

УДК 535.343:548.517

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ДИСКОВЫХ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ЛАЗЕРОВ С ПРОДОЛЬНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Г. А. Буфетова, Д. А. Николаев, В. Б. Цветков, И. А. Щербаков

В работе приведены экспериментальные и расчетные данные для определения профиля температуры в области накачки кристаллического лазерного диска. Полученные аналитические соотношения связывают значения температуры, радиуса пятна накачки и толщины диска и позволяют оптимизировать эти параметры при выборе конструкции лазера. На примере дискового активного элемента из кристалла $Nd:YVO_4$ показано хорошее соответствие расчетных и экспериментальных результатов.

В настоящее время в твердотельных лазерах большой средней мощности используются различные формы активных элементов. Основным критерием при выборе конкретной формы является максимальное снижение влияния термооптических искажений на качество излучения лазера. В качестве одной из наиболее перспективных форм было предложено использовать дисковые активные элементы [1]. Несмотря на достаточно долгую историю, продолжается активное исследование лазеров на тонких кристаллических дисках [2]. Их конструкция в существенной мере определяется проблемами, связанными с нагреванием активной среды при накачке. Определение максимального значения температуры в области накачки диска играет ключевую роль в выборе типа кристалла и его размеров, вследствие ограничений на температурный диапазон работы активного элемента из-за спектроскопических и механических характеристик активной среды. Обычно толщину диска выбирают малой по отношению к диаметру диска и размерам зоны охлаждения. В большинстве случаев толщина активного диска меньше диаметра пучка накачки. Для накачки используют диодные линейки и матрицы, которые дают

практически равномерное распределение интенсивности в пятне накачки. Для охлаждения одной из поверхностей с напыленным зеркалом лазерный кристалл прикрепляется на металлический блок с жидкостным охлаждением, температура которого поддерживается постоянной (рис. 1). Для того чтобы определить оптимальную толщину диска и допустимые параметры накачки, необходимо заранее оценить температуру лазерного кристалла в зоне накачки.

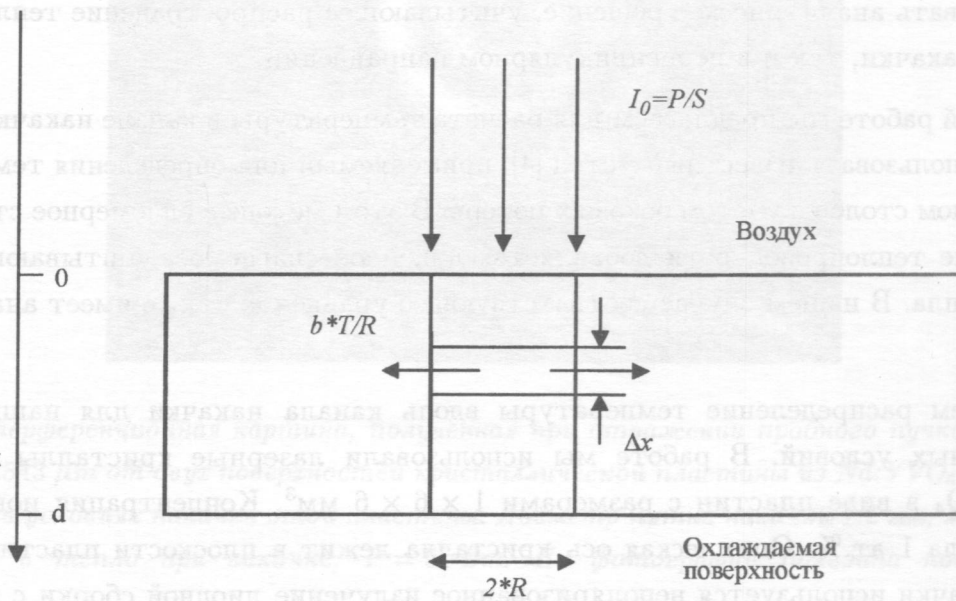


Рис. 1. Схема накачки лазерного диска.

Одной из возможностей для решения такой задачи является численное решение уравнения теплопроводности. В случае осевой симметрии можно решать двумерную задачу с помощью разложения в ряды Фурье [3]. Однако для столбчатого распределения источников тепла в объеме тонкой пластины решение сходится медленно и требуется учитывать большое число слагаемых в решении, что затрудняет анализ зависимости температуры кристалла от различных параметров задачи.

При аналитическом решении такой задачи для лазеров на тонких дисках обычно пренебрегают распространением потока тепла в боковые стороны от канала накачки и полагают тепловыделение однородным в канале накачки. В этом случае предполагают, что распределение тепла в направлении накачки удовлетворяет обычному стационарному уравнению теплопроводности для одной координаты [1]. Но значения температуры,

полученные с помощью такого приближения, могут существенно отличаться от реального распределения температуры в активной среде. Наши эксперименты показали, что тепловой поток в активном диске не является одномерным. Фактически величина потока тепла в стороны от канала накачки зависит от конкретных размеров кристалла, значения его теплопроводности, диаметра пучка накачки и может оказаться значительной даже в тонких дисках. Для того чтобы выявить закономерности изменения распределения температуры при изменении различных параметров задачи, удобнее найти и использовать аналитическое решение, учитывающее распространение тепла как вдоль канала накачки, так и в перпендикулярном направлении.

В этой работе мы предлагаем для расчета температуры в канале накачки лазерного диска использовать известный метод [4], применяемый для определения температуры в плазменном столбе с учетом боковых потерь. В этом методе в одномерное стационарное уравнение теплопроводности добавляется линейное слагаемое, учитывающее боковой поток тепла. В нашем случае соответствующее уравнение также имеет аналитическое решение.

Найдем распределение температуры вдоль канала накачки для наших экспериментальных условий. В работе мы использовали лазерные кристаллы Nd:YVO_4 и Nd:GdVO_4 в виде пластин с размерами $1 \times 6 \times 6$ мм³. Концентрация ионов неодима составляла 1 ат.%. Оптическая ось кристалла лежит в плоскости пластины. В качестве накачки используется неполяризованное излучение диодной сборки с волоконным выходом JOLD-22-CPXF-1L фирмы Jena Laserdiode ($\lambda = 0.808$ мкм). Кристалл накачивается перпендикулярно оптической оси кристалла. Внутри кристалла излучение накачки распространяется под небольшим углом (8°) к оптической оси резонатора, которая совпадает с нормалью, проведенной к поверхности пластины. Диаметр пятна накачки составляет 1.2 мм. Усредненная по толщине температура кристалла может быть определена с помощью интерференционного калориметрического метода [5]. В этом методе пробный пучок He-Ne лазера ($\lambda = 0.543$ мкм) падает на пластину, и, отражаясь от двух ее поверхностей, формирует интерференционную картину. На рис. 2 приведена фотография, полученная в наших экспериментах для случая активного элемента из кристалла Nd:YVO_4 . По этой картине можно также определить усредненное по толщине значение температурного градиента вдоль поверхности пластины. Мы предлагаем использовать эти данные для определения профиля температуры в активном диске из кристалла Nd:YVO_4 в перпендикулярном направлении – вдоль распространения накачки.

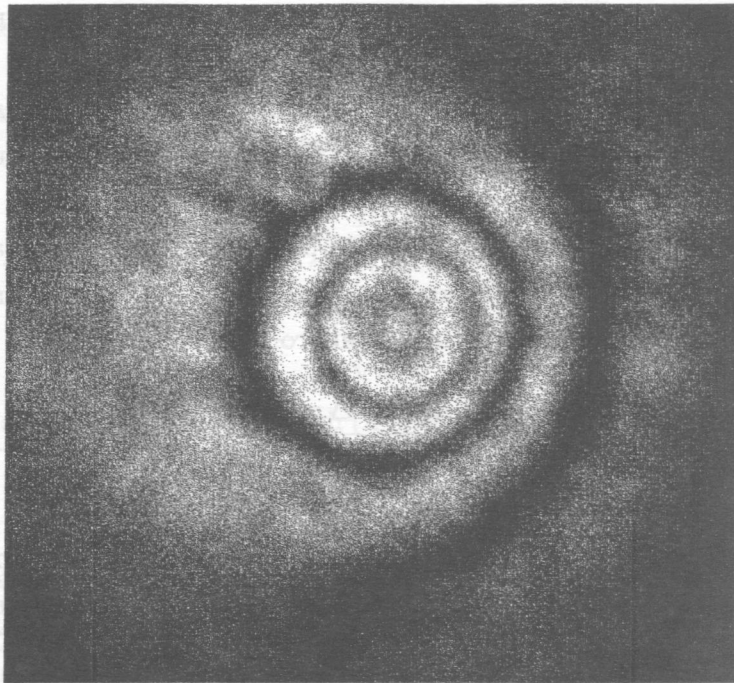


Рис. 2. Интерференционная картина, полученная при отражении пробного пучка на длине волны $\lambda = 0.543 \mu\text{m}$ от двух поверхностей кристаллической пластины из Nd:YVO_4 размером $1 \times 6 \times 6 \text{ мм}^3$ в условиях накачки этой пластины. Диаметр пятна накачки 1.2 мм, мощность, перешедшая в тепло при накачке, $P = 5 \text{ Вт}$. На фотографии показана поверхность $6 \times 6 \text{ мм}^2$.

В этом подходе мы полагаем, что область накачки цилиндрическая и рассматриваем распространение тепла в сечении, проходящем вдоль канала накачки. Пренебрегаем насыщением поглощения накачки и считаем, что коэффициент поглощения равен эффективному значению, равному $\alpha = 15.5 \text{ см}^{-1}$ (данное значение получено в результате расчета поглощения по свертке экспериментально измеренных спектральных контуров поглощения и накачки). В этом случае интенсивность накачки $I(x)$ вдоль направления распространения равна

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\alpha x},$$

$$I_0 = \frac{P_0}{S},$$

$$S = \pi \cdot R^2,$$

где $P_0 = 15 \text{ Вт}$ – мощность накачки, S – площадь пятна накачки с $R = 0.6 \text{ мм}$, $T_0 = 32^\circ\text{C}$ – температура воды в системе охлаждения, $d = 1 \text{ мм}$ – толщина пластины. Около 1/3

от падающей мощности будет переходить для нашего кристалла в тепло [6]. Полная мощность тепловыделения составляет $P = 5$ Вт.

Тепловые потери, связанные с боковым потоком, мы оцениваем следующим образом. Боковая поверхность элемента Δx равна $2\pi R\Delta x$ (рис. 1). Градиент бокового потока тепла пропорционален $T(x)/R$ с коэффициентом b , который может быть определен из интерференционной картины, приведенной на рис. 2. Умножая площадь боковой поверхности на градиент потока тепла и деля на объем этого элемента, получаем величину средних объемных тепловых потерь для данного значения x

$$\frac{b \cdot \frac{T(x)}{R} \cdot \chi \cdot 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \Delta x}{\pi \cdot R^2 \cdot \Delta x} = \frac{2 \cdot b \cdot T(x) \cdot \chi}{R^2},$$

где χ – коэффициент теплопроводности.

Коэффициент b соответствует производной распределения температуры по радиальному направлению, взятому при $r = R$. Величина его тем выше, чем больше разница температур между областью с источника тепловыделения и прилегающей к ней областью. Его максимально возможное значение 5.8 соответствует случаю, когда для значения $r = R$ температура поддерживается на уровне температуры T_0 [4]. В нашем случае разница температур не так высока и измеренный коэффициент равен $b = 0.8$. Отметим, что в отличие от случая с плазменным столбом, для дисковых лазеров коэффициент b может быть измерен экспериментально для разных конкретных случаев.

Уравнение теплопроводности решаем для $T(x) = T_1(x) - T_0$ – разности между абсолютным значением температуры $T_1(x)$ и температурой внешней среды T_0

$$\frac{d^2 T(x)}{dx^2} - \frac{2 \cdot b \cdot T(x)}{R^2} = -\frac{\alpha \cdot P \cdot e^{-\alpha \cdot x}}{\chi \cdot S}. \quad (1)$$

Граничные условия соответствуют теплоизоляции со стороны падения накачки на границе с воздухом. При $x = 0$

$$\frac{d}{dx} T(x) = 0$$

и смешанные условия 3 рода на охлаждаемой границе, при $x = d$

$$\frac{d}{dx} T(x) = -\frac{\xi}{\chi} \cdot T(x),$$

где ξ – коэффициент теплопередачи (например, $\xi = 0.2$ Вт/см²·град для случая теплопередачи между потоком воды со скоростью 40 см/с и металлической стенкой [5]), $\chi = 0.05$ Вт/см·град – коэффициент теплопроводности лазерного кристалла Nd:YVO₄.

Решение уравнения принимает вид

$$T(x) = A \cdot \operatorname{sh} \left(\frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \cdot x \right) + B \cdot \operatorname{ch} \left(\frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \cdot x \right) + C \cdot e^{-\alpha \cdot x}, \quad (2)$$

где

$$C = \frac{\alpha \cdot P}{\chi \cdot S \cdot \left(\frac{2 \cdot b}{R^2} - \alpha^2 \right)},$$

$$A = \alpha \cdot \frac{R}{\sqrt{2 \cdot b}} \cdot C,$$

$$B = C \cdot \frac{\left(\alpha - \frac{\xi}{x} \right) \cdot e^{-\alpha \cdot d} - \left[\frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \cdot \operatorname{ch} \left(d \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \right) + \frac{\xi}{x} \cdot \operatorname{sh} \left(d \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \right) \right] \cdot \alpha \cdot \frac{R}{\sqrt{2 \cdot b}}}{\frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \cdot \operatorname{sh} \left(d \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \right) + \frac{\xi}{x} \cdot \operatorname{ch} \left(d \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \right)}.$$

График функции $T(x)$ приведен на рис. 3. Разница температуры на двух поверхностях пластины равна $\Delta T = 84^\circ\text{C}$. Максимальное значение $T_1(0) = 210^\circ\text{C}$. На приведенной фотографии (рис. 2) видно, что четвертое темное интерференционное кольцо проходит на поверхности пластины через область накачки, что соответствует для кристалла Nd:YVO₄ разнице температур на двух поверхностях около 90° . Важно отметить, что решение не очень сильно зависит от величины параметра b , так для $b = 1$ $\Delta T = 72^\circ\text{C}$, $T_1(0)_{\max} = 180^\circ\text{C}$.

Из (1) следует, что максимальная температура в канале накачки (при $x = 0$) равна $T_1(0) = B + C + T_0$. Эта формула связывает максимальное значение температуры $T_1(0)$, радиус пятна накачки R и толщину пластины d и позволяет оптимизировать эти параметры при выборе конструкции лазера

$$T_1(0) = T_0 + \frac{\alpha \cdot P}{\chi \cdot S \cdot \left(\frac{2 \cdot b}{R^2} - \alpha^2 \right)} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{\left(\alpha - \frac{\xi}{x} \right) \cdot e^{-\alpha \cdot d} - \left[\frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \cdot \operatorname{ch} \left(d \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \right) + \frac{\xi}{x} \cdot \operatorname{sh} \left(d \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \right) \right] \cdot \alpha \cdot \frac{R}{\sqrt{2 \cdot b}}}{\frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \cdot \operatorname{sh} \left(d \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \right) + \frac{\xi}{x} \cdot \operatorname{ch} \left(d \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot b}}{R} \right)} \right\}.$$

Сравним эти результаты с решением, полученным для тех же исходных данных, но без учета боковых потерь. В этом случае уравнение имеет вид

$$\frac{d^2 T(x)}{dx^2} = -\frac{\alpha \cdot P \cdot e^{-\alpha \cdot x}}{\chi \cdot S}, \quad (3)$$

а его решение

$$T(x) = \frac{P}{\alpha \cdot \chi \cdot S} \cdot (e^{-\alpha \cdot d} - e^{-\alpha \cdot x}) + \frac{P}{\chi \cdot S} \cdot (d - x) + \frac{P}{\xi \cdot S} \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot d}). \quad (4)$$

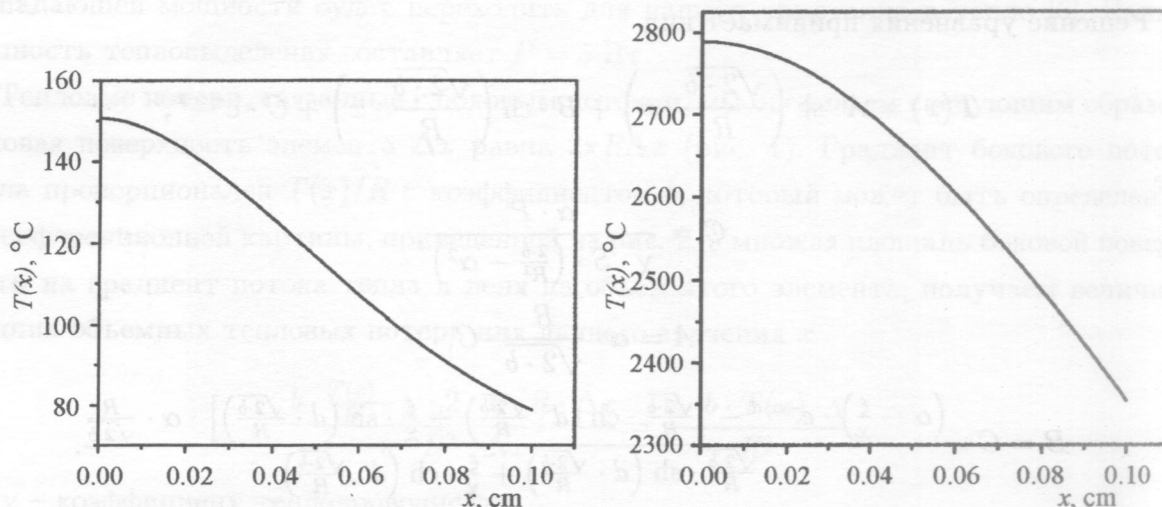


Рис. 3. Температурный профиль вдоль канала накачки для диска из $Nd:YVO_4$ при $P = 5$ Вт, $R = 0.6$ мм с учетом бокового потока тепла. $T_{\max} = 150^\circ\text{C}$, $\Delta T = 72^\circ\text{C}$.

Рис. 4. Температурный профиль вдоль канала накачки для диска из $Nd:YVO_4$ при $I_0 = 440$ Вт/см². Без учета бокового потока тепла $T_{\max} = 2800^\circ\text{C}$, $\Delta T = 435^\circ\text{C}$.

Разница температур на двух поверхностях диска равна

$$\Delta T = 435^\circ\text{C}.$$

Абсолютное значение температуры, полученное в таком приближении, равно 2800°C , что на порядок отличается от диапазона температур, реально достигаемых в экспериментах при накачке пластин узким пучком.

Наш подход (1) может быть использован и для оценки температуры в случае накачки более широкими пучками. Например, если диаметр пучка 4 мм (для сравнения возьмем то же самое значение интенсивности, что и в предыдущих случаях), тогда доля мощности, уходящая на нагревание, равна 50 Вт и значения температуры составляют $T_{\max} = 700^\circ\text{C}$, $\Delta T = 270^\circ\text{C}$. Ясно, что для реальной работы такая схема не подходит.

Из приведенных результатов следует, что для определения профиля температуры в лазерах на дисках необходимо учитывать боковой поток тепла. Наш подход может быть полезен для оценки температуры и потока тепла для лазеров на дисках или пластинах в случае, когда область накачки меньше объема активного элемента.

Работа была выполнена в рамках проекта РФФИ 07-02-12118-ОФИ.

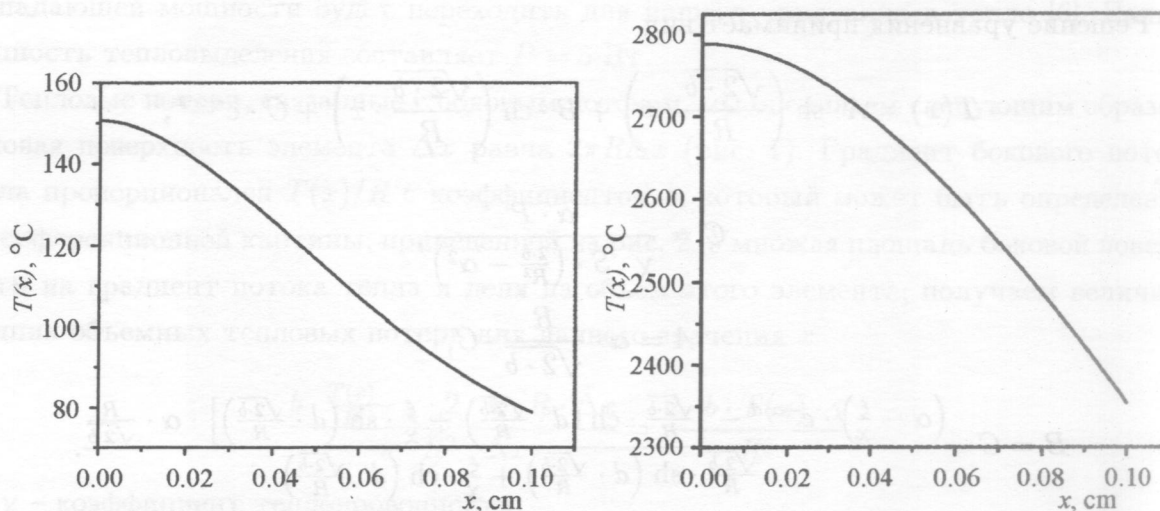


Рис. 3. Температурный профиль вдоль канала накачки для диска из $Nd:YVO_4$ при $P = 5$ Вт, $R = 0.6$ мм с учетом бокового потока тепла. $T_{\max} = 150^\circ\text{C}$, $\Delta T = 72^\circ\text{C}$.

Рис. 4. Температурный профиль вдоль канала накачки для диска из $Nd:YVO_4$ при $I_0 = 440$ Вт/см². Без учета бокового потока тепла $T_{\max} = 2800^\circ\text{C}$, $\Delta T = 435^\circ\text{C}$.

Разница температур на двух поверхностях диска равна

$$\Delta T = 435^\circ\text{C}.$$

Абсолютное значение температуры, полученное в таком приближении, равно 2800°C , что на порядок отличается от диапазона температур, реально достигаемых в экспериментах при накачке пластин узким пучком.

Наш подход (1) может быть использован и для оценки температуры в случае накачки более широкими пучками. Например, если диаметр пучка 4 мм (для сравнения возьмем то же самое значение интенсивности, что и в предыдущих случаях), тогда доля мощности, уходящая на нагревание, равна 50 Вт и значения температуры составляют $T_{\max} = 700^\circ\text{C}$, $\Delta T = 270^\circ\text{C}$. Ясно, что для реальной работы такая схема не подходит.

Из приведенных результатов следует, что для определения профиля температуры в лазерах на дисках необходимо учитывать боковой поток тепла. Наш подход может быть полезен для оценки температуры и потока тепла для лазеров на дисках или пластинах в случае, когда область накачки меньше объема активного элемента.

Работа была выполнена в рамках проекта РФФИ 07-02-12118-ОФИ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, et al., *Applied Physics B* **58**(5), 365 (1994).
- [2] N. Pavel, K. Luenstedt, K. Petermann, and G. Huber, *Proc. of SPIE* **6785**, 678504 (2007).
- [3] G. A. Bufetova, D. A. Nikolaev, I. A. Shcherbakov, and V. B. Tsvetkov, *Laser Physics* **14**(9), 1219 (2004).
- [4] Yu. P. Raizer, *Laser-Induced Discharge Phenomena* (Plenum, New York, 1977).
- [5] T. Jenssen, V. Ostroumov, J. P. Meyn, et al., *Proceedings of CLEO/EUROPE-94 and EQEC-94*, Amsterdam (European Physical Society, Amsterdam, 1994), Ctu A6.
- [6] T. Y. Fan, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **29**(6), 1457 (1993).
- [7] Н. Кучлинг, *Nachschlagebuecher fuer Grundlagenfaecher. Physik* (VEB Fachbuchverlag, Leipzig, 1980).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 11 января 2008 г.