

Влияние фотоупругого эффекта на тепловую линзу в кристалле YLF*

В.В.Зеленогорский, Е.А.Хазанов

Тепловая линза в кристалле YLF рассчитана с учетом анизотропий теплопроводности, упругости, линейного расширения и показателя преломления. Доказано, что наблюдаемый в экспериментах сильный астигматизм тепловой линзы в YLF может быть объяснен только с учетом фотоупругого эффекта. Показано, что в кристалле YLF, вырезанном так, чтобы оптическая ось лежала в плоскости торца стержня, вклад в тепловую линзу для обыкновенной волны дают лишь три коэффициента фотоупругости, а в линзу для необыкновенной волны – только два. С использованием этих пяти коэффициентов фотоупругости как подгоночных параметров количественно интерпретируются все известные экспериментальные данные.

Ключевые слова: фотоупругость, тепловая линза, кристалл YLF.

1. Введение

Основной причиной ограничения роста средней мощности излучения твердотельных лазеров с расходимостью, близкой к дифракционной, являются тепловые эффекты в активных элементах: образование тепловой линзы и деполяризация. Вклад в тепловую линзу дают три эффекта: зависимость показателя преломления от температуры, тепловое расширение и фотоупругий эффект, причем вклад последнего в изотропных кристаллах обычно невелик. Деполяризация, наоборот, определяется только фотоупругим эффектом. Анизотропные кристаллы имеют существенное преимущество перед изотропными, т. к. в них практически отсутствует деполяризация излучения [1, 2]. Это связано с тем, что естественное двулучепреломление гораздо сильнее двулучепреломления, вызванного фотоупругим эффектом, и, следовательно, собственные поляризации кристалла определяются только ориентацией оптических осей и не зависят от поперечных координат. Напомним, что собственная поляризация – это состояние поляризации излучения, которое не меняется при его прохождении через среду.

Одним из широко используемых анизотропных кристаллов является кристалл YLF. Он может быть допирован ионами различных элементов: Nd, Yb, Ho, Tm, Er, Ce, Pr и др. Наибольшее применение находит кристалл YLF:Nd, который имеет ряд преимуществ перед YAG:Nd, а именно: большее время жизни в возбужденном состоянии (480 нс), большая энергия насыщения (1.18 Дж/см² [3] для обыкновенной волны и 0.77 Дж/см² для необыкновенной), более широкая полоса усиления, меньшая оптическая сила тепловой линзы, длина волны (для обыкновенной волны) 1053 нм совпадает с длиной волны генерации фосфатного неодимового стекла.

YLF – одноосный кристалл, в котором нет термонаведенной деполяризации, если он вырезан перпендикулярно оптической оси (так называемая π -ориентация, или a -срез, рис.1), поэтому тепловая линза – единственный тепловой эффект в нем. Экспериментально тепловая линза в стержнях из YLF:Nd с π -ориентацией исследовалась в ряде работ с использованием как боковой [3–8], так и торцевой [9–12] накачки, причем в [3–8, 10] измерения проводились и для обыкновенной (σ -поляризация, усиление на длине волны 1053 нм), и для необыкновенной (π -поляризация, усиление на длине волны 1047 нм) волны. Для обеих волн в работах [3–7] наблюдался сильный астигматизм тепловой линзы, т. е. тепловая линза для каждой из поляризаций характеризуется двумя фокусными расстояниями: для лучей, лежащих в плоскости, проходящей через оптическую ось c ($F_{||}$), и для лучей, лежащих в перпендикулярной ей плоскости (F_{\perp}). Таким образом, наблюдаемая тепловая линза полностью определяется четырьмя фокусными расстояниями: $F_{o||}$, $F_{o\perp}$, $F_{e||}$ и $F_{e\perp}$. Здесь и далее индексы «o» и «e» соответствуют обыкновенной и необыкновенной поляризациям излучения. Экспериментальные данные, приведенные в работах [3–7], существенно разнятся. Так, для необыкновенной

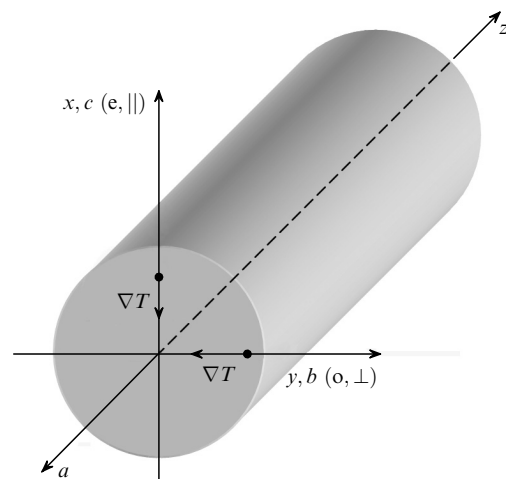


Рис.1. Геометрия кристалла π -ориентации (a -срез).

*Доложена на конференции «Оптика лазеров 2008», С.-Петербург, Россия.

В.В.Зеленогорский, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: vvmaily@mail.ru

волны отношение $F_{e\parallel}/F_{e\perp}$ меняется от 1.5 [3] до 7 и более [7]. Для обыкновенной волны разброс данных еще больше: в [3] линза отрицательная с отношением $F_{o\parallel}/F_{o\perp} = 0.5$, в [4–6] фокусные расстояния линзы имеют разные знаки: $F_{o\parallel} < 0$, $F_{o\perp} > 0$, а в [7] линза цилиндрическая и положительная. Авторы [8–12] не упоминают об астигматизме, приводя, по-видимому, среднее значение фокусного расстояния.

Несмотря на столь большой объем экспериментальных исследований, даже качественное объяснение астигматизма тепловой линзы в YLF:Nd в работах [3–7] не приводится. В [3, 5, 6] причины астигматизма вообще не обсуждаются. В [4] авторы ссылаются на анизотропию теплопроводности ($\kappa_{\parallel} < \kappa_{\perp}$, где κ – коэффициент теплопроводности)*, однако эта анизотропия привела бы к тому, что $|F_{e\parallel}| < |F_{e\perp}|$, а во всех экспериментах $|F_{e\parallel}| > |F_{e\perp}|$. Вклад теплового расширения в тепловую линзу для длинных стержней невелик, и к тому же астигматизм этого слагаемого мал. Авторы [7] объясняют астигматизм тем, что в их экспериментах размер поперечного сечения пучка накачки вдоль оптической оси c был в 1.5 раза больше, чем в перпендикулярном направлении. Однако это может привести к отношению фокусных расстояний, равному 2.25, что существенно меньше приведенных в работе значений. И наконец, объяснение астигматизма тепловой линзы анизотропией показателя преломления ($n_o \neq n_e$, $dn_o/dT \neq dn_e/dT$) совершенно несостоятельно, т. к. астигматизм – явление, имеющее место для излучения одной поляризации и наблюдаемое для о- и е-волн независимо друг от друга.

Мы полагаем, что единственной причиной астигматизма тепловой линзы является вклад в нее фотоупругого эффекта, о котором даже не упоминается в работах [3–9, 11–12], а в [10] делается ошибочное утверждение о том, что фотоупругим эффектом можно пренебречь, т. к. в анизотропных кристаллах нет деполяризации. Справедливое пренебрежение вкладом фотоупругого эффекта в деполяризацию [1, 2] никоим образом не позволяет пренебрегать его вкладом в тепловую линзу. Другими словами, фотоупругий эффект не меняет собственных поляризаций кристаллов с естественной анизотропией, однако может существенно менять показатели преломления для излучения с этими поляризациями. Такие изменения принципиально астигматичны, т. к. угол между оптической осью и градиентом температуры (источником фотоупругого эффекта) различен в разных точках поперечного сечения кристалла.

В данной работе приводится строгий расчет тепловой линзы в кристалле YLF с учетом анизотропий теплопроводности, упругости, линейного расширения и показателя преломления. Доказано, что, пренебрегая фотоупругим эффектом, невозможно даже качественно объяснить многочисленные экспериментальные данные. Показано, что вклад в тепловую линзу для обыкновенной волны дают лишь три коэффициента фотоупругости, а в тепловую линзу для необыкновенной волны – только два. Используя эти пять коэффициентов фотоупругости как подгоночные параметры (в литературе их значения не приводятся), мы количественно интерпретировали все экспериментальные данные.

2. Постановка задачи

Тепловая линза в оптическом элементе формируется объемным источником тепла, которым в нашем случае является поглощаемое в кристалле излучение накачки. Необходимость отвода тепла через границу образца приводит к тому, что в нем возникает градиент температуры. Неоднородное поле температуры $T(x, y, z)$ формирует в кристалле поле смещений $U(x, y, z)$. Температура и деформации определяют изменение показателя преломления и форму образца, которые, в свою очередь, задают фазовый набег для проходящего через образец излучения. Из-за неоднородности фазового набег по апертуре образца и возникает исследуемая нами тепловая линза.

В данной работе мы ограничимся рассмотрением стационарного случая. Стационарное распределение температуры определяется уравнением баланса тепловых потоков в образце:

$$\operatorname{div}(K \operatorname{grad} T) + Q = 0, \quad (1)$$

где Q – объемная плотность источников тепла; T – температура. В отличие от изотропных сред теплопроводность задается не числом, а тензором второго ранга K . На образец не действуют внешние объемные силы, поэтому в состоянии равновесия силы внутренних напряжений должны взаимно компенсироваться в каждом элементе объема тела. Таким образом, уравнение равновесия деформированного тела имеет вид

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial q_j} = 0, \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (2)$$

где σ_{ij} – тензор напряжений; q_j – координаты любой декартовой системы. Здесь и далее подразумевается суммирование по повторяющимся индексам. Для неоднородного распределения температуры тензор напряжений σ_{ij} может быть выражен через тензор линейного теплового расширения α_{ij} , тензор упругости C_{ijkl} (тензор четвертого ранга) и тензор деформации u_{ij} , который определяется полем смещений U :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}(u_{kl} - \alpha_{kl}T), \quad (3)$$

$$u_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial q_j} + \frac{\partial U_j}{\partial q_i} \right). \quad (4)$$

При отсутствии внешних поверхностных сил, действующих на образец, справедливы нулевые граничные условия:

$$\sigma_{ij} s_j = 0, \quad (5)$$

где s – нормаль к поверхности образца. Из уравнений (2)–(4) можно получить систему из трех уравнений для U_i . Решая ее с учетом граничных условий (5), находим поле смещений, подставив которое в (4), получим тензор деформаций u_{ij} .

Зная u_{ij} и T , находим тензор относительной диэлектрической проницаемости ε_{ij} с учетом малых возмущений, связанных с температурной зависимостью показателя преломления и фотоупругого эффекта [1]:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{0ij} + 2\delta_{ij}n_i \frac{dn_i}{dT} T - \varepsilon_{0ik} B_{kl} \varepsilon_{0lj}, \quad (6)$$

где

$$B_{kl} = p_{klj} u_{ij}; \quad (7)$$

* Здесь и далее величины с индексами \parallel и \perp характеризуют свойства среды вдоль (\parallel) и перпендикулярно (\perp) оптической оси c .

ϵ_{0ij} – невозмущенный тензор относительной диэлектрической проницаемости; $n_i = \sqrt{\epsilon_{0ij}}$ – невозмущенный показатель преломления для волны, поляризованной вдоль соответствующей кристаллографической оси; p_{klij} – тензор фотоупругости (тензор четвертого ранга); δ_{ij} – символ Кронекера; суммирование по i в (6) не проводится. Заметим также что формулы (2)–(5) справедливы в любой декартовой системе координат и не меняют своего вида при повороте системы. При этом выражения (6), (7) справедливы только в системе координат, оси которой совпадают с кристаллографическими осями a, b, c . Тензор ϵ_{0ij} в этой системе координат имеет диагональный вид. Для того чтобы вычислить тензор ϵ_{ij} в лабораторной системе координат xuz , необходимо сначала найти его по формуле (6), а затем воспользоваться формулами преобразования матриц при повороте системы координат [13, 14]. Взаимное расположение лабораторной (xuz) и кристаллографической (abc) систем координат показано на рис. 1.

В общем случае, решив задачу о собственных векторах тензора ϵ_{0ij} , можно найти собственные поляризации и показатели преломления в каждой точке среды, после чего решать задачу о распространении излучения. Для кристаллов с естественной анизотропией данный подход имеет смысл только для образцов, вырезанных вдоль оптической оси (c -срез) или под малым углом к ней. Такие кристаллы YLF использовались, например, в [3, 15–17]. В настоящей работе мы будем рассматривать только кристаллы, вырезанные так, что оптическая ось c лежит в плоскости торца стержня (рис. 1). Для них влиянием фотоупругого эффекта на собственные поляризации можно пренебречь [1, 2], т. е. влияние недиагональных элементов третьего слагаемого в (6) на собственные векторы тензора ϵ_{ij} мало. Легко также показать, что влиянием этих недиагональных элементов на показатель преломления собственных волн тоже можно пренебречь, т. е. тензор ϵ_{ij} можно считать диагональным, так же как и ϵ_{0ij} . Тогда с помощью (6) можно найти фазу излучения, прошедшего через кристалл длиной l :

$$\varphi_p(x, y) = k \int_0^l \frac{dn_r}{dT} T dz - \frac{kn_r^3}{2} \int_0^l B_{rr} dz + k(n_r - 1) \times \int_0^l u_{33} dz, \quad p = o, e; \quad r = 1, 2. \quad (8)$$

Здесь $r = 1$ для необыкновенной и $r = 2$ для обыкновенной волны; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны; тензоры B и u в этом выражении взяты в лабораторной системе координат xuz . Таким образом, аддитивный вклад в термонаведенную фазу дают три эффекта: зависимость показателя преломления от температуры, зависимость показателя преломления от деформаций (фотоупругий эффект) и увеличение длины при нагревании. Эти эффекты описываются соответствующими тремя слагаемыми в формуле (8).

Для численного расчета температуры T и тензора деформаций u_{ij} использовался метод конечных элементов. Программа проверялась для частных случаев, для которых известны аналитические решения, в частности для кубических кристаллов в дисковой и стержневой геометриях. Во всех тестируемых случаях расхождение не превышало $\pm 0.5\%$. Найденные значения T и u_{ij} подставлялись в выражение (8). При однородном источнике тепла

($Q(x, y) = \text{const}$) в длинном стержне зависимость термонаведенной фазы φ_p от координат x и y близка к параболической. В общем случае это не так, однако для количественного описания тепловой линзы будем характеризовать ее двумя фокусными расстояниями, соответствующими параболическому распределению, наиболее хорошо описывающему точное распределение фазы φ_p в центре кристалла. Таким образом, тепловая линза характеризуется четырьмя фокусными расстояниями $F_{o||}, F_{o\perp}, F_{e||}$ и $F_{e\perp}$.

3. Результаты расчетов без учета фотоупругого эффекта

Оптическую силу тепловой линзы в анизотропном длинном стержне удобно выразить по аналогии с оптической силой линзы в изотропном длинном стержне [1]:

$$\frac{1}{F_{o,e;||,\perp}} = \frac{P_{\text{heat}}}{2S\kappa_{||,\perp}} P_{o,e;||,\perp}. \quad (9)$$

Здесь $P_{\text{heat}} = \int_V Q dV$ – мощность тепловыделения во всем объеме V образца; S – апертура кристалла; $P_{o,e;||,\perp}$ – термооптическая постоянная, в которую в соответствии с (8) дают аддитивные вклады три эффекта: зависимость показателя преломления от температуры ($N_{o,e;||,\perp}$), фотоупругий эффект ($E_{o,e;||,\perp}$) и увеличение длины при нагревании ($L_{o,e;||,\perp}$):

$$P_{o,e;||,\perp} = N_{o,e;||,\perp} + E_{o,e;||,\perp} + L_{o,e;||,\perp}. \quad (10)$$

В расчетах мы использовали известные из работ [18, 19] параметры кристалла YLF, приведенные ниже.

Показатели преломления [19]:

n_o	1.448
n_e	1.470

Температурные коэффициенты показателя

преломления (при постоянной плотности) (K^{-1}) [19]:

dn_o/dT	-2.0×10^{-6}
dn_e/dT	-4.3×10^{-6}

Коэффициенты теплового

линейного расширения (K^{-1}) [18]:

$\alpha_{ }$	13×10^{-6}
α_{\perp}	8×10^{-6}

Коэффициенты теплопроводности

(Вт·К $^{-1}$ ·м $^{-1}$) [19]:

$\kappa_{ }$	5.8
κ_{\perp}	7.2

Компоненты тензора упругости (ГПа) [19]:

C_{11}	121
C_{12}	60.9
C_{13}	52.6
C_{16}	-7.7
C_{33}	156
C_{44}	40.9
C_{66}	17.7

Нам не удалось найти данные для тензора фотоупругости, без которых невозможно рассчитать вторые слагаемые в (8) и (10). В табл. 1 для стержня с аспектным отношением 1:10 (длина 50 мм, диаметр 5 мм) приведены рассчитанные численно значения всех коэффициентов $L_{o,e;||,\perp}$ и $N_{o,e;||,\perp}$, которые близки к приближенным значениям

Табл.1. Рассчитанные численно коэффициенты L , N и R (в 10^{-6} K^{-1}) для стержня с аспектным отношением 1 : 10.

Поляризация	Направление астигматизма	N	L	$R^{(11)}$	$R^{(12)}$	$R^{(13)}$	$R^{(16)}$	$R^{(31)}$	$R^{(33)}$	$R^{(61)}$	$R^{(66)}$	$R^{(54)}$	$R^{(55)}$
Обыкновенная	$\parallel c$	-1.91	0.48	-12.3	-1.62	-17.3	-0.95	0	0	0	0	0	0
	$\perp c$	-1.96	0.52	-29.0	-1.83	-2.17	-5.25	0	0	0	0	0	0
Необыкновенная	$\parallel c$	-4.1	0.50	0	0	0	0	-14.5	-18.1	0	0	0	0
	$\perp c$	-4.21	0.54	0	0	0	0	-32.3	-2.27	0	0	0	0

$$L_{o,e;\parallel,\perp} \approx (n_{o,e} - 1)\alpha \frac{d}{l}, \quad N_{o,e;\parallel,\perp} \approx \frac{dn_{o,e}}{dT}, \quad (11)$$

где α – коэффициент теплового линейного расширения вдоль образца (вдоль оси z на рис.1), в нашей геометрии $\alpha = \alpha_{\perp}$.

Из табл.1 видно, что для длинного стержня третьим слагаемым в (10) по сравнению с первым можно пренебречь как для обыкновенной, так и для необыкновенной волны. Поскольку первое слагаемое определяет отрицательную линзу, то без учета второго слагаемого (фотоупругий эффект) объяснить возникновение положительной тепловой линзы, наблюдаемой в [4–7], невозможно. Расчет, проведенный для условий экспериментов [8–12] без учета фотоупругого эффекта, также дает отрицательную оптическую силу тепловой линзы вместо наблюдаемой положительную. Объяснить измеренный в [3–7] сильный астигматизм тепловой линзы без учета фотоупругого эффекта тоже нельзя. Анизотропия теплопроводности ($\kappa_{\parallel} = 0.8\kappa_{\perp}$) приводит к тому, что $|F_{e\parallel}| = 0.8|F_{e\perp}|$, а во всех экспериментах [3–7] фокусное расстояние $|F_{e\parallel}|$ было больше или даже много больше $|F_{e\perp}|$. Как видно из табл.1, астигматизм тепловой линзы, связанной с удлинением образца, также пренебрежимо мал ($L_{o,e;\parallel} \approx L_{o,e;\perp}$). Таким образом, даже качественно объяснить многочисленные экспериментальные данные [3–12] без учета фотоупругого эффекта невозможно.

4. Влияние фотоупругого эффекта

Несмотря на то что значения p_{ijkl} для YLF не известны, можно проанализировать влияние фотоупругого эффекта. Прежде всего учтем группу симметрии кристалла YLF (тетрагональная, точечная группа 4/m). Для этой группы тензор фотоупругости в двухиндексном обозначении N_{mn} в кристаллографической системе координат задается десятью независимыми коэффициентами фотоупругости [20]:

$$p_{mn} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & 0 & 0 & p_{16} \\ p_{12} & p_{11} & p_{13} & 0 & 0 & -p_{16} \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{45} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -p_{45} & p_{44} & 0 \\ p_{61} & -p_{61} & 0 & 0 & 0 & p_{66} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

$m, n = 1, \dots, 6.$

Чтобы получить его вид в лабораторной системе координат надо воспользоваться формулой для поворота тензоров. Поскольку второе слагаемое в (8) линейно по тензору p_{ijkl} , то очевидно, что второе слагаемое в (10) можно представить в виде

$$E_{o,e;\parallel,\perp} = \sum_{n,m=1}^6 R_{o,e;\parallel,\perp}^{(nm)} p_{nm}, \quad (13)$$

где коэффициенты R определяются тензорами упругости и линейного расширения. Это позволяет рассмотреть влияние всех десяти коэффициентов фотоупругости на тепловую линзу независимо друг от друга. Последовательно приравнявая нулю девять из десяти фотоупругих коэффициентов, мы численно нашли значения всех коэффициентов R (см. табл.1). Поскольку в (8) входят только диагональные элементы тензора B , то из вида тензора фотоупругости (12) следует, что коэффициенты p_{44} , p_{45} , p_{61} и p_{66} не влияют на тепловую линзу. Численный расчет показал, что вкладом p_{12} также можно пренебречь.

Таким образом, существенный вклад в тепловую линзу в длинном стержне из кристалла YLF (a -срез) дают только пять из десяти коэффициентов фотоупругости p_{mn} , причем три из них (p_{11} , p_{13} , p_{16}) влияют только на обыкновенную волну, а два (p_{31} , p_{33}) – только на необыкновенную. Следовательно, для лазеров, генерирующих обыкновенную волну ($\lambda = 1053$ нм для кристалла YLF:Nd), достаточно знать только p_{11} , p_{13} и p_{16} , а для лазеров, генерирующих необыкновенную волну ($\lambda = 1047$ нм для кристалла YLF:Nd), – только p_{31} и p_{33} . Для наглядности на рис.2 приведены распределения термонаведенной фазы в стержне из YLF длиной 50 мм и диаметром 5 мм, определяемой различными компонентами тензора фотоупругости, а также температурной зависимостью показателя преломления и линейным расширением.

Используя фотоупругие коэффициенты как подгоночные параметры, мы согласовали результаты численных расчетов с экспериментальными данными [3–7]. Трудность этой задачи заключается в том, что мощность тепловыделения P_{heat} точно не известна, и ее можно лишь оценить, исходя из мощности накачки, с точностью до коэффициента ~ 2 для диодной накачки и ~ 5 для ламповой. В рамках этой неопределенности мощность тепловыделения также использовалась как подгоночный параметр. При такой постановке задачи удается количественно интерпретировать 24 эксперимента [3–7] (шесть геометрий и четыре фокусных расстояния $F_{o,e;\parallel,\perp}$ в каждой из них) с помощью 11 подгоночных параметров (шесть значений мощности тепловыделения и пять фотоупругих коэффициентов). Результаты приведены в табл.2. Это доказывает, что все особенности (в том числе сильный астигматизм) тепловой линзы в кристалле YLF могут быть объяснены с помощью фотоупругого эффекта.

Приведенные в табл.2 значения p_{mn} не претендуют на большую точность, т. к. получены путем подгонки к различным экспериментальным данным, погрешность которых неизвестна. Кроме того, мы не учитывали, что в части экспериментов использовалась длина волны $\lambda = 1053$ нм, а в части – $\lambda = 633$ нм. Для точного определения p_{mn} требуются дополнительные эксперименты. В то же время для оценки параметров тепловой линзы в длинном стержне из YLF вполне подходят формулы (9), (10), в которые наряду с выражениями (11) следует подставлять значения $E_{o,e;\parallel,\perp}$, приведенные в табл.2.

Табл.2. Фотоупругие коэффициенты p_{nm} , позволяющие интерпретировать экспериментальные данные [3–7], а также рассчитанные по формуле (13) коэффициенты $E_{o,e,\parallel,\perp}$.

p_{11}	p_{13}	p_{16}	p_{31}	p_{33}	$E_{o\parallel}$ (10^{-6} K $^{-1}$)	$E_{o\perp}$ (10^{-6} K $^{-1}$)	$E_{e\parallel}$ (10^{-6} K $^{-1}$)	$E_{e\perp}$ (10^{-6} K $^{-1}$)
-0.04	-0.04	-0.05	-0.06	-0.15	1.2	1.5	3.6	2.3

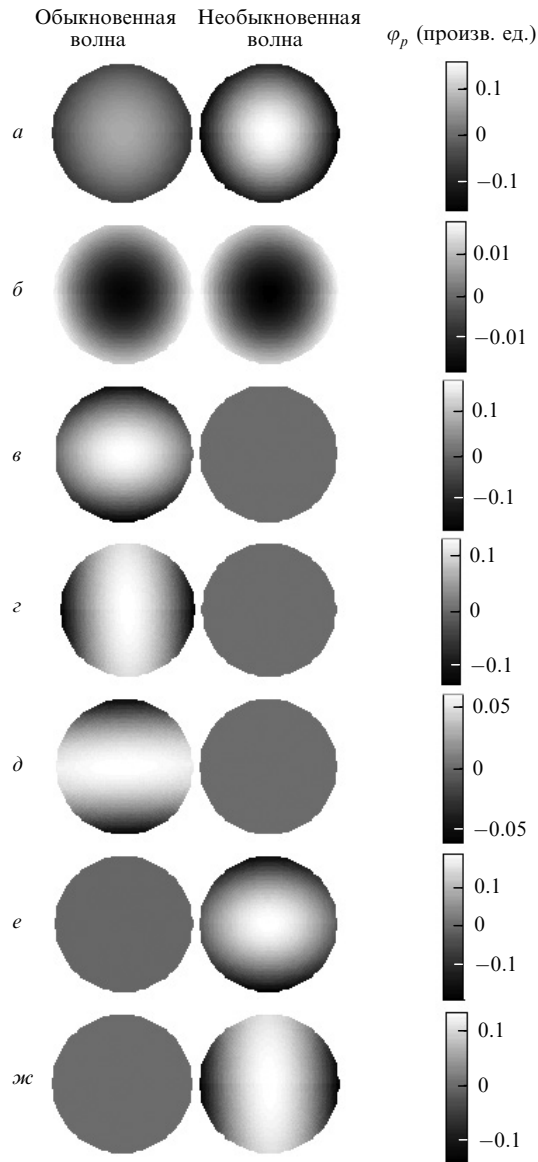


Рис.2. Результаты расчета поперечного распределения термонаведенной фазы излучения, прошедшего через длинный стержень из YLF с аспектным отношением 1:10 при однородном по объему источнике тепла мощностью $P_{\text{heat}} = 1$ Вт. Оптическая ось c расположена в плоскости торца стержня. Возникновение линзы обусловлено температурной зависимостью показателя преломления (a), тепловым расширением (b), а также фотоупругим эффектом при отличных от нуля коэффициентах фотоупругости $p_{11} = 0.1$ ($в$), $p_{13} = 0.1$ ($г$), $p_{16} = 0.1$ ($д$), $p_{31} = 0.1$ ($е$), $p_{33} = 0.1$ ($жс$).

5. Заключение

В настоящей работе установлено, что единственной причиной астигматизма тепловой линзы в кристалле YLF является вклад в нее фотоупругого эффекта. Фотоупругий эффект не меняет собственных поляризаций кри-

сталлов с естественной анизотропией, однако существенно изменяет показатели преломления для излучения с этими поляризациями. Такие изменения принципиально астигматичны, т. к. угол между оптической осью и градиентом температуры различен в разных точках поперечного сечения кристалла.

Нами проведен строгий расчет тепловой линзы в стержне из кристалла YLF (a -срез) с учетом анизотропий теплопроводности, упругости, линейного расширения и показателя преломления. Доказано, что, пренебрегая фотоупругим эффектом, невозможно даже качественно объяснить многочисленные экспериментальные данные. Показано, что вклад в тепловую линзу для обыкновенной волны дают лишь три коэффициента фотоупругости (p_{11}, p_{13}, p_{16}), а в линзу для необыкновенной волны — только два (p_{31}, p_{33}). Используя эти пять коэффициентов как подгоночные параметры, мы количественно интерпретировали все имеющиеся экспериментальные данные. Приведены простые формулы, позволяющие оценить параметры тепловой линзы в стержне из YLF.

В дальнейшем планируется обобщить полученные результаты на дисковую геометрию, произвольную ориентацию осей кристалла YLF, а также на другие кристаллы, в том числе других групп симметрии.

1. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
2. Koechner W. *Solid-State Laser Engineering* (Berlin: Springer, 1999).
3. Дьякова А.Ф., Корнев А.Ф., Рейтеров В.М., Сомс Л.Н., Ступников В.К., Ткачук А.М., Ушакова О.А. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **55**, 294 (1991).
4. Skeldon M.D., Saager R.B., Seka W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 381 (1999).
5. Cerullo G., De Silvestri S., Magni V. *Opt. Commun.*, **93**, 77 (1992).
6. Vanherzeele H. *Opt. Lett.*, **13**, 369 (1988).
7. Hardman P.J., Clarkson W.A., Friel G.J., Pollnau M., Hanna D.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 647 (1999).
8. Murray J.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 488 (1983).
9. Clarkson W.A., Hardman P.J., Hanna D.C. *Opt. Lett.*, **23**, 1363 (1998).
10. Pfister C., Weber R., Weber H.P., Merazzi S., Gruber R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1605 (1994).
11. Peng X., Asundi A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **41**, 5361 (2005).
12. Peng X., Asundi A. *Appl. Opt.*, **44**, 800 (2005).
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Механика* (М.: Наука, 2004).
14. Koechner W., Rice D.K. *J. Opt. Soc. Am.*, **61**, 758 (1971).
15. Hirano Y., Yanagisawa T., Tajime T., Uchino O., Nagai T., Nagasawa C. *Opt. Lett.*, **25**, 1168 (2000).
16. Катин Е.В., Ложкарев В.В., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **33**, 836 (2003).
17. Потемкин А.К., Катин Е.В., Кирсанов А.В., Лучинин Г.А., Мальшаков А.Н., Мартыянов М.А., Матвеев А.З., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **35**, 302 (2005).
18. Блистанов А.А. *Кристаллы квантовой и нелинейной оптики* (М.: Изд-е МИСИС, 2000).
19. *Handbook Springer of Condensed Matter and Materials Data*. Ed. by W. Martienssen, H. Warlimont (Berlin – Heidelberg: Springer, 2005).
20. Най Д. *Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц* (М.: ИЛ, 1960).