

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского  
Национальный исследовательский университет

И.Л. Снетков  
О.В. Палашов

**ТЕРМОНАВЕДЕННЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ  
ИСКАЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
В ЭЛЕМЕНТАХ ЛАЗЕРОВ  
С ВЫСОКОЙ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТЬЮ**

Практикум

Рекомендовано методической комиссией факультета  
«Высшая школа общей и прикладной физики»  
для студентов ННГУ, обучающихся  
по направлению подготовки 03.03.02 «Физика»

Нижний Новгород  
2018

УДК 535.211, 535.551, 535.518.8  
ББК –22.343  
С53

С53 Снетков И.Л., Палашов О.В. ТЕРМОНАВЕДЕННЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭЛЕМЕНТАХ ЛАЗЕРОВ С ВЫСОКОЙ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТЬЮ: Практикум. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2018. – 16 с.

Рецензент: доктор физ.-мат. наук И.Е. Кожеватов

Цель учебно-методического пособия – ознакомление с основными тепловыми эффектами, возникающими в оптических элементах лазеров. Особое внимание уделено эффекту термонаведенного двулучепреломления, причинам его возникновения и исследованию его особенностей в монокристаллических средах.

Практикум предназначен для студентов IV курса факультета «Высшая школа общей и прикладной физики» ННГУ в качестве пособия при подготовке и проведении лабораторной работы по курсу «Физика лазеров».

Ответственный за выпуск:  
председатель методической комиссии факультета  
«Высшая школа общей и прикладной физики» ННГУ,  
д.ф.-м.н., профессор **А.М. Фейгин**

УДК 535.211, 535.551, 535.518.8  
ББК –22.343

© Нижегородский государственный  
университет им. Н.И. Лобачевского, 2018

## Содержание

Введение.....	4
1. Основные понятия.....	7
2. Контрольные задания.....	14
3. Задания для выполнения в рамках лабораторной работы и методика измерений.....	15
Список литературы.....	17

## Введение

Лазер стал одним из самых значимых изобретений XX века. С самого момента создания лазер называли устройством, которое само ищет решаемые задачи. Исключительно широкое и постоянно растущее использование лазеров в науке, медицине, промышленности, военной технике объясняется уникальными свойствами лазерного излучения (**когерентность, монохроматичность, дифракционная расходимость**), позволяющими достигать высочайших плотностей мощности. Список научных, технологических и специальных приложений твердотельных лазеров, сочетающих и большую среднюю мощность, и дифракционную расходимость, очень велик (управляемый лазерный термоядерный синтез, лазерный интерферометр для детектирования гравитационных волн, прецизионная сварка/резка/сверление различных материалов, 3D-печать сложных металлических изделий, лазерное оружие и др.).

Перманентный рост средней мощности как непрерывных, так и импульсно-периодических лазеров регулярно поднимает планку самого определения **«мощные лазеры»**. Начало было положено газовыми CO<sub>2</sub>-лазерами, которые достигли мощностей, близких к 100 Вт, в начале 70-х годов прошлого века, а близких к 1 кВт-е – в начале 80-х. В начале 90-х годов «киловаттный барьер» был взят быстро развивающимися в то время твердотельными лазерами. В середине 90-х мощные лазеры на кристаллах Nd:YAG давали оптическую мощность дифракционного качества, близкую к 100 Вт. Дальнейший рост мощности ограничивался **тепловыми эффектами** в оптических элементах лазеров из-за поглощения излучения – фундаментальной проблемой в мощном лазеростроении. В это же время начался скачкообразный рост мощности новых иттербиевых волоконных лазеров (единицы ватт в 1995г., десятки ватт в 1997г., сотни ватт в 2000г., 1 кВт в 2002г.). На сегодняшний день мощность серийно выпускаемых многомодовых Yb-волоконных лазеров достигла значения больше 50 кВт, а мощность одномодовых – 10 кВт и ограничивается, в том числе, тепловыми эффектами и термооптическими характеристиками материалов волокон.

В 1995 году японскими учеными (группы проф. Akio Ikesue [1] и проф. Ken-ichi Ueda [2]) была предложена технология получения оптической керамики лазерного качества и продемонстрирована эффективная лазерная генерация. Технология производства **оптической керамики** обладает рядом преимуществ перед выращиванием монокристаллов аналогичного состава: большие размеры с сохранением оптического качества, быстрота производства, меньшие энергозатраты и цена, возможность обеспечения многослойности и многокомпонентности оптических элементов, а также градиентного распределения активных центров. Величина средней мощности лазеров с керамическим активным элементом (АЭ), стартовав с 80 мВт в 1995 году [3], скачкообразно выросла за последующее десятилетие: 72 Вт в 2001 г. [4], 1,5 кВт в 2002 г. [5], 67 кВт в 2007 г. в Ливерморской национальной лаборатории

(LLNL), более 100 кВт в 2009 г (Textron Defense Systems и Northrop Grumman) [6].

Дальнейшее увеличение средней мощности лазерного излучения с сохранением дифракционного качества возможно путем уменьшения тепловыделения, ослабления и компенсации тепловых эффектов в оптических элементах лазеров. Уменьшить тепловыделение можно путем выбора активного иона с меньшим *дефектом кванта* (разностью энергий поглощенного и излученного фотона, которая в большинстве случаев уходит в нагрев среды) и использование источника накачки, спектр которого хорошо согласуется со спектром поглощения активного иона. Замена ламповой накачки на диодную, которая нашла широкое распространение из-за увеличения эффективности, надежности и доступности диодных лазеров и «появление» иона иттербия  $\text{Yb}^{3+}$  с меньшим дефектом кванта по сравнению с ранее используемым ионом неодима  $\text{Nd}^{3+}$  позволило существенно уменьшить тепловыделение в АЭ лазеров. Ослабление и компенсация тепловых эффектов может быть реализованы за счет использования новых лазерных материалов с лучшими термооптическими свойствами, использования новых геометрий АЭ и способов его охлаждения, использования различных методов компенсации тепловых эффектов. При выборе геометрии активного элемента следует помнить, что для эффективного охлаждения АЭ должен иметь максимальный размер по координате, вдоль которой осуществляется охлаждение, и наибольшую площадь охлаждаемой поверхности. Такому условию удовлетворяют три геометрии (см. рис. 1): «тонкий стержень» (диаметр  $\sim 1$  мм), «тонкий слэб» (толщина  $\sim 1$  мм) и «тонкий диск» (толщина  $\sim 0.3$  мм).



Рис. 1. Геометрии активных элементов для лазеров высокой средней мощности: тонкий стержень, тонкий слэб и тонкий диск. Красные стрелки показывают направление распространения излучения, а синие – направление отвода тепла.

На сегодняшний день все выше представленные геометрии активно используются в мощных лазерах. Однако, каждая имеет свои достоинства и недостатки. Тонкий стержень и тонкий слэб хороши для получения непрерывного излучения высокой мощности. Но малый поперечный размер существенно затрудняет увеличение энергии импульсов из-за возникновения паразитных нелинейных эффектов и оптического пробоя, что ограничивает энергию импульсов наносекундной длительности в стержне на уровне нескольких мДж, а в слэбе на уровне нескольких десятков мДж. В тонком диске размер пучка существенно больше ( $\sim 1$  см и более), что позволяет избежать

нелинейных эффектов и пробоя до мультиджоульного уровня энергий, но возникает другая проблема – малая величина *запасенной энергии*.

## 1. Основные понятия

Как при создании самих лазеров с высокой средней мощностью, так и при их использовании, одной из основных является проблема паразитных тепловых эффектов в оптических элементах. Можно выделить *три источника тепла* в твердотельных лазерах:

- поглощение излучения накачки;
- поглощение лазерного излучения;
- релаксация колебаний среды в нелинейно-оптических устройствах.

Тепловые эффекты, вызванные поглощением лазерного излучения, называются *самонаведенными*. *Поглощение* в так называемых прозрачных диэлектриках составляет величину от  $10^{-6} \dots 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . Толщина оптических элементов меняется от миллиметров (линзы, поляризаторы, фазовые пластинки и т.д.) и нескольких сантиметров (электрооптические устройства, изоляторы Фарадея, преобразователи частоты) до десятков сантиметров (стержневые АЭ) и даже метров (активные волокна). Следовательно, мощность тепловыделения может составлять от ничтожных долей до единиц процентов мощности лазерного излучения. Отметим, что поглощение лазерного излучения может быть не только объемным, но и поверхностным (например, поглощение в диэлектрических покрытиях зеркал).

Наиболее сильным источником тепла в твердотельных лазерах является, безусловно, накачка АЭ. При ламповой накачке мощность тепловыделения обычно превышает (иногда существенно) мощность излучения лазера. Диодная накачка позволяет значительно уменьшить тепловыделения. Так, в лазерах на ионе неодима мощность тепловыделения составляет десятки процентов. Это связано с *дефектом кванта*, а также с паразитными процессами поглощения в возбужденном состоянии, кросс-релаксацией и т.п. В ионе иттербия отсутствие более высоких (относительно возбужденного состояния) уровней исключает последние два процесса, а близость нижнего лазерного уровня к основному состоянию (так называемая квази-трехуровневая схема) обеспечивает малый дефект кванта (~9%). Тем не менее, даже в этом случае мощность тепловыделения – более одной десятой(!) от мощности излучения.

*Тепловыделение* в оптических элементах лазерных систем приводит к:

- увеличению (средней по объему) температуры;
- возникновению градиента температуры.

Градиент температуры, из-за возникновения температурных напряжений и деформаций, приводит к следующим *негативным эффектам*:

- механическое разрушение;

- тепловая линза;
- термонаведенное двулучепреломление.

Следствием существенного увеличения средней температуры обычно является нежелательное изменение свойств оптического элемента. Это может быть расширение и смещение линии, а также уменьшение сечения перехода АЭ или пассивного модулятора добротности, изменение угла синхронизма преобразователя частоты, уменьшение постоянной Верде фарадеевских устройств, уменьшение теплопроводности и т.д.

Все следующие эффекты связаны с градиентом температуры, неизбежно возникающим в среде, внутри которой есть источник тепла. Градиент температуры приводит к появлению поля механических напряжений. Если в какой-то точке напряжение превысит максимально допустимое, произойдет физическое разрушение элемента. Совокупность материальных характеристик среды, отвечающая за этот процесс, называется **параметром теплового разрушения**. Как правило, разрушение происходит при мощности тепловыделения существенно больше той, при которой появляются сильные фазовые и поляризационные искажения: **тепловая линза** и **двулучепреломление**.

К **фазовым искажениям** приводят **три физических эффекта**:

- зависимость длины от температуры  $dL/dT$  (линейное расширение),
- зависимость показателя преломления от температуры  $dn/dT$
- зависимость показателя преломления от деформаций/напряжений (**фотоупругий эффект**).

Таким образом, при возникновении внутри оптического элемента градиента температуры, первоначально оптически изотропный материал элемента вследствие поглощения излучения становится неоднородной в поперечном сечении двулучепреломляющей линзоподобной средой, а сам элемент превращается в бифокальную термическую линзу с фокусными расстояниями, разными для различных поляризаций. Под фазовыми искажениями (**тепловой линзой**), как правило, понимают величину, среднюю для двух ортогональных поляризаций, характеризующую **термооптической постоянной  $P$** , определяемую выражением [7, 8]:

$$P = \beta + \alpha_T \frac{n_0^3}{4} \frac{E}{1-\nu} (\pi_{11} + 3\pi_{12}), \quad (1)$$

где  $\beta=dn/dT$  – температурный коэффициент показателя преломления;  $\alpha_T$  – коэффициент теплового расширения;  $n_0$  – показатель преломления;  $E$  – модуль Юнга;  $\nu$  – коэффициент Пуассона, характеризующий упругие свойства материала;  $\pi_{ij}$  – элементы пьезооптического тензора [9].

**Термооптическая характеристика  $P$**  пропорциональна усредненной для двух ортогональных поляризаций волновой аберрации (искажению формы плоского волнового фронта после прохождения элемента); для параболического

распределения температуры  $P$  пропорциональна оптической силе  $1/F$  тепловой линзы.

Для образцов в форме стержня или слэба вклад в тепловую линзу эффекта линейного расширения пренебрежимо мал. (При торцевой накачке тонких дисков ситуация изменяется. Заметим, также, что в анизотропных кристаллах тепловая линза сильно зависит от поляризации излучения и ориентации кристалла. Значительно уменьшить тепловую линзу позволяет уменьшение мощности тепловыделения, подбор активной среды с большой теплопроводностью (кристаллы, керамика) и малой величиной  $P$ . Кроме того, значительно уменьшить тепловую линзу можно охлаждением АЭ с помощью жидкого азота, а также используя пассивные и активные методы компенсации фазовых искажений).

Более подробно рассмотрим последний тепловой эффект – **термонаведенное двулучепреломление**. Как отмечалось выше, из-за поглощения лазерного излучения внутри оптического элемента неизбежно возникает градиент температуры (см. рис. 2а), который создает температурные напряжения. Внутренние напряжения, в свою очередь, деформируют оптический элемент и, за счет фотоупругого эффекта, вызывают изменение показателя преломления. В результате, индикатриса показателя преломления, которая для ненагретого элемента представляет собой сферу (радиус которой равен показателю преломления) деформируется в двусосный эллипсоид (рис. 2б,в). В каждой точке элемента отношение осей эллипсоида и направления осей (угол  $\Psi$ ) различны (что и делает эффект двулучепреломления неоднородным в поперечном сечении, см. рис. 2в). Вектор поляризации луча, распространяющегося через точку с координатами  $(r, \varphi)$  разбивается на две компоненты (**собственные поляризации**), каждая из которых имеет свой собственный набег фазы  $\delta_i$  ( $i=1, 2$ ) (см. рис. 2б).

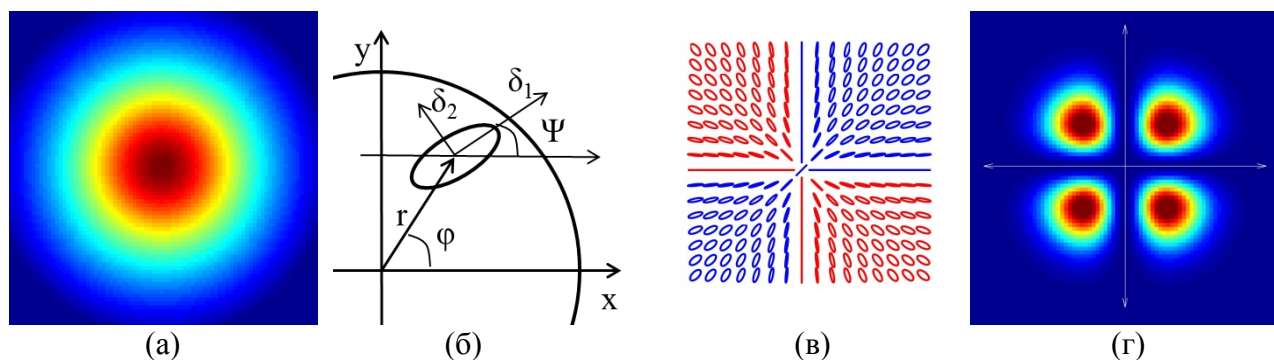


Рис. 2. (а) – распределение температуры в поперечном сечении стержневого оптического элемента; (б) – деформация оптической индикатрисы; (в) – распределение в поперечном сечении вызванных термонаведенным двулучепреломлением поляризационных состояний  $(\Delta\delta, \Psi)$ ; (г) – характерное для кубических кристаллов с ориентацией  $[001]$  распределение интенсивности деполаризованного излучения.

В результате этого исходно **изотропная среда** (стекло, кубический кристалл или керамика из кубического кристалла; в жидкостях и газах



фотоупругий эффект отсутствует) становится анизотропной. Величину термонаведенной анизотропии характеризует **термооптическая характеристика  $Q$** :

$$Q = \alpha_T \frac{n_0^3}{4} \frac{E}{1-\nu} (\pi_{11} - \pi_{12}). \quad (2)$$

Для кубического кристалла с ориентацией [001] двулучепреломление обладает поворотной симметрией четвертого порядка. Термонаведенные **собственные поляризации** (поляризации, которые распространяются без изменения) линейны и ортогональны друг другу, однако различны в различных точках поперечного сечения. В стекле они направлены вдоль и поперек градиента температуры (рис. 3а); в кристалле и керамике они устроены более сложно (например, стрелки на рис. 3б,в для кубического кристалла с ориентацией [001]). Разность фаз (величина двулучепреломления) также является функцией поперечных координат.

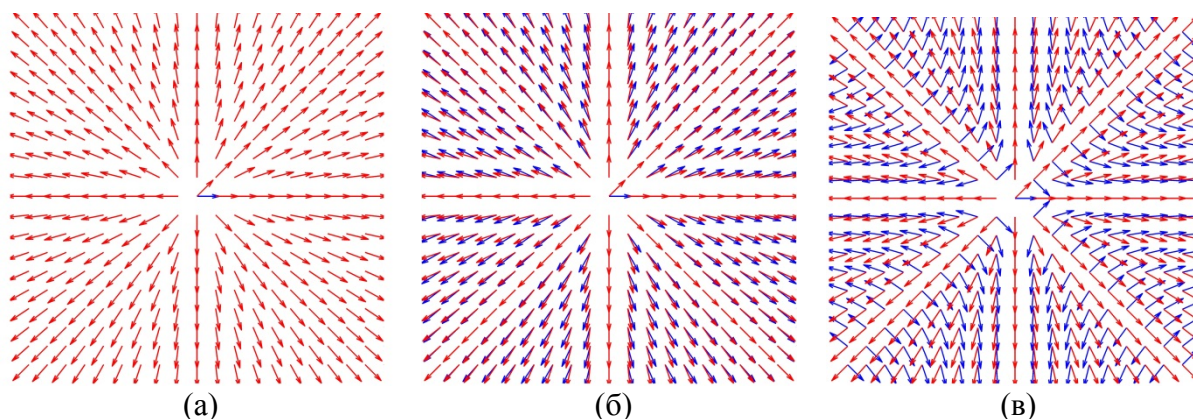


Рис. 3. Распределение в поперечном сечении азимутов собственной поляризации цилиндрического оптического элемента (а) из стекла, (б) и (в) из кубического кристалла с ориентацией [001] (ТГГ и  $\text{CaF}_2$  соответственно). Красные стрелки – радиальные направления; синие стрелки – направление одной из собственных поляризаций, возникших при термонаведенном двулучепреломлении.

В результате линейно-поляризованное излучение (см. рис. 4а) после прохождения термонагруженного оптического образца деполаризуется (см. рис. 4б), т.е. меняет состояние поляризации неоднородно в поперечном сечении. Под **деполяризованным излучением** понимается излучение, у которого поляризация постоянна во времени, но изменяется от точки к точке поперечного сечения. Деполаризованное излучение описывается комплексной амплитудой электрического поля, которая является комплексной векторной функцией поперечных координат. (Квадрат модуля комплексной амплитуды определяет интенсивность излучения также как и для поляризованного излучения.)

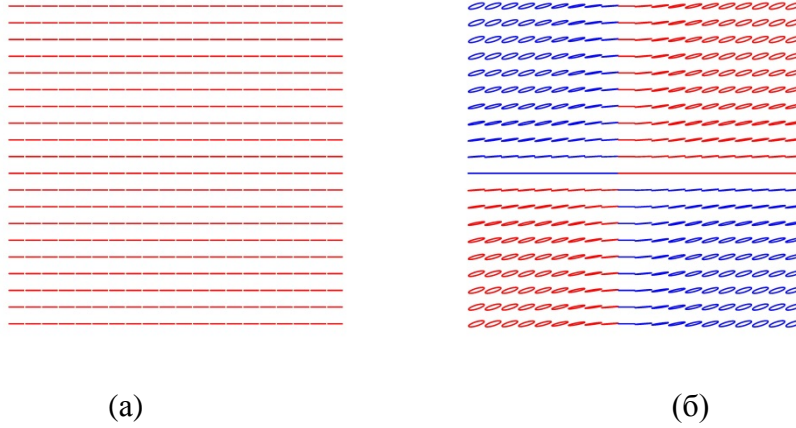


Рис. 4. Состояние поляризации излучения на входе (а) и на выходе (б) термонагруженного оптического элемента

Выбор поляризационного базиса произволен, однако есть два физически выделенных базиса. Прежде всего, это базис, у которого одна из поляризаций совпадает с поляризацией падающего излучения. Второй базис не зависит от «предыстории» – это базис, в котором мощность излучения в одной поляризации максимальна из всех возможных базисов. Будем использовать первый вариант. Пусть на оптический элемент падает лазерный пучок с комплексной амплитудой поля,

$$\vec{E}_A(r) = E_0(r) \cdot \vec{x}_0, \quad (3)$$

где  $\vec{x}_0$  – единичный вектор, направленный вдоль оси  $x$ .

Под **степенью локальной деполяризации**  $\Gamma$  понимается отношение мощности в более слабой поляризации в этом базисе к суммарной мощности в двух поляризациях. При таком определении для идеально поляризованного излучения степень деполяризации равна нулю, а для **полностью деполяризованного излучения** – 0.5. В случае слабого термонаведенного двулучепреломления направление слабой поляризации ортогонально направлению падающей поляризации и выражение для степени локальной деполяризации запишется как

$$\Gamma = \frac{|\mathbf{E}_{out} \mathbf{E}_{in\perp}^*|^2}{|\mathbf{E}_{out}|^2 |\mathbf{E}_{in\perp}|^2} = 1 - \frac{|\mathbf{E}_{out} \mathbf{E}_{in}^*|^2}{|\mathbf{E}_{out}|^2 |\mathbf{E}_{in}|^2}. \quad (4)$$

Наибольший интерес представляет **степень интегральной** (по сечению пучка) **деполяризации**  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{R_0} \Gamma I(r) r dr}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{R_0} I(r) r dr}, \quad (5)$$

где  $I(r)$  – распределение интенсивности зондирующего излучения (если нагрев и зондирование происходит одним и тем же излучением, то  $I(r) = |E_{in}|^2$ ).

Негативное последствие *термонаведенного двулучепреломления* – потеря мощности в поляризованном излучении (равная степени деполяризации). Кроме того, после прохождения через поляризатор уже поляризованное излучение имеет амплитудную (например, «мальтийский крест», см. рис. 2г и рис. 5) и фазовую (например, *астигматизм*) модуляцию, связанную с тем, что степень деполяризации существенно неоднородна по поперечному сечению. Таким образом, вызванные двулучепреломлением потери мощности в исходной пространственно-поляризационной моде, например, в линейно-поляризованном гауссовом пучке, заметно больше, чем степень деполяризации.

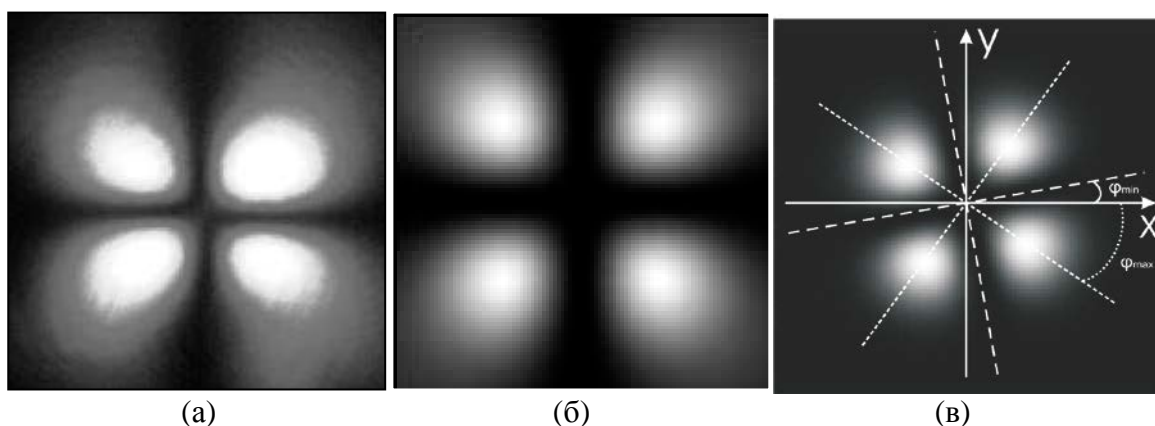


Рис. 5. Распределение деполяризованного излучения для кубического кристалла с ориентацией [001]: экспериментальные наблюдения (а – для  $\theta=0$ ), теоретический расчет (б – для  $\theta=0$ ; в – для  $\theta \neq 0$ ).

Характерное распределение и величина деполяризованного излучения зависят от ориентации кристаллографических осей в оптическом элементе. В ориентации [001] (когда направление распространения излучения совпадает с одной из кристаллографических осей, см. рис. 6) степень интегральной деполяризации зависит от величины угла  $\theta$  между направлением ориентации одной из кристаллографических осей и поляризацией излучения.

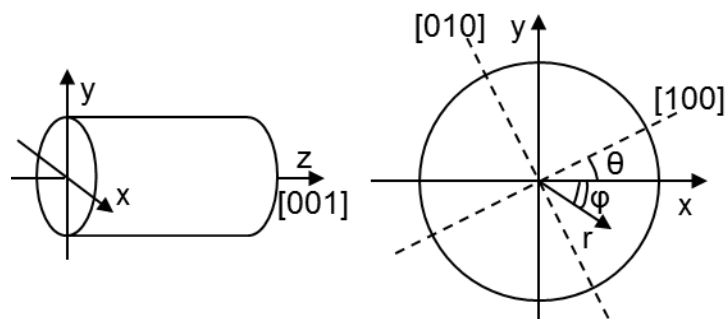


Рис. 6. Цилиндрический оптический элемент из кубического кристалла с ориентацией [001]. Пунктиром отмечены направления двух других кристаллографических осей.

При изменении этого угла (например, при вращении кристалла вокруг оси  $z$ ) деполяризованное излучение будет изменяться в соответствии с выражениями

$$\Gamma = \frac{p^2 h^2}{4} \frac{(\tan(2\theta) - \xi \tan(2\theta - 2\phi))^2}{(1 + \tan^2(2\theta))(1 + \tan^2(2\theta - 2\phi))}, \quad (6)$$

$$\gamma = p^2 \frac{A_1}{8} \left[ 1 + (\xi^2 - 1) \cos^2(2\theta) \right]. \quad (7)$$

Здесь

$$\xi = \frac{\pi_{44}}{\pi_{11} - \pi_{12}}, \quad p = \frac{Q\alpha_0 L}{\lambda \kappa} P_{in}, \quad (8)$$

$$h = \frac{(r/r_h)^2 + \exp(-r^2/r_h^2) - 1}{(r/r_h)^2}, \quad A_1 = \int_0^\infty \left[ \frac{y + \exp(-y) - 1}{y} \right]^2 \frac{dy}{\exp(y)} \approx 0.137, \quad (9)$$

где  $\xi$  – *параметр оптической анизотропии* кристалла [77, 10] (для всех стекол  $\xi=1$ );  $\theta$  – угол, определяющий положение кристаллографических осей относительно поляризации падающего лазерного излучения;  $r, \phi$  – полярные координаты (см. рис. 6);  $p$  – нормированная мощность тепловыделения;  $P_{in}$  – полная мощность греющего излучения;  $\lambda$  – длина волны излучения;  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности;  $\alpha_0$  – коэффициент поглощения на длине волны  $\lambda$ . Выражения для  $h$  и  $A_1$  даны для гауссова распределение интенсивности в поперечном сечении пучка.

Как видно из рис. 5, в распределении локальной деполяризации  $\Gamma$  по углу  $\phi$  наблюдается чередование минимумов и максимумов интенсивности деполяризованного излучения, которые расположены с периодом  $\pi/2$ . Рассмотрим поведение экстремумов локальной деполяризации при изменении угла  $\theta$  более детально. Для этого продифференцируем выражение (6) по углу  $\phi$  и приравняем производную нулю:

$$\tan(2\phi_{\min}) = \frac{(\xi - 1) \tan(2\theta)}{\xi + \tan^2(2\theta)}, \quad (10)$$

$$\tan(2\phi_{\max}) = -\frac{\xi + \tan^2(2\theta)}{(\xi - 1) \tan(2\theta)}. \quad (11)$$

Выражение (10) определяет положение минимума локальной деполяризации  $\Gamma$  по углу  $\phi$ , а выражение (11) – максимума локальной деполяризации  $\Gamma$  (см. рис. 5в). При этом  $\phi_{\max}$  отстоит от  $\phi_{\min}$  на угол  $\pi/4$ . Так же легко заметить, что при  $\theta=0$   $\phi_{\min}=0$ , и направление минимумов совпадает или ортогонально направлению поляризации падающего линейно-поляризованного излучения.

Продифференцировав выражения (10) и (11) по углу  $\theta$  и приравняв нулю, получим

$$\frac{(\xi - 1)(1 + \tan^2(2\theta))(\xi - \tan^2(2\theta))}{(\xi + \tan^2(2\theta))^2} = 0, \quad (12)$$

$$\frac{(1 + \tan^2(2\theta))(\xi - \tan^2(2\theta))}{(\xi - 1)\tan^2(2\theta)} = 0. \quad (13)$$

Из выражений (12) и (13) можно найти положение кристалла, при котором наблюдается максимальное отклонение положения «мальтийского креста» от его положения при  $\theta=0$ :

$$\tan^2(2\theta) = \xi. \quad (14)$$

Подставляя выражение (14) в (10) и в (11) получаем

$$\tan(\Delta\varphi) = \frac{(\xi - 1)}{2\sqrt{\xi}}, \quad (15)$$

где  $\Delta\varphi$  – удвоенная амплитуда колебаний «мальтийского креста». Как видно из выражения (15), зная амплитуду колебаний «мальтийского креста», можно определить величину  $\xi$ .

Другой способ (исторически – первый) определения величины параметра оптической анизотропии  $\xi$  основан на измерении интегральной деполяризации при различных положениях кристалла. Рассмотрим более детально выражение (7). При непрерывном изменении угла  $\theta$  величина интегральной деполяризации  $\gamma$  будет изменяться в пределах от  $\gamma_1$  до  $\gamma_2$ , определяемых выражениями

$$\gamma_1 = p^2 \frac{A_1}{8} \xi^2 \text{ при } \theta_1 = \frac{\pi m}{2}, \quad (16)$$

$$\gamma_2 = p^2 \frac{A_1}{8} \text{ при } \theta_2 = \frac{\pi}{4} + \frac{\pi m}{2}. \quad (17)$$

Легко заметить, что отношение  $\gamma_1/\gamma_2$  определяет величину  $\xi^2$ . При повороте образца вокруг оси  $z$  интегральная деполяризации будет периодически изменять свое значение от  $\gamma_{min}$  до  $\gamma_{max}$  – экспериментально наблюдаемых минимумов и максимумов интегральной деполяризации. Однако, для определения параметра оптической анизотропии  $\xi$  необходимо иметь дополнительную информацию, чтобы сопоставить  $\gamma_{min}$  и  $\gamma_{max}$  величинам  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  (например, о положении кристаллографических осей в плоскости (x,y) исследуемого образца).

## 2. Контрольные задания

- 1) Выучить определения, выделенные во Введении и разделе 1 жирным курсивом.
- 2) Определить, как изменяется степень интегральной деполяризации  $\gamma$  для образца из стекла в зависимости от его вращения относительно направления распространения излучения.
- 3) Определить, в каком случае  $\gamma_{min} = \gamma_1$ , а  $\gamma_{max} = \gamma_2$ , и когда наблюдается обратное.
- 4) Определить, будет ли наблюдаться изменение ориентации «мальтийского креста» при вращении оптического элемента из керамики.
- 5) \* Определить, в каком случае наблюдается непрерывное вращение «мальтийского креста».

### 3. Задания для выполнения в рамках лабораторной работы и методика измерений

В лабораторной работе предлагается измерить:

- 1) интегральные деполяризации  $\gamma_{max}$  и  $\gamma_{min}$  оптических элементов из кубического кристалла ТГГ (тербий-галиевый гранат – на сегодняшний день самая популярная в мире магнитоактивная среда, используемая в фарадеевских вращателях) и оптического элемента из стекла в зависимости от мощности лазерного излучения;
- 2) угол колебаний «мальтийского креста» для оптического элемента из кубического кристалла и стекла.

Методика измерений

Интегральную деполяризацию  $\gamma$ , согласно выражениям (3)-(5) можно записать как

$$\gamma = \frac{P_1}{P_0} = \frac{I_1}{I_0}, \quad (18)$$

где  $P_0 \propto |E_0(r)|^2$  – мощность падающего на кристалл линейно-поляризованного лазерного излучения;  $P_1$  – мощность деполяризованной (ортогональной) компоненты прошедшего через кристалл лазерного излучения. На рис. 8 приведена принципиальная схема измерения мощности деполяризованного излучения  $P_1$ . В лабораторной работе в качестве непрерывного лазера используется одномодовый иттербиевый волоконный лазер мощностью оптического излучения ( $\lambda=1070$  нм)  $P_L = 0 \dots 300$  Вт.

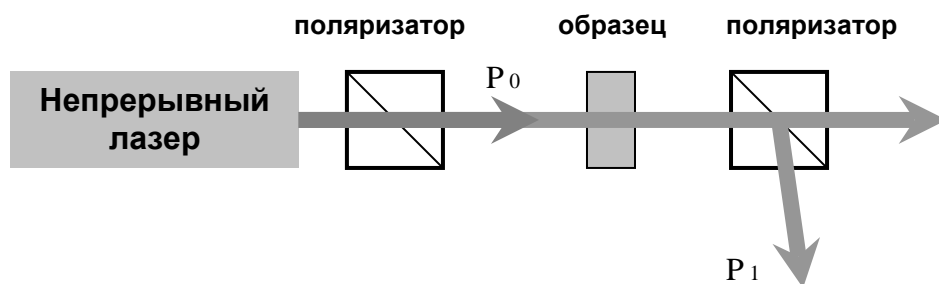


Рис. 8. Схема измерения мощности деполяризованного излучения

Используя результаты измерений, предлагается рассчитать:

- 1) величину поглощения  $\alpha$  кристалла ТГГ, считая известными величины  $Q = 17 \cdot 10^{-7} [K^{-1}]$ ,  $\kappa = 5 [Вт \cdot K^{-1} \cdot м^{-1}]$ ,  $L = 9 [мм]$ ;
- 2) величину параметра оптической анизотропии оптических элементов  $\xi$  – по измерению интегральной деполяризации, считая, что для кристалла TGG с ориентацией [001]

$$\gamma_{max} = \gamma_1 \quad \gamma_{min} = \gamma_2; \quad (19)$$

- по величине колебаний «мальтийского креста».

## Список литературы

- [1] A. Ikesue, I. Furusato, and K. Kamata, Fabrication of polycrystalline, transparent YAG ceramics by a solid-state reaction method, // Journal of the American Ceramic Society – 1995. – vol. 78, pp. 225-228.
- [2] J. Lu, et al., Optical properties and highly efficient laser oscillation of Nd:YAG ceramic, // Applied Physics B – 2000. – vol. 71, pp. 469-473.
- [3] A. Ikesue, T. Kinoshita, K. Kamata, and K. Yoshida. Fabrication and optical properties of high-performance polycrystalline Nd:YAG ceramics for solid-state lasers // Journal of the American Ceramic Society. – 1995. – vol. 78, pp. 1033-1040.
- [4] J. Lu, et al. 72 W Nd: Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> ceramic laser // Applied Physics Letters. – 2001. – vol. 78, pp. 3586-3588.
- [5] J. Lu, et al. 1.46 kW CW Nd:YAG ceramic laser // Advanced Solid-State Lasers. – 2002. – pp. WE1-1-3.
- [6] Joint High Power Solid-State Laser [Электронный ресурс]. — 2009. Режим доступа:<http://www.northropgrumman.com/Capabilities/SolidStateHighEnergyLaserSystems/Pages/JointHighPowerSolidStateLaser.aspx>.
- [7] А. В. Мезенов, Л. Н. Сомс, and А. И. Степанов. Термооптика твердотельных лазеров. – Ленинград: Машиностроение, 1986.
- [8] A. G. Vyatkin. Thermally Induced Beam Distortions in Sesquioxide Laser Ceramics of m3 Crystal Class – Part I // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2014. – vol. 50, pp. 1061-1071.
- [9] Д. Най. Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц. – Москва: Иностранная литература, 1960.
- [10] I. L. Snetkov, A. G. Vyatkin, O. V. Palashov, and E. A. Khazanov. Drastic reduction of thermally induced depolarization in CaF<sub>2</sub> crystals with [111] orientation // Optics Express – 2012. – vol. 20, pp. 13357-13367.