

*На правах рукописи*

ЯКОВЛЕВ Алексей Иванович

**ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРА ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ  
НА ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОНАВЕДЕННЫХ ЭФФЕКТОВ  
В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ  
С УЧЕТОМ ЦИРКУЛЯРНОГО ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ**

01.04.21 – лазерная физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Нижний Новгород – 2020

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

Научный руководитель: Снетков Илья Львович,  
кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник, Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук».

Официальные оппоненты: Цветков Владимир Борисович,  
доктор физико-математических наук, директор  
НЦЛМТ ИОФ РАН, Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук»;

Шестаков Александр Валентинович,  
кандидат физико-математических наук, начальник  
научно-производственного комплекса  
АО «НИИ «ПОЛЮС» им. М. Ф. Стельмаха».

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (ИТМО).

Защита состоится "14" декабря 2020 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета Д 002.069.02 в Институте прикладной физики РАН (603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института прикладной физики РАН.

Автореферат разослан "5" ноября 2020 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физико-математических наук



Э. Б. Абубакиров

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы и предмет исследования

В последние десятилетия наблюдается существенный рост средней и пиковой мощности лазерного излучения с сохранением его высокого качества, которое определяется фазовыми и поляризационными искажениями. Это позволяет использовать лазерные источники как инструмент для решения различных научных (например, детекторы гравитационных волн LVK – Collaboration [1, 2], проекты по изучению поведения вещества в экстремальных условиях ELI Beamlines [3], HILASE [4], задачи генерации нестандартных поляризаций лазерного излучения, в частности тангенциальной и радиальной поляризаций [5]) и прикладных задач, например, резка и обработка металлов [6]. Возможность увеличения мощности с сохранением высокого качества лазерного излучения связана, во-первых, с созданием новых конфигураций оптических схем и геометрий активных элементов (АЭ). Во-вторых, с прогрессом, связанным с производством оптических элементов (ОЭ) из кристаллических, керамических и стеклянных материалов, в том числе и новых составов, имеющих высокое оптическое качество, с диаметрами от микрометров до единиц и десятков сантиметров, что позволяет использовать ОЭ для работы с пучками различных апертур в качестве проходных ОЭ (оптических окон, линз, клиньев), магнитооптических элементов (МОЭ), АЭ, волокон. В-третьих, с исследованием методов минимизации или компенсации тепловых эффектов в оптических элементах. За счет того, что тепловые эффекты, возникающие в ОЭ, являются одними из основных ограничивающих факторов увеличения мощности лазеров и сохранения высокого качества излучения в оптических системах, исследование методов уменьшения их величины является актуальной задачей. Теоретическое исследование тепловой линзы, а также экспериментальное определение материальных констант сред, определяющих величину термонаведенных эффектов, является предметом исследования настоящей диссертации.

Тепловыделение в ОЭ влияет на величину зависящих от температуры материальных констант среды вследствие увеличения температуры в его объеме, например, на постоянную Верде [7]. Также, влечет появление градиента температуры и температурных напряжений и деформаций, которые, в случае превышения предела прочности материала, приводят к механическому разрушению ОЭ. Возникающие температурные напряжения и деформации, приводящие к изменению длины оптического элемента, и возникновению деформации его концов, а также изменение показателя преломления из-за температуры, приводят к возникновению тепловой линзы, а также, из-за зависимости показателя преломления от напряжений (фотоупругого эффекта), к возникновению термонаведенного двулучепреломления [8]. Таким образом, даже в случае изотропных сред, таких как кубический кристалл или стекло, направления собственных поляризаций в них начинают зависеть от попереч-

ных координат в сечении ОЭ, следовательно, материал становится анизотропным. Это выражается в возникновении фазовых и поляризационных искажений излучения после прохождения ОЭ, в частности, в астигматизме тепловой линзы [8,9] и в термонаведенной деполяризации [10, 11]. Данные эффекты приводят к ухудшению качества прошедшего излучения [11, 12], к размытию фокального пятна, к потере мощности в поляризованном падающем излучении. В АЭ – к расстройке оптического резонатора, в случае МОЭ изоляторов Фарадея (ИФ) – к снижению степени изоляции [13].

Термонаведенная деполяризация может быть охарактеризована через величину интегральной деполяризации как отношение мощности в деполяризованной компоненте поля после прохождения ОЭ к суммарной падающей мощности излучения. Анализ термонаведенной деполяризации в кубических кристаллах показал, что она зависит от ориентации кристаллографических осей [13]. Существуют ориентации кристаллографических осей, в которых термонаведенная деполяризация принимает свое минимальное значение. В кубических кристаллах, у которых параметр оптической анизотропии  $\xi$  принимает отрицательное значение, существует выделенная ориентация осей, называемая [С], в которой термонаведенная деполяризация отсутствует [14]. Известно, что параметр оптической анизотропии  $\xi$  зависит от длины волны излучения [15], температуры [16] и концентрации и типа активного иона [17], что выражается в зависимости направлений, соответствующих ориентации кристаллографических осей [С] от вышеуказанных параметров.

Исследования тепловой линзы, обусловленной фотоупругим эффектом, начались сразу после создания лазеров в 60 – 70-х годах [9, 12]. В большинстве работ, например, [8,18], основным параметром характеризующим тепловую линзу, является среднее арифметическое фазовых набегов между двумя собственными поляризациями  $\psi$  [18]. Оно не зависит от состояния поляризации излучения на входе в ОЭ, но, в общем случае, зависит от поперечных координат и неоднородно по поперечному сечению ОЭ. Анализ тепловой линзы, соответствующей  $\psi$ , в кристаллических ОЭ в основных ориентациях кристаллографических осей [001], [111], керамических ОЭ и стекла был выполнен в работе [18]. В них было показано, что в ориентациях осей [001], [111] кристаллов и в стеклах астигматизм тепловой линзы в  $\psi$  отсутствует.

В общем случае, тепловую линзу также характеризует «поляризационный астигматизм», зависящий от типа поляризации излучения на входе в ОЭ. Он вносит дополнительный вклад в среднее значение набега фазы. Впервые «поляризационный астигматизм» тепловой линзы был исследован в АЭ Nd:YAG в ориентации кристаллографических осей [111] в 1970 году [9, 12]. В этих работах теоретически и экспериментально было продемонстрировано, что фокусное расстояние для излучения с радиальной и тангенциальной направлениям поляризаций различна. Анализ астигматизма тепловой линзы в АЭ в случае ориентации кристаллографических осей [001] был проведен в работе [19], где было показано, что его величина зависит от угла поворота кристалла

вокруг своей оси и может быть меньше, чем в ориентации кристаллографических осей [111]. Численное моделирование распределения интенсивности излучения в фокальной перетяжке в присутствии линейного двулучепреломления позволило получить пространственное распределение поля после прохождения термонагруженного АЭ Nd:YAG в ориентации осей [111]. Было показано экспериментально, что астигматизм тепловой линзы может приводить к ухудшению качества лазерного излучения, в частности, к увеличению параметра  $M^2$  и уменьшению числа Штреля [20]. Астигматизм тепловой линзы в основных ориентациях кристаллографических осей был численно и экспериментально исследован в основных ориентациях кристаллографических осей в АЭ Nd:YAG стержневой геометрии в работе [5], а также кристалла Yb:CaF<sub>2</sub> в геометрии слэб [21]. В этих работах были установлены качественные зависимости распределений фазы в поперечном сечении в ориентации кристаллографических осей ([001], [011], [111]). Несмотря на то, что задача исследования фазовых искажений излучения в кубических кристаллах сформулирована достаточно давно, рассмотрение возможности минимизировать астигматизм тепловой линзы путем выбора оптимальной ориентации кристаллографических осей, в том числе, в присутствии циркулярного двулучепреломления, не было произведено.

Тепловыделение в МОЭ приводит к увеличению его средней температуры, тепловому расширению и возникновению в нем градиента температуры, что выражается в неоднородном в поперечном сечении изменении постоянной Верде, в связи с ее зависимостью от температуры. Это приводит к тому, что величина циркулярного двулучепреломления также начинает зависеть от поперечных координат, вследствие ее зависимости от коэффициента теплового расширения и постоянной Верде [22]. Следовательно, угол поворота плоскости поляризации излучения становится неоднородным в сечении МОЭ, что выражается в возникновении термонаведенных эффектов. Таким образом, определение зависимостей постоянной Верде от температуры, от длины волны излучения, а также от материала, из которого сделан МОЭ и создание моделей, аналитически описывающих ее поведение в различных магнитооптических средах является актуальной задачей.

Термонаведенная деполяризация и тепловая линза зависят от свойств материала, и могут быть уменьшены за счет подбора ОЭ в определенной ориентации кристаллографических осей (в случае кристаллических материалов), за счет выбора материала с оптимальными оптическими характеристиками  $P$ ,  $Q$  [8], магнитооптической добротностью  $\mu$ , коэффициентом теплового расширения ( $dL/dT$ ), температурным коэффициентом показателя преломления ( $dn/dT$ ), параметром оптической анизотропии  $\xi$  или за счет охлаждения ОЭ до криогенных температур, например, жидким азотом. Тепловые эффекты в МОЭ могут быть уменьшены за счет сокращения его длины и, следовательно, поглощенной мощности, за счет выбора материала с более высоким значением постоянной Верде, либо уменьшением поглощения, путем изготовления бо-

лее чистых материалов. В частности, использование магнитооптических материалов с более высоким значением постоянной Верде и малым поглощением в качестве МОЭ изоляторов Фарадея (в том числе с криогенным охлаждением при использовании парамагнитных МОЭ) позволяет создавать компактные изоляторы Фарадея с малыми потерями в мощности и в качестве излучения как в области 1 мкм так и в областях среднего ИК-диапазона. Это направление исследований актуально в настоящее время, и по нему ведется работа многими научными группами по всему миру.

Таким образом, вышеуказанное показывает актуальность теоретического расчета термонаведенных эффектов, а также экспериментального исследования оптических, магнитооптических и термооптических свойств материалов и поиск методов их минимизации для создания пассивной проходной оптики, АЭ и МОЭ.

### **Цель работы**

Целью настоящей диссертационной работы является теоретическое описание термонаведенных фазовых искажений излучения в кристаллических и стеклянных ОЭ, в присутствии циркулярного двулучепреломления и исследование возможности минимизации астигматизма тепловой линзы, возникающего при прохождении линейно поляризованного излучения через ОЭ, а также экспериментальное исследование оптических, термооптических и магнитооптических свойств кристаллических, стеклянных и керамических материалов, необходимых для создания перспективных оптических устройств лазерных систем. Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Для аксиально симметричных оптических элементов, для любого аксиально-симметричного распределения плотности мощности тепловыделения, построена теоретическая модель, описывающая фазовые искажения излучения в ОЭ, сделанных из кубического кристалла в произвольной ориентации кристаллографических осей или стекла, как в отсутствие, так и в присутствии циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ .
2. Теоретически и численно решена задача о минимизации астигматизма тепловой линзы в стеклянном или кубическом кристаллическом ОЭ в произвольной ориентации кристаллографических осей, поставленная, но не рассмотренная в общем случае с 1970 года.
3. Экспериментально исследованы зависимости параметра оптической анизотропии  $\xi$  кубических кристаллов от длины волны излучения, от температуры, а также, от типа допанта и его концентрации в материалах ((0 – 4.17) ат.% Yb и 10 ат.% Tb):  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$ , используемых для изготовления пассивных ОЭ, АЭ и МОЭ.
4. Экспериментально исследованы оптические, термооптические и магнитооптические свойства в зависимости от температуры, от длины волны из-

лучения, а также от типа допанта и его концентрации в перспективных керамиках и стеклах. Исследованы зависимости термооптических и магнитооптических свойств керамиках REE:TAG от их состава. Экспериментально исследованы зависимости, описывающие: поведение постоянной Верде в керамике на основе оксида диспрозия  $Dy_2O_3$  от концентрации диспрозия, длины волны излучения в диапазоне (405 – 1064) нм и температуры в диапазоне (80 – 300) К; поведение постоянной Верде в керамике на основе оксида эрбия  $Er_2O_3$  в диапазоне длин волн (405 – 1100) нм; поведение постоянной Верде в теллуридном стекле различных составов в диапазоне длин волн (405 – 1561) нм и температуры (80 – 300) К.

**Научная новизна** диссертационной работы заключается в пунктах:

1. Получены и проанализированы аналитические выражения для тепловой линзы, учитывающие ее «поляризационный астигматизм», вызванный фотоупругим эффектом в упруго – изотропных кубических кристаллах с произвольной ориентацией кристаллографических осей в приближении слабого линейного двулучепреломления  $\delta_l$  при наличии произвольного циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ .
2. В общем случае рассмотрена и решена задача о минимизации астигматизма тепловой линзы в кристаллическом ОЭ в произвольной ориентации кристаллографических осей или стеклянном оптическом элементе. Проведен аналитический и численный анализ, по результатам которого определены условия на параметр оптической анизотропии  $\xi$ , при которых возможно минимизировать или устранить астигматизм тепловой линзы в проходящем линейно – поляризованном излучении.
3. Впервые предложен и верифицирован метод по созданию температурных градиентов в ОЭ при помощи внешнего нагревателя, использующийся при измерениях параметра оптической анизотропии  $\xi$ . Определены зависимости  $\xi$  от длины волны, температуры и концентрации активного иона в материалах ((0–4.17) ат.% Yb и 10 ат.% Tb):CaF<sub>2</sub>, BaF<sub>2</sub>, SrF<sub>2</sub>. Показано, что в данных материалах возможно полностью устранить либо «поляризационный астигматизм» тепловой линзы, либо термонаведенную деполяризацию излучения.
4. Предложен способ измерения параметра оптической анизотропии  $\xi$  по измерению термонаведенных искажений тепловой линзы.
5. Исследованы оптические, магнитооптические и термооптические свойства магнитооптических керамик ( $Er_2O_3$ ,  $Dy_2O_3$ , TAG, REE:TAG (REE = Ce, Pr, Ho)) и теллуридных стекол различного состава. Измеренные свойства показывают перспективность использования ( $Dy_2O_3$  керамика, в частности) в качестве магнитооптических элементов изоляторов Фарадея, вместо широко используемых на данный момент кристаллов и керамики TGG.

## Научная и практическая значимость работы

Рост средней и пиковой мощности лазерного излучения связан с развитием лазерных технологий и будет продолжаться и дальше. Ключевым фактором, ограничивающим максимальную среднюю мощность излучения, являются термонаведенные эффекты, возникающие из-за поглощения проходящего лазерного излучения в проходных ОЭ, МОЭ изоляторов Фарадея и АЭ лазерных генераторов и усилителей.

Полученные в настоящей работе результаты будут полезны при создании оптических элементов лазерных систем, в частности, АЭ лазеров и МОЭ изоляторов Фарадея. Используя полученные результаты, возможен выбор оптимальной ориентации кристаллографических осей ОЭ, при которых астигматизм тепловой линзы будет минимален, или отсутствовать (для определенных материалов).

В рамках работы, экспериментально исследованы зависимости параметра оптической анизотропии  $\xi$  от внешних параметров, таких как длина волны излучения, температура и концентрация допанта в широко используемых материалах для создания ОЭ. Измеренные зависимости необходимы для моделирования термонаведенных эффектов. Также, полученная информация о параметре оптической анизотропии  $\xi$  позволяет на стадии роста кристаллических ОЭ задать ориентацию кристаллографических осей, в которой возможно полностью устранить термонаведенную деполяризацию излучения или астигматизм тепловой линзы.

Экспериментально исследованы оптические, термооптические свойства и магнитооптические свойства перспективных керамических материалов для ИФ. Исследовано влияние типа и концентрации редкоземельных допантов в керамике REE:TAG на ее термооптические свойства. Получены аппроксимации, описывающие поведение постоянной Верде в керамике: на основе оксида эрбия  $\text{Er}_2\text{O}_3$  от длины волны (405 – 1100) нм с учетом полос поглощения; керамики на основе оксида диспрозия  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  от температуры в диапазоне (80 – 300) К и длины волны в диапазоне (405 – 1064) нм. А также стекол на основе  $\text{TeO}_2$  в диапазоне (405–1561) нм и от температуры в диапазоне (80 – 300) К. Полученные результаты актуальны при создании компактных ИФ с малыми потерями, а также компактных ИФ в новых спектральных диапазонах, соответствующих полосам прозрачности исследованных материалов. В частности, для тулиевых ( $\text{Tm}^{3+}$ ) и гольмиевых ( $\text{Ho}^{3+}$ ) лазеров, оперирующих в спектральном диапазоне 2 мкм, необходимых для работы с пучками с большим диаметром (единицы см), что к настоящему моменту технологически невозможно.

**Положения**, выносимые на защиту:

1. Существуют оптимальные ориентации кристаллографических осей кубических кристаллов, в которых астигматизм тепловой линзы минимален.



- Направления этих ориентаций определяются параметром оптической анизотропии  $\xi$  материала и величиной циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ .
- Ориентация кристаллографических осей [P], в которой астигматизм тепловой линзы отсутствует, существует только в материалах с параметром оптической анизотропии  $\xi \leq 0.04$  при произвольной величине циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ . В общем случае имеется бесконечное число ориентаций эквивалентных [P], при  $\xi = 0.04$  их множество вырождается в три и при  $\xi = -0.5$  – в одну.
  - Выбором ориентации кристаллографических осей одновременно устранить термонаведенную деполаризацию излучения и астигматизм тепловой линзы в оптическом элементе невозможно. Существует частный случай ориентации кристаллографических осей [P], совпадающей с ориентацией [C], для значений параметра оптической анизотропии  $\xi < 0$ , отличающийся только углом поворота оптического элемента вокруг своей оси, величина которого определяется параметром оптической анизотропии  $\xi$  и величиной циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ .
  - В кристаллах  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$  параметр оптической анизотропии не зависит от длины волны вдали от краев спектра поглощения излучения, в диапазоне (0.4 – 3) мкм, и концентрации допанта в диапазоне ((0 – 4.17) ат.%)  $\text{Yb}^{3+}$  в кристалле  $\text{CaF}_2$ . Направления осей, соответствующие ориентациям [C] и [P] в кристаллах  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$  не проявляют зависимости от длины волны (0.4 – 3) мкм и концентрации  $\text{Yb}^{3+}$  в диапазоне ((0 – 4.17) ат.%) в кристалле  $\text{CaF}_2$ .
  - Постоянная Верде керамики на основе оксида диспрозия линейно зависит от концентрации диспрозия и в видимом диапазоне ее величина для  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  больше более чем в 2.2 раза, чем в кристалле TGG. При охлаждении от 295 К до температур жидкого азота (80 К) постоянная Верде возрастает в 3.46 раза.

### **Апробация работы**

Настоящая диссертационная работа является итогом исследований, проведенных автором в Институте прикладной физики РАН в 2014 – 2020 гг.

Основные результаты работы докладывались на следующих региональных, всероссийских и международных конференциях: “Laser Optics 2014”, 2014, Санкт-Петербург, Россия; “Topical problems of nonlinear wave physics” (NWP – 2014), 2014, Нижний Новгород, Россия; “Frontiers in Optics 2015” (FIO – 2015), San Jose, CA, USA; “Frontiers in Optics 2016”, Rochester, NY, USA; XVII научная школа “Нелинейные волны – 2016”, Нижний Новгород, Россия; “Двадцатая научная конференция по радиофизике, посвященная 110 – летию со дня рождения Г.С. Горелика”, Нижний Новгород, Россия; “Двадцать первая научная конференция по радиофизике”, Нижний Новгород, Россия; “20<sup>th</sup> International Symposium on Non-Oxide and New Optical Glasses”, 2016, Нижний Новгород, Россия; ICONO – LAT 2016, Minsk, Belarus; “Optics +

Optoelectronics 2017”, Czech Republic, Prague; “Optics + Optoelectronics 2019”, Czech Republic, Prague; “Optics + Photonics 2017”, San Diego, CA, USA; “14 Laser Ceramics Symposium”, 2018, Okazaki, Japan; LIGO – VIRGO meeting 2019, Warsaw, Poland; LIGO – VIRGO meeting September 2020 (Virtual).

Часть представленных результатов докладывалась на XVIII конкурсе молодых ученых в ИПФ РАН и семинарах отдела 350 ИПФ РАН. По теме диссертации опубликовано 9 статей в международных реферируемых журналах, индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus; 15 материалов, включающих в себя статьи в сборниках трудов конференций и тезисы докладов.

### **Личный вклад автора**

Научным руководителем И. Л. Снетковым были поставлены задачи и определены основные направления исследования.

Автором была построена теоретическая модель, позволяющая рассчитывать фазовые искажения излучения в кубических кристаллах в произвольной ориентации кристаллографических осей и стекле, в присутствии циркулярного двулучепреломления. Анализ полученных выражений и их интерпретация были проведены автором лично. Эксперимент и интерпретация результатов по измерению зависимости параметра оптической анизотропии от длины волны были проведены совместно с научным руководителем. Сборка и настройка оптических схем, измерение тепловой линзы и экспериментальных зависимостей параметра оптической анизотропии от температуры и концентрации допанта, а также измерения термонаведенной деполяризации, максимальной температуры, постоянной Верде в керамиках и стеклах проводилось автором лично. Полученные экспериментальные результаты были обработаны и интерпретированы непосредственно автором и обсуждались с И. Л. Снетковым, О. В. Палашовым и Е. А. Хазановым.

**Структура и объем диссертации.** Диссертационная работа состоит из Введения, 3 Глав, Заключения, Списка работ автора, Списка литературы. Общий объем диссертации составляет 125 страниц, включая 52 рисунка и 9 таблиц. Список литературы содержит 185 источников.

## **СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ**

**Во введении** представлен обзор литературы, обосновывается актуальность диссертационной работы, формулируется её цель, указывается научная новизна, кратко излагается содержание диссертации, приводятся положения, выносимые на защиту.

**Первая глава** посвящена исследованию фазовых искажений, возникающих в ОЭ вследствие поглощения проходящего лазерного излучения. Основные результаты опубликованы в работах [A1, A2].

В *пункте 1.1.* для аксиально – симметричной геометрии ОЭ и источников тепловыделения решены стационарные задачи теплопроводности и упруго-

сти. Получены аналитические выражения для компонент тензора диэлектрической непроницаемости для ОЭ, изготовленного из кубического кристалла в произвольной ориентации кристаллографических осей в приближении упругой изотропии.

В пункте 1.2., используя формализм матриц Джонса и полученных компонент тензора диэлектрической непроницаемости, представлена методика расчета набега фазы тепловой линзы, учитывающей «поляризационный астигматизм». Монохроматичная однородная плоская волна с произвольной поляризацией может быть однозначно представлена вектором Джонса  $\mathbf{E}_{in}$ , а любой ОЭ может быть описан матрицей Джонса  $\mathbf{M}$  [24, 25]. Тогда, поле на выходе из оптического элемента  $\mathbf{E}_{out}$  будет определяться согласно выражению

$$\mathbf{E}_{out} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{E}_{in} \quad (1)$$

где матрица  $\mathbf{M}$  в общем случае зависит от  $\delta_1$  – разности фаз собственных поляризаций при линейном двулучепреломлении,  $\delta_c$  – разности фаз собственных поляризаций при циркулярном двулучепреломлении,  $\Psi$  – угла наклона собственных поляризаций,  $\psi$  – среднего значения набега фаз собственных поляризаций [18]. Выражения для  $\Psi$ ,  $\psi$  и  $\delta_1$  определяются через компоненты тензора диэлектрической непроницаемости [18]. Таким образом, зная поле на входе в ОЭ, а также величину  $\delta_c$ , можно определить фазовые искажения прошедшего излучения. В диссертации в общем виде рассмотрена задача нахождения фазовых искажений  $\Psi_\Sigma$ , учитывающих «поляризационный астигматизм», вносимых в излучение кубическим, с произвольной ориентацией кристаллографических осей (определяемой углами Эйлера), или стеклянным ОЭ при произвольной величине циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$  в случае слабого линейного двулучепреломления. Набег фазы  $\Psi_\Sigma$  может быть записан в виде, где  $\Psi_{noangledep}$  не зависит, а  $\Psi_{astigm}$  зависит от полярного угла  $\varphi$  и определяет астигматизм тепловой линзы:

$$\begin{aligned} \Psi_\Sigma &= \Psi_{noangledep} + \Psi_{astigm}, \\ \Psi_{noangledep} &= \frac{P}{2} \cdot f(u) \left\{ \frac{P}{Q} - (\xi - 1) \left[ \frac{1}{2} [K_1 + K_2] - D [K_1 - K_2] - 2D_1 K_3 \right] \right\}, \\ \Psi_{astigm} &= -\frac{P}{4} \cdot h(u) (\xi - 1) \left\{ \cos(2\varphi) (A^{\cos}) + \sin(2\varphi) (A^{\sin}) \right\}, \\ A^{\cos} &= (B_1^{\cos})(1 - 2D) + (B_2^{\cos})(1 + 2D) - 4D_1 B_{12}^{\cos}, \\ A^{\sin} &= (B_1^{\sin})(1 - 2D) + (B_2^{\sin})(1 + 2D) - 4D_1 B_{12}^{\sin}, \end{aligned} \quad (2)$$

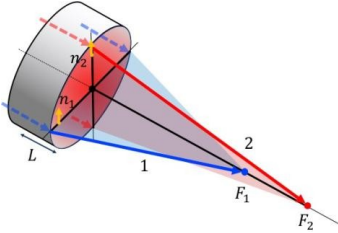
где  $Q$ ,  $P$  – термооптические характеристики среды [8];  $p = -(Q \cdot P_h) / (\lambda \cdot \kappa)$  – нормированная мощность тепловыделения;  $P_h$  – поглощенная мощность;  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности;  $\lambda$  – длина волны излучения;  $h(u)$  и  $f(u)$  – интегралы, определяемые поперечной структурой источников тепловыделения,  $u = (r/r_h)^2$ ;  $r_h$  – радиус источников тепловыделения;  $D$  и  $D_1$  – коэффициенты, зависящие от величины  $\delta_c$ ;  $B_k^{\cos}$ ,  $B_k^{\sin}$  ( $k = 1, 2, 12$ ), определяются углами

Эйлера ( $\alpha, \beta, \Phi$ ) и параметром оптической анизотропии  $\xi$ ; коэффициенты  $K_{1,2,3}$  определяются углами Эйлера;  $\xi$  – параметр оптической анизотропии. Для материалов с кубической симметрией [8]:

$$\xi = \frac{\pi_{44}}{\pi_{11} - \pi_{12}} = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}} \cdot \frac{c_{11} - c_{12}}{2c_{44}}, \quad (3)$$

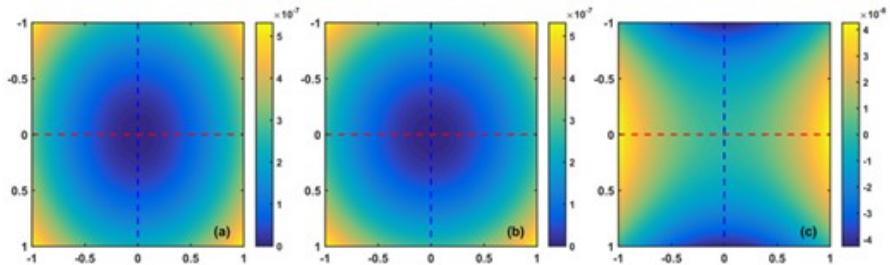
где  $c_{ij}$  – коэффициенты упругой жесткости,  $\pi_{ij}$  – пьезооптические коэффициенты,  $p_{ij}$  – фотоупругие коэффициенты. Для упруго – изотропных материалов, например, стекло, выполняется соотношение  $(c_{11} - c_{12})/(2 \cdot c_{44}) = 1$  и  $\pi_{44}/(\pi_{11} - \pi_{12}) = (2 \cdot p_{44})/(p_{11} - p_{12}) = 1$ .

Зависимость фазовых искажений  $\psi_{\Sigma}$  (2) от полярного угла  $\varphi$  приводит к тому, что в поперечном сечении будут выделяться направления с большим  $(\psi_{\Sigma})_{max}$  и с меньшим  $(\psi_{\Sigma})_{min}$  набегами фаз, определяющих два фокусных расстояния  $F_1$  и  $F_2$ . Точки в поперечном сечении, для которых значение набега фазы лежит между величинами  $(\psi_{\Sigma})_{max}$  и  $(\psi_{\Sigma})_{min}$ , будут фокусироваться в области между  $F_1$  и  $F_2$ .



**Рис. 1** Схематичное изображение астигматизма тепловой линзы.  $F_1$  и  $F_2$  соответствуют фокусам тепловой линзы со значениями фазы  $(\psi_{\Sigma})_{max}$  и  $(\psi_{\Sigma})_{min}$ , определяемой направлениями по полярному углу  $\varphi$ .

В пункте 1.2.1. рассмотрены частные случаи набега фазы тепловой линзы для основных ориентаций кубического кристалла ([111] и [001]), и стекла. На рис. 2 показано численное моделирование длины оптического пути, соответствующего слагаемым  $\psi_{\Sigma}/k$ ,  $\psi_{noangledep}/k$  и  $\psi_{astigm}/k$  для П-образного распределения интенсивности в пучке.



**Рис. 2.** Характерное поперечное распределение оптического пути  $\psi_{\Sigma}/k$  (м) (а),  $\psi_{noangledep}/k$  (м) (b),  $\psi_{astigm}/k$  (м) (с) в поперечном сечении ОЭ изготовленном из кристалла  $\text{CaF}_2$  при  $\delta_c = 0$ ,  $\Phi = 0$  в ориентации кристаллографических осей [001].  $F_1$  и  $F_2$  – фокусы, для направлений по полярному углу  $\varphi = 0, \pi/2$ , определяющие  $(\psi_{\Sigma})_{max}$  и  $(\psi_{\Sigma})_{min}$ .

Аналитически показано, что независимая от полярного угла часть набега фазы тепловой линзы  $\psi_{\text{noangledep}}$  в рассмотренных случаях совпадает со средней фазой между собственными поляризациями  $\psi$ . Отдельный анализ зависимости величины  $\psi$  от ориентации кристалла показывает, что в  $\psi$  астигматизм отсутствует только в ориентациях осей [001] (и ей эквивалентных [100], [010]) и [111]. Таким образом, в данном пункте продемонстрировано, что невозможно одновременно устранить астигматизм тепловой линзы, соответствующий средней фазе между собственными поляризациями  $\psi$  и соответствующий фазе, учитывающей «поляризационный астигматизм»  $\psi_{\Sigma}$ .

В *пункте 1.3.* численно и аналитически рассмотрены выражения для астигматизма тепловой линзы в случае произвольной ориентации кристаллографических осей кубического кристалла и величины циркулярного двулучепреломления.

В *пункте 1.3.1.* приведены условия на параметр оптической анизотропии и выражения для ориентации кристаллографических осей [C], в которой термонановеденная деполяризация излучения исчезает [14, 26]. Приведенные выражения необходимы для сравнения направлений выделенных ориентаций кристаллографических осей.

В *пункте 1.3.2.* показано, что ориентация кристаллографических осей, в которой астигматизм тепловой линзы минимален, определяется параметром оптической анизотропии  $\xi$  и величиной циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ .

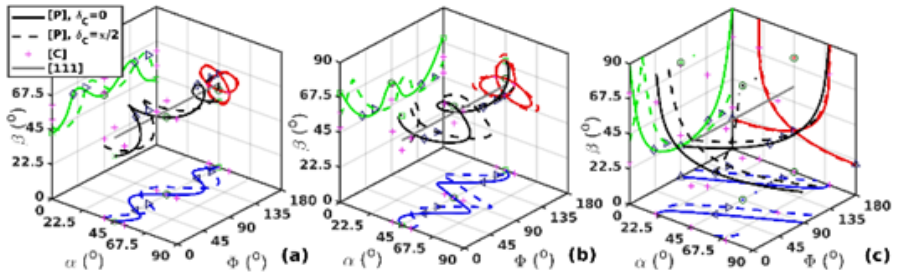
Выражение  $\psi_{\text{astigm}}$  (2) можно переписать в виде

$$\psi_{\text{astigm}} = -\frac{p}{2} h(u) (\xi - 1) \sqrt{(A^{\cos})^2 + (A^{\sin})^2} \cdot \sin \left( 2\varphi + \arctan \left( \frac{A^{\sin}}{A^{\cos}} \right) \right), \quad (4)$$

где  $A^2 = (A^{\cos})^2 + (A^{\sin})^2$  – «амплитуда астигматизма». Из нее следует, что ориентация кристаллографических осей, в которой астигматизм тепловой линзы будет минимален, определяется только величинами параметра оптической анизотропии  $\xi$  и циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$  при выполнении условия  $A^2 = 0$ , которое можно переписать в виде системы:  $A^{\cos} = 0$ ;  $A^{\sin} = 0$ . Решение  $A^2 = 0$ , при котором отсутствует астигматизм тепловой линзы соответствует ориентации кристаллографических осей [P] и существует для кристаллов с  $\xi \leq 0.04$  при произвольной величине циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ . В общем случае имеется бесконечное число ориентаций эквивалентных [P], при  $\xi = 0.04$  их множество вырождается в три и при  $\xi = -0.5$  – в одну. Численные и некоторые аналитические решения системы  $A^{\cos} = 0$ ;  $A^{\sin} = 0$  представлены на рис. 3. Как видно из рис. 3, наличие циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$  приводит к изменению углов Эйлера ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\Phi$ ), соответствующих ориентации кристаллографических осей [P] (пунктир), однако, качественно, множество решений ведет себя схожим образом.

Важным выводом для прикладного использования построенной теории тепловой линзы является связь ориентаций кристаллографических осей [C] и

[P] (рис. 3). Из анализа выражений ориентации кристаллографических осей [P], и [C] следует, что условия на отсутствие анизотропии тепловой линзы и термонаведенной деполяризации в средах с отрицательным значением параметра оптической анизотропии не совпадают. Только в частном случае для  $\xi < 0$  углы ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) этих ориентаций совпадают, однако отличаются только углом поворота кристалла вокруг своей оси  $\Phi$ , зависящим от величины параметра оптической анизотропии  $\xi$  и величины циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ . Следовательно, выбором ориентации кристаллографических осей данные эффекты одновременно устранить невозможно.



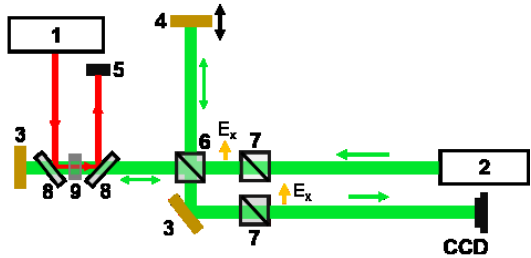
**Рис. 3** Зависимости углов Эйлера ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\Phi$ ) от параметра оптической анизотропии  $\xi = -0.2$  (a),  $-0.8$  (b),  $-4$  (c) в случае  $\delta_c = 0$  (проходной ОЭ или АЭ) и  $\delta_c = \pi/2$  (МОЭ) для ориентации кристаллографических осей [P] и их проекции на плоскости ( $\alpha$ ,  $\beta$ ), ( $\alpha$ ,  $\Phi$ ) и ( $\beta$ ,  $\Phi$ ); направления кристаллографических осей [C] и [111]; точками показаны аналитически найденные решения [P].

Также в данном пункте аналитически показано, что в кубических кристаллах в ориентации кристаллографических осей [001] по измерению зависимости «амплитуды астигматизма» от угла  $\Phi$  можно определить параметр оптической анизотропии  $\xi$ . Измеряя величину астигматизма в двух положениях кристалла, определяемых третьим углом Эйлера  $\Phi$  ( $\Phi = 0$  и  $\Phi = \pi/4$ ) можно определить модуль параметра оптической анизотропии, а по исследованию характера изменения  $\psi_{\text{astigm}}/k$  при вращении кристалла (изменения угла  $\Phi$ ) можно определить его знак. В случае  $\xi > 0$  будет происходить колебание максимума (минимума) в распределении  $\psi_{\text{astigm}}/k$  (рис. 2c). В случае  $\xi < 0$  максимум (минимум) в распределении  $\psi_{\text{astigm}}/k$  (рис. 2c) будет непрерывно вращаться, следовательно, при повороте на  $\Phi = \pi/4$ , максимум (минимум) в распределении сменится минимумом (максимумом) (рис. 2c).

В *пункте 1.4* экспериментально исследован астигматизм тепловой линзы в кристаллах тербий - галлиевого граната  $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (TGG) и  $\text{CaF}_2$  в ориентации кристаллографических осей [001] и магнитооптическом стекле марки МОС-103. Измерение тепловой линзы осуществлялось методом фазово-сдвиговой интерферометрии [27] в схеме, представленной на рис. 4. Для измерения тепловой линзы был собран интерферометр Майкельсона, в одно из

плеч которого помещался исследуемый образец (9). В качестве греющего излучения был использован 300 Вт Yb:fiber лазер (1) с гауссовым профилем интенсивности пучка. В качестве источника пробного сигнала использовался диодный лазер с длиной волны 532 нм (2), с П-образным профилем интенсивности. Профили фазовых искажений регистрировались при наличии и отсутствии греющего излучения CCD-камерой, далее, по разнице между нагретым и ненагретым профилями рассчитывалось искажение оптического пути, вызванное нагревом ОЭ.

**Рис. 4.** Схема эксперимента. 1 – 300 Вт Yb:fiber лазер, 2 – диодный лазер, 3 – неподвижное золотое зеркало, 4 – подвижное золотое зеркало на пьезоэлементах, 5 – поглотитель излучения, 6 – делитель излучения, 7 – призма Глана, 8 – 45° зеркала для длины волны 1070 нм, 9 – исследуемый образец.



Экспериментально показано, что в тепловой линзе в кристаллах в ориентации [001] и стекле присутствует «поляризационный астигматизм». Используя предложенную методику измерений параметра оптической анизотропии  $\xi$ , были определены его значения для каждого из исследованных материалов:  $\xi_{TGG} = 2 \pm 0.2$ ;  $\xi_{CaF_2} = -0.52 \pm 0.7$  и  $\xi_{MOC-103} = 1 \pm 0.03$ . Знак параметра оптической анизотропии каждого из кристаллов был определен по анализу положений максимумов и минимумов в распределении  $\psi_{astigm}/k$  при вращении каждого из образцов. В кристалле  $CaF_2$  параметр оптической анизотропии  $\xi < 0$ , в стекле и кристалле TGG  $\xi > 0$ . Полученные значения с экспериментальной точностью совпадают с известными значениями ( $CaF_2$  ( $\xi = -0.47$  [27]), TGG ( $\xi = 2.25$  [13]), стекло ( $\xi = 1$ )). Малая точность определения параметра оптической анизотропии в данном методе определяется наличием дефектов в измеренных профилях искажений оптического пути, которые обусловлены чувствительностью схемы к вибрациям. Увеличение точности измерения параметра оптической анизотропии возможно при использовании метода [28], основанного на измерении термонаведенной деполяризации излучения.

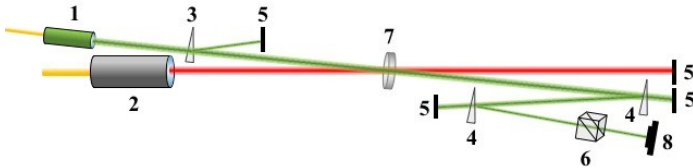
В пункте 1.5. приведены выражения, позволяющие рассчитывать фокус тепловой линзы. Используя построенную теорию, смоделированы значения фокусов тепловой линзы после прохождения АЭ из материала Nd:YAG в ориентации кристаллографических осей [111] с параметрами материала и излучения, взятыми из работы [9]. Показано соответствие полученных в настоящей работе и результатов экспериментальных и теоретических данных с работой [9].

**Вторая глава** посвящена экспериментальному исследованию зависимостей параметра оптической анизотропии  $\xi$  кубических кристаллов  $CaF_2$ ,  $VaF_2$

и SrF<sub>2</sub> от длины волны, температуры и от концентрации допанта в материалах Tb:CaF<sub>2</sub> и Yb:CaF<sub>2</sub> по измерению термонаведенной деполяризации излучения. В данной главе сделаны выводы о возможности использования рассматриваемых кристаллов в выделенных ориентациях кристаллографических осей [С] и [Р]. Основные результаты опубликованы в работах [А1, А3, А4].

Пункт 2.1. посвящен описанию метода измерения параметра оптической анизотропии  $\xi$  по измерению интегральной термонаведенной деполяризации излучения в кубических кристаллах в ориентации кристаллографических осей [001] в двух положениях кристалла, определяемых углом  $\Phi = 0$  и  $\pi/4$ , представленного в работе [28].

В пункте 2.2. экспериментально исследуется зависимость параметра оптической анизотропии  $\xi$  кристаллов CaF<sub>2</sub>, BaF<sub>2</sub> и SrF<sub>2</sub> от длины волны излучения в схеме, представленной на рис. 5.

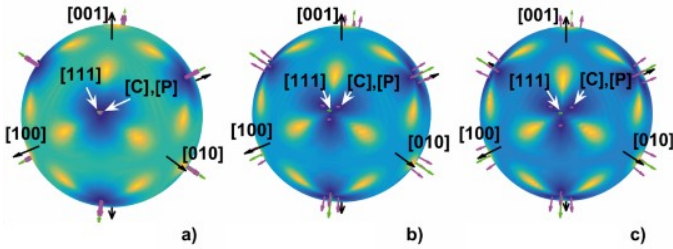


**Рис. 5.** Схема эксперимента по измерению параметра оптической анизотропии кристаллов: 1 – источник пробного излучения, 2 – Yb:fiber лазер, 3 – шпатовый клин, 4 – кварцевый клин, 5 – поглотитель излучения, 6 – призма Глана, 7 – исследуемый образец, 8 – CCD-камера.

Диодный лазер с длиной волны 531 нм и He–Ne-лазер были использованы в качестве источников пробного излучения (1). В качестве источника греющего излучения был использован 300 Вт Yb:fiber лазер (2). В эксперименте по определению параметра оптической анизотропии на длине волны 1070 нм излучение Yb:fiber лазера использовалось в качестве пробного и греющего излучения. Шпатовый клин (3) обеспечивал линейную поляризацию пробного излучения, которое совмещалось с греющим излучением в области расположения исследуемого образца (7). Кварцевые клинья (4) использовались для ослабления излучения. Призма Глана (6) была настроена на минимум проходящего излучения, что позволяло измерить распределение интенсивности деполяризованной компоненты поля. Поворот призмы Глана на  $\pi/2$  позволял измерять распределение интенсивности основной компоненты поля. По их отношению определялась зависимость интегральной деполяризации  $\gamma$  от мощности греющего излучения для каждого положения кристалла и каждой длины волны пробного излучения. Контраст схемы был обеспечен на уровне  $3 \times 10^{-6}$ . Измерение интегральных деполяризаций проводилось в двух положениях, определяемых углом  $\Phi = 0$  и  $\pi/4$ . Далее, по отношению измеренных интегральных деполяризаций был определен параметр оптической анизотропии  $\xi$  для каждого из кристаллов.



По результатам экспериментальных данных, произведен анализ и сравнение измеренных значений параметра оптической анизотропии  $\xi$  с соответствующими его значениями, вычисленными из литературных источников по представленным в них значениям пьезооптических ( $\pi_{ij}$ ), фотоупругих ( $p_{ij}$ ) и коэффициентов упругой жесткости ( $c_{ij}$ ), по формуле (3). Полученные экспериментальные результаты и анализ литературы показывают, что в полосе прозрачности исследованных материалов значение параметра оптической анизотропии, в широком диапазоне длин волн (0.4 – 3) мкм, вдали от полос поглощения, составляет  $\xi(\text{SrF}_2) = -0.29 \pm 0.03$ ,  $\xi(\text{BaF}_2) = -0.335 \pm 0.030$  и  $\xi(\text{CaF}_2) = -0.47 \pm 0.04$ . Измеренные значения параметра оптической анизотропии позволяют определить углы Эйлера, соответствующие ориентациям [C] и [P]. Их направление (углы  $\alpha$ ,  $\beta$ ) представлены на рис. 6.



**Рис. 6** Положения ориентаций кристаллографических осей [C] и [P] и основных кристаллографических направлений ([001] и их эквивалентные и [111]) для:  $\text{CaF}_2$  (a),  $\text{BaF}_2$  (b) и  $\text{SrF}_2$  (c); темно-синий цвет передает величину минимума интегральной деполаризации  $\gamma$ , возможного в этой ориентации осей, определяемой углами ( $\alpha$ ,  $\beta$ ).

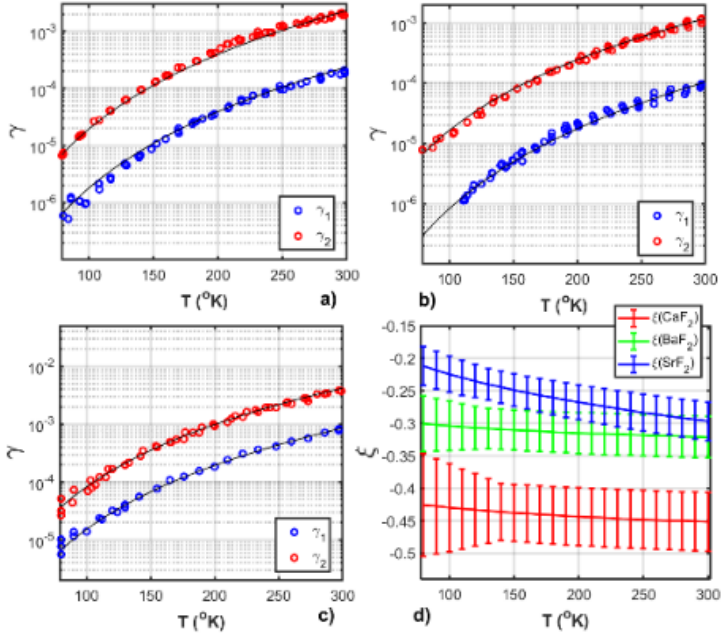
Вычисленные углы Эйлера ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\Phi$ ), при  $\delta_c = 0$  и значениях измеренных параметров оптической анизотропии, соответствующие ориентации кристаллографических осей [P] составляют: для  $\text{CaF}_2$  ( $45^\circ$ ,  $55.6^\circ$ ,  $37.6^\circ$ ), для  $\text{BaF}_2$  ( $45^\circ$ ,  $59.8^\circ$ ,  $37.1^\circ$ ), для  $\text{SrF}_2$  ( $45^\circ$ ,  $62.1^\circ$ ,  $36.8^\circ$ ).

В *пункте 2.3.* производится экспериментальное исследование температурной зависимости параметра оптической анизотропии в диапазоне (80 – 300) К. Для ее измерения, в кристаллах исследуется температурная зависимость термонаведенной деполаризации в двух положениях кристалла, определяемых углом  $\Phi = 0$  и  $\pi/4$ . Отличие от схемы измерения (рис. 5) в этом случае заключается в помещении исследуемого образца в криогенную вакуумную камеру, охлаждаемую жидким азотом. Для кристалла  $\text{SrF}_2$  в положении, соответствующем  $\gamma_1$  в диапазоне (80 – 120) К не удалось зафиксировать термонаведенную деполаризацию на фоне «холодной», при максимальной мощности греющего излучения.

Для всех исследуемых в работе образцов параметр оптической анизотропии  $\xi$  имеет тенденцию увеличиваться при понижении температуры (рис. 7(d)). Изменение параметра оптической анизотропии  $\xi$  при  $T = 80$  К от-

носителем  $T = 300$  К составляет: для  $\text{CaF}_2$  5.8 % для  $\text{BaF}_2$  составило 6.4 %, и для  $\text{SrF}_2$  28 %.

В пункте 2.4. производится исследование зависимости параметра оптической анизотропии от концентрации допанта в кристаллах (0, 2.6, 4.17) ат.%  $\text{Yb}:\text{CaF}_2$  и 10 ат.%  $\text{Tb}:\text{CaF}_2$  в ориентации кристаллографических осей [001] и в кристалле 3 ат.%  $\text{Yb}:\text{CaF}_2$  в ориентации кристаллографических осей, определяемой углами Эйлера  $\alpha = 36^\circ$  и  $\beta = -86^\circ$ .



**Рис. 7.** Температурные зависимости интегральных деполяризаций  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  в двух положениях кристалла ( $\Phi = 0$  и  $\pi/4$ ) для  $\text{BaF}_2$  (a),  $\text{SrF}_2$  (b),  $\text{CaF}_2$  (c) и температурная зависимость параметра оптической анизотропии  $\xi$  каждого из кристаллов (d), линии – аппроксимация зависимости интегральной термонаведенной деполяризации от температуры функцией вида  $\gamma_{1,2}(T) = a_{1,2} \cdot T^{b_{1,2}}$ .

Для измерения термонаведенной деполяризации излучения был предложен и верифицирован универсальный метод создания температурных градиентов в ОЭ при помощи внешнего нагревателя («нагрев боковой поверхности»), что отличает его от оригинального, где в качестве греющего излучения используется лазер («нагрев лазерным излучением», рис. 5), описанного в работе [28]. При нагреве ОЭ методом «нагрев лазерным излучением» (схема, аналогичная рис. 5), в качестве источников греющего излучения были использованы волоконный лазер ( $\lambda = 940$  нм) и  $\text{CO}_2$ -лазер. Длина волны пробного источника лазерного излучения составляла 1070 нм.

Метод создания температурных градиентов «нагрев боковой поверхности» заключается в осесимметричном нагреве боковой поверхности оптического элемента равномерно намотанной проволокой, через которую пропускается электрический ток. Преимущество данного метода нагрева заключается том, что осесимметричный нагрев осуществляется независимо от величины поглощения лазерного излучения в материале, что позволяет применять его для различных кристаллов, без использования греющего лазерного излучения для нагрева образца. Измерительная схема становится более компактной и позволяет использовать лазерные источники пробного излучения с относительно малой мощностью и разной длиной волны. Также для верификации метода «нагрев боковой поверхности» параметры оптической анизотропии исследованных кристаллов были определены путем измерения зависимости угла, соответствующего минимуму в распределении деполяризованной компоненты поля «Мальтийского креста»  $\varphi_0$  от угла поворота кристалла вокруг своей оси  $\Phi$  в ориентации [001], описанном в [28]. В связи с тем, что ориентация кристаллографических осей кристалла 3 ат.% Yb:CaF<sub>2</sub> отлична от [001], значение  $\xi$  для него было определено методом [29].

Параметр оптической анизотропии  $\xi$  принимает отрицательное значение для каждого из исследуемых кристаллов и не проявляет зависимость от концентрации активного иона для кристалла Yb:CaF<sub>2</sub> в исследованном диапазоне концентраций и составляет  $-0.47 \pm 0.03$ . Однако, изменение активного иона (на Tb<sup>3+</sup>) и существенное увеличение его концентрации до 10 ат.% приводит к изменению значения параметра оптической анизотропии:  $\xi(10 \text{ ат.}\% \text{ Tb:CaF}_2) = -0.62 \pm 0.03$ . Таким образом, показано, что существенное увеличение концентрации и типа допанта может приводить к изменению  $\xi$  и, следовательно, к изменению направлений кристаллографических осей, соответствующих ориентациям осей [C] и [P]. Учитывая переход в значении параметра оптической анизотропии от  $-0.47$  (для недопированного CaF<sub>2</sub>) к  $-0.62$  (10 ат.% Tb:CaF<sub>2</sub>) можно видеть, что существует определенная концентрация Tb<sup>3+</sup>, при которой параметр оптической анизотропии  $\xi = -0.5$  и, следовательно, ориентации осей [C] и [P] совпадают с [111].

Материал 10 ат.% Tb:CaF<sub>2</sub> может применяться в качестве МОЭ в изоляторах Фарадея [30]. Отрицательное значение параметра оптической анизотропии в кристалле Tb:CaF<sub>2</sub> позволяет вычислить угол  $\Phi$ , соответствующий ориентации кристаллографических осей [P] в отсутствии ( $\delta_c = 0$ ) и присутствии циркулярного двулучепреломления ( $\delta_c = \pi/2$ ) (для случая изолятора Фарадея), который составляет  $\Phi = 38.18^\circ$  и  $\Phi = 59.90^\circ$  соответственно.

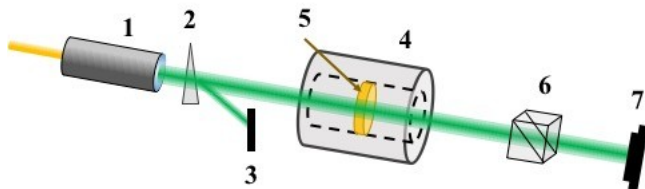
**Третья глава** посвящена исследованию термооптических и магнитооптических свойств перспективных материалов, а также исследованию возможностей применения их в фарадеевских устройствах. Основные результаты представлены в работах [A5 – A9].

В *пункте 3.1.* обсуждаются факторы, связанные как с добавлением спекающих добавок и допантов, процессом изготовления и постобработки об-

разцов, так и с условиями проведения эксперимента (однородность магнитного поля вдоль образца в магнитной системе, температура), которые могут оказывать влияние на измеряемое значение постоянной Верде  $V$ . При ее измерении учет вышеперечисленных факторов важен и часто не применяется на практике. Минимизировать ошибку в измерении  $V$ , связанную с внешними условиями проведения эксперимента возможно, например, проводя калибровочные измерения с известным материалом, в тех же экспериментальных условиях. Таким образом, помимо исследуемого образца может измеряться образец из материала с хорошо известным значением постоянной Верде (например, TGG).

В пункте 3.2. производится исследование магнитооптических и термооптических свойств керамик тербий-алюминиевого граната  $Tb_3Al_5O_{12}$  (TAG): керамика TAG и допированная ионами Ce и Pr с концентрациями (0.5, 1, 1.5, 2) ат.% и 0.5 ат.% Ho:TAG, а также анализ литературных данных, в которых разброс значений  $V$  для чистого кристалла и керамики TAG составляет (~10%) для 632.8 нм и (~14%) для длин волн (1064 – 1075) нм от среднего значения.

В пункте 3.2.1. измерены спектры пропускания, а также зависимость постоянной Верде исследуемой керамики в схеме, представленной на рис. 8. Определяя с помощью призмы Глана угол поворота плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения после прохождения образцов в присутствии и отсутствии магнитного поля системы постоянных Nd-Fe-B-магнитов, а также по известному значению магнитного поля и толщин образцов, были определены значения постоянной Верде.



**Рис. 8.** Схема эксперимента по измерению постоянной Верде. 1 – лазеры с длинами волн 405, 532, 674, 808, 980 и 1064 нм, а также He-Ne-лазер с длиной волны 632.8 нм, 2 – шпатовый клин, 3 – поглотитель излучения, 4 – магнитная система, 5 – исследуемый образец, 6 – призма Глана, 7 – CCD-камера.

Эксперимент проводился при температуре  $(294 \pm 0.5)$  К. Используя измеренные значения постоянной Верде, была построена модель, описывающая зависимость постоянной Верде от длины волны в диапазоне (405 – 1064) нм. Значение постоянной Верде керамики TAG, допированной редкоземельными элементами Ce и Pr с концентрациями (0, 0.5, 1, 1.5, 2) ат.% и 0.5 ат.% Ho:TAG больше, чем ее значение в кристалле TGG на ~37% в исследуемом диапазоне длин волн (405 – 1064) нм, при этом значение постоянной Верде не

зависит от концентрации и вида допанта в исследуемых керамических образцах, с учетом экспериментальной погрешности.

В *Пункте 3.2.2.* экспериментально исследуется влияние типа допанта и его концентрации на величину термонаведенной деполяризации, магнитооптической добротности и максимальной детектируемой температуры образца при прохождении излучения на длине волны 1070 нм. Измерения термонаведенной деполяризации излучения были проведены в схеме, аналогичной рис. 4, температура образца фиксировалась инфракрасной камерой. Добавление в состав керамики TAG редкоземельных ионов приводит к увеличению поглощения и, как следствие, к усилению тепловых эффектов. Относительно образца чистой керамики TAG, термонаведенная деполяризация возрастает для 2 ат.% Ce:TAG в 95 раз, для 2 ат.% Pr:TAG в 23 раза, для 0.5 ат.% Ho:TAG термонаведенная деполяризация сравнима с 2 ат.% Pr:TAG. В серии исследованных керамик TAG недопированная керамика TAG обладает наибольшей магнитооптической добротностью  $\mu$  на длине волны 1070 нм ( $\mu = 5.8 \text{ (рад}\cdot\text{Вт)/(Т}\cdot\text{м)}$ ), следовательно, является наиболее перспективной средой для создания изоляторов Фарадея.

*Пункт 3.3.* посвящен исследованию оптических и магнитооптических свойств керамик на основе оксидов редкоземельных металлов  $\text{Dy}^{3+}$  и  $\text{Er}^{3+}$ . Построены теоретические модели, позволяющие описать зависимости постоянной Верде от длины волны, температуры и концентрации редкоземельных элементов.

В *пункте 3.3.1* определен спектр пропускания керамик на основе оксида диспрозия, а также постоянная Верде материалов  $(\text{Dy}_{0.7}\text{Y}_{0.25}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$ ,  $(\text{Dy}_{0.85}\text{Y}_{0.1}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$  и  $(\text{Dy}_{0.9}\text{Y}_{0.05}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$  и  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  в диапазоне температур (80 – 300) К и длин волн (400 – 1064) нм. Схема измерения постоянной Верде от температуры аналогична (рис. 8), при этом образец помещался в вакуумную камеру, где происходило его охлаждение жидким азотом. При комнатной температуре постоянная Верде керамики на основе оксида диспрозия линейно зависит от концентрации диспрозия и в видимом диапазоне ее величина для  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  больше более чем в 2.2 раза, чем в широко используемом кристалле TGG. Важное преимущество керамики на основе оксида диспрозия, является прозрачность в области длин волн 2 мкм, что позволяет использовать ее в качестве МОЭ изоляторов или вращателей Фарадея, работающих в этом спектральном диапазоне. Измеренное значение постоянной Верде на длине волны 1939 нм составило 13.8 рад/(Т·м) (для образца  $(\text{Dy}_{0.9}\text{Y}_{0.05}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$ ), следовательно для поворота плоскости поляризации в ИФ с характерной величиной магнитного поля 2.5 Т на 45°, необходима длина  $L = 22.7$  мм. При охлаждении от комнатной до температур жидкого азота, увеличение величины постоянной Верде составляет 3.46 раза, обратно пропорционально температуре.

В *пункте 3.3.2* приведены результаты исследований спектра пропускания и зависимости постоянной Верде керамик на основе оксида эрбия составов  $(\text{Er}_{0.93}\text{La}_{0.07})_2\text{O}_3$ ,  $(\text{Er}_{0.95}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$ ,  $(\text{Er}_{0.97}\text{La}_{0.03})_2\text{O}_3$  и  $\text{Er}_2\text{O}_3$  от длины волны, изме-

ренной двумя методами: с помощью пробных источников излучения (схеме, аналогичной рис. 8) и методом «поляризационный шаг» [31]. Данный метод заключается в использовании широкополосного источника излучения (например, источник белого цвета) в качестве пробного сигнала и спектрографа в качестве приемника, вместо CCD-камеры. Измерение  $V$  исследуемого образца в данной схеме, также как и с источниками пробного излучения, проходят при отсутствии и наличии магнитного поля. По разнице между зависимостями интенсивности сигналов от угла поворота призмы Глана в присутствии и отсутствии магнитного поля определяется разность фаз, которая соответствует углу поворота плоскости поляризации излучения. Эксперимент проводился при температуре 293 К.

Использование совместно данных методов позволило обнаружить корреляцию между шириной полосы поглощения материала и характерным масштабом изменения постоянной Верде. На основании измерений постоянной Верде был предложен вид аппроксимации экспериментальных данных для диапазона длин волн (400 – 1100) нм с учетом как основных полос поглощения материала в УФ-области, так и большинства линий поглощения в исследуемом спектральном диапазоне в виде

$$V_N(\lambda) = \sum_{n=1}^N \frac{A_n}{\lambda^2 - \lambda_{0,n}^2} \quad (5)$$

где  $A_n$  – коэффициент, пропорциональный концентрации ионов  $\text{Er}^{3+}$  и вероятности  $n$ -го перехода,  $\lambda_{0,n}$  – длина волны  $n$ -го перехода. Показано, что увеличение числа членов в формуле (5) за счет учета большего количества линий поглощения, позволяет получить более точное описание поведения измеренной постоянной Верде вблизи линий поглощения материала, где ее значение может значительно изменяться. В частности, показано, что для более точного описания поведения постоянной Верде в УФ-области материала возможно использование модели с двумя осцилляторами  $V_2(\lambda)$ . По результатам экспериментов установлено отношение  $V_{Er\_ceramics}/V_{TGG} \sim 0.56$  в полосах прозрачности керамики на основе оксида эрбия.

*Пункт 3.4.* посвящен исследованию магнитооптических свойств теллуритных стекол различного состава. В пункте исследуется зависимость постоянной Верде от длины волны в диапазоне (405 – 1561) нм и температуры в диапазоне (80 – 300) К, в схеме, аналогичной (рис. 8). Для сравнения, на длине волны 1064 нм, измеренные значения постоянной Верде меньше, в 1.1 раз относительно магнитооптических стекол марки МОС – 101 [32]. Было установлено, что в образцах теллуритного стекла марки TZLN ( $\text{TeO}_2\text{-ZnO-La}_2\text{O}_3\text{-Na}_2\text{O}$ ) постоянная Верде не зависит от температуры в диапазоне (80 – 300) К, следовательно, данное стекло является диамагнетиком, также как и стекла марки TZN [33]. Исследуемые стекла могут быть использованы в фарадеевских устройствах: увеличение температуры МОЭ вследствие поглоще-

ния проходящего лазерного излучения не будет сказываться на величине постоянной Верде. Следовательно, существенно ослабляются требования к стабилизации температуры МОЭ, а также не возникает части термонаведенной деполаризации  $\gamma_V$ , связанной с зависимостью постоянной Верде от температуры [25].

В *Заключении* приведены основные результаты работы.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Для аксиально симметричных оптических элементов для любого аксиально – симметричного распределения плотности мощности тепловыделения, построена теоретическая модель, описывающая фазовые искажения излучения в ОЭ сделанных из кубического кристалла в произвольной ориентации кристаллографических осей или стекла, как в отсутствии так и в присутствии циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ . Показано, что существуют оптимальные ориентации кристаллографических осей, при которых астигматизм тепловой линзы минимален. Направления этих ориентаций определяются параметром оптической анизотропии  $\xi$  используемого материала и величиной циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ , а величина астигматизма прямо пропорциональна мощности тепловыделения. Величина фокуса тепловой линзы обратно пропорциональна мощности тепловыделения.
2. Введена ориентация кристаллографических осей [P] и показано, что в материалах с  $\xi \leq 0.04$  выбором этой ориентации можно полностью устранить астигматизм тепловой линзы при произвольной величине циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ . В общем случае имеется бесконечное число ориентаций [P], при которых астигматизм тепловой линзы отсутствует; при  $\xi = 0.04$  их множество вырождается в три и при  $\xi = -0.5$  – в одну. Найдена аналитическая связь между углами Эйлера ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\Phi$ ), определяющими ориентации [P] и величиной параметра оптической анизотропии и циркулярного двулучепреломления.
3. При возникновении циркулярного двулучепреломления углы Эйлера ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\Phi$ ) определяющие ориентацию [P] изменяются в зависимости от величины  $\delta_c$ . Однако, существуют выделенная ориентация [P], совпадающая с ориентацией [C] в которой углы ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) не зависят от величины циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ . При этом третий угол Эйлера  $\Phi$ , отвечающий за поворот кристалла вокруг своей оси, остается зависящим от циркулярного двулучепреломления  $\delta_c$ .
4. Показано, что по измерению «амплитуды астигматизма» в кристалле с ориентацией [001] в двух положениях можно определить значение параметра оптической анизотропии материала  $\xi$ .
5. Материалы 10 ат. % Tb:CaF<sub>2</sub>, Yb<sup>3+</sup>((0 – 4.17) ат. %):CaF<sub>2</sub>, BaF<sub>2</sub>, SrF<sub>2</sub> обладают отрицательным параметром оптической анизотропии. Следовательно, в них существуют ориентации кристаллографических осей [C] и [P] в

которых не возникает термонаведенная деполяризация и астигматизм тепловой линзы, соответственно.

6. Определены направления ориентаций кристаллографических осей [C] и [P] материалов 10 ат.% Tb:CaF<sub>2</sub>, Yb<sup>3+</sup>((0 – 4.17) ат.%):CaF<sub>2</sub>, BaF<sub>2</sub>, SrF<sub>2</sub>.
7. Значение постоянной Верде керамики TAG, допированной редкоземельными элементами Се и Pr с концентрациями (0, 0.5, 1, 1.5, 2) ат.% и 0.5 ат.% Ho:TAG больше, чем ее значение в материале TGG на ~37% в исследуемом диапазоне длин волн (405 – 1064) нм. Эффект увеличения постоянной Верде при внесении в керамический материал редкоземельных ионов в малой концентрации отсутствует.
8. Величина постоянной Верде керамики на основе оксида диспрозия линейно – пропорциональна концентрации диспрозия. Согласно результатам экспериментов, при охлаждении до температуры 80 К постоянная Верде растет в ~ 3.46 раза.
9. Исследования спектра пропускания и спектральной зависимости постоянной Верде показывают корреляцию между положением полос поглощения материала и существенным изменением величины постоянной Верде. Отношение  $V_{Er\_ceramics}/V_{TGG} \sim 0.56$  в полосах прозрачности керамики на основе оксида эрбия.
10. Теллуритное стекло составов 75TeO<sub>2</sub>–25ZnO; 77.1TeO<sub>2</sub>–12.5ZnO– 10.4Na<sub>2</sub>O; 74TeO<sub>2</sub>–12ZnO–4La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–10Na<sub>2</sub>O; 73TeO<sub>2</sub>–13ZnO–4La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–10Na<sub>2</sub>O является диамагнетиком и может быть использовано в фарадеевских устройствах, работающих в диапазоне (0.38 – 4) мкм. Получена аппроксимация постоянной Верде теллуритных стекол в диапазоне (405 – 1561) нм.

### Цитируемая литература

- [1] LIGO [электронный ресурс] // Caltech, <https://www.ligo.caltech.edu/> (дата обращения 25.09.2020).
- [2] VIRGO [электронный ресурс] // European Gravitational Observatory, <http://www.virgo-gw.eu> (дата обращения 25.09.2020).
- [3] Rus B., Batysta F., Čáp J., Divoký M., Fibrich M., Griffiths M., Haley R., Havlíček T., Hlavác M., Hřebíček J., Homer P., Hříbek P., Jand'ourek J., Juha L., Korn G., Korouš P., Košelja M., Kozlová M., Kramer D., Krůs M., Lagron J. C., Limpouch J., MacFarlane L., Malý M., Margarone D., Matlas P., Mindl L., Moravec J., Mocek T., Nejd J., Novák J., Olšovcová V., Palatka M., Perin J.P., Pešlo M., Polan J., Prokůpek J., Řídký J., Rohlena K., Růžička V., Sawicka M., Scholzová L., Snopek D., Strkula P., and Švéda L. Outline of the ELI-Beamlines facility // Proc. SPIE. 2011. V. 8080. P. 808010 - 1 - 11.
- [4] Chyla M., Divoký M., Smrz M., Muzik J., Reza A., Sikocinski P., Chen L., Severova P., Novak O., Turcicova H., Vyblecka M., Roskot L., Huynh J., Nagisetty S.S., Cernohorska J., Zhou H., Pranovich A., Pilar J., Slezak O., Sawicka-Chyla M., Jambunathan V., Endo A., Lucianetti A., Rostohar D.,



- Mason P.D., Phillips P.J., Ertel K., Banerjee S., Smith J.M., Butcher T.J., De Vido M., Hernandez-Gomez C., Edwards C., Collier J.L., and Mocek T.* Status and development of high average power lasers at HiLASE // Conference on Lasers and Electro-Optics. 2018. P. – STu4O.6.
- [5] *Tünnermann H., Puncken O., Weßels P., Frede M., Neumann J., and Kracht D.* Linearly polarized single-mode Nd:YAG oscillators using [100]- and [110]-cut crystals // Opt. Express. 2011. T. 19, № 14. P. 12992–12999.
- [6] *Schad S.-S., Gottwald T., Kuhn V., Ackermann M., Bauer D., Scharun M., and Killi A.* Recent development of disk lasers at TRUMPF // Proc. SPIE. 2016. V. 9726. P. 972615 – 1 – 6.
- [7] *Barnes N.P., Petway L.B.* Variation of the Verdet constant with temperature of terbium gallium garnet // J. Opt. Soc. Am. B. 1992. T. 9, № 10. P. 1912–1915.
- [8] *Мезенов А.В., Сомс Л.Н., и Степанов А.И.* Термооптика твердотельных лазеров. Ленинград: Машиностроение, 1986. 199 с.
- [9] *Koechner W.* Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod // Appl. Opt. 1970. V. 9, № 11. P. 2548–2553.
- [10] *Ананьев Ю.А., Козлов Н.А., Мак А.А. и Степанов А.И.* Термическая деформация резонатора твердотельного ОКГ // Журнал прикладной спектроскопии 1966. Т. 5, № 1. С. 51 – 55.
- [11] *Koechner W., Rice D.K.* Effect of Birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd Lasers // IEEE J. Quantum. Electron., 1970. V. 6, № 9. P. 557–566.
- [12] *Foster J.D., Osterink L.M.* Thermal effects in a Nd:YAG laser // J. Appl. Phys. 1970. V. 41., № 9. P. 3656–3663.
- [13] *Khazanov E., Andreev N., Palashov O., Poteomkin A., Sergeev A., Mehl O., and Reitze D. H.* Effect of terbium gallium garnet crystal orientation on the isolation ratio of a Faraday isolator at high average power // Appl. Opt. 2002. V. 41, № 3. P. 483 – 492.
- [14] *Joiner R.E., Marburger J., and Steier W.H.* Elimination of stress-induced birefringence effects in single-crystal high-power laser windows // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 30, № 9. P. 485 – 486.
- [15] *Levine Z., Burnett J., and Shirley E.* Photoelastic and elastic properties of the fluorite structure materials, LiF, and Si // Phys. Rev. B. 2003. V. 68, № 15. P. 155120 – 1 – 12.
- [16] *Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Вяткин А.Г., и Перевезенцев Е.А.* Лазерные и тепловые характеристики кристалла Yb:YAG в диапазоне температур 80 – 300 К // Квантовая электроника. 2011. Т. 11. С. 1045–1050.
- [17] *Andrushchak A.S., Mytsyk B.G., Laba H. P., Yurkevych O.V., Solskii I.M., Kityk A.V., and Sahraoui B.* Complete sets of elastic constants and photoelastic coefficients of pure and MgO-doped lithium niobate crystals at room temperature // J. Appl. Phys. 2009. T. 106, № 7. P. 073510–1–7.

- [18] *Snetkov I.L., Mukhin I.B., Palashov O.V. and Khazanov E.A.* Properties of a thermal lens in laser ceramics // *Quantum Electron.* 2007. V. 37, № 7. P. 633 – 638.
- [19] *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.
- [20] *Moshe I., Jackel S.* Influence of birefringence–induced bifocusing on optical beams // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2005. V. 22, № 6. P. 1228–1235.
- [21] *Genevriev K., Papadopoulos D.N., Besbes M., Camy P., Doualan J.-L., Moncorgé R., Georges P. and Druon F.* Thermally–induced–anisotropy issues in oriented cubic laser crystals, the cryogenically cooled Yb:CaF<sub>2</sub> case // *Appl. Phys. B.* 2018. V. 124, № 11. P. 209 – 1 – 12.
- [22] *Khazanov E.* Faraday isolators for high average power lasers. Ed. Mikhail Grisin, United Kingdom, Intech, 2010, Chapter 3.
- [23] *Starobor A.V., Zhelezov D.S., Palashov O.V., and Khazanov E.A.* Magnetoactive media for cryogenic Faraday isolators // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2011. V. 28, № 6. P. 1409 – 1415.
- [24] *Jaecklin A.A., Lietz M.* Elimination of disturbing birefringence effects on faraday rotation // *Appl. Opt.* 1972. V. 11, № 3. C. 617–621.
- [25] *Khazanov E.A., Kulagin O.V., Yoshida S., Tanner D.B., and Reitze D.H.* Investigation of self–induced depolarization of laser radiation in terbium gallium garnet // *IEEE J. Quantum Electron.* 1999. V. 35, № 8. P. 1116 – 1122.
- [26] *Vyatkin A.G., Khazanov E.A.* Thermally induced depolarization in sesquioxide class m3 single crystals // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2011. T. 28, № 4. P. 805 – 811.
- [27] *Joenathan C.* Phase-measuring interferometry: new methods and error analysis // *Appl. Opt.* 1994. V. 33, № 19. P. 4147 – 4155.
- [28] *Snetkov I., Vyatkin A., Palashov O., and Khazanov E.* Drastic reduction of thermally induced depolarization in CaF<sub>2</sub> crystals with [111] orientation // *Opt Express.* 2012. V. 20, № 12. P. 13357 – 13367.
- [29] *Mironov E.A., Vyatkin A.G., and Palashov O.V.* Measurements of thermo-optical characteristics of cubic crystals using samples of arbitrary orientation // *IEEE J. Quantum Electron.* 2017. V. 53, № 1. P. 7000607 – 1 – 7.
- [30] *Zhelezov D.S., Starobor A.V., and Palashov O.V.* Characterization of the terbium-doped calcium fluoride single crystal // *Opt. Mater. (Amst.)*, 2015. V. 46. P. 526 – 529.
- [31] *Flores J.L., Ferrari J.A.* Verdet constant dispersion measurement using polarization-stepping techniques // *Appl. Opt.* 2008. V. 47, № 24. P. 4396 – 4399.
- [32] *Zarubina T.V., Petrovsky G.T.* Magneto-optical glasses made in Russia // *Opt. Zhurnal*, 1992. V. 59, № 11.– P. 48 – 52.
- [33] *Chen Q., Ma Q., Wang H., and Chen Q.* Diamagnetic tellurite glass and fiber based magneto–optical current transducer // *Appl. Opt.* 2015. V. 54, № 29. P. 8664 – 8669.

### Основные материалы диссертации опубликованы в работах:

- [A1] *Snetkov I., Yakovlev A., and Palashov O.V.* CaF<sub>2</sub>, BaF<sub>2</sub> and SrF<sub>2</sub> crystals' optical anisotropy parameters // *Las. Phys. Lett.* 2015. V. 12, № 9. P. 095001.
- [A2] *Yakovlev A., Snetkov I.* Thermal lens astigmatism caused by the photoelastic effect in cubic crystals of m3m, 432, and 43m symmetries // *IEEE J. Quantum Electron.* 2020. V. 56, № 4. P. 6100108 – 1 – 8.
- [A3] *Snetkov I., Yakovlev A., and Palashov O.* Temperature dependence of optical anisotropy parameter of CaF<sub>2</sub>, BaF<sub>2</sub> and SrF<sub>2</sub> materials // *Opt. Mat.* 2017. V. 69. P. 291–294.
- [A4] *Yakovlev A., Snetkov I., and Palashov O.V.* The dependence of optical anisotropy parameter on dopant concentration in Yb:CaF<sub>2</sub> and Tb:CaF<sub>2</sub> crystals // *Opt. Mat.* 2018. V. 77. P. 127–131.
- [A5] *Yakovlev A., Snetkov I., Dorofeev V., and Motorin S.* Magneto-optical properties of high-purity zinc-tellurite glasses // *J. Non.-Cryst. Solids* 2018. V. 480. P. 90–94.
- [A6] *Snetkov I., Yakovlev A., Permin D., Balabanov S., and Palashov O.V.* Magneto-optical Faraday effect in dysprosium oxide (Dy<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) based ceramics obtained by vacuum sintering // *Opt. Lett.* 2018. V. 43, № 16. P. 4041–4044.
- [A7] *Yakovlev A., Snetkov I., Permin D., Balabanov S., and Palashov O.V.* Faraday rotation in cryogenically cooled dysprosium based (Dy<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) ceramics // *Scr. Mater.* 2019. V. 161. P. 32–35.
- [A8] *Yakovlev A., Snetkov I., Palashov O.V., Dai J., Li X., and Li J.* Magneto-optical and thermo-optical properties of Ce, Pr, and Ho doped TAG ceramics // *IEEE J. Quantum Electron.* 2019. V. 55, № 5. P. 7000108 – 1 – 8.
- [A9] *Yakovlev A., Balabanov S.S., Permin D., Ivanov M., and Snetkov I.* Faraday rotation in Er<sub>2</sub>O<sub>3</sub> based ceramics // *Opt. Mat.* 2020. V. 101. P. 109750 – 1 – 5.

ЯКОВЛЕВ Алексей Иванович

**ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРА ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ  
НА ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОНАВЕДЕННЫХ ЭФФЕКТОВ  
В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ  
С УЧЕТОМ ЦИРКУЛЯРНОГО ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ**

А в т о р е ф е р а т

Подписано к печати 05.10.2020 г.  
Формат 60×90 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Усл. печ. л. 1,75.  
Тираж 100 экз. Заказ № 37(2020).

Отпечатано в типографии Института прикладной физики РАН  
603950, г. Н. Новгород, ул. Ульянова, 46