОВ Илья Львович

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ В НОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

1.3.19 — лазерная физика

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород – 2025

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

Официальные оппоненты**:** **Цветков Владимир Борисович,**
доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, и.о. руководителя НЦЛМТ ИОФ РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук»

Ватник Сергей Маркович,
доктор физико-математических наук, начальник лаборатории метрологии оптических материалов ООО «ВПГ ЛАЗЕРУАН»

Рябочкина Полина Анатольевна,
доктор физико-математических наук, профессор, заведующая кафедрой фотоники, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва

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

Защита состоится "29" сентября 2025 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета 24.1.238.01 в Институте прикладной физики РАН (603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН и на сайте www.ipfran.ru.

Автореферат разослан "___" _____2025 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физико-математических наук Э. Б. Абубакиров

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Предмет исследования и актуальность темы

Лазерное излучение с высокой средней мощностью нашло применение в большом количестве сфер человеческой деятельности, от промышленного применения для дистанционной сварки, резки, пайки и сверления различных материалов, от пластика до сверхпрочных сплавов, 3D печати сложных изделий из различных материалов, литографии при производстве микроэлектроники, до задач по очистке околоземного пространства от космического мусора, детектирования гравитационных волн, и для лазерной инициации термоядерного синтеза. Создание надежных эффективных источников с высоким качеством лазерного излучения и высокой средней мощностью в практически важных спектральных диапазонах является актуальной задачей. Увеличение средней мощности лазеров позволяет ускорять технические и исследовательские процессы, расширить область практического и научного применения излучения на ранее недоступные из-за недостаточной мощности.

Одними из фундаментальных ограничивающих факторов увеличения средней мощности лазеров являются паразитные тепловые эффекты в оптических элементах (ОЭ). Тепловыделение приводит к увеличению средней и возникновению градиента температуры, возникновению термических напряжений и, из-за фотоупругого эффекта, к термонаведенному двулучепреломлению. В излучении, проходящим такой термонагруженный ОЭ, возникают фазовые (тепловая линза) и поляризационные (термонаведенная деполяризация) искажения. Возникающие фазовые искажения имеют сильные аберрации и астигматизм, вносят дополнительную расходимость и существенные изменения в модовый состав излучения. Как следствие это приводит к дополнительным дифракционным потерям, уменьшению яркости излучения и его качества, а в случае лазерной генерации – нестабильности и выходу резонатора из области устойчивости. Возникающая термонаведенная деполяризация приводит к потере мощности в поляризованном излучении, равной степени деполяризации, в изменении поперечного модового состава излучения из-за амплитудной модуляции, связанной с неоднородностью деполяризации, что дополнительно увеличивает потери за счет дифракции и затрудняет применение элементов (ячейки Поккельса, удвоители частоты, параметрические кристаллы, изоляторы Фарадея), работающих с поляризованным излучением.

Перечисленные тепловые эффекты существенным образом зависят от параметров излучения, внешней температуры и используемого материала, так как определяются в том числе и набором материальных констант. В связи с большим разнообразием оптических материалов, используемых для создания оптических узлов, в ряде материалов наблюдаются особенности тепловых эффектов, определяемые набором материальных констант. Использование этих особенностей для ослабления и компенсации тепловых эффектов является предметом исследования данной диссертации.

В средах с естественным (оптическая активность) и наведенным (фарадеевское вращение) циркулярным двулучепреломлением термонаведенные фазовые и поляризационные искажения устроены сложнее, так как термонаведенное линейное двулучепреломление возникает на фоне циркулярного. Задача ослабления и компенсации термонаведенных искажений в этом случае существенно усложняется. Одними из оптических компонент, в которых это наблюдается, являются фарадеевские устройства – вращатель Фарадея (ВФ) и изолятор Фарадея (ИФ). Данные устройства являются одними из ключевых элементов большинства мощных лазерных систем и необходимы для организации многопроходных схем лазерных усилителей, компенсации термонаведенной деполяризации в активных элементах лазеров и оптической изоляции отдельных частей лазера друг от друга.

Основными требованиями к ИФ являются обеспечение степени изоляции не хуже заданной во всем диапазоне мощности лазерного излучения (характерное значение которой 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.

Тепловые эффекты могут быть существенно ослаблены путем выбора материала с оптимальными оптическими, механическими, тепловыми и магнитооптическими характеристиками, существенно влияющими на величину тепловой линзы и термонаведенной деполяризации. 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, длины волны, концентрации легирующей примеси, а также определить связанные со значением материальных констант особенности тепловых эффектов, которые могут быть использованы для ослабления тепловых эффектов. В-третьих, иметь критерий сравнения и выбора подходящего материала или схемы компенсации тепловых эффектов. Решению этих задач посвящена часть представленной диссертационной работы.

На сегодняшний день 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 диапа-

зоне 2 мкм ситуация еще более удручающая и разрыв составляет более двух порядков. Это приводит к ситуации, когда 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 вышесказанного, повышенный интерес к лазерам с высокой средней мощностью, наличие большого количества проектов мощных лазерных систем лишний раз подчеркивают актуальность и важность всестороннего изучения тепловых эффектов и методов их компенсации. В настоящей диссертационной работе закрыта часть существующих в данной области пробелов и сформулированы некоторые интересные, по мнению автора, направления исследования, которые позволят создавать оптические элементы, менее подверженные тепловым эффектам, и достигнуть большей средней мощности лазеров.

Цель работы

Основной целью диссертационной работы является поиск методов ослабления и компенсации тепловых искажений поляризации и фазы лазерного излучения в оптических элементах лазерных систем, для преодоления связанных с ними фундаментальных ограничений дальнейшего роста средней мощности. Побочной целью диссертационной работы был 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 компонент для лазерных систем с высокой средней мощностью.

Научная новизна и практическая значимость диссертационной работы

- 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 излучение, полностью идентичные искажениям, вносимым одиночным ОЭ из любого другого наперед заданного кубического монокристалла в ориентации [001]. Знаком разности фаз можно управлять, что позволяет изготавливать композитный элемент для компенсации термонаведенных поляризационных искажений. Проведен модельный эксперимент и показано, что деполяризация излучения при прохождении тестового композитного элемента, состоящего из двух монокристаллов с положительным параметром пьезооптической анизотропии $\xi > 0$, разделенных 90-градусным кварцевым вращателем поляризации, идентично деполяризации излучения при прохождении одиночного оптического элемента, изготовленного из монокристалла с отрицательным параметром ξ с прогнозируемым значением.
- Точно решена задача об оптимальной ориентации монокристаллического элемента из произвольного магнитооптического материала с $\xi < 0$, 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 $\xi < 0$ при наличии в них циркулярного двулучепреломления существует критическая ориентация, направление которой зависит от величины параметра ξ материала и не зависит от величины циркулярного двулучепреломления. Выбором этой ориентации можно существенно уменьшить вносимую оптическим элементом в проходящее излучение термонаведенную деполяризацию, связанную с фотоупругим эффектом, при этом зависимость термонаведенной деполяризации 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 су-

щественно 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 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 ξ используемого материала и величиной циркулярного двулучепреломления δ_c, а величина астигматизма прямо пропорциональна мощности тепловыделения. Показано, что в материалах с $\xi < 0.04$ существует ориентация кристаллографических осей [P], выбором которой 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 Φ), 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 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 ξ материала, 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 $\xi < 0$, вырезанных в критической ориентации [C]. Анализ показал, что для двух монокристаллических магнитооптических элементов (МОЭ) с ориентацией [C], изготовленных из разных материалов, может быть скомпенсировано только слагаемое, квадратично зависящее от мощности лазерного излучения, при этом наличие кварцевого вращателя не влияет на эффективность компен-

сации. Компенсация слагаемых более высоких порядков 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 ИФ для излучения с мультикиловаттной мощностью.

- Предложена и реализована схема ИФ 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 ИФ 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 ИФ с МОЭ из монокристаллического материала с $\xi < 0$.
- 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 $\alpha_{02}/\alpha_{01} = 10$ 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 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 $\xi < 0$ 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. Использование различных материалов может дать дополнительное преимущество, например, частичную компенсацию тепловой линзы, которая является другим паразитным тепловым эффектом, или в случае активного элемента 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 полуторнооскидной 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 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 ИФ.
- Продемонстрированно 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 материала с около нулевым 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.

Апробация работы

Настоящая диссертационная работа является итогом исследований, проведенных автором в Институте прикладной физики РАН в 2015–2025 гг. Результаты докладывались и обсуждались на семинарах отдела 350 и отделения нелинейной динамики и оптики ИПФ РАН, а также представлялись 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).

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в 30 статьях в отечественных и в иностранных рецензируемых журналах [A1-A30], а также в 26 тезисах в сборниках трудов всероссийских и международных конференций.

Личный вклад автора

Часть работ, результаты которых вошли в диссертацию, выполнены и опубликованы И. Л. Снетковым без соавторов [A6, A19, A27, A29]. В работах, выполненных в соавторстве [A1-A5, A7-A18, A20-A26, A28, A30], все аналитические и численные расчеты выполнены соискателем лично, экспериментальные результаты по измерению термооптических и магнитооптических свойств новых материалов 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, проведение экспериментальных и численных исследований, интерпретация полученных результатов.

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 страниц, включая 77 рисунков и 9 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 456 источников.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность темы диссертационной работы, формулируются цель и задачи исследования. Оценивается современное состояние изучаемой проблемы, 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

Глава посвящена теоретическому описанию тепловых эффектов в системе оптических элементов. В ней получены необходимые аналитические формулы для описания термонаведенной деполяризации и тепловой линзы в одном ОЭ или системе ОЭ-ов из монокристаллического материала с кубической симметрией и произвольным направлением кристаллографических осей и произвольным циркулярным двулучепреломлением в приближении аксиальной симметрии как геометрии оптического элемента, так и источников тепловыделения и проходящего излучения, а так же изотропии тепловых и упругих свойств кристалла. Рассмотрены частные случаи ориентаций кристаллографических осей, случай ОЭ изготовленного из стекла или из керамики. Используя формализм матриц Джонса [1], монохроматичная плоская волна с произвольной поляризацией может быть однозначно представлена вектором Джонса $\mathbf{E}_{\text{in}}$, а любой ОЭ может быть описан своей матрицей Джонса и поле на выходе системы из N оптических элементов запишется:

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

где ψ_n – средняя между двумя собственными поляризациями фаза в n-м элементе, матрица $\mathbf{T}$ отвечает за искажения состояния поляризации поля, $\mathbf{R}$ – матрица поворота, δ_{c0} – величина циркулярного двулучепреломления в отсутствие тепловыделения, а матрица $\mathbf{P}$ имеет вид

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} \cos\frac{\delta}{2} - i\frac{\delta_l}{\delta}\sin\frac{\delta}{2}\cos 2\Psi & \left(-\frac{\delta_c}{\delta} - i\frac{\delta_l}{\delta}\sin 2\Psi \right)\sin\frac{\delta}{2} \\ \left(\frac{\delta_c}{\delta} - i\frac{\delta_l}{\delta}\sin 2\Psi \right)\sin\frac{\delta}{2} & \cos\frac{\delta}{2} + i\frac{\delta_l}{\delta}\sin\frac{\delta}{2}\cos 2\Psi \end{pmatrix}. \qquad (2)$$

Матрица $\mathbf{T}$ в общем случае зависит от δ_c – величины циркулярного двулучепреломления, Ψ – угла наклона и δ_l – разности набегов фаз собственных поляризаций, возникающих при термонаведенном линейном двулучепреломле-

нии [2, 3]. Умножение на последнюю матрицу поворота **R** выполняется для возврата плоскости поляризации в исходное положение для упрощения дальнейших аналитических выкладок. Величины Ψ, ψ и δ_l выражаются через элементы тензора диэлектрической непроницаемости [2], которые в свою очередь определяются через пьезооптический тензор π_{ijkl} и тензор напряжений σ_{kl}. Зная поле на входе $\mathbf{E}_{in}$, матрицу **T** и ψ_n, можно определить поляризационные и фазовые искажения прошедшего излучения. В случае линейно поляризованного вдоль оси *x* поля $\mathbf{E}_{in} = E_0\mathbf{x}$ искажения поляризации и фазы запишутся в виде

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{I_d(r,\varphi)}{I_0(r)} = |T_{21}|^2 = \left[\mathrm{Re}^2(T_{21}) + \mathrm{Im}^2(T_{21})\right], \\ \Omega &= \arg\left(\left[\mathbf{E}_{out}\right]_1\right) = \sum_{n=1}^{N}\psi_n + \arg(T_{11}), \end{aligned} \tag{3}$$

где Γ – локальная степень термонаведенной деполяризации, I_d и I_0 – распределения интенсивностей деполяризованной и основной компоненты поля, Ω – набег фазы основной линейно поляризованной компоненты поля. Так же были получены выражения для δ_c, δ_l, Ψ в случае аксиальной симметрии ОЭ и источников тепловыделения:

$$\begin{aligned} &\delta_c(u) = \delta_{c0}\left\{1 + p\eta W(u)\right\}, \qquad \eta = -\frac{\lambda}{4\pi L_0 Q}(\alpha_T + \beta_T), \\ &\delta_l \sin(2\Psi) = pA, \quad \delta_l \cos(2\Psi) = pB, \\ &\delta_l^2 = p^2\left(A^2 + B^2\right), \quad \tan(2\Psi) = \frac{A}{B}, \\ &\delta^2 = \delta_l^2 + \delta_c^2, \end{aligned} \tag{4}$$

где

$$p = -\frac{QP_h}{\lambda\kappa} \approx -\frac{Q\alpha_0 L_0 P_{laser}}{\lambda\kappa}, \tag{5}$$

$$\begin{aligned} A &= \sin(2\varphi)h(u) + (\xi - 1)K_3 g(u,\rho) + \\ &+ (\xi - 1)\left[\cos(2\varphi)B_{12}^{\cos} + \sin(2\varphi)B_{12}^{\sin}\right]h(u), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B &= \cos(2\varphi)h(u) + (\xi - 1)\frac{K_1 - K_2}{2}g(u,\rho) + \\ &+ (\xi - 1)\left[\cos(2\varphi)\frac{B_1^{\cos} - B_2^{\cos}}{2} + \sin(2\varphi)\frac{B_1^{\sin} - B_2^{\sin}}{2}\right]h(u). \end{aligned} \tag{6}$$

K_i, $B_i^{\cos}$ и $B_i^{\sin}$ являются функциями только углов Эйлера (α, β и Φ), определяющих направление кристаллографических осей в ОЭ [A15], интегралы

$W(u)$, $h(u)$ и $g(u, \rho)$ определяются формой греющего излучения и являются функциями полярного радиуса r, а φ – полярный угол. Таким образом, A и B зависят только от единственного материального параметра – параметра пьезооптической анизотропии $\xi = \pi_{44}/(\pi_{11} - \pi_{12})$ [4]. Все остальные параметры используемого материала группируются в нормированной мощности тепловыделения p. Также здесь λ – длина волны излучения, κ – коэффициент теплопроводности, Q – термооптическая характеристика, ответственная за величину термонаведенного линейного двулучепреломления, P_h – объемная мощность тепловыделения $P_h = [1 - \exp(-\alpha_0 L)]P_{laser} \approx \alpha_0 L_0 P_{laser}$, α_0 – коэффициент линейного поглощения, L – длина ОЭ, $\beta_T = 1/V(dV/dT)$ – температурный коэффициент постоянной Верде, V – постоянная Верде, α_T – коэффициент линейного расширения.

В общем случае получить аналитические выражения из (1)–(3) затруднительно и для дальнейшего анализа часто используют различные приближения. Одно из приближений – случай слабого двулучепреломления, когда разность фаз между двумя собственными линейными поляризациями удовлетворяет соотношению $\delta_l << 1$, что согласно (4) выполняется при малости $p << 1$. В этом случае можно разложить (3) в ряд по малому параметру p:

$$\Gamma = \left[\left(\mathrm{Re}(T_{21})'\Big|_{p=0}\right)^2 + \left(\mathrm{Im}(T_{21})'\Big|_{p=0}\right)^2\right]p^2 +$$

$$+\left[\mathrm{Re}(T_{21})'\Big|_{p=0}\mathrm{Re}(T_{21})''\Big|_{p=0} + \mathrm{Im}(T_{21})'\Big|_{p=0}\mathrm{Im}(T_{21})''\Big|_{p=0}\right]p^3 + O(p^4) \qquad (7)$$

$$\arg(T_{11}) = p\cdot\mathrm{Im}(T_{11})'\Big|_{p=0} + \frac{p^2}{2}\mathrm{Im}(T_{11})''\Big|_{p=0} + O(p^3).$$

Здесь использовано, что при $p = 0$ величины $\delta = \delta_{c0}$, $\delta_c = \delta_{c0}$, *а* $\delta_l = 0$ и тогда $\mathrm{Re}(T_{21})|_{p=0} = \mathrm{Im}(T_{21})|_{p=0} = \mathrm{Im}(T_{11})|_{p=0} = \mathrm{Re}(T_{11})'|_{p=0} = 0$, а $\mathrm{Re}(T_{11})|_{p=0} = 1$. Такое представление через реальные и мнимые части матрицы **T** существенно упрощает получение и анализ аналитических выражений в случае одновременного учета влияния на тепловые поляризационные и фазовые эффекты термонаведенного линейного двулучепреломления и циркулярного двулучепреломления зависящих от лазерной мощности.

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 разложения выражений тепловых эффектов по малому параметру. Получено аналитическое выражение для термонаведенной деполяризации, разложенное до членов $\sim p^4$, и выражение для тепловой линзы, разложенное до членов $\sim p$. Первые два ненулевых члена термонаведенной деполяризации выражены соответственно:

$$\gamma_V = p^2 \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho} \left(\mathrm{Re}\left(T_{21}\right)'\big|_{p=0} \right)^2 I(u)\,du}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho} I(u)\,du},$$

$$\gamma_P = p^2 \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho} \left(\mathrm{Im}\left(T_{21}\right)'\big|_{p=0} \right)^2 I(u)\,du}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\rho} I(u)\,du}. \qquad (8)$$

Получены аналитические выражения для термонаведенных фазовых искажений линейно поляризованного излучения, возникающие при прохождении монокристаллического ОЭ с произвольной ориентацией кристаллографических осей. Термонаведенные фазовые искажения разделены на две части: часть без астигматизма, не зависящая от полярного угла φ, и астигматичная часть. Описан предложенный ранее в рамках кандидатской диссертации метод определения параметра ξ в кубическом монокристалле в ориентации [001] по измерениям термонаведенной деполяризации [4].

В разделе 1.2 рассмотрен случай двух ОЭ из разных материалов с произвольным циркулярным двулучепреломлением разделенных взаимным поляризационным вращателем (кварцевый вращатель).

В разделе 1.2.1 получены точные выражения для реальной и мнимых частей элементов матрицы Джонса T_{21} и его первых производных, необходимых для разложения выражений тепловых эффектов по малому параметру p. Получено аналитическое выражение для термонаведенной деполяризации в случае отсутствия циркулярного двулучепреломления.

В разделе 1.2.2 проведен анализ термонаведенной деполяризации в случае двух ОЭ при отсутствии циркулярного двулучепреломления. В ряде экспериментов по компенсации термонаведенной деполяризации, автором было обнаружено, что поведение распределения деполяризованного излучения в системе элементов существенно отличается от поведения в каждом из элементов по отдельности. Например, при использовании материала с $\xi > 0$ распределение локальной деполяризации композитного элемента из этого материала вращалось при настройке схемы компенсации (как и в материале с $\xi < 0$). Объяснений такого поведения дано не было. Была поставлена задача о возможности создания композитного оптического элемента из кубического материала в ориентации [001] с параметром пьезооптической анизотропии ξ, который вел бы себя как одиночный ОЭ из другого кубического материала с ξ^* с точки зрения термонаведенных искажений поляризации. Было показано, что в приближении слабого двулучепреломления для любой точки поперечного сечения (r, φ), в том числе в случае вращения оптического (композитного) элемента (любого Φ^*), условие $\Gamma=\Gamma^*$ выполняется при

$$\begin{cases} D_2\left(\xi+1\right)\sin\left(2\theta_r\right)=0, \\ \left[D_1+D_2\cos\left(2\theta_r\right)\right]\left(\xi+1\right)=\xi^*+1, \\ \left[D_1\sin\left(4d\Phi_1\right)+D_2\sin\left(4d\Phi_2-2\theta_r\right)\right]\left(\xi-1\right)=0, \\ \left[D_1\cos\left(4d\Phi_1\right)+D_2\cos\left(4d\Phi_2-2\theta_r\right)\right]\left(\xi-1\right)=\xi^*-1, \end{cases} \quad (9)$$

где θ_r – угол вращения поляризации в кварцевом вращателе, $D_1 = p_1/p^*$, $D_2 = p_2/p^*$, и $\Phi_i = \Phi^* + d\Phi_i$, а «*» обозначает, что величина принадлежит одиночному оптическому элементу. Так как в композите мы используем элементы из одинакового монокристаллического материала, то знаки D_1 и D_2 должны совпадать. Знак D_1 и D_2 определяется знаками термооптических характеристик Q материалов, используемых для композитного и одиночного элементов. Из первого равенства системы (9) следует, что угол вращения поляризации в кварцевом вращателе должен удовлетворять условию $\sin(2\theta_r) = 0$. Откуда следует два принципиальных варианта: угол θ_r равен 0 – кварцевый вращатель не нужен или равен $\pi/2$ – необходим 90° кварцевый вращатель. Система (9) имеет бесконечное количество решений даже при строго фиксированных соотношениях знаков термооптических характеристик Q используемых материалов. Необходимость использования кварцевого вращателя определяется значениями параметров ξ, ξ^* и знаками D_i. Таким образом, для любых двух материалов можно, устанавливая 90° поляризационный вращатель или нет (при необходимости) и подбирая длины ОЭ композита, выполнить условия (9) 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. Для верификации был проведен модельный эксперимент и измерена термонаведенная деполяризация в композитном элементе из кристаллов $Tb_3Ga_5O_{12}$ (TGG). Композитный 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°. Термонаведенная деполяризация возникает в каждом из кристаллов TGG, а кристаллический кварц только вращает плоскость поляризации (тепловыми эффектами в нем можно пренебречь). Экспериментально определено соотношение $[\gamma_1(\Phi)/\gamma_2(\Phi)]^{1/2} = D_1/D_2 = \alpha_{01}L_1/\alpha_{02}L_2$, которое составило 1.27. Первый элемент устанавливался в положение минимума деполяризации ($d\Phi_1 = 0$), а второй – в положение максимума ($d\Phi_2 = \pi/4$). Из (9) и измеренных определено $\xi^* = -1.89$. Далее, рассматривая композит как неизвестный монокристалл с ориентацией [001] и используя известные методы определения ξ в кристаллическом материале (раздел 1.1), эксперименталь-

но определяли параметр ξ^*. Измерена зависимость $\Gamma(\Phi)$ (рис. 1). При монотонном изменении угла Φ мальтийский крест вращался неравномерно, что характерно для монокристаллических материалов с $\xi < 0$.

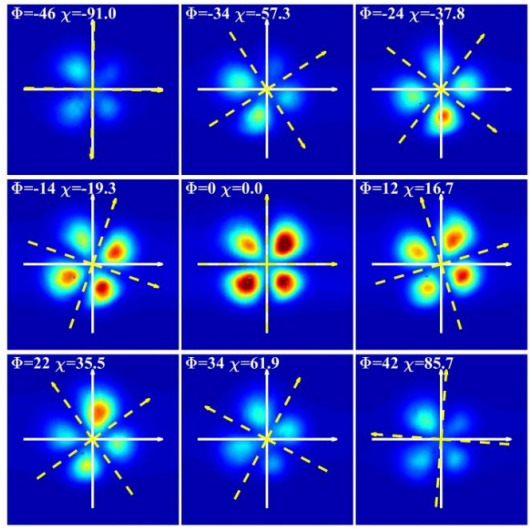

Рис. 1. Экспериментальные распределения интенсивности деполяризованного излучения $I_d = \Gamma(\Phi)\cdot I_0$ в зависимости от угла поворота композита при мощности непрерывного лазерного излучения 233 Вт. Лабораторные оси *x* и *y* направлены горизонтально и вертикально. Поляризация падающего излучения со направлена с осью *x*. Значения углов поворота композита Φ и поворота мальтийского креста χ указаны в градусах

По неоднородности вращения мальтийского креста и по отношению интенсивностей в экстремумах определена величина $\xi^* = -1.89 \pm 0.05$. 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 целевом оптическом элементе.

В разделе 1.3 рассмотрен случай произвольного числа ОЭ с циркулярным двулучепреломлением, разделенных кварцевыми вращателями поляризации. Получено выражение для первого члена разложения термонаведенной деполяризации по малому параметру $\sim p^2$. Предложен метод получения общих выражений для реальной и мнимых частей элемента матрицы Джонса T_{21}.

В разделе 1.4 сформулированы основные результаты, полученные в первой главе и опубликованные в работах [A6, A15, A19, A29].

Вторая глава

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

В разделе 2.1 рассмотрена особенность зависимости тепловых эффектов от ориентации кристаллографических осей в материалах с $\xi < 0$.

В разделе 2.1.1 используя выражения из раздела 1.1 аналитически точно решена задача об определении оптимальной ориентации, минимизирующей поляризационные искажения в кристаллическом оптическом элементе при наличии циркулярного двулучепреломления. Показано, что в материалах с $\xi < 0$ выбором ориентации кристаллографических осей можно сделать величину Ψ не зависящей от поперечных координат и равной любой наперед заданной константе, и, как следствие, выполнить $\mathrm{Im}(T_{21}) = 0$. Как следствие, согласно (3) термонаведенная деполяризация будет зависеть только от $\mathrm{Re}(T_{21})$. Это приводит к уменьшению вклада в термонаведенную деполяризацию от фотоупругого эффекта и смене ее зависимости от лазерной мощности с $\sim P_{laser}^{2}$ на $\sim P_{laser}^{4}$, что эквивалентно использованию схем изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации, предложенных ранее [3, 5]. Найденная ориентация совпадает с ранее введенной ориентацией [C] с точностью до значения угла Ф (поворот кристалла). Получено выражение для минимума термонаведенной деполяризации в ориентации [C]. Проведен численный анализ эффективности использования ориентации [C] по сравнению с другими широко используемыми ориентациями [001] и [111] для магнитооптических материалов с $\xi < 0$ на примере кристаллов тербий-скандий-алюминиевого граната TSAG, фторида-натрий-тербия NTF и фторида-калий-тербия KTF (см. рис. 2).

Исходя из результатов расчета для исследуемых материалов оценка на величину $P_{\max}$ составила: 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. При этом потери на прямом проходе в ориентации [C] и [111] сравнимы.

В разделе 2.1.2 проведен анализ зависимости астигматичной части фазовых искажений от ориентации кристаллографических осей. Показано, что в материалах с $\xi > 0.04$ существует ориентация, в которой наблюдается минимум астигматизма тепловой линзы. В материалах с $\xi < 0.04$ существуют направления кристаллографических осей [P], при которых астигматизм тепловой линзы становится равным нулю. Показано, что таких направлений бесконечное множество и это множество содержит ориентацию [C] и ей эквивалентные с точностью до значений третьего угла Эйлера Ф. Показано, что минимум поляризационных и астигматизма фазовых искажений в кристалле

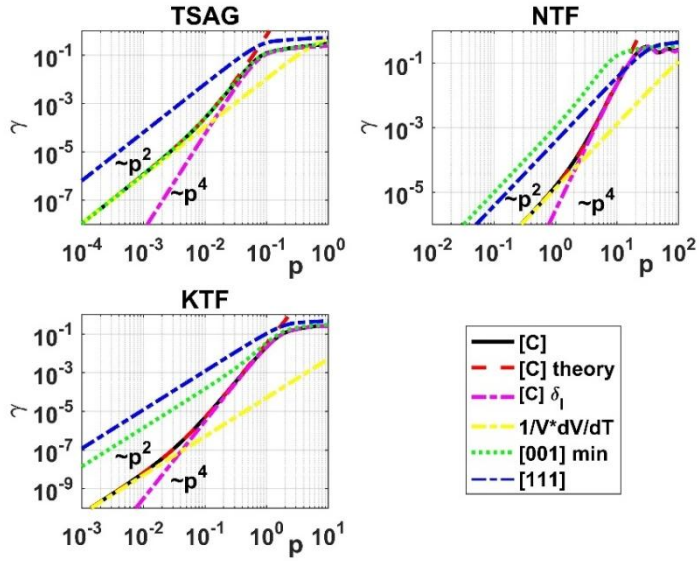

Рис. 2. Сравнение зависимостей термонаведенной деполяризации γ от *p* для материалов TSAG, NTF и KTF в ориентациях [C], [001] и [111]. [C] δ_l – часть γ, определяемая линейным двулучепреломлением, а $1/V \cdot dV/dT$ – температурной зависимостью постоянной Верде *V*

с ориентацией [C] происходит при разных значениях угла Ф и не может быть выполнен одновременно. Показано, что в монокристалле [001] при непрерывном изменении угла Ф астигматизм фазовых искажений линейно поляризованного излучения изменяет свою амплитуду от одного экстремума до другого на величину ξ^2, а его структура в поперечном сечении ведет себя поразному в зависимости от знака параметра пьезооптической анизотропии: при $\xi > 0$ распределение колеблется, а при $\xi < 0$ распределение вращается. На основе этого предложен и верифицирован метод измерения параметра пьезооптической анизотропии и знака термооптической характеристики *Q* кристаллического материала по измерению астигматизма термонаведенных фазовых искажений в монокристалле с ориентацией [001]. Для верификации были исследованы термонаведенные фазовые искажения линейно поляризованного излучения в трех образцах (кристалл TGG в ориентации кристаллографических осей [001], кристалл CaF_2 в ориентации осей [001] и магнитооптическое стекло марки МОС-103) и по астигматизму фазовых искажений определены значения ξ этих материалов. Значения параметров ξ исследуемых материалов составили $|\xi_{TGG}| = 2 \pm 0.2$; $|\xi_{CaF2}| \approx 0.51 \pm 0.07$ и $|\xi_{Glass}| \approx 0.97 \pm 0.05$, что с экспериментальной точностью совпало с измеренными по термонаведенной деполяризации (раздел 1.1).

В разделе 2.2 рассмотрены особенности термонаведенной деполяризации γ в материалах с большой (или малой) абсолютной величиной параметра ξ. 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 наблюдается уже при $\xi > 7.8$ и наблюдалось в кристалле TSAG с ориентацией [001] (рис. 3).

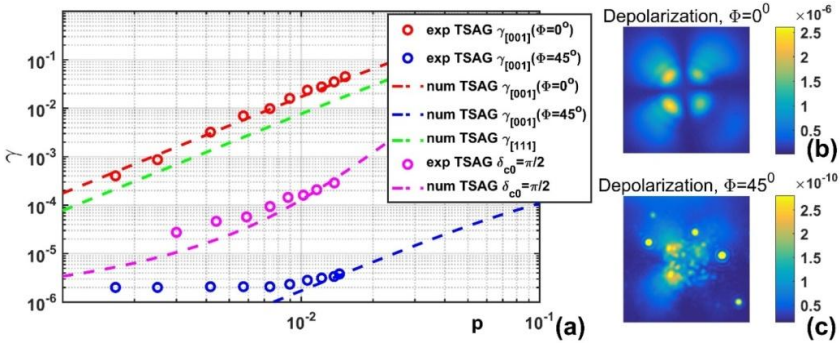

Рис. 3. (*a*) Термонаведенная деполяризация как функция нормированной поглощенной мощности p для монокристалла TSAG в отсутствие магнитного поля при $\Phi = 0°$ (красные круги), $\Phi = 45°$ (синие круги) и в присутствии магнитного поля (малиновые круги); пунктирные линии – численные расчеты (максимум и минимум деполяризации в ориентации [001] – красная и синяя, деполяризация в ориентации [111] – зеленая, минимум деполяризации в ориентации [001] в присутствии магнитного поля – малиновая). (*b*), (*c*) локальное распределение интенсивности деполяризованной компоненты поля при $p = 0.013$ для $\Phi = 0°$ и для $\Phi = 45°$ соответственно

Увеличение уровня термонаведенной деполяризации связано с влиянием слагаемых $\sim p^3\xi^2\eta$ и $\sim p^4\xi^4$, которые из-за большого значения ξ существенно превосходят слагаемое $\sim p^2$ в разложении γ по малому параметру p. В отсутствие магнитного поля таких слагаемых не возникает и следующее по порядку малости слагаемое – в разложении $\sim p^4\xi^2$. Это позволяет корректно оценивать величину $P_{\max}$ магнитооптических материалов по измерениям термонаведенной деполяризации в ОЭ меньшей длины без магнитного поля. Полученные аналитические формулы дали хорошее согласие с экспериментально наблюдаемыми зависимостями для монокристалла TSAG (рис. 3, *a*, малиновые круги и малиновая штриховая кривая).

Аналогичная ситуация наблюдается в случае материала с малой абсолютной величиной $\xi << 1$. При малой мощности термонаведенная деполяризация будет определяться слагаемым $\sim p^2\xi^2$. Но при росте мощности определяющим становится член $\sim p^4$, который из-за малого значения ξ существенно превосходит слагаемое $\sim p^2\xi^2$.

В разделе 2.3 на примере 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 реальной лазерной мощностью и, как следствие, большой величине P_{max} оптического изолятора. Исследованы магнитооптические и термооптические свойства керамики $Tb_2Ti_2O_7$. Данный материал обладает более чем в 1.68 раза большим значением постоянной Верде, чем кристалл TGG, во всем диапазоне прозрачности. Была проведена оценка коэффициента поглощения путем прямого измерения падающей и проходимой мощности лазерного излучения тонким лазерным пучком с малой мощностью. 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. Измерения зависимости термонаведенной деполяризации от лазерной мощности представлены на рис. 4.

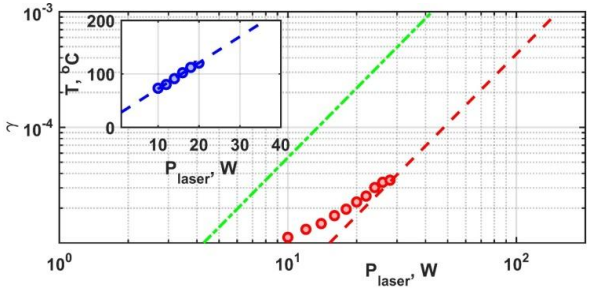

Рис. 4. Зависимость термонаведенной деполяризации (красный) и средней температуры элемента (синий) от мощности лазерного излучения. Оценка зависимости термонаведенной деполяризации от лазерной мощности для ИФ (длина МОЭ соответствует фарадеевскому вращению плоскости поляризации на 45 градусов в магнитной системе с полем 2.5 Т) – зеленый штрихпунктир

Величина термонаведенной деполяризации оставалась на очень низком уровне и при мощности 28 Вт составляла всего $3.5 \cdot 10^{-5}$, 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·К) из измерений термонаведенной деполяризации можно оценить величину Q_{eff} = $= (1.8 – 3.1) \cdot 10^{-8}$ 1/К, что является рекордно низким значением Q_{eff} из известных материалов, сравнимым только с $Q = 1.73 \cdot 10^{-8}$ 1/К монокристаллического TSAG [6] (при этом Q_{eff} для TSAG керамики составляет $1 \cdot 10^{-6}$ 1/К из-за большого значения параметра ξ = –101).

Показано, что магнитооптические керамические материалы с малым Q_{eff} подходят для ИФ, работающих в лазерном излучении с высокой средней

мощностью, а поиск таких материалов очень актуален. 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 [7] значение P_{max} кратно увеличится со 150 Вт до 5.6 кВт. Таким образом, прозрачная керамика $Tb_2Ti_2O_7$ является материалом с малым значением Q_{eff} и очень перспективным магнитооптическим материалом для ИФ, работающих в лазерном излучении с высокой средней мощностью в диапазоне 1 мкм.

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 кристалла $Zn_4B_6O_{13}$ (ZBO). Данный материал обладает близким к нулю коэффициентом линейного расширения 10^{-6} 1/K при 297 K и $< 0.28 \cdot 10^{-6}$ 1/K при температуре < 100 K, который существенно меньше, чем у других широко используемых магнитооптических материалов (например, TGG $\alpha_T = 9 \cdot 10^{-6}$ 1/K при 297 K). Измерена зависимость постоянной Верде от длины волны и показано, что ZBO обладает достаточно высоким значением постоянной Верде в УФ и видимом спектральном диапазоне и постоянная Верде не зависит от температуры (рис. 5).

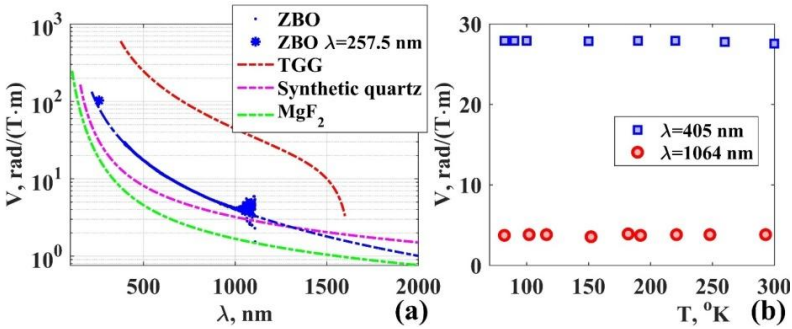

Рис. 5. (a) Абсолютное значение постоянной Верде в зависимости от длины волны (теоретические кривые построены для области прозрачности материалов); (b) постоянная Верде в зависимости от температуры

Измерения термонаведенной деполяризации проводились при двух положениях монокристалла Φ = 0° и Φ = 45° (рис. 6). Уровень «холодной» деполяризации кристалла, характеризующий качество кристалла, составил $\sim 4 \cdot 10^{-6}$, 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 ξ и его знак известным методом. Единственный вывод, который может быть сделан, что $|\xi| > 1$.

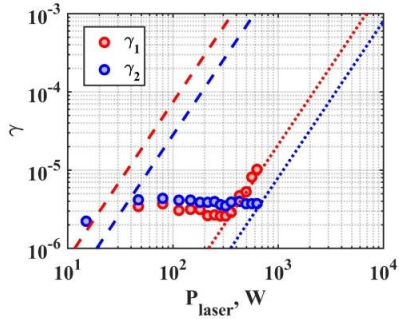

Рис. 6. Термонаведенная деполяризация в зависимости от мощности лазера в двух положениях кристалла ZBO

Постоянная Верде для кристалла ZBO на длине волны 1070 нм составила всего 4 рад/(Тл·м). Для реализации ИФ 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. 6. При такой длине МОЭ реализовать 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). Если бы такие ИФ были реализованы, значение P_{max}, составило бы >600 Вт (синяя штриховая линия). Это значение сопоставимо с рекордным P_{max} для традиционного ИФ на основе кристалла TGG [8]. Для ИФ, работающего на длине волны 257.4 нм с магнитным полем 2.5 Тл, требуется кристалл длиной всего 3.1 мм. Однако измерить P_{max} для УФ-излучения невозможно из-за малой средней мощности имеющегося лазерного источника.

Изотропный малый коэффициент теплового расширения значительно ослабляет термонаведенную деполяризацию, связанную с термонаведенным линейным двулучепреломлением, вызванным фотоупругим эффектом. Диамагнитная природа материала обеспечивает отсутствие термонаведенной деполяризации, связанной с температурной зависимостью постоянной Верде. Результаты показывают, что кристалл ZBO отлично подходит для диапазона длин волн 248–350 нм и может использоваться в качестве магнитооптического материала для оптического изолятора для лазеров высокой средней мощности.

В разделе 2.5 сформулированы основные результаты, полученные во второй главе и опубликованные в работах [A5, A6, A14, A15, A28, A30].

Третья глава

Глава посвящена особенностям компенсации термонаведенной деполяризации.

В разделе 3.1 предложена схема изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации, вызванной термонаведенным линейным двулучепреломлением, методом противовращения (рис. 7).

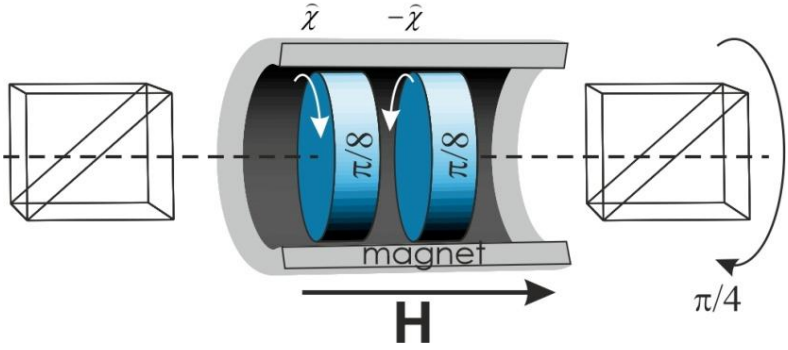

Рис. 7. Оптическая схема изолятора Фарадея с противовращением

Показано, что в традиционном ИФ с МОЭ, изготовленном из кубического монокристалла с $\xi \le 0.04$ (или $\xi \ge 25.27$) и вырезанном в ориентации [001], можно увеличить величину $P_{\max}$, разделив МОЭ на две части и повернув их в разные стороны на соответствующий угол $\hat{\chi}$, величина которого определяется ξ:

$$\begin{cases} \Phi_{1,2} = \dfrac{\delta_{c01}}{2} \pm \hat{\chi} + \dfrac{\pi m}{4}, \\ \cos\left(4\hat{\chi} + \dfrac{\delta_{c01}}{2}\right) = -\dfrac{\xi+1}{\xi-1}\cos\left(\dfrac{\delta_{c01}}{2}\right). \end{cases} \qquad (10)$$

С использованием выражения из раздела 1.2.1 получены аналитические формулы для термонаведенной деполяризации в случае использования данной схемы ИФ. На примере трех монокристаллов с $\xi < 0$ (TSAG, NTF, KTF) проведен анализ эффективности предложенной схемы компенсации (рис. 8).

Показано, что предложенная схема так же эффективна, как и схема с взаимным $\theta_r = 67.5^0$ вращателем [3]. Преимуществом данной схемы являются эффективное использование магнитного поля, минимальное количество оптических поверхностей и равенство общей длины МОЭ длине МОЭ в традиционном ИФ.

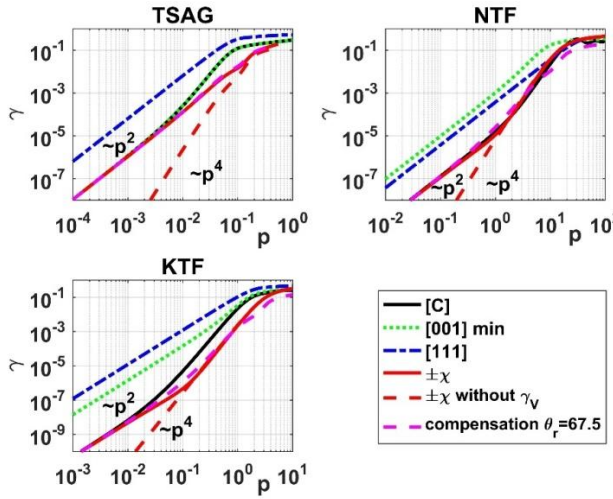

Рис. 8. Сравнение зависимостей термонаведенной деполяризации γ от *p* для кристаллов TSAG, NTF и KTF в ориентациях [C], [001], [111] и двух схем с компенсацией: схема с противовращением $\pm\hat{\chi}$ (красные кривые) и схема с взаимным вращателем $\theta_r = 67.5°$ [3]

В разделе 3.2 предложена схема изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации, вызванной термонаведенным линейным двулучепреломлением, при использовании монокристаллических МОЭ, вырезанных в 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 Φ_1 и Φ_2 обоих МОЭ относительно направления поляризации падающего излучения должны быть одинаковыми, а значения этого угла и угла поворота плоскости поляризации в кварцевом вращателе θ_r не зависят от используемого материала МОЭ и соответственно равны

$$\begin{cases} \Phi_1 = \Phi_2 = \dfrac{1}{4}\left[\dfrac{\pi}{4} - \arcsin\left(\dfrac{\pi - 2\sqrt{2}}{4 - 2\sqrt{2}}\right)\right], \\ \theta_r = -\dfrac{1}{2}\left[\dfrac{\pi}{4} + \arcsin\left(\dfrac{\pi - 2\sqrt{2}}{4 - 2\sqrt{2}}\right)\right]. \end{cases} \qquad (11)$$

Получены аналитические формулы для термонаведенной деполяризации в случае использования данной схемы ИФ. На примере трех монокристаллов с $\xi < 0$ (TSAG, KTF, EuF_2) проведен анализ эффективности предложенной схемы компенсации (рис. 9).

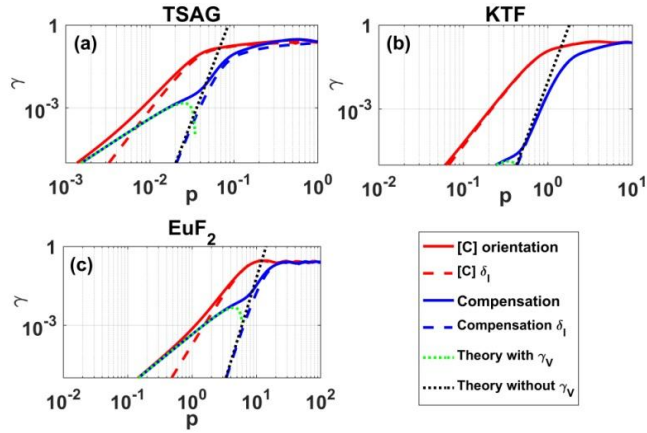

Рис. 9. Сравнение зависимостей γ от p в одном элементе ИФ на основе материалов TSAG (a), KTF (b), EuF_2 (c) с ориентацией [C] (красная сплошная кривая) и для случая предлагаемой схемы с компенсацией (синяя сплошная кривая)

Показано, что при использовании схемы с компенсацией в ориентации [C] величина P_{max} увеличивается по сравнению с традиционным ИФ с МОЭ в ориентации [C] для монокристалла 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, а по сравнению с традиционным ИФ с МОЭ в ориентации [111] для монокристалла TSAG в 8.4 раза, для KTF в 17.7 раза, для EuF_2 в 3.6 раза. Показано, предложенная схема эффективно компенсирует деполяризацию, связанную с фотоупругим эффектом, и основным становится вклад от неоднородности поворота плоскости поляризации из-за зависимости постоянной Верде от температуры γ_V.

В разделе 3.3 предложена и исследована схема ИФ с компенсацией деполяризации, вызванной неоднородным распределением фарадеевского вращения из-за зависимости постоянной Верде от температуры γ_V (рис. 10). Для ее реализации необходимо, чтобы направление вращения поляризации в МОЭ было противоположно, и они были выполнены из материала с отличающимися параметрами.

Получены аналитические формулы для термонаведенной деполяризации в случае использования данной схемы ИФ. На примере двух монокристаллов, в которых вклад γ_V наиболее заметен (криогенно охлажденного кристалла TGG и кристалла EuF_2 с $\xi < 0$, вырезанного в ориентации [C]), проведен анализ эффективности использования предложенной схемы ИФ (рис. 11).

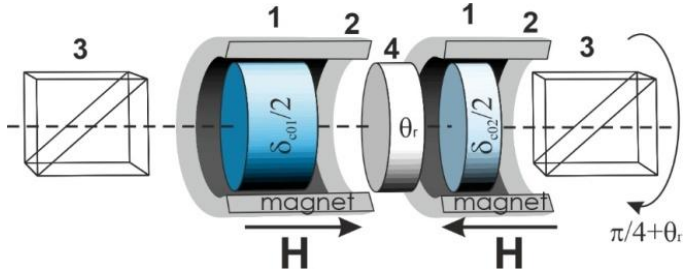

Рис. 10. Оптическая схема изолятора Фарадея с компенсацией деполяризации, вызванной температурной зависимостью постоянной Верде. *1* – магнитооптический элемент; *2* – магнитная система; *3* – поляризатор; *4* – взаимный вращатель поляризации

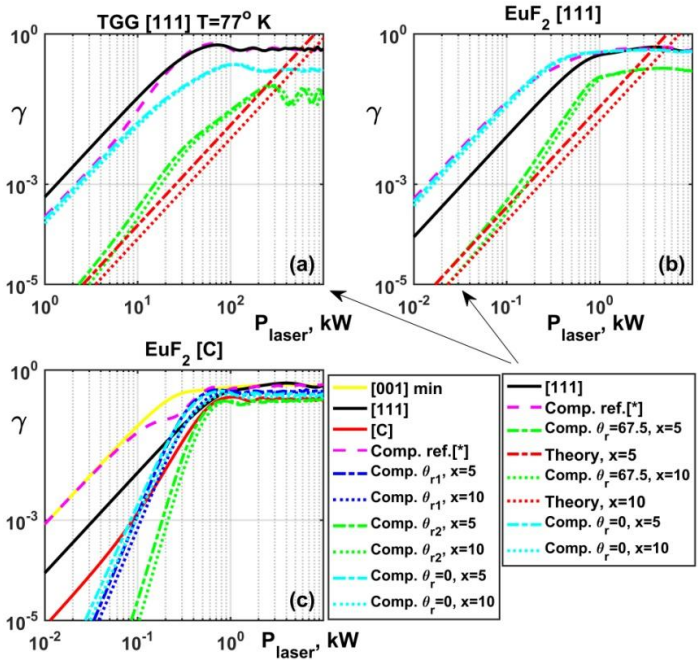

Рис. 11. Интегральная термонаведенная деполяризация в зависимости от мощности лазерного излучения для традиционного ИФ с ориентациями [001], [111] и [C] – сплошные кривые; ИФ с компенсацией [*]=[9] – пурпурная штриховая кривая; для ИФ с компенсацией температурной зависимости постоянной Верде при $x = \alpha_{02}/\alpha_{01} = 5$ – 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. Для криогенно охлажденного кристалла TGG с ориентацией [111] (a); для кристалла EuF_2 с ориентацией [111] (b); для кристалла EuF_2 с ориентацией [C] (c)

Показано, что одновременная компенсация деполяризации от неоднородного фарадеевского вращения и от фотоупругого эффекта в общем случае невозможна и необходимо выбирать оптическую схему ИФ с компенсацией либо одного, либо другого вклада.

В разделе 3.4 предложен коэффициент ς для определения какая, из схем ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации предпочтительна для конкретного магнитооптическоого материала и эффективным ли будет использование критической ориентации в материалах с $\xi < 0$:

$$\varsigma = \begin{cases} 0.35\left|\dfrac{\lambda V H^*}{Q}\left(\alpha_T + \beta_T\right)\right|, & \xi \geq 1, \\ 0.35\left|\dfrac{1}{\xi}\dfrac{\lambda V H^*}{Q}\left(\alpha_T + \beta_T\right)\right|, & 0 < \xi < 1, \\ 30\left|\dfrac{\lambda V H^*}{Q}\left(\alpha_T + \beta_T\right)\dfrac{(\xi - 1)}{(2\xi + 1)(2\xi - 3)}\right|, & \xi \leq 0. \end{cases} \quad (12)$$

Данный коэффициент пропорционален отношению $\sim(\gamma_V/\gamma_P)^{1/2}$ или $\sim(\gamma_V/\gamma_{[C]\,\min})^{1/2}$ в случае материалов с $\xi < 0$ для магнитной системы с полем напряженностью H^*. Равенство этого коэффициента единице соответствует равенству вкладов от фотоупругого эффекта и от неоднородного фарадеевского вращения из-за зависимости постоянной Верде от температуры. Данный коэффициент рассчитан для ряда магнитооптических материалов (табл. 1).

Таблица 1

Параметр ς, 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

Можно сделать вывод, что для ИФ фарадея с использованием криогенно охлажденного кристалла TGG (ς = 5.7) и кристалла EuF_2 (ς = 3.43) перспективнее использование схемы с компенсацией γ_V, обсуждаемой в разделе 3.3. Для кристалла TGG при комнатной температуре – схемы ИФ с компенсацией 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. Для кристаллов TSAG и NTF ς относительно близко к 1 и по сравнению с традиционным ИФ в ориентации [C] эффективность схемы с компенсацией в ориентации [C] не будет давать существенного выигрыша, так как будет очень быстро ограничена величиной γ_V. В то же время схема с компенсацией γ_V будет не столь эффективна из-за увеличенной общей длины МОЭов и ограничена уровнем деполяризации от термонаведенного линейного двулучепреломления.

В разделе 3.5 исследован случай компенсации термонаведенной деполяризации в отсутствие циркулярного двулучепреломления при использовании материалов с противоположными знаками термооптических характеристик *Q*. Показано, что при использовании двух различных элементов, 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. Проведен модельный эксперимент с использованием халькогенидных и теллуритных стекол и продемонстрирована компенсация деполяризации, что позволило определить знаки их термооптических характеристик *Q*.

В разделе 3.6 сформулированы основные результаты, полученные в третьей главе и опубликованные в работах [A2, A8, A19, A27].

Четвертая глава

Глава посвящена исследованию свойств новых магнитооптических материалов для применения их в устройствах Фарадея.

В разделе 4.1 проведен анализ критериев выбора магнитооптического материала для ИФ в зависимости от параметров лазерного излучения. Проведено сравнение полос прозрачности материалов и величины постоянной Верде (см. рис. 12). 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 ряда полуторных оксидов редкоземельных элементов (Tb_2O_3, Dy_2O_3, Ho_2O_3, Er_2O_3, Yb_2O_3). Измерены спектры пропускания, зависимости постоянной Верде от длины волны и температуры. Определены области применимости, преимущества и недостатки исследуемых материалов и их перспективность использования в качестве материалов для ИФ, работающих в лазерном излучении с высокой средней мощностью. На керамике Tb_2O_3 реализован традиционный ИФ и исследованы его характеристики в мощном лазерном излучении. Также в разделе сделан обзор работ по созданию и исследованию данных материалов, опубликованных на момент написания диссертации. Показано, что в твердых растворах полуторных оксидов (таких как $(Tb_xY_{x-1})_2O_3$, $(Dy_xY_yLa_{1-x-y})_2O_3$, (Dy_2O_3)-MgO или $(Ho_xLa_{1-x})_2O_3$) постоянная Верде пропорциональна концентрации парамагнитного иона *x* в широком диапазоне концентраций. Получены аналитические формулы, описывающие зависимость постоянной Верде от длины волны излучения, температуры элемента и концентрации парамагнитного иона в материале. Сравнение зависимостей постоянной Верде представлено на рис. 13.

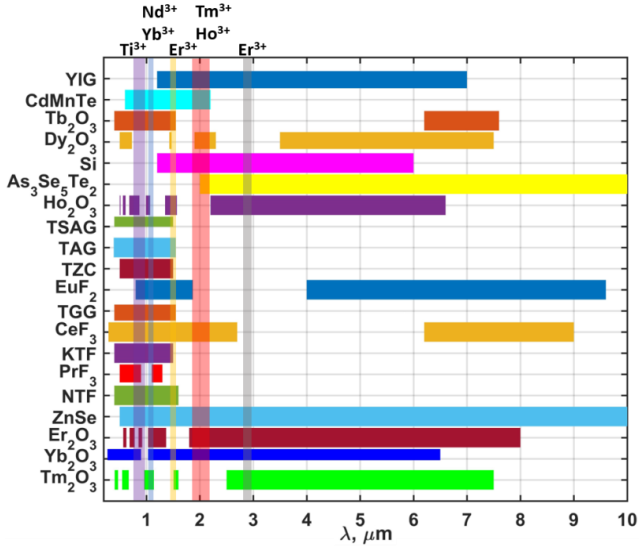

Рис. 12. Спектры пропускания магнитооптических материалов по уровню 90% от теоретического. Расположены в порядке убывания значения постоянной Верде сверху вниз. Вертикальные полосы указывают характерные спектральные области, в которых лазеры на основе указанного выше иона могут генерировать излучение

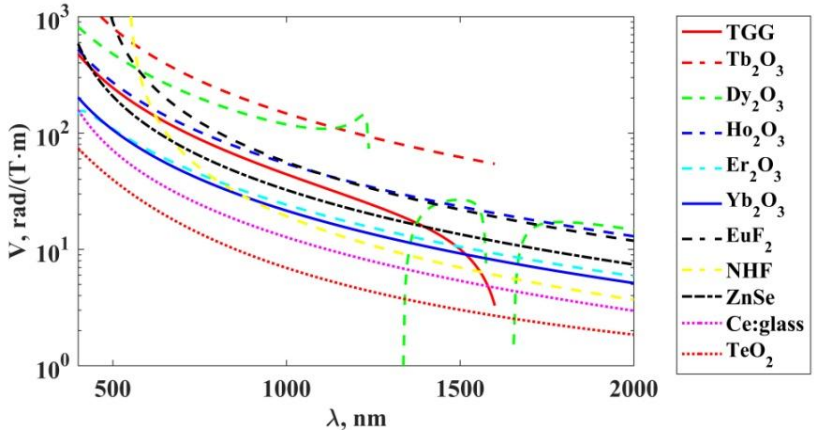

Рис. 13. Сравнения зависимостей постоянной Верде от длины волны для полуторно-оксидных керамик и ряда других исследованных магнитооптических материалов

Полуторные оксиды Tb_2O_3, Ho_2O_3, Dy_2O_3 покрывают широкий спектральный диапазон 0.4–1.5 мкм, 1.3–1.7 мкм и 1.9–2.3 мкм и обладают высокими

значениями постоянной Верде в 3.5, 1.3 и 2 раза большими, чем кристалл TGG соответственно. Они перспективны для создания компактных ИФ для мощного лазерного излучения.

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 в 1.3 раза 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. Уровень термонаведенной деполяризации сильно зависит от условий спекания и способов постобработки магнитооптических керамик. Продемонстрирована перспективность данного материала для создания мощных ИФ.

В разделе 4.4 исследованы магнитооптические и термооптические свойства монокристаллического кремния (c-Si). Измерено значение ξ на длине волны 1940 нм и показано, что исследуемый образец монокристаллического кремния обладает отрицательной величиной параметра ξ (рис. 14).

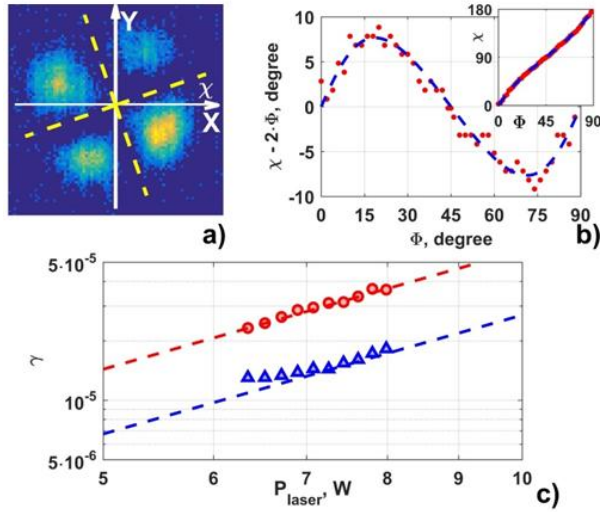

Рис. 14. Типичное распределение локальной деполяризации («мальтийский крест») при повороте кристалла на угол Ф (*a*) (направление поляризации лазерного излучения совпадает с направлением оси *x*); *b*) неравномерность поворота «мальтийского креста» (χ–2Ф) в зависимости от угла Ф (χ(Ф) – вставка); *c*) интегральная термонаведенная деполяризация γ в зависимости от мощности лазерного излучения при Ф = 0 (треугольники) и Ф = 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 Ф. В эксперименте при непрерывном вращении предоставленного кристалла c-Si «мальтийский крест» вращался неравномерно (рис. 14, *b*), что наблюдается только для материалов с $\xi < 0$. Откуда значение параметра составило $\xi = -0.63 \pm 0.05$. Из отрицательности ξ следует, что в данном материале существуют ориентации [C] и [P] (раздел 2.1), а также возможно использование схем ИФ с компенсацией, описанных в разделах 3.1 и 3.2. Далее была измерена зависимость постоянной Верде от температуры и длины волны (рис. 15). Для сравнения представлены значения постоянной Верде в зависимости от длины волны, измеренные на образцах c-Si толщиной в несколько десятков мкм [10, 11]. Результаты, полученные на образце толщиной 12 мм, хорошо согласуются с известными из литературы. Постоянная Верде в исследуемом диапазоне температур с экспериментальной точностью не зависит от температуры ($1/V \cdot dV/dT = 0$).

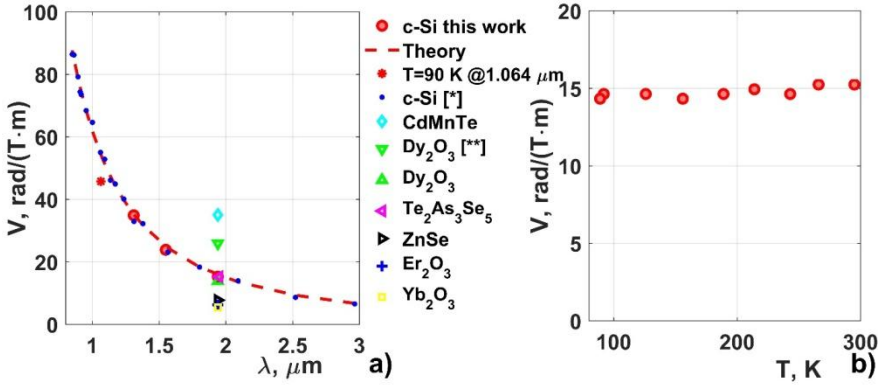

Рис. 15. Зависимость постоянной Верде от длины волны для c-Si и значения постоянной Верде для некоторых из перспективных материалов на длине волы 1940 нм (*a*); *b*) зависимость постоянной Верде c-Si от температуры на длине волны 1940 нм. [*] ≡ [10, 11]; [**]≡ [12]

Были реализованы традиционный ИФ (рис. 16, круги) и ИФ с компенсацией деполяризации методом противовращения (рис. 16, квадраты) для лазерного излучения 1940 нм и исследованы их характеристики в зависимости от мощности лазерного излучения.

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 (разд. 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]

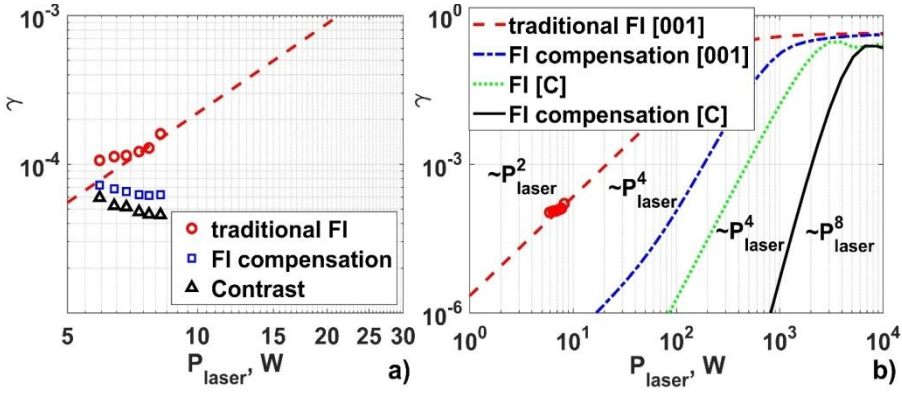

Рис. 16. Экспериментальные зависимости $\gamma(P_{laser})$ для двух схем ИФ (*a*); (*b*) расчетные $\gamma(P_{laser})$ для разных оптических схем ИФ, согласованные с экспериментальными данными

(раздел 3.2) представлены на рис. 16, *b*. Расчеты для $\alpha_0 = 0.025$ 1/см, совпадающего с измеренным значением для исследуемого кристалла, показывают, что при $P_{max} = 20$ Вт в традиционном ИФ использование схемы с компенсацией методом противовращения позволяют 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. Также известно, что высокочистый, высокорезистивный монокристаллический кремний может обладать малым коэффициентом поглощения: $\alpha_0 = 4.3 \cdot 10^{-6}$ 1/см ($\lambda = 1550$ нм) [13]. Использование такого кремния позволит кратно увеличить величину P_{max}. Таким образом, 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, малым значением термооптической характеристики *Q*. По наличию компенсации в отсутствие кварцевого вращателя (раздел 3.5) определен знак *Q* исследуемого стекла, который оказался положительным, что противоположно знаку *Q* в кристалле TGG и стеклах МОС. По измерениям термонаведенной деполяризации и коэффициента поглощения показано, что на основе исследуемого материала можно реализовать ИФ для излучения с длиной волны 1.07 мкм с $P_{max} = 170$ Вт и с длиной волны 1.94 мкм с $P_{max} = 300$ 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.

В разделе 4.7 сформулированы основные результаты, полученные в четвертой главе и опубликованные в работах [А1, А3, А4, А7, А9–А13, А16–А18, А20–А26].

В заключении сформулированы результаты, полученные в ходе работы над диссертацией.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

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 $\xi < 0$. 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 $\sim P^2$ на $\sim P^4$, так же как при использовании схем ИФ с компенсацией деполяризации. Показано, что выбором ориентации кристаллографических осей в кубических кристаллах можно ослабить астигматизм фазовых искажений, а в материалах с параметром $\xi < 0.04$ полностью устранить его, даже в случае наличия циркулярного двулучепреломления в материале.

Предложены новые схемы ИФ с компенсацией термонаведенной деполяризации, вызванной фотоупругим эффектом, работающие при использовании магнитооптических материалов с $\xi < 0$. Предложенные схемы превосходят известные по эффективности компенсации возникающих поляризационных искажений при высокой средней мощности лазерного излучения и позволят реализовать ИФ и ВФ с рекордными характеристиками степени изоляции.

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.

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.

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.

Исследована особенность термонаведенной деполяризации в магнитооптических материалах с большим (малым) абсолютным значением ξ. 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 наблюдается уже при $\xi > 7.8$ или $\xi < 0.13$.

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.

Предложен метод определения величины и знака ξ, и знака термооптической характеристики Q (или Q_{eff}) по измерениям астигматизма термонаведенных фазовых искажений. С использованием предложенного метода определены параметры ξ кристаллов TGG, CaF_2 и стекла МОС-103, которые с экспериментальной точностью совпали с измеренными другими ранее предложенными методами.

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 $P_{\max}$.

Предложено проводить 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 ZBO. 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. Измерения спектра пропускания, постоянной Верде и термонаведенной деполяризации показывают, что ZBO отлично подходит для диапазона длин волн 248–350 нм и может использоваться в качестве материала МОЭ оптического изолятора для лазеров высокой средней мощности.

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 примерно в 3 раза выше, чем в структуре граната $REE_3Ga_5O_{12}$, что приводит соответственно к 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.

Исследованы магнитооптические и термооптические свойства монокристаллического кремния. Впервые измерен параметр ξ 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 $\xi < 0$. 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.

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.

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.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Jones R. C.* A New Calculus for the Treatment of Optical Systems I. Description and Discussion of the Calculus // J. Opt. Soc. Am. – 1941. – V. 31, № 7. – P. 499–493.
2. *Koechner W., Rice D. K.* Birefringence of YAG:Nd laser rods as a function of growth direction // J. Opt. Soc. Am. – 1971. – V. 61, № 6. – P. 758–766.
3. *Khazanov E. A.* Compensation of thermally induced polarization distortions in Faraday isolators // Quantum Electron. – 1999. – V. 29, № 1. – P. 59–64.
4. *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 // Opt. Express. – 2012. – V. 20, № 12. – P. 13357–13367.
5. *Snetkov I. L., Palashov O. V.* Compensation of thermal effects in Faraday isolator for high average power lasers // Appl. Phys. B. – 2012. – V. 109, № 2. – P. 239–247.
6. *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 J. Quantum Electron. – 2015. – V. 51, № 7. – P. 7000307.

7. *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 // Opt. Express. – 2016. – V. 24, № 6. – P. 5734–5743.
8. *Snetkov I. L., Voitovich A. V., Palashov O. V., Khazanov E. A.* Review of Faraday isolators for kilowatt average power lasers // IEEE J. Quantum Elect. – 2014. – V. 50, № 6. – P. 434–443.
9. *Buhrer C. F.* Wideband temperature-compensated optical isolator or circulator configuration using two Faraday elements // Opt. Lett. – 1989. – V. 14, № 21. – P. 1180–1182.
10. *Gabriel C. J.* Nonresonant Interband Faraday Rotation in Silicon // Phys. Rev. B. – 1970. – V. 2, № 6. –P. 1812–1817.
11. *Kessler F. R., Metzdorf J.* Interband faraday rotation in silicon // Phys. Status Solidi B. – 1973. – V. 60, № 1. – P. 125–132.
12. *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.
13. *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 // Opt. Lett. – 2013. – V. 38, № 12. – P. 2047–2049.

СТАТЬИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

A1. *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.
A2. *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.
A3. *Snetkov I. L., Palashov O. V.* Cryogenic temperature characteristics of Verdet constant of terbium sesquioxide ceramics // Optical Materials. – 2016. – V. 62. – P. 697–700.
A4. *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.
A5. *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.
A6. *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.
A7. *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.
A8. *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.

A9. *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.

A10. *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.

A11. *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.

A12. *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.

A13. *Yakovlev A., Balabanov S., Permin D., Ivanov M., Snetkov I.* Faraday rotation in erbium oxide based ceramics // Optical Materials. – 2020. – V. 101. – P. 109750.

A14. *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.

A15. *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.

A16. *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.

A17. *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.

A18. *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.

A19. *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.

A20. *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.

A21. *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.

A22. *Snetkov I., Yakovlev A.* Faraday isolator based on crystalline silicon for 2-μm laser radiation // Optics Letters. – 2022. – V. 47, № 7. – P. 1895–1898.

A23. *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.

A24. *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. – V. 12, № 5. – P. 873–915.

A25. *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.

A26. *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.

A27. *Snetkov I.* Faraday isolator with compensation depolarization caused by Verdet constant temperature dependence // Applied Physics B. – 2024. – V. 130, № 5. – P. 76.

A28. *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.

A29. *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.

A30. *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.

Содержание диссертации

Введение

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

1.1. Тепловые искажения в одиночном оптическом элементе

1.1.1. Термонаведенная деполяризация

1.1.2. Тепловая линза

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

1.2.1. Термонаведенная деполяризация

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

1.3. Случай большего количества элементов

1.4. Заключение к Главе 1

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

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

2.1.2. Особенности термонаведенных фазовых искажений

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

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

2.4. Материалы с нулевым коэффициентом линейного расширения

2.5. Заключение к Главе 2

3. Глава 3. Особенности методов компенсации самонаведенных тепловых эффектов

3.1. Схема изолятора Фарадея с компенсацией термонаведенной деполяризации противовращением

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

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

3.4. Выбор оптической схемы изолятора Фарадея

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

3.6. Заключение к Главе 3

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

4.1. Выбор магнитооптического материала для изолятора Фарадея

4.2. Полуторно-оксидные керамики редкоземельных элементов

4.2.1. Tb_2O_3

4.2.2. Dy_2O_3

4.2.3. Ho_2O_3

4.2.4. Er_2O_3

4.2.5. Yb_2O_3

4.3. Керамика TAG

4.4. Монокристалл кремния

4.5. Теллуритные и халькогенидные стекла

4.6. Изменение магнитооптических и термооптических свойств с помощью легирования материала

4.7. Заключение к Главе 4

Заключение

Список используемой литературы

СНЕТКОВ Илья Львович
snetkov@ipfran.ru

**ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ
В НОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ**

А в т о р е ф е р а т

Подписано к печати 15.05.2025 г.
Формат 60×90 $^{1}/_{16}$. Усл. печ. л. 2,75.
Тираж 100 экз. Заказ № 16(2025).

Отпечатано в типографии Института прикладной физики
им. А.В. Гапонова-Грехова РАН
603950, г. Н. Новгород, ул. Ульянова, 46