

# Электронные и тепловые линзы, наводимые продольной диодной накачкой, в стержневых и дисковых лазерных элементах на основе кристаллов YAG:Yb

О.Л.Антипов, Е.А.Анашкина, К.А.Федорова

*Исследованы линзы, наводимые продольной диодно-лазерной накачкой, в стержневых и дисковых активных элементах на основе кристаллов YAG:Yb. Учтены два механизма изменения показателя преломления кристалла: тепловой и электронный (обусловленный различием поляризуемостей возбуждённых и невозбуждённых ионов Yb<sup>3+</sup>), а также механизм деформации активного элемента при накачке. При импульсной накачке обнаружено преимущественное влияние электронной линзы по сравнению с тепловой как в стержнях, так и в дисках. Показано, что в непрерывном режиме в стержнях при острой фокусировке пучка накачки сила электронной линзы становится больше силы тепловой, в то время как в дисках доминирующим механизмом формирования стационарной линзы является тепловой механизм.*

**Ключевые слова:** тепловые линзы, электронные линзы, лазерные кристаллы YAG:Yb, продольная диодная накачка, лазерные диски, лазерные стержни.

## 1. Введение

Изменения показателя преломления (ИПП), наводимые интенсивной накачкой в активных элементах твердотельных лазеров, оказывают существенное влияние на пространственно-временные и энергетические характеристики генерируемых пучков. При узкополосной диодной накачке лазерных кристаллов уменьшается доля термализующейся энергии, и наряду с тепловым механизмом формирования линз, который достаточно хорошо исследован (см., напр., [1–8]), необходимо учитывать электронный механизм ИПП, обусловленный изменением населённости энергетических уровней ионов активатора, имеющих разную поляризуемость [9, 10].

Настоящая работа посвящена анализу электронных и тепловых линз в дисках и стержнях на основе кристаллов YAG:Yb, у которых при накачке на длине волны 941 нм в условиях минимального тепловыделения (из-за малой разности энергий квантов накачки и генерации, отсутствия поглощения из возбуждённого состояния, ап-конверсии и кросс-релаксации) значительный вклад в формирование наведённых линз может оказывать именно электронный механизм ИПП [9]. Расчёт электронных линз опирается на результаты недавних экспериментов, в которых измерена разность поляризуемостей возбуждённых и невозбуждённых ионов Yb<sup>3+</sup> [9].

## 2. Основные механизмы формирования линз в кристаллах YAG:Yb

ИПП лазерного кристалла YAG:Yb при накачке можно представить в виде суммы электронной ( $\delta n_e$ ) и тепловой ( $\delta n_T$ ) компонент [1–3, 9, 10]:

$$\delta n = \delta n_e + \delta n_T. \quad (1)$$

Поскольку при узкополосной диодной накачке заселяется только один долгоживущий уровень  ${}^2F_{5/2}$ , то отличие  $\Delta p$  поляризуемости именно этого уровня от поляризуемости основного состояния  ${}^2F_{7/2}$  определяет электронный вклад в ИПП [9]:

$$\delta n_e = 2\pi F_L^2 n_0^{-1} \Delta p \delta N_2, \quad (2)$$

где  $F_L = (n_0^2 + 2)/3$  – фактор локального поля (фактор Лоренца);  $n_0$  – невозмущенный показатель преломления;  $\delta N_2$  – изменение населённости верхнего лазерного уровня  ${}^2F_{5/2}$ .

Населённость верхнего лазерного уровня  $N_2$  находилась из решения (методом Рунге–Кутты) кинетического уравнения с источником накачки

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} + \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{\gamma_{ASE}}{\tau_{21}} N_2^2 = \frac{\sigma_{03} N_0}{h\nu_{03}} I(r, z, t), \quad (3)$$

где  $\sigma_{03}$  – сечение поглощения накачки;  $\tau_{21}$  – время жизни верхнего лазерного уровня;  $N_0$  – населённость основного уровня;  $N_0 + N_2 \approx N_\Sigma = \text{const}$ ;  $N_\Sigma$  – полная концентрация ионов активатора;  $h$  – постоянная Планка;  $\nu_{03}$  – частота накачки;  $I(r, z, t)$  – распределение интенсивности накачки внутри лазерного элемента;  $\gamma_{ASE}$  – коэффициент, характеризующий интенсивность усиленного спонтанного излучения в предположении малого усиления [4, 11]. Для стержней коэффициент  $\gamma_{ASE}$  оценивается как  $\sim 1/4 \pi \sigma_{21} a^2 \times L^{-1}$  (где  $\sigma_{21}$  – сечение лазерного перехода;  $L$  – длина образца;  $a$  – радиус пучка накачки), для дисков  $\gamma_{ASE} \approx 1/2 \pi \sigma_{21} L$  (при диаметре пучка накачки, много большем толщины диска). Люминесценция уменьшает эффективное время жизни верхнего лазерного уровня  $\tau_{\text{eff}} = \tau_{21} \times (1 + \gamma_{ASE} N_2)^{-1}$ , что ведет к изменению динамики формирования и силы линз [4].

Тепловую компоненту ИПП можно представить в виде [1–3]

О.Л.Антипов, Е.А.Анашкина, К.А.Федорова. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: antipov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 25 мая 2009 г., после доработки – 3 августа 2009 г.

$$\delta n_T = \frac{\partial n}{\partial T} \delta T + \delta n_{ph} = \left( \frac{\partial n}{\partial T} + 2n_0^3 \alpha_T C \right) \delta T, \quad (4)$$

где  $(\partial n/\partial T)\delta T$  – ИПП, связанное с температурным сдвигом резонансных частот и изменением формы полос поглощения;  $\delta n_{ph}$  – ИПП, связанное с фотоупругим эффектом [1, 2];  $C$  – усредненная по поляризациям излучения накачки фотоупругая постоянная [2];  $\alpha_T$  – линейный коэффициент теплового расширения. Изменение температуры  $\delta T$  находилось из решения уравнения теплопроводности с источниками тепловыделения, обусловленными термализацией энергии накачки при безызлучательных переходах:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - K \Delta T = h\nu_{32} N_3 w_{32} + h\nu_{10} N_1 w_{10}, \quad (5)$$

где  $K$  – коэффициент теплопроводности;  $\rho$  – плотность;  $c_p$  – удельная теплоёмкость кристалла при постоянном давлении;  $\nu_{32}$  и  $w_{32}$  – частоты и скорости безызлучательных переходов с уровня накачки (3) на верхний лазерный уровень (2);  $N_3$  – населённость 3-го уровня;  $\nu_{10}$  и  $w_{10}$  – частоты и скорости безызлучательных переходов с нижнего лазерного уровня в основное состояние;  $N_1$  – населённость нижнего лазерного уровня.

Источники тепловыделения в уравнении (5) оценивались из кинетических уравнений, при этом предполагалось, что времена безызлучательной релаксации много меньше  $\tau_{21}$ :

$$N_3 w_{32} \approx \frac{\sigma_{03} N_0}{h\nu_{03}} I(r, z, t), \quad (6)$$

$$N_1 w_{10} \approx \gamma_{ASE} N_2^2 + \frac{N_2}{\tau_{21}}. \quad (7)$$

Предполагалось также, что теплоотвод в стержне осуществляется через боковую поверхность (торцы теплоизолированы), а в диске – через один из торцов (другой торец и боковая поверхность теплоизолированы). Для обоих элементов на охлаждаемых поверхностях использовались граничные условия третьего рода [2, 3, 12]:

$$K \nabla_{\xi} T + H(T - T_0) = 0, \quad (8)$$

где  $T_0$  – температура медного теплоотвода;  $\nabla_{\xi}$  – производная по нормали к охлаждаемой поверхности;  $H$  – коэффициент теплопередачи. На границе YAG – Cu в зависимости от качества и состава контактного слоя типичные значения  $H$  составляют  $0.5 - 2 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$  [3]. Уравнение (5) с граничным условием (8) решалось численно методом конечных разностей.

При нахождении тепловых напряжений и деформаций стержней и дисков решалась задача термоупругости в квазистатической постановке с заданным температурным полем. Предполагалось, что YAG:Yb ведет себя как изотропный кристалл с модулем упругости  $E$  и коэффициентом Пуассона  $\nu$ . Использовались формулировка задачи в напряжениях и уравнения совместности деформаций [13]. Решение позволило оценить вклад в тепловую линзу, связанный с изменением формы лазерных элементов, и сравнить максимальные температурные напряжения с пределом прочности кристалла YAG.

Изменение длины оптического пути  $\delta(r, z)$  вдоль оси

кристалла (за один проход) на участке длиной  $dz$  с точностью до членов второго порядка малости можно представить в виде [1]

$$\delta(r, z) = dz[\delta n + (n_0 - 1)\epsilon_{zz}], \quad (9)$$

где  $\epsilon_{zz}$  – компонента тензора деформаций  $\epsilon_{ij}$ . Слагаемое  $dz(n_0 - 1)\epsilon_{zz}$  в формуле (9) учитывает удлинение элементарного объема (при этом длина оптического пути увеличивается в кристалле, но уменьшается в воздухе).

В безаберрационном приближении (когда диаметр усиливаемого пучка меньше диаметра пучка накачки) сила линзы  $D$  за один проход определяется следующим выражением:

$$D = 2 \left. \frac{\partial \Delta}{\partial r^2} \right|_{r=0}, \quad (10)$$

где  $\Delta$  – разность длин оптических путей двух лучей – прошедшего вдоль оси симметрии пучка накачки и параллельного ему и смещенного от него на расстояние  $r$ :

$$\Delta = \int_0^L [\delta(0, z) - \delta(r, z)] dz. \quad (11)$$

При таком подходе выражения для силы электронной ( $D_e$ ) и тепловой ( $D_T$ ) линз можно записать в виде

$$D_e = 2 \frac{2\pi F_V^2 \Delta p}{n_0} \frac{\partial}{\partial r^2} \left\{ \int_0^L [N_2(0, z, t) - N_2(r, z, t)] dz \right\} \Big|_{r=0}. \quad (12)$$

$$D_T = 2 \left( \frac{dn}{dT} \right)_{\text{eff}} \frac{\partial}{\partial r^2} \left\{ \int_0^L [T(0, z, t) - T(r, z, t)] dz \right\} \Big|_{r=0}, \quad (13)$$

где  $(dn/dT)_{\text{eff}}$  – эффективный термооптический коэффициент, учитывающий  $\partial n/\partial T$ , удлинение образца вследствие теплового расширения и фотоупругости.

Максимальные напряжения в дисках ( $\sigma_{\text{max}}^{\text{disk}}$ ) и стержнях ( $\sigma_{\text{max}}^{\text{rod}}$ ) оценивались в приближении плоской деформации стержня и плосконапряженного состояния диска [13]:

$$\sigma_{\text{max}}^{\text{disk}} \approx \sqrt{2} \frac{\alpha_T E}{4} \Delta T_{\text{max}}, \quad (14)$$

$$\sigma_{\text{max}}^{\text{rod}} \approx \sqrt{2} \frac{\alpha_T E}{4(1-\nu)} \Delta T_{\text{max}}, \quad (15)$$

где  $\Delta T_{\text{max}}$  – максимальный перепад температур по радиусу активного элемента. Параметры кристалла YAG:Yb, используемые в расчётах, приведены ниже.

Подстановка этих параметров в формулы (14), (15) показывает, что стержень разрушается при  $\Delta T_{\text{max}} = 170 \text{ К}$ , а диск – при  $\Delta T_{\text{max}} = 240 \text{ К}$ . Разрушение в экспериментах

Разность поляризуемостей верхнего ( ${}^2F_{5/2}$ )	
и основного ( ${}^2F_{7/2}$ ) уровней	
(на длине волны 633 нм) $\Delta p$ (см <sup>3</sup> )	$\dots \dots \dots 2 \times 10^{-26}$ [9]
Показатель преломления $n_0$	$\dots \dots \dots 1.82$ [3]
Частота накачки $\nu_{03}$ (см <sup>-1</sup> )	$\dots \dots \dots 10624$ [3]
Частота перехода с уровня накачки	
на верхний лазерный уровень $\nu_{32}$ (см <sup>-1</sup> )	$\dots \dots \dots 297$ [3]
Частота перехода с нижнего лазерного	
уровня в основное состояние $\nu_{10}$ (см <sup>-1</sup> )	$\dots \dots \dots 612$ [3]
Сечение поглощения накачки $\sigma_{03}$ (см <sup>2</sup> )	$\dots \dots \dots 7.7 \times 10^{-20}$ [3]

Сечение лазерного перехода $\sigma_{21}$ (см <sup>2</sup> ) . . . . .	$2.1 \times 10^{-20}$ [3]
Время жизни верхнего лазерного уровня $\tau_{21}$ (мкс) . . . . .	951 [3]
Температурный градиент показателя преломления $\partial n/\partial T$ (К <sup>-1</sup> ) . . . . .	$7.3 \times 10^{-6}$ [3]
Термооптический коэффициент (для стержней) $(dn/dT)_{\text{эфф}}$ (К <sup>-1</sup> ) . . . . .	$10^{-5}$ [2]
Плотность $\rho$ (г/см <sup>3</sup> ) . . . . .	4.56 [3]
Теплоёмкость при постоянном давлении $c_p$ (Дж·г <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup> ) . . . . .	0.59 [3]
Коэффициент теплопроводности $K$ (Вт·см <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup> ) . . . . .	0.14 [3]
Коэффициент линейного расширения $\alpha_T$ (К <sup>-1</sup> ) . . . . .	$7.5 \times 10^{-6}$ [3]
Модуль упругости $E$ (кг/см <sup>2</sup> ) . . . . .	$3.1 \times 10^7$ [3]
Коэффициент Пуассона $\nu$ . . . . .	0.3 [3]
Предел прочности (кг/см <sup>2</sup> ) . . . . .	$2 \times 10^4$ [3]
Фотоупругие константы (плосконапряженное состояние):	
$C_r$ . . . . .	0.0032 [2]
$C_\theta$ . . . . .	-0.011 [2]
Концентрация ионов Yb <sup>3+</sup> в кристалле YAG при 1 %-ном легировании $N_\Sigma$ (см <sup>-3</sup> ) . . . . .	$1.38 \times 10^{20}$ [3]

может происходить и при меньших температурных градиентах из-за напряжений, возникающих при закреплении активного элемента, и наличия дефектов кристалла [3].

### 3. Линзы в стержнях

Для многомодового гауссова пучка накачки учитывалась его расходимость в стержне, при этом параметр качества пучка  $M^2 \gg 1$  [2, 3]. Предполагалось, что ширина пучка на входе в стержень много меньше длины поглощения накачки, а поток тепла является радиальным. В этом приближении уравнение теплопроводности становится одномерным (по  $r$ ), а продольная координата  $z$  входит как параметр в правую часть уравнения (5).

В непрерывном режиме накачки при её небольшой интенсивности (в отсутствие насыщения поглощения и люминесценции) населённость верхнего лазерного уровня пропорциональна этой интенсивности, и сила стационарной электронной линзы оценивается (из выражения (12)) как

$$D_e = 2 \frac{2\pi F_L^2 \Delta\rho}{n_0} \frac{P\tau_{21}}{\pi h\nu_{03}} \int_0^L \frac{\exp(-\alpha z)}{a^4(z)} dz, \quad (16)$$

где  $P$  – входная мощность пучка накачки;  $\alpha = \sigma_{03}N_\Sigma$  – коэффициент поглощения накачки в отсутствие насыщения. При этих же условиях сила тепловой линзы даётся выражением

$$D_T = 2 \left( \frac{dn}{dT} \right)_{\text{эфф}} \frac{v_{32} + v_{10}}{v_{03}} \frac{\alpha P}{4\pi K} \int_0^L \frac{\exp(-\alpha z)}{a^2(z)} dz. \quad (17)$$

Из выражений (16) и (17) видно, что в приближении неизменного радиуса пучка накачки, равного  $a_0$ , сила тепловой линзы пропорциональна  $a_0^{-2}$ , а сила электронной –  $a_0^{-4}$ , т. е. при уменьшении радиуса  $a_0$  сила электронной линзы растёт быстрее, чем сила тепловой, а при широком пучке накачки суммарная линза в основном определяется тепловой компонентой.

Численные расчёты линз (в полной модели, описываемой уравнениями (2)–(13)) показывают, что при острой фокусировке пучка накачки насыщение поглощения, съём инверсии за счёт люминесценции и сильная расходимость пучка на длине стержня приводят к ослаблению сил линз и изменению их зависимостей от ширины пучка накачки (отношение сил электронной и тепловой линз уже не пропорционально  $a_0^{-2}$ ), но влияние электронной линзы по-прежнему больше, чем тепловой (рис. 1, а). При диаметре пучка накачки более 400 мкм, влияние тепловой линзы преобладает, что хорошо согласуется с оценками и измерениям сил тепловых линз [2, 3].

При рассмотрении импульсного режима предполагалось, что накачка осуществляется одиночным импульсом прямоугольной формы, длительность которого  $\tau_p$  соизмерима с характерным временем релаксации электронной линзы  $\tau_{\text{эфф}}$ . Численные расчёты демонстрируют, что независимо от диаметра пучка накачки влияние электронной линзы больше, чем тепловой (рис. 1, б). Это объясняется в рамках упрощённой модели следующим образом. Для коротких импульсов накачки, когда  $\tau_p \ll \tau_T$  (где  $\tau_T \approx a_0^2/(4\chi)$  – характерное время температуропроводности на радиусе пучка накачки, а  $\chi = K/(\rho c_p)$  – коэффициент температуропроводности) в уравнении (5) можно пренебречь производными по  $r$  по сравнению с производ-

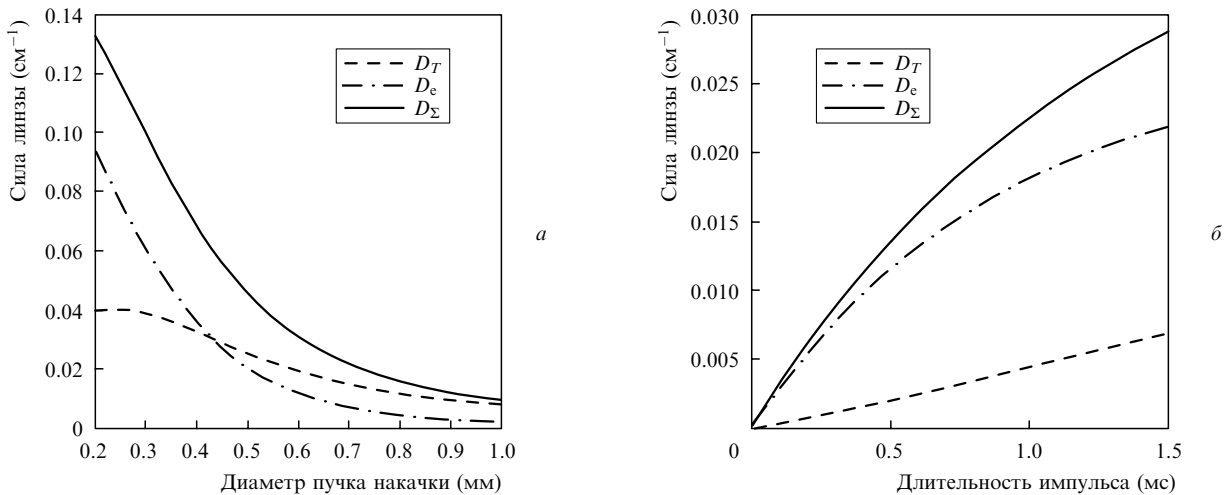


Рис. 1. Зависимости сил наведённых линз в YAG: Yb-стержне длиной 15 мм и диаметром 2 мм при 2 %-ном допировании (штрих-пунктирная кривая – электронная линза, пунктирная – тепловая, сплошная – суммарная) от диаметра пучка накачки (мощность 20 Вт) в непрерывном режиме (а) и длительности импульса накачки (пиковая мощность 40 Вт, размер фокального пятна 600 мкм) в импульсном режиме (б).

ной по времени. Тогда в отсутствие насыщения поглощения и люминесценции подстановка температурного поля в (13) определяет силу тепловой линзы:

$$D_T = 2 \left( \frac{dn}{dT} \right)_{\text{eff}} \frac{\alpha P}{\pi c \rho} \left\{ \frac{v_{32} + v_{10}}{v_{03}} t - \frac{v_{10}}{v_{03}} \tau_{21} \right. \\ \left. \times \left[ 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau_{21}} \right) \right] \right\} \int_0^L \frac{\exp(-\alpha z)}{a^4(z)} dz. \quad (18)$$

Скоростное уравнение (3) (при  $\gamma_{\text{ASE}} = 0$ ,  $N_0 \approx N_{\Sigma}$ ) интегрируется, в результате чего на основании (12) вычисляется сила электронной линзы:

$$D_e = \frac{4\pi F_L^2 \Delta p}{n_0} \frac{P \tau_{21}}{\pi h v_{03}} \left[ 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau_{21}} \right) \right] \int_0^L \frac{\exp(-\alpha z)}{a^4(z)} dz. \quad (19)$$

При таком подходе силы линз имеют одинаковую ( $\sim a_0^{-4}$ ) зависимость от диаметра пучка накачки, но разную динамику нарастания.

#### 4. Линзы в дисках

При закреплении диска из-за механических напряжений происходит его деформация, и даже в отсутствие накачки наблюдаются искажения фазового фронта тестирующего пучка [4, 5]. Накачкой наводятся дополнительные линзы, которые анализируются ниже.

Предполагалось, что диск с нанесённым на торец с координатой  $z = L$  зеркалом накачивается через торец с  $z = 0$  мощным коллимированным гауссовым пучком. При радиусе пучка  $a_0$ , значительно превышающем толщину диска ( $a_0 \gg L$ ) поток тепла является аксиальным. Задача термоупругости решалась в приближении плосконапряженного состояния диска для двух типов граничных условий: свободного или жёстко закреплённого торца с нанесённым на него зеркалом. Полагалось также, что при деформациях диска теплопровод не нарушается, пренебрегалось влиянием растяжения на изгиб, и задачи о тепловом расширении и изгибе рассматривались независимо [14]. В рамках данной модели компонента силы тепловой линзы, связанная с термооптическим коэффициентом, может быть представлена в виде [2]

$$D_T = 4 \left[ \frac{\partial n}{\partial T} + 2n_0^3 \alpha_T C + \alpha_T (n_0 - 1)(1 + \nu) \right] \\ \times \frac{\partial}{\partial r^2} \left\{ \int_0^L [T(0, z, t) - T(r, z, t)] dz \right\} \Big|_{r=0}, \quad (20)$$

где третье слагаемое в скобке перед интегралом отвечает за тепловое расширение. Поскольку в диске сила линзы рассчитывалась за два прохода тестирующего пучка, то компонента силы тепловой линзы  $D_T$  (20), не связанная с изгибом, и сила электронной линзы отличаются от выражений (13) и (12) для сил линз в стержне в два раза.

В результате перепада температур между торцами ( $T(z = 0) > T(z = L)$ ) происходит изгиб диска (рис.2), и деформированное (выгнутое) зеркало на торце начинает дефокусировать тестирующий пучок: возникает еще одна линза (с силой  $D_m$ ), отсутствующая в стержне. Задача об изгибе диска рассматривалась в рамках теории изгиба тонких круглых пластин малого прогиба [13]. Её решение приводит к следующему выражению для кривизны зеркала  $k_r$  (при  $r = 0$  в направлении оси  $z$ ):

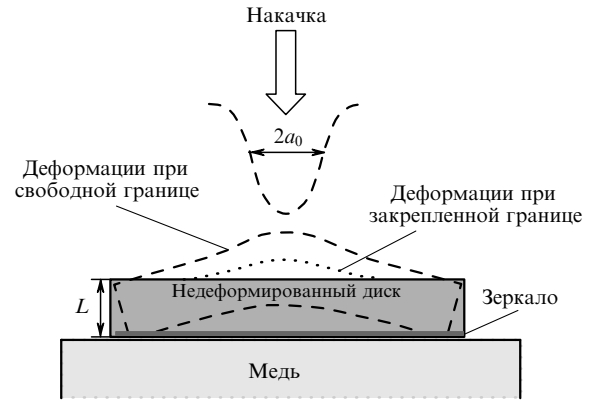


Рис.2. Деформации дискового активного элемента при накачке.

$$k_r = \frac{(1 + \nu) k_T}{2}, \quad (21)$$

где

$$k_T = \frac{12\alpha_T}{L^3} \int_0^L T(0, z, t) \left( z - \frac{L}{2} \right) dz \quad (22)$$

и зависит от времени как от параметра. Выражения (21) и (22) позволяют оценить силу линзы за два прохода тестирующего пучка ( $D_m = 2k_r$ ), связанную с искривлением зеркала на торцевой поверхности  $z = L$ . Силу наведенной линзы в диске можно представить в виде суммы трёх слагаемых, первое из которых описывает электронную линзу, а второе и третье – тепловую:

$$D_{\Sigma} = D_e + D_T + D_m. \quad (23)$$

При свободных торцах компонента  $D_m$ , связанная с изгибом, имеет иную зависимость от ширины пучка накачки, нежели  $D_T$  и  $D_e$ : в пренебрежении люминесценцией и насыщением поглощения  $D_m \sim a_0^{-2}$ , а  $D_e, D_T \sim a_0^{-4}$ . Суммарная линза может оказаться как фокусирующей, так и дефокусирующей в зависимости от параметров. При закреплённом зеркале (в отсутствие изгиба,  $D_m = 0$ ) суммарная линза всегда является фокусирующей.

При непрерывной накачке сила тепловой линзы  $D_T$  зависит от коэффициента теплопередачи  $H$ : чем лучше теплопровод, тем меньше  $D_T$ . Сила «изгибной» линзы  $D_m$  не зависит от  $H$  и определяется формой перепада температуры по оси  $z$  (при  $r = 0$ ).

Численные и аналитические исследования составляющих силы линзы (23), показывают, что при стационарной накачке влияние тепловой линзы сильнее, чем электронной (рис.3), что хорошо согласуется с экспериментальными измерениями силы наведённой линзы в YAG : Yb-дисках [4, 5], а также с теоретическими оценками [6, 8].

При импульсной накачке линзы слабые, но (при  $\tau_p \ll \tau_{21}$ ) сила электронной линзы  $D_e$  превышает силу тепловой линзы  $D_T$  (рис.4). При увеличении числа проходов накачки через активный элемент (или увеличении концентрации ионов  $\text{Yb}^{3+}$ ) силы линз возрастают, но соотношение между ними изменяется мало. Для коротких импульсов, когда  $\tau_p \ll \tau_T$  (для диска  $\tau_T \approx L^2/\chi$ ), характерные зависимости сил тепловой и электронной линз от времени такие же, как и для стержня (выражения (18) и (19) соответственно). При интенсивной накачке электронная линза устанавливается быстрее (рис.4, а и в), что связано с уменьшением эффективного времени жизни

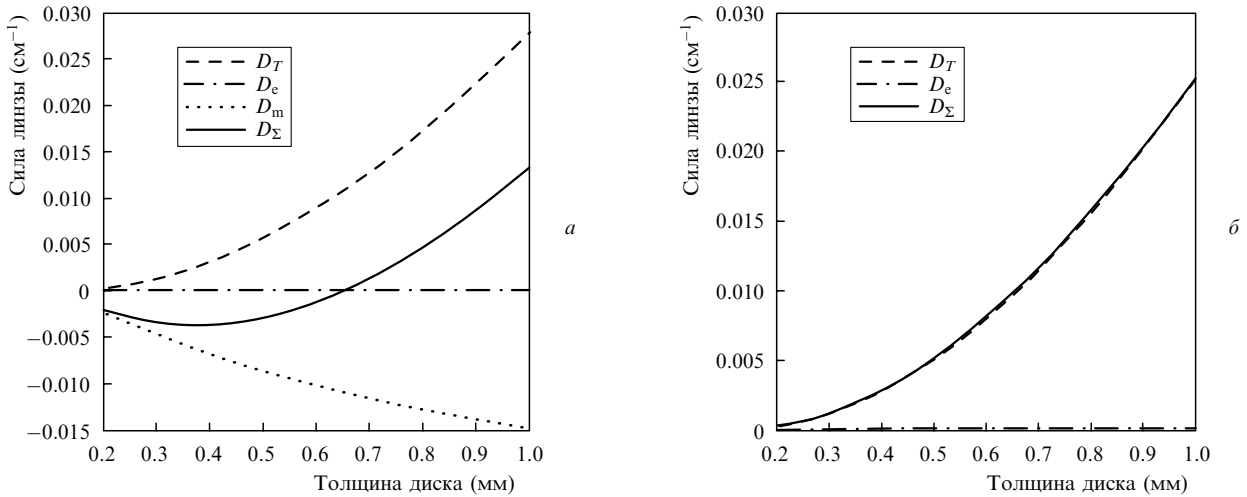


Рис.3. Зависимости сил наведённых линз в YAG : Yb-диске при 9 %-ном допировании (штрих-пунктирная кривая – электронная линза, пунктирная – компонента тепловой линзы, связанная с термооптическим коэффициентом, штриховая – компонента тепловой линзы, связанная с изгибом диска, сплошная – суммарная линза) от толщины диска при мощности накачки 1 кВт, диаметре пучка накачки 5 мм, закрепленной (а) и свободной (б) границе.

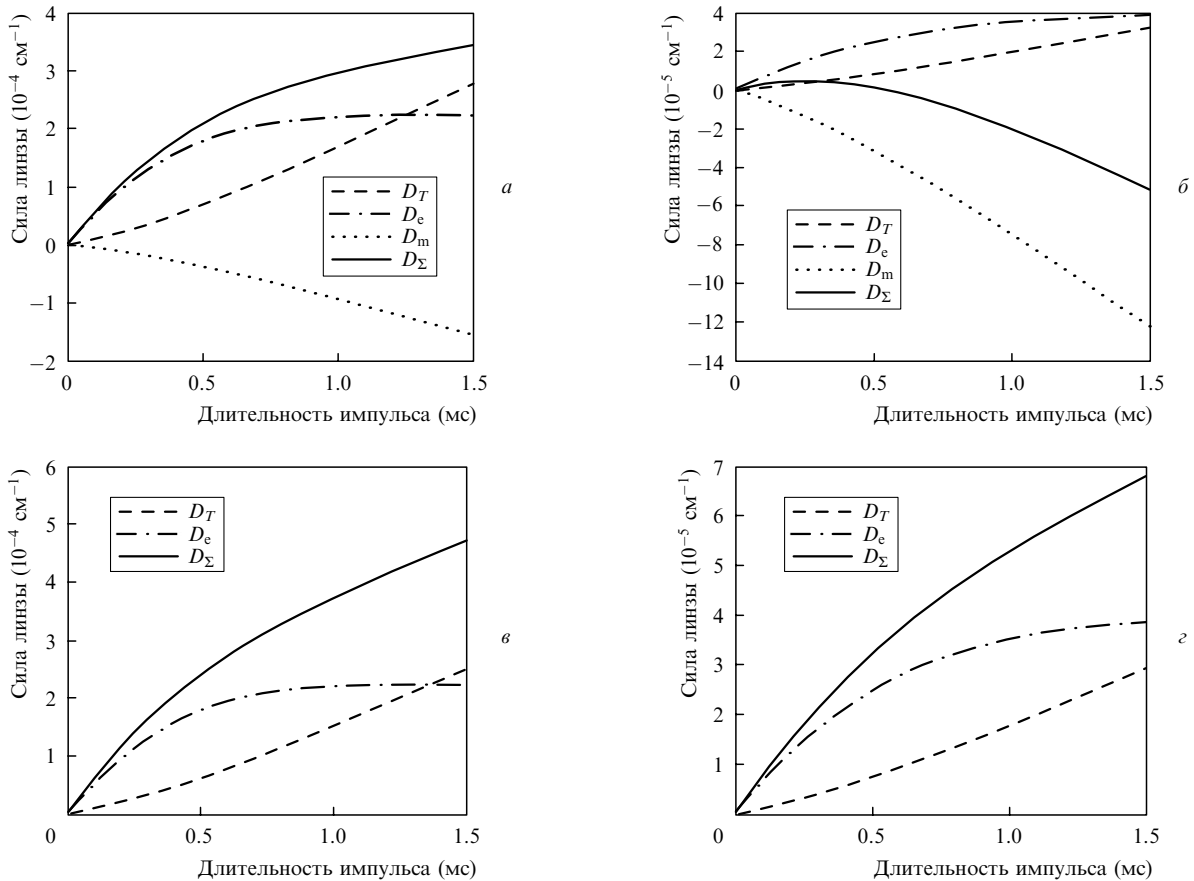


Рис.4. Зависимости сил наведённых линз в YAG : Yb-диске при 9 %-ном допировании (штрих-пунктирная кривая – электронная линза, пунктирная – компонента тепловой линзы, связанная с термооптическим коэффициентом, штриховая – компонента тепловой линзы, связанная с изгибом диска, сплошная – суммарная линза) от длительности импульса накачки (мощностью 1 кВт) при свободной границе, толщине диска 600 мкм, диаметре пучка накачки 4 мм (а), свободной границе, толщине диска 300 мкм, диаметре пучка накачки 6 мм (б), закрепленной границе, толщине диска 600 мкм, диаметре пучка накачки 4 мм (в) и закрепленной границе, толщине диска 300 мкм, диаметре пучка накачки 6 мм (г).

верхнего лазерного уровня из-за усиленного спонтанного излучения [4]. Существенный вклад электронной компоненты в силу суммарной линзы подтверждается экспериментальными измерениями ИПП при импульсной накачке [9].

Отметим, что при импульсной накачке активных элементов различной геометрии на основе как YAG : Yb, так и других лазерных материалов влияние электронной линзы может быть больше, чем тепловой (связанной с термооптическим коэффициентом) [14].

## 5. Заключение

Таким образом, теоретический и численный анализ показывает, что в лазерных элементах из YAG:Yb наведённая продольной диодной накачкой линза определяется несколькими эффектами: ИПП вследствие локального электронного и нелокального теплового механизмов, а также изменением формы активного элемента и его отражающей поверхности вследствие температурных напряжений. В диске наведённая линза может быть как положительной, так и отрицательной (в зависимости от толщины диска и ширины пучка накачки), в то время как в стержне она положительна.

Проведённое рассмотрение показало, что в лазерных элементах из YAG:Yb электронную линзу необходимо учитывать наряду с тепловой при импульсной накачке как стержней, так и дисков, а также при непрерывной накачке стержней остро сфокусированным пучком. В непрерывном режиме тепловой механизм оказывается преобладающим при формировании линзы в диске, а также в стержне, накачиваемом широким пучком. Изменение формы диска вносит значительный вклад в наведённую в нём линзу, в то время как в длинном стержне фактором, определяющим искажения фазового фронта тестирующего пучка, является ИПП, а не деформация торцов.

Следует отметить, что влияние наведённой электронной линзы будет ослабевать в усилителях и генераторах при заметном однородном уменьшении населённости возбуждённого состояния (т.е. при насыщении усиления) во всей накачиваемой области кристалла. При этом сила тепловой линзы может расти за счёт увеличения скорости тепловыделения. Однако при несовпадении области инверсии и области усиления из-за конкуренции электронного и теплового механизмов возможны дополнительные пространственные искажения показателя преломления. Рассмотренное влияние электронной линзы

является достаточно универсальным и должно проявляться и в других лазерных кристаллах, активированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$  (а также другими ионами редкоземельных или переходных металлов).

Работа поддержана РФФИ (грант № 07-02-92184-НЦНИ\_а) и программой ОФН РАН «Нелинейная оптика уникальных лазерных систем».

1. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
2. Chenais S., Druon F., Forget S., Balembois F., Georges P. *Prog. Quantum Electron.*, **30**, 89 (2006).
3. Koechner W. *Solid-State Laser Engineering* (New York, Springer Science + Business Media, 2006).
4. Antognini A., Schuhmann K., Amaro F.D., Biraben F., Dax A., Giesen A., Graf T., Hänsch T.W., Indelicato P., Julien L., Kao C.-Y., Knowles P.E., Kottmann F., Le Bigot E., Liu Y.-W., Ludhova L., Moschüring N., Mulhauser F., Nebel T., Nez F., Rabinowitz P., Schwob C., Taqqu D., Pohl R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 983 (2009).
5. Stewen C., Contag K., Larionov M., Giesen A., Hügel H. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 650 (2000).
6. Гарнов С.В., Михайлов В.А., Серов Р.В., Смирнов В.А., Цветков В.Б., Щербаков И.А. *Квантовая электроника*, **37**, 910 (2007).
7. Богданов Ю.В., Папченко А.А., Сорокин В.Н. *Квантовая электроника*, **21**, 1041 (1994).
8. Снетков И.Л., Соловьев А.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **39**, 302 (2009).
9. Антипов О.Л., Бредихин Д.В., Еремейкин О.Н., Ивакин Е.В., Савикин А.П., Суходолов А.В., Фёдорова К.А. *Квантовая электроника*, **36**, 418 (2006).
10. Ivakin E.V., Sukhadolau A.V., Antipov O.L., Kuleshov N.V. *Appl. Phys. B*, **86**, 315 (2007).
11. Звелто О. *Принципы лазеров* (М.: Мир, 1990).
12. Карслоу Г., Егер Д. *Теплопроводность твердых тел* (М.: Наука, 1964).
13. Коваленко А.Д. *Основы термоупругости* (Киев: Наукова думка, 1970).
14. Planchon T.A., Amir W., Childress C., Squier J.A., Durfee C.G. *Opt. Express*, **16**, 18557 (2008).