УДК 536.24:621.373.8

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ Er:YAG-ЛАЗЕРА ПРИ СТАЦИОНАРНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКЕ

В. П. Данилов, Н. Н. Ильичев*, В. П. Калинушкин, М. И. Студеникин**

Представлены экспериментальные результаты и расчетные данные исследования теплового режима активного элемента YAG:Er-лазера в виде плоской пластины при накачке непрерывным излучением диодной линейки ($\lambda = 980$ нм) с волоконным выходом. С помощью тепловизионной техники проведены измерения теплового поля и температуры в канале оптического возбуждения пластины, исследована их зависимость от мощности накачки. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных позволило определить коэффициент теплопередачи от кристалла YAG:Er в воздушную среду в условиях естественной конвекции.

Ключевые слова: теплопередача, лазер, диодная накачка.

Лазеры среднего ИК-диапазона, к которым, в частности, относится получивший широкое применение в различных областях науки и техники трехмикронный Er:YAG-лазер [1], имеют, как правило, сильно различающиеся (в 3–4 раза) длины волн оптической накачки и излучения. Иными словами, в цикле оптической накачки Er:YAG-лазера "поглощение–релаксация–излучение" присутствует большой стоксов сдвиг. Последнее обстоятельство приводит к повышенному тепловыделению в активных элементах (АЭ) лазеров и к значительным термическим нагрузкам на единицу объема лазерных материалов. Поэтому изучение тепловых режимов Er:YAG-лазера при оптической и, в частности, диодной (ЛД) накачке представляется несомненно важным для улучшения генерационных характеристик лазера и минимизации вредных эффектов, таких как термооптические искажения (тепловая линза), терморазрушение АЭ, ухудшение спектроскопических параметров активной среды [2].

ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.

* E-mail: ilichev@kapella.gpi.ru.

** E-mail: mstud@yandex.ru.

В настоящей работе теоретически и экспериментально (с помощью тепловизионной техники) исследован тепловой режим АЭ Er:YAG-лазера в виде плоской пластины (рис. 1), накачиваемой сфокусированным цилиндрической линзой излучением диодной линейки ($\lambda = 980$ нм) с волоконным выходом. Размеры пластины $2a = 10$ мм, $2b = 5$ мм, $2h = 1$ мм, концентрация ионов Er^{3+} – 50%.

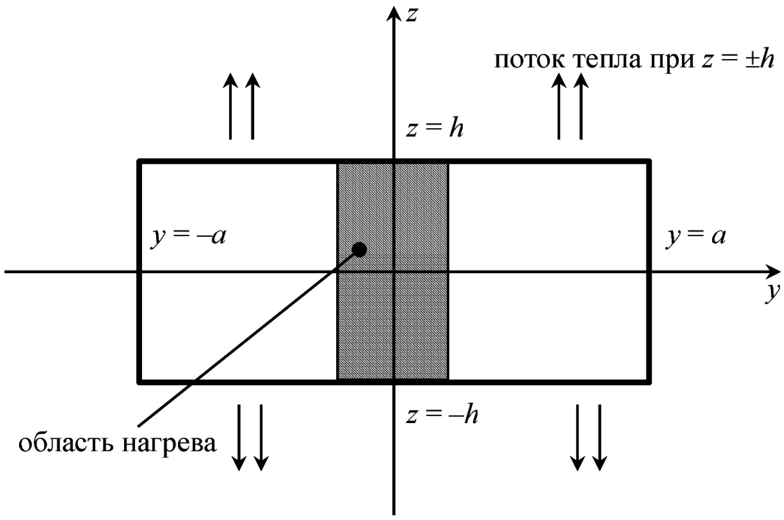

Рис. 1: *Схематическое изображение активного элемента лазера и области нагрева. Ось x направлена перепендикулярно плоскости рисунка. Излучение накачки распространяется вдоль оси z, заштрихована область тепловыделения. Лазерное излучение ($\lambda = 2.94\ \mu$) генерируется вдоль оси x.*

Современный уровень развития науки теплообмена позволяет решать практически любые задачи теплопередачи в твердом теле различных форм при различных условиях нагрева и охлаждения. При этом используются как методы аналитической теории теплопроводности, так и численные методы [3–6].

Для определения температуры в канале возбуждения АЭ нами проведен расчет двумерной стационарной задачи теплопередачи (уравнение Пуассона) в пластине. В литературе такая задача классифицируется как решение двумерного уравнения теплопроводности с источником тепла [7].

При решении задачи полагаем, что тепло отводится через поверхности $z = \pm h$ по закону Ньютона–Рихмана:

$$\left(-\chi\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{z=\pm h} = \alpha(T - T_0), \tag{1}$$

где χ – коэффициент теплопроводности материала АЭ, α – коэффициент теплоотдачи (КТО), T – температура АЭ. Считаем, что боковые поверхности АЭ $y = \pm a$, $x = \pm b$ – теплоизолированы. Считаем также, что плотность источников тепла зависит только от y и является, в силу симметрии задачи, четной функцией y. Из последнего условия, а также учитывая, что стенки $x = \pm b$ теплоизолированы, следует, что температура T не зависит от координаты x.

Решим уравнение теплопроводности для стационарного случая

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = f(y), \tag{2}$$

где $f(y) = -\frac{q(y)}{\chi}$ и $q(y)$ – плотность мощности источников тепла. Так как геометрия задачи симметрична относительно плоскостей $y = 0$ и $z = 0$, то задачу можно решать в квадранте $y \geq 0$, $z \geq 0$. При этом три граничных условия при $y = 0$ и $z = 0$ записываются в виде

$$\text{а)}\ \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{z=0} = 0,\ \ \text{б)}\ \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} = 0,\ \ \text{в)}\ \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=a} = 0. \tag{3}$$

Решаем поставленную краевую задачу методом Фурье [8]. Разложим функцию $f(y)$ в ряд Фурье на отрезке $[0, a]$ по косинусам

$$f(y) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n \cos(\lambda_n y),$$

$$f_n = \frac{2}{a} \int_0^a f(y) \cos(\lambda_n y) dy,\ n > 0,$$

$$f_0 = \frac{1}{a} \int_0^a f(y) dy,\ n = 0, \tag{4}$$

$$\lambda_n = \frac{\pi n}{a}.$$

Находим решение уравнения (2) в виде

$$T(y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n(z) \cos(\lambda_n y). \tag{5}$$

Подставляя (5) в (2), получим

$$\frac{d^2 B_n}{dz^2} - \lambda_n^2 B_n = f_n,\ \ n > 0,$$

$$\frac{d^2B_0}{dz^2} = f_0,\ \ n = 0. \tag{6}$$

Система (6) имеет решение

$$B_n = -\frac{f_n}{\lambda_n} + C_n ch(\lambda_n z) + D_n sh(\lambda_n z),\ \ n > 0;$$

$$B_0 = \frac{1}{2} f_0 z^2 + D_0 z + C_0,\ n = 0. \tag{7}$$

Из (5), (7) и условия (3а) получим

$$D_n = 0,\ \ n = 0, 1, 2, ... \tag{8}$$

Условия (3б) и (3в) выполняются в силу выбора λ_n в (4). Подставим в граничное условие (1) решение (7). Тогда, учитывая (8), получим

$$-\chi \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{dB_n(z)}{dz} \right)_{z=h} \cos(\lambda_n y) = \alpha \left(\sum_{n=0}^{\infty} B_n(h) \cos(\lambda_n y) - T_0 \right). \tag{9}$$

Подставляя в (9) выражения для коэффициентов B_n из (7), получаем

$$-\chi \left(h f_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n C_n sh(\lambda_n h) \cos(\lambda_n y) \right) = \tag{10}$$

$$= \alpha \left(\frac{1}{2} f_0 h^2 + C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(-\frac{f_n}{\lambda_n^2} + C_n ch(\lambda_n h) \right) \cos(\lambda_n y) - T_0 \right).$$

Приравнивая коэффициенты при одних и тех же косинусах в правой и левой частях (10), получим выражения для определения коэффициентов C_n

$$-\chi h f_0 = \alpha \left(\frac{1}{2} f_0 h^2 + C_0 - T_0 \right) \Rightarrow C_0 = -\frac{\chi h f_0}{\alpha} - \frac{1}{2} f_0 h^2 + T_0,$$

$$-\chi \lambda_n C_n sh(\lambda_n h) = \alpha \left(-\frac{f_n}{\lambda_n^2} + C_n ch(\lambda_n h) \right) \Rightarrow C_n = \frac{\alpha f_n}{\lambda_n} \frac{1}{\chi \lambda_n sh(\lambda_n h) + \alpha ch(\lambda_n h)},\ n > 0. \tag{11}$$

Выражения (11), (7), (5) и (4) дают решение поставленной задачи, при условии $f(y) = f(-y)$, где $f(y) = -q(y)/\chi$ и $q(y)$ – плотность мощности источников тепла.

Результат вычислений данной задачи показал, что основным членом, определяющим температуру АЭ, является здесь C_0 – константный член разложения.

Несмотря на то, что полученные аналитические решения позволяют достаточно точно определить температуру в канале возбуждения АЭ, существует неопределенность величины такого важного параметра, как КТО α (см. формулу (1)), который характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. В зависимости от условий теплообмена КТО тела с газовой средой может изменяться в пределах (5–500) Вт$\cdot$м$^{-1}\cdot$ К$^{-1}$ [2], т.е. в пределах двух порядков. Для определения КТО в условиях конвективного теплообмена АЭ с воздушной средой мы провели экспериментальные измерения стационарного температурного поля АЭ с помощью матричных тепловизоров ЛИК-2 и NEC-(TH-9100). Экспериментальные значения максимальной температуры в канале оптического возбуждения были использованы нами для определения КТО с помощью формулы (1) (табл. 1).

Т а б л и ц а 1

Тепловая мощность, выделяющаяся в АЭ, и соответствующие значения максимальной температуры и коэффициента теплопередачи α

Тепловая мощность P, Вт	Максимальная температура t,°C	КТО α, Вт$\cdot$ м$^{-2}\cdot$ К$^{-1}$
1.4	151	107
1.8	186	108
2.2	223	108

Следует отметить, что значения КТО α в табл. 1, рассчитанные по формуле (1), практически не отличаются, что позволяет предполагать неизменность режима конвективного потока воздуха в указанном интервале температур.

Полученные нами аналитические решения уравнения теплопроводности (формулы (4), (5), (7) и (11)) позволяют не только определить максимальную температуру в канале возбуждения АЭ, но и получить распределение температуры по координатам y и z (рис. 1). При расчете было принято, что плотность источников тепла имеет распределение $f(y) = \exp(2 - (y/w)^2)$, где $w = 0.2$ мм, теплопроводность $\chi = 13$ Вт/м $\cdot$К [1]. На рис. 2 приведены распределения температуры в АЭ по координате y при различных значениях тепловой мощности, выделяющейся в АЭ. Расчеты по формулам (4), (5), (7) и (11) показали, что наилучшее соответствие между экспериментальными и расчетными значениями максимальной температуры в канале возбуждения АЭ достигается при значении КТО $\alpha = 124$ Вт$\cdot$м$^{-2}\cdot$ К$^{-1}$. Разница между экспериментальными и расчетными значениями максимальной температуры при указанном значении КТО составляет

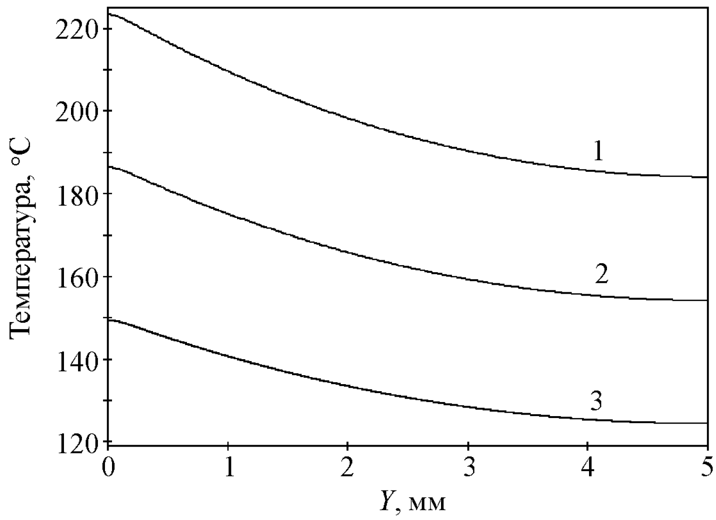

Рис. 2: *Распределение температуры по координате Y в активном элементе Er:YAG при различной мощности тепловыделения:* 1 – 2.2 *Вт;* 2 – 1.8 *Вт;* 3 – 1.4 *Вт.*

менее 1 градуса. Расчет по формулам (4), (5), (7) и (11) дает значение α, которое немного отличается от значения α, определенного по формуле (1) (табл. 1). Мы полагаем, что значение $\alpha = 124$ Вт·м$^{-2}$·К$^{-1}$ более точное, чем значение КТО, полученное по формуле (1).

Таким образом, в условиях естественной конвекции и мощности диодной накачки $P = 2 - 4$ Вт температура АЭ Er:YAG в канале возбуждения и генерации может достигать значений $t = 200 - 250$ °С. Это приводит к значительному повышению (в 3–4 раза) порога генерации и к значительному ухудшению генерационных характеристик Er:YAG-лазера [9, 10]. Потребность в принудительном охлаждении АЭ становится очевидной, особенно для лазеров, работающих в непрерывном режиме.

С целью охлаждения АЭ последний был укреплен на металлическом радиаторе с проточным водяным охлаждением, что, как и следовало ожидать, привело к значительному понижению рабочей температуры АЭ. Измерения с помощью тепловизора показали, что при поглощенной мощности накачки $P = 2.8$ Вт максимальная температура в канале накачки понижается до значения $t = 49.3$ °С. По сравнению с величиной $t = 151$ °С, наблюдаемой в условиях естественной воздушной конвекции, температура $t \approx 50$ °С может считаться приемлемой в качестве рабочей температуры АЭ Er:YAG-лазера [10].

Результаты проведенных в настоящей работе расчетов температурного поля в тонких пластинах Er:YAG и полученные аналитические соотношения могут быть использованы для исследования и оценки тепловых режимов других кристаллических лазерных материалов, легированных редкоземельными ионами и ионами переходных металлов.

Авторы выражают благодарность А. Ю. Семёнову за ценные замечания, сделанные при чтении рукописи статьи.

Настоящая работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (Государственный контракт № 14.740.11.0069), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-00641-а) и гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации НШ-368.2012.2.

Л И Т Е Р А Т У Р А

[1] Х. С. Багдасаров, В. И. Жеков, В. А. Лобачев и др., Труды ИОФАН, **19** (М., Наука, 1989), с. 3.

[2] Б. Р. Белостоцкий, А. С. Рубанов, *Тепловой режим твердотельных оптических квантовых генераторов* (М., Энергия, 1973), с. 168.

[3] А. В. Лыков, *Теория теплопроводности* (М., Высшая школа, 1967).

[4] Л. А. Коздоба, *Вычислительная теплофизика* (Киев, Наукова думка, 1992).

[5] Г. Карслоу, Д. Егер, *Теплопроводность твердых тел* (М., Наука, 1964).

[6] В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел, *Теплопередача* (М., Энергия, 1975).

[7] А. Д. Полянин, *Справочник по линейным уравнения математической физики* (М., Физматлит, 2001).

[8] Л. К. Мартинсон, Ю. И. Малов, *Дифференциальные уравнения математической физики.* Под ред. В. С. Зарубина, А. П. Крищенко (М., Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002).

[9] Х. С. Багдасаров, В. П. Данилов, В. И. Жеков и др., Квантововая электроника **5**, 150 (1978).

[10] В. П. Данилов, В. П. Калинушкин, В. А. Лобачёв, и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **34**(6), 12 (2007).

Поступила в редакцию 14 мая 2012 г.