

Особенности тепловой линзы в лазерной керамике

И.Л.Снетков, И.Б.Мухин, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов

Построена модель термооптических эффектов в лазерной керамике, учитывающая случайный характер ориентации кристаллографических осей в зернах керамики. Получены аналитические выражения для термонаведенной фазы, а также ее среднего значения и дисперсии. Предсказан эффект модуляции фазы пучка с характерным поперечным размером порядка размера зерна. Показано, что связанное с этим эффектом ухудшение параметров качества пучка обратно пропорционально отношению длины керамического элемента к размеру зерна.

Ключевые слова: поликристаллическая керамика, тепловые эффекты, термолинза, параметры качества пучка.

1. Введение

Сообщение о первом керамическом лазере ($\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3\text{ThO}_2$) появилось еще в 1973 г. [1], однако качество керамики было неудовлетворительным. В 1995 г. в Japan Fine Ceramic Center методом изостатического прессования была изготовлена $\text{Nd}:\text{YAG}$ -керамика, что позволило получить лазерную генерацию мощностью около 100 мВт [2]. В последующие годы эта технология совершенствовалась, в результате чего плотность керамики была увеличена до 99.9999 % плотности монокристалла при среднем размере зерна керамики 50 мкм и толщине границы между зернами 1 нм [3]. Еще одним прорывом стала запатентованная [4, 5] в 1998 г. фирмой Koloshima Chemical технология изготовления керамики модифицированным методом осаждения с использованием вакуумного спекания в отсутствие внешнего давления (характерный размер зерен составлял 3–20 мкм). Мощность лазеров на этой $\text{Nd}:\text{YAG}$ -керамике в течение нескольких лет выросла с сотен милливатт [6] до 1.5 кВт [7].

Многие свойства керамики близки к свойствам монокристалла: спектры поглощения и излучения, сечение перехода, время жизни верхнего лазерного уровня, теплопроводность, нелинейность показателя преломления, температурная зависимость показателя преломления, порог пробоя, химическая стойкость. В то же время ряд свойств керамики совпадает со свойствами стекол: возможность получения большой апертуры, однородное распределение активатора, высокая предельная концентрация активатора, возможность управления физико-химическими и спектроскопическими характеристиками, отличное оптическое качество, низкая стоимость. Как видно из выше перечисленного, керамика обладает уникальной совокупностью свойств, недоступной ни для монокристалла, ни для стекла.

Использование керамики в лазерах с большой мощ-

ностью (средней и пиковой) весьма перспективно благодаря трем ее главным преимуществам перед монокристаллом и стеклом. Во-первых, большая, как у стекла, апертура (450 мм [8]) и большая, как у монокристалла, теплопроводность. Во-вторых, возможность создания керамики из кристаллов, в принципе не выращиваемых в виде монокристалла, например кристаллов Y_2O_3 , TAG, TSAG и др. В-третьих, вязкость разрушения керамики в три-пять раз [9], а параметр теплового разрушения в три раза [10] больше, чем в монокристалле. Все это делает исследование тепловых эффектов в керамических оптических элементах актуальным.

Впервые экспериментально термонаведенная деполяризация в $\text{Nd}:\text{YAG}$ -керамике была исследована в работах [11, 12], где показано, что деполяризация в керамике качественно похожа на деполяризацию в монокристалле с ориентацией [111]. Однако интерпретация авторами [11, 12] их экспериментальных данных проводится на основе ошибочного утверждения, что термонаведенное двулучепреломление не зависит от ориентации кристаллографических осей. В [13, 14] была разработана теоретическая модель термонаведенного двулучепреломления в керамике, которая учитывает, что ориентация кристаллографических осей в каждом зерне случайна. В работах [13, 14] предсказаны принципиальные эффекты, не имеющие аналогов ни в монокристаллах, ни в стеклах. В частности, показано, что поляризация пучка после прохождения через керамический элемент имеет пространственную модуляцию с характерным поперечным размером, не превышающим средний размер зерна. В [15] предсказанные эффекты наблюдались экспериментально. В [16] результаты по деполяризации в керамике и ее компенсации были обобщены на гиротропную среду. В то же время особенности фазовых тепловых искажений в керамике в литературе не обсуждались.

В настоящей работе исследованы особенности фазовых искажений (тепловой линзы) в керамике.

2. Модель термооптики керамической среды

Поликристаллическая керамика представляет собой совокупность монокристаллических зерен с характерным

И.Л.Снетков, И.Б.Мухин, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khazanov@appl.sci-nnov.ru

размером от единиц до ста микрометров с очень тонкими (менее 1 нм) границами между ними. Существенное отличие керамики от монокристалла состоит в том, что ориентация кристаллографических осей в каждом зерне случайна. Поскольку кубический монокристалл оптически изотропен, керамика из любого кубического кристалла также изотропна. Однако вызванный градиентом температуры фотоупругий эффект приводит к анизотропии, причем в керамике этот эффект принципиально отличен от аналогичного эффекта в монокристалле. Дело в том, что изменение тензора диэлектрической проницаемости зависит не только от тензора деформаций, но и от ориентации кристаллографических осей. Следовательно, в каждом зерне вызванное фотоупругим эффектом двулучепреломление характеризуется случайными, свойственными только этому зерну ориентацией собственных поляризаций и разностью фаз волн с этими поляризациями (разностью фаз собственных поляризаций), т. е. своей матрицей Джонса.

Таким образом, термонагруженный керамический элемент представляет собой последовательно расположенные фазовые пластинки со случайной ориентацией осей и случайным набегом фаз собственных поляризаций (монокристалл представляет собой одну детерминированную фазовую пластинку). Эти величины зависят от поперечных координат как детерминированным образом (точно так же, как и в монокристалле), так и случайным, поскольку лучи, разнесенные на расстояние порядка размера зерна, проходят через статистически независимый набор зерен. Следовательно, термонаведенная фаза (тепловая линза) является функцией большого числа случайных величин.

В системе координат, совпадающей с кристаллографической, матрица Джонса для n -го зерна будет иметь диагональный вид и зависеть только от набега фаз δ_{1n} и δ_{2n} собственных поляризаций. Для перехода в лабораторную систему координат нужно сделать преобразование поворота, т. е. умножить матрицу Джонса слева и справа на соответствующие матрицы поворота \hat{R}_n и \hat{R}_n^{-1} . Перемножив матрицы Джонса для всех N зерен, получим матрицу Джонса для керамического образца:

$$\hat{M} = \exp\left(-i \sum_{n=1}^N \psi_n\right) \hat{T}, \tag{1}$$

где

$$\hat{T} = \prod_{n=1}^N \hat{R}_n \begin{pmatrix} \exp(i\delta_n/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta_n/2) \end{pmatrix} \hat{R}_n^{-1}, \tag{2}$$

$$\psi_n = (\delta_{1n} + \delta_{2n})/2; \tag{3}$$

$\delta_n = \delta_{1n} - \delta_{2n}$. Керамический образец эквивалентен фазовой пластинке, характеризуемой матрицей Джонса \hat{M} . Найдем фазовый набег $\Psi = (\phi_1 + \phi_2)/2$ – среднее арифметическое фазовых набегов ϕ_1 и ϕ_2 двух собственных поляризаций этой пластинки. Поскольку нет поглощения, собственные числа матрицы \hat{M} имеют вид $\exp(i\phi_{1,2})$. Произведение собственных чисел матрицы равно ее детерминанту. Учитывая, что $\det \hat{T} = 1$, получаем

$$\Psi = \sum_{n=1}^N \psi_n. \tag{4}$$

Средняя арифметическая фаза любых двух ортогональных поляризаций также определяется выражением (4). Это легко доказать, используя тот факт, что элементы матрицы \hat{T} удовлетворяют соотношениям $T_{22} = T_{11}^*$, $T_{21} = T_{12}^*$. Таким образом, величина Ψ характеризует фазовые искажения, т. е. тепловую линзу. Заметим, что Ψ не зависит от ориентации собственных поляризаций в зернах. Как видно из (1) и (4), задачу о термонаведенных искажениях удаётся разделить на две независимые задачи: поляризационную и фазовую. За поляризационные искажения отвечает матрица \hat{T} . Подробно поляризационные искажения в керамике рассмотрены в [13–16]. Тепловая линза определяется фазой Ψ согласно формуле (4).

3. Расчет термонаведенных фазовых искажений в керамике

Для расчета тепловой фазы Ψ согласно (3) и (4) необходимо для каждого зерна найти значения фаз собственных поляризаций δ_1 и δ_2 , которые определяются изменением тензора диэлектрической проницаемости \hat{B} : $\delta_i = -B_{ii}n_0^3/2$, где n_0 – «холодный» показатель преломления, $i = 1, 2$. (Здесь и далее до формулы (12) индекс n , обозначающий номер зерна, опущен.) Отсюда с учетом (3) получаем

$$\psi = -\frac{n_0^3}{4} (B_{11} + B_{22})kl, \tag{5}$$

где l – длина зерна; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны. Далее будем считать, что керамический образец имеет форму цилиндра с длиной L , много большей его радиуса R_0 (рис.1).

Для расчета тензора \hat{B} для зерна с произвольной ориентацией кристаллографических осей a, b, c будем использовать следующую методику, предложенную в [17] для монокристалла и обобщенную в [13–16] на случай керамики. Тензор деформации $\hat{\epsilon}$ из цилиндрической системы координат $r\varphi z$ (где он имеет диагональный вид) преобразуется в декартову систему xuz , а затем – в декартову систему, повернутую относительно системы xuz на углы Эйлера γ, β и α таким образом, чтобы ее оси сов-

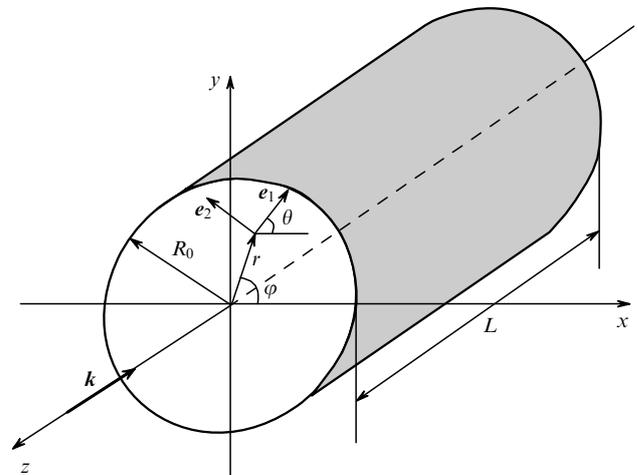


Рис.1. Цилиндрический образец в декартовой (xuz) и цилиндрической ($r\varphi z$) системах координат: e_1, e_2 – единичные векторы собственных поляризаций в точке (r, φ) ; θ – угол наклона к оси x собственной поляризации в точке (r, φ) .

пали с кристаллографическими осями a, b, c . В этой системе координат тензор \hat{B} находится простым умножением тензора фотоупругих коэффициентов \hat{p}_a на тензор деформации $\hat{\varepsilon}$ за вычетом скалярного слагаемого, зависящего только от температуры T [18]:

$$\hat{B} = \hat{p}_a \varepsilon - 2\beta_a T \hat{I} / n_0^3, \quad (6)$$

где $\beta_a = dn/dT$; n – показатель преломления; \hat{I} – единичный тензор. После этого тензор \hat{B} при повороте системы координат на углы α, β и γ преобразуется в декартову систему координат x, y, z . В результате описанной процедуры в [19] в общем виде получены аналитические выражения для всех элементов тензора B_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$), в том числе и для суммы $B_{11} + B_{22}$:

$$B_{11} + B_{22} = (p_{11} + p_{12})(\varepsilon_{rr} + \varepsilon_{\varphi\varphi}) + 2p_{12}\varepsilon_{zz} + (p_{11} - p_{12}) \times (1 - \xi)(V\Delta + W\Sigma) - 4\beta_a T / n_0^3, \quad (7)$$

где

$$V = \frac{1}{4}[(1 + \cos^2 \beta) \sin^2 2\alpha \sin^2 \beta - \sin^2 2\beta] \times \cos[2(\gamma - \varphi)] + \sin 4\alpha \cos \beta \sin^2 \beta \sin[2(\gamma - \varphi)]; \quad (8)$$

$$W = -\frac{1}{4}(\sin^2 2\alpha \sin^4 \beta + \sin^2 2\beta);$$

$$\Delta = \varepsilon_{rr} - \varepsilon_{\varphi\varphi}; \quad \Sigma = \varepsilon_{rr} + \varepsilon_{\varphi\varphi} - 2\varepsilon_{zz}; \quad (9)$$

$$\xi = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}}; \quad (10)$$

p_{ij} ($i, j = 1, 2, \dots, 6$) – элементы тензора фотоупругости в двухиндексном обозначении Ная (фотоупругие коэффициенты). Величина ξ называется параметром оптической анизотропии кристалла [18]. Для всех стекол $\xi = 1$, для ЯАГ имеем $\xi = 3.2$.

Пусть плотность мощности тепловыделения $q(r)$ в цилиндрическом образце (рис.1) зависит только от полярного радиуса r и не зависит ни от z , ни от полярного угла φ :

$$q(r) = \frac{P_h F(u)}{L\pi r_h^2 \int_0^\rho F(u) du}, \quad (11)$$

где P_h – мощность тепловыделения во всем объеме образца; r_h и $F(u)$ – радиус и профиль источника тепла; $u = (r/r_h)^2$; $\rho = (R_0/r_h)^2$. Без ограничения общности интеграл в знаменателе будем считать равным единице. Из изотропии теплопроводности монокристалла следует изотропия теплопроводности керамики. Коэффициент теплопроводности κ для керамики такой же, как и для монокристалла, что является физическим следствием малой толщины границ между зернами. Следовательно, уравнение теплопроводности и его решение – распределение температуры $T(r)$ – будут точно такими же, как и для монокристалла. Коэффициент линейного расширения α_T керамики из кубического кристалла будем считать также изотропным. Таким образом, уравнение упругости и его решение – тензор деформаций – будут точно такими же, как и для монокристалла. Распределение

температуры $T(r)$ легко получить из уравнения теплопроводности, а выражения для тензора деформации ε при заданном $T(r)$ можно найти в [20]. Подставляя их в (7), а результат в (5), находим фазу ψ для одного зерна, после чего из (4) получаем

$$\Psi = \text{const} - \frac{P_h P}{2\lambda \kappa} f(u) + \frac{P_h Q}{2\lambda \kappa L} (1 - \xi) \times \sum_{n=1}^N l_n [V_n h(u) + W_n g(u, \rho)], \quad (12)$$

где

$$Q = \alpha_T \frac{n_0^3}{4} \frac{1 + \nu}{1 - \nu} (p_{11} - p_{12}); \quad (13)$$

$$P = \beta_a - \alpha_T \frac{n_0^3}{4} \frac{1 + \nu}{1 - \nu} (p_{11} + p_{12}); \quad (14)$$

$$f(u) = \int_0^u \frac{dz}{z} \int_0^z F(\eta) d\eta; \quad g(u, \rho) = \frac{1}{\rho} \int_0^\rho dz \int_0^z F(\eta) d\eta - \int_u^\rho \frac{dz}{z} \int_0^z F(\eta) d\eta; \quad h(u) = \frac{1}{u} \int_0^u dz \int_0^z F(\eta) d\eta; \quad (15)$$

ν – коэффициент Пуассона; l_n – длина n -го зерна; V_n, W_n – коэффициенты (8) для n -го зерна. Константы P и Q называются термооптическими постоянными среды [18], причем Q характеризует величину термонаведенной анизотропии, а P – величину изотропных искажений. Для однородного распределения мощности тепловыделения $F = 1, \rho = 1$, и выражения (15) существенно упрощаются:

$$f = \frac{r^2}{R_0^2}, \quad g = \frac{r^2}{R_0^2} - \frac{1}{2}, \quad h = \frac{r^2}{2R_0^2}. \quad (16)$$

Первое слагаемое в (12) не зависит ни от поперечных координат, ни от направления кристаллографических осей. Следовательно, ему соответствует постоянный по сечению образца набег фазы, не вносящий никаких искажений в лазерный пучок. Далее мы опустим это слагаемое. Второе слагаемое в (12) зависит от поперечных координат, но не зависит от направления кристаллографических осей. Следовательно, ему соответствует детерминированная тепловая линза, аналогичная линзе в монокристалле. При этом, так же как и для монокристалла, это слагаемое пропорционально термооптической постоянной P . Третье слагаемое в (12) зависит и от поперечных координат, и от направления кристаллографических осей в каждом зерне. Следовательно, оно имеет случайное значение в каждой точке поперечного сечения. Заметим, что это слагаемое пропорционально термооптической постоянной Q , которая отвечает за анизотропные эффекты. Как и следовало ожидать, при переходе от кубического кристалла к стеклу ($\xi \rightarrow 1$) это слагаемое обращается в нуль.

Выражение (12) полностью определяет тепловую линзу не только для керамики, но и для монокристалла (сумма будет состоять из одного слагаемого) с произвольной ориентацией при любом распределении плотности мощности тепловыделения (11). В частности, для ориентаций

[001] (α – любое, $\beta = 0$) и [111] ($\alpha = \pi/4, \tan^2 \beta = 2$) из (12) получаем

$$\Psi_{[001]} = -\frac{pP}{2Q}f(u), \tag{17}$$

$$\Psi_{[111]} = -\frac{p}{2} \left[\frac{P}{Q}f(u) + \frac{1}{3}(1 - \xi)g(u, \rho) \right], \tag{18}$$

где

$$p = \frac{QP_h}{\lambda k}. \tag{19}$$

Параметр p имеет смысл мощности тепловыделения во всем образце, нормированной на константы среды. Оценки показывают, что при $p > 20$ высока вероятность механического разрушения образца. Для однородного тепловыделения параметры g и f определяются соотношениями (16), и формулы (17), (18) переходят в выражения, приведенные в [18, 21].

4. Вычисление среднего значения (математического ожидания) и дисперсии (среднеквадратичного отклонения) фазы

Получим усредненные характеристики искажений фазы пучка (12): математическое ожидание и дисперсию. Будем считать, что углы Эйлера α, β и γ равномерно распределены каждый в своих пределах ($\alpha \in [-\pi, \pi], \beta \in [-\pi/2, \pi/2], \gamma \in [-\pi, \pi]$), а длина зерна l – случайная величина, имеющая среднее значение l_g , т.е. среднее число зерен на пути луча $N_g = L/l_g$. Кроме того, будем полагать, что случайные величины α, β, γ и l являются независимыми для разных зерен. Другими словами, функция распределения для набора зерен есть произведение функций распределения для каждого зерна. Заметим, что поскольку длина образца L задана, число зерен N , т.е. число слагаемых в сумме (12), также является случайной величиной, причем зависящей от l . Усредняя выражение (12) по величинам α, β, γ и l , получаем

$$\langle \Psi \rangle = -\frac{p}{2} \left[\frac{P}{Q}f(u) + (1 - \xi) \frac{11}{64}g(u, \rho) \right]. \tag{20}$$

Из (20) видно, что среднее значение набега фазы на длине керамического элемента не зависит от числа зерен на пути луча N_g и прямо пропорционально p . Из сравнения (18) и (20) видно, что единственное отличие $\langle \Psi \rangle$ от $\Psi_{[111]}$ состоит в замене $(1 - \xi)/3$ на $11(1 - \xi)/64$. Другими словами, среднее значение фазовых искажений в керамике равно искажениям в монокристалле с ориентацией [111] и эффективной константой ξ_{eff} , определяемой выражением

$$1 - \xi_{\text{eff}} = \frac{64}{33}(1 - \xi). \tag{21}$$

Для кристалла YAG имеем $\xi = 3.2$, а $\xi_{\text{eff}} = 5.3$. Расчет дисперсии фазы (12) по формуле $D = \langle \Psi^2 \rangle - \langle \Psi \rangle^2$ дает

$$D = \frac{p^2(1 - \xi)^2}{2^{17}N_g} \left(1 + \frac{D_l}{l_g^2} \right) [265h^2(u) + 330g^2(u, \rho)], \tag{22}$$

где D_l – дисперсия длины зерна. Как видно из (22)

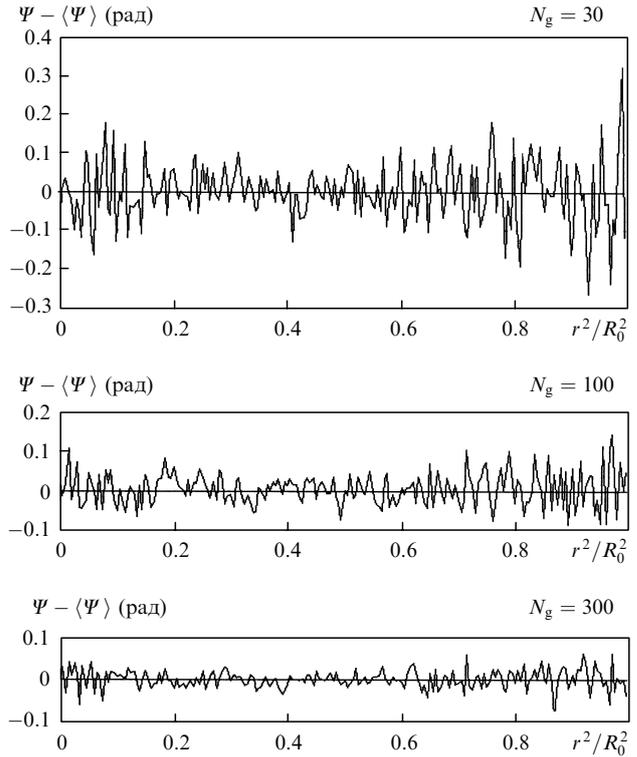


Рис.2. Случайная реализация фазы $\Psi - \langle \Psi \rangle$ для различных N_g и $p = 10$.

дисперсия фазы пропорциональна квадрату p и обратно пропорциональна среднему числу зерен на пути луча N_g .

Наряду с аналитическим анализом проводилось численное моделирование керамического образца. При численном усреднении для каждого луча с координатами r, φ компьютер генерировал случайные величины α, β, γ и l для каждого зерна и рассчитывал набег фазы по формуле (12). Как только суммарная длина зерен превышала длину образца L , длина последнего зерна уменьшалась до значения L , при котором суммарная длина всех зерен равняется L . Распределение мощности тепловыделения полагалось однородным по объему, т.е. f, g и h определялись формулами (16). Набеги фазы вычислялись для 40000 точек поперечного сечения. В каждой точке рассчитывались 100 реализаций, после чего вычислялись средние значения фазы $\langle \Psi \rangle$ и ее дисперсия D .

Отличие $\langle \Psi \rangle$ от значений, даваемых формулами (16), (20), составило менее 1%. На рис.2 приведены радиальные зависимости Ψ для случайной реализации, а на рис.3 – радиальные зависимости D для численного усреднения

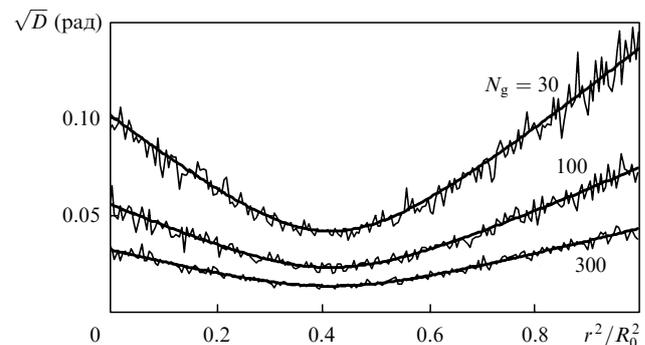


Рис.3. Дисперсия фазы D , полученная аналитически (жирные кривые) и при численном моделировании 100 реализаций (тонкие кривые) для различных N_g и $p = 10$.

по 100 реализациям и аналитического усреднения, т. е. с использованием формул (16), (22). Из рис.3 видно, что аналитические результаты хорошо согласуются с численными. Отметим, что в центре пучка, где тепловая фаза имеет минимальный градиент (т. е. искажения минимальны), дисперсия фазы имеет локальный максимум. В то же время при $r = 0.65R_0$ дисперсия фазы минимальна.

5. Ухудшение качества пучка из-за тепловой линзы

Термонаведенную фазу (12) можно разделить на среднее по реализациям значение $\langle \Psi \rangle$ и случайные отклонения $\Psi - \langle \Psi \rangle$. Среднюю термонаведенную фазу $\langle \Psi \rangle$ в той или иной степени можно компенсировать так же, как это делается для монокристаллов. При однородном источнике тепловыделения параметр $\langle \Psi \rangle$ параболически зависит от радиуса и для его компенсации достаточно изменить конфигурацию резонатора или использовать обычную линзу либо телескоп с таким же по модулю, но противоположным по знаку фокусным расстоянием. В общем случае для компенсации тепловой линзы эффективно используются поглощающая среда с противоположным по знаку значением P [21, 22] или деформируемые адаптивные зеркала. Мы будем интересоваться специфическими керамическими эффектами, которые не могут быть компенсированы указанными способами, поэтому рассчитаем ухудшение качества пучка, вызванное фазой $\Psi - \langle \Psi \rangle$. Кроме того, поскольку нас интересуют фазовые эффекты, мы будем полагать, что ни амплитуда, ни поляризация пучка не исказились после прохождения через керамический элемент.

В качестве критериев качества будем использовать интеграл перекрытия χ , число Штреля S и параметр M^2 , определения которых хорошо известны, их можно найти, например, в работах [21, 23–27]. При расчете $\langle \chi \rangle$ и $\langle S \rangle$ мы полагали, что $|\Psi - \langle \Psi \rangle| \ll 1$, что, как показано выше, практически всегда справедливо при разумных тепловых нагрузках. Для расчета параметра $\langle M^2 \rangle$ удобно воспользоваться не определением M^2 , данным в [25], а выражениями, полученными с помощью метода моментов [27]. Для пучка с комплексной амплитудой поля $E(r)$ имеем следующие выражения:

$$\begin{aligned} \langle \chi \rangle &= 1 - \int_0^\infty DE^2 r dr / \int_0^\infty E^2 r dr, \\ \langle S \rangle &= 1 - \int_0^\infty DEr dr / \int_0^\infty Er dr, \\ \langle M^4 \rangle &= M_{\text{dif}}^4 + \left(\frac{2a_{\text{eff}}}{l_g} \right)^2 \int_0^\infty DE^2 r dr / \int_0^\infty E^2 r dr, \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$a_{\text{eff}} = \left(\int_0^\infty E^2 r^3 dr / \int_0^\infty E^2 r dr \right)^{1/2}$$

– эффективный радиус пучка; M_{dif}^2 – параметр M^2 для неискаженного пучка (пучка с плоской фазой). Как видно из (23), происходит ухудшение всех трех параметров качества, т. е. величин $1 - \langle \chi \rangle$, $1 - \langle S \rangle$ и $\langle M^4 \rangle - M_{\text{dif}}^4$, пропорциональных дисперсии фазы D . Из (22) следует, что это ухудшение пропорционально квадрату мощности p и

обратно пропорционально числу зерен на пути луча N_g . В отличие от $\langle \chi \rangle$ и $\langle S \rangle$ величина $\langle M^4 \rangle$ зависит еще и от числа зерен на диаметре пучка $2a_{\text{eff}}/l_g$. Это имеет простое физическое объяснение. Интеграл перекрытия характеризует уменьшение мощности в исходной поперечной моде, а число Штреля – уменьшение мощности на оси в фокальной плоскости. В какие именно моды и на какие именно расстояния от оси пучка «расплылась» мощность из-за фазовых искажений, не имеет никакого значения. Поэтому оба этих параметра не зависят от характерного поперечного размера фазовой модуляции, а определяются лишь ее глубиной, т. е. дисперсией фазы D . В то же время увеличивается параметр M^2 из-за фазовых искажений определяется увеличением второго момента (эффективного радиуса) пучка в перетяжке. При небольших фазовых искажениях основная часть мощности в перетяжке будет локализована в области дифракции и лишь незначительная ее часть (пропорциональная D) распределена по большой площади. По своей природе второй момент существенно зависит от того, насколько велика эта площадь. Ее характерный размер определяется квадратом отношения диаметра исходного пучка $2a_{\text{eff}}$ к пространственному масштабу искажений, который равен l_g , что и видно из формулы (23). Поскольку это отношение велико, то термонаведенные искажения в лазерной керамике приводят к незначительному изменению интеграла перекрытия и числа Штреля и в то же время к драматическому увеличению параметра M^2 .

Проиллюстрируем это для случая однородного нагрева и гауссова пучка с комплексной амплитудой поля $E(r) = E_0 \exp\{-[r/(2a_{\text{eff}})]^2\}$. Подставляя (16) в (22), а результат в (23), легко аналитически взять все интегралы и получить выражения для параметров качества. На рис.4 и 5 представлены зависимости параметров качества от отношения радиуса пучка a_{eff} к радиусу керамического образца R_0 .

В лазерах с высокой пиковой мощностью термонаведенные фазовые искажения в керамике кроме описанного ухудшения качества пучка могут привести к развитию электронной мелкомасштабной самофокусировки излучения при относительно невысоких значениях B -интеграла. При количественном описании этого эффекта необходимо вместе с фазовыми искажениями учитывать и поляризационные [13–16]. Проблема самофокусировки излучения в лазерной керамике является предметом дальнейших исследований.

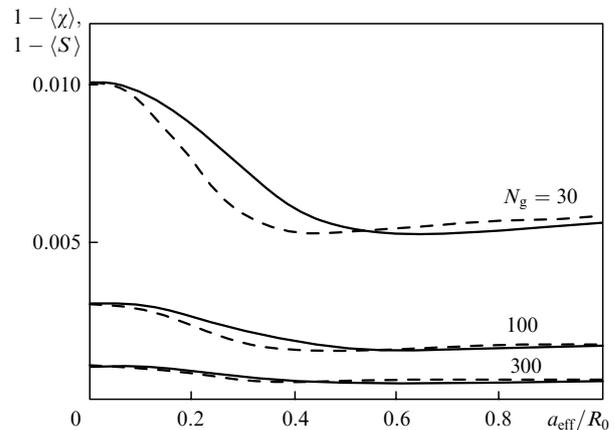


Рис.4. Зависимости величин $1 - \langle \chi \rangle$ (сплошные кривые) и $1 - \langle S \rangle$ (штриховые кривые) от радиуса пучка a_{eff} для различных N_g и $p = 10$.

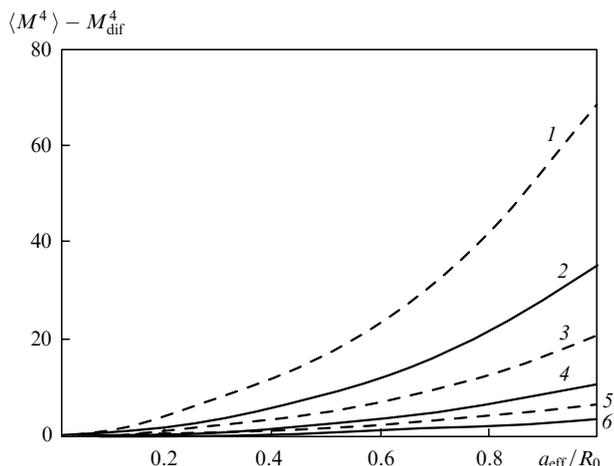


Рис.5. Зависимости $\langle M^4 \rangle - M_{\text{diff}}^4$ от радиуса пучка a_{eff} при $N_g = 30$ (1, 2), 100 (3, 4) и 300 (5, 6), $l_g = 0.018R_0$ (1, 3, 5) и $0.025R_0$ (2, 4, 6), $p = 10$.

6. Заключение

Сформулируем основные результаты работы:

1. Построена модель термооптических искажений (как поляризационных, так и фазовых) в лазерной керамике, учитывающая случайную ориентацию кристаллографических осей в зернах.

2. Для любого аксиально-симметричного тепловыделения в стержневом керамическом элементе аналитически получены выражения для термонаведенного набега фазы, его среднего значения (математического ожидания) и среднеквадратичного отклонения.

3. Среднее значение термонаведенного набега фазы в керамике такое же, как и в монокристалле с ориентацией [111], с точностью до замены параметра ζ на ζ_{eff} согласно формуле (21). В частности, средний набег фазы не зависит от числа зерен на пути луча и прямо пропорционален мощности тепловыделения.

4. Термонагруженная керамика вносит в пучок мелкомасштабную фазовую модуляцию с характерным поперечным размером порядка размера зерна. Среднеквадратичное отклонение фазы прямо пропорционально мощности тепловыделения и обратно пропорционально корню из числа зерен на пути луча.

5. Вызванное мелкомасштабной фазовой модуляцией отличие числа Штреля и интеграла перекрытия от единицы незначительно. В то же время параметр M^2 возрастает существенно. Кроме того, эта модуляция может слу-

жить источником самофокусировки в лазерах с большой пиковой мощностью.

- Greskovich C., Chernoch J.P. *J. Appl. Phys.*, **44**, 4599 (1973).
- Ikesue A., Furusato I., Kamata K. *J. Amer. Ceram. Soc.*, **78**, 225 (1995).
- Ikesue A. *Opt. Mater.*, **19**, 183 (2002).
- Yanagitani T., Yagi H., Ichikawa M. *Japan Patent № 10-101333* (1998).
- Yanagitani T., Yagi H., Yamasaki Y. *Japan Patent № 10-101411* (1998).
- Lu J., Prabhu M., Song J., Li C., Xu J., Ueda K., Kaminskii A.A., Yagi H., Yanagitani T. *Appl. Phys. B*, **71**, 469 (2000).
- Lu J., Ueda K.-I., Yagi H., Yanagitani T., Akiyama Y., Kaminskii A.A. *J. Alloys Compounds*, **341**, 220 (2002).
- Lu J., Song J., Prabhu M., Xu J., Ueda K., Yagi H., Yanagitani T., Kudryashov A. *Appl. Phys.*, **39**, 1048 (2000).
- Каминский А.А., Акчурин М.Ш., Альшиц В.И., Уеда К., Такайчи К., Лю Д., Уематсу Т., Муша М., Ширакава А., Габлер Ф., Эйхлер Г.И., Яги Х., Янагитани Т., Багаев С.Н., Фернандес Х., Баалда Р. *Кристаллография*, **48**, 562 (2003).
- Ueda K. *Proc. Int. Conf. on Lasers, Applications, and Technologies* (St.Petersburg, 2005, p. LWG2).
- Shoji I., Kurimura S., Sato Y., Taira T., Ikesue A., Yoshida K. *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics* (Baltimore, MD, 2001, p. 560).
- Lu J., Murai T., Takaichi K., Uematsu T., Misawa K., Prabhu M., Xu J., Ueda K., Yagi H., Yanagitani T., Kaminskii A.A., Kudryashov A. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 3586 (2001).
- Khazanov E.A. *Opt. Lett.*, **27**, 716 (2002).
- Каган М.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **33**, 876 (2003).
- Mukhin I.B., Palashov O.V., Khazanov E.A., Ikesue A., Aung Y.L. *Opt. Express*, **13**, 5983 (2005).
- Kagan M.A., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **43**, 6030 (2004).
- Koehnner W., Rice D.K. *J. Opt. Soc. Am.*, **61**, 758 (1971).
- Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
- Mukhin I.B., Palashov O.V., Snetkov I.L., Khazanov E.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6610**, 66100N (2007).
- Koehnner W., Rice D.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6**, 557 (1970).
- Khazanov E.A., Andreev N.F., Mal'shakov A.N., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Zelenogorsky V.V., Ivanov I., Amin R.S., Mueller G., Tanner D.B., Reitze D.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 1500 (2004).
- Roth M.S., Wyss E.W., Graf T., Weber H.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 1700 (2004).
- Pervezentsev E., Poteomkin A., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **46** (5), 774 (2007).
- Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
- Siegman A.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1224**, 2 (1990).
- Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **30**, 147 (2000).
- Потемкин А.К., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **35**, 1042 (2005).