

# Расчет коэффициента однопроходного усиления для лазерной керамики с потерями

С.М.Ватник

*Получено аналитическое решение скоростных уравнений, описывающих однопроходный коэффициент усиления в активной среде с потерями. На основе найденных соотношений проиллюстрированы зависимости эффективности усиления керамики Nd:YAG от плотности мощности накачки и удельных потерь. Сделан вывод о возможности оценки величины удельных потерь по данным сравнительных измерений коэффициента усиления в ненасыщенном режиме и в условиях насыщения.*

**Ключевые слова:** лазерная керамика, оптические усилители, удельные потери, эффективность усиления.

## 1. Введение

Значительный прогресс в технологиях синтеза лазерных оксидных керамик позволил получить крупногабаритные образцы керамик Nd:YAG (до 50 мм в диаметре) со сравнительно малыми потерями и остаточной пористостью [1, 2] на базе отечественных технологий прессования и спекания [3, 4]. По оценкам [5] величина удельных потерь в отдельных образцах отечественных керамик равна  $\sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ , при этом дифференциальная эффективность генерации составляет около 80% от аналогичной величины для лучших зарубежных образцов [5, 6].

Помимо использования в качестве активных элементов мощных лазеров с диодной накачкой, крупногабаритная лазерная керамика широко применяется в усилителях мощности и оконечных каскадах усиления мощных лазерных систем [7, 8]. В связи с этим оценка влияния удельных потерь в керамике на эффективность усиления и предельную величину энергосъема представляет значительный научно-практический интерес и является основной целью настоящей работы.

## 2. Модель

Рассмотрим одномерную модель оптического усилителя длиной  $L$ , в котором монохроматическая световая волна распространяется вдоль оси  $z$ . Будем считать, что плотность мощности накачки и плотность числа фотонов в оптическом усилителе однородны вдоль поперечных осей ( $x, y$ ), тогда скоростные уравнения в общем случае квазирекурсивной схемы усиления будут иметь вид [9–11]

$$\frac{dn_2}{dt} = \eta Q - \frac{n_2}{\tau} - c(\sigma_e n_2 - \sigma_a n_1) \Phi, \quad (1)$$

$$\frac{d\Phi}{dz} = (\sigma_e n_2 - \sigma_a n_1 - \alpha) \Phi, \quad 0 < z < L, \quad (2)$$

$$n_2 + n_1 = n. \quad (3)$$

Здесь  $n_1$  и  $n_2$  (в  $\text{см}^{-3}$ ) – населенности основного и метастабильного состояний соответственно;  $\eta Q$  – удельная скорость заселения метастабильного состояния с временем жизни  $\tau$  (в секундах);  $Q$  (в  $\text{фотон} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ) – плотность мощности накачки, т.е. число фотонов накачки, поглощенных усиливающей средой в единице объема в единицу времени;  $\eta$  – квантовый выход люминесценции;  $c$  (в  $\text{см}/\text{с}$ ) – скорость света;  $\sigma_e$  и  $\sigma_a$  (в  $\text{см}^2$ ) – сечения вынужденных переходов между метастабильным и основным состояниями ( $2 \rightarrow 1$  и  $1 \rightarrow 2$ ) на длине волны  $\lambda$  усиливаемого светового поля;  $\Phi$  (в  $\text{см}^{-3}$ ) – плотность числа фотонов в пучке;  $\alpha$  (в  $\text{см}^{-1}$ ) – совокупные (поглощение и рассеяние) удельные потери в оптическом материале;  $n$  (в  $\text{см}^{-3}$ ) – концентрация активных центров (например, редкоземельных ионов). Условие (3) предполагает, что время жизни всех других возбужденных состояний, кроме метастабильного, значительно меньше  $\tau$ , т.е. их населенностью можно пренебречь. Данное приближение является справедливым для большого числа ионов-активаторов, включая  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Cr}^{2+}$ , и подробно обсуждалось в работах [11–13].

В случае стационарного усиления  $dn_2/dt = 0$ , тогда из уравнения (1) следует выражение

$$n_2 = \frac{\tau(\eta Q + c\sigma_a n \Phi)}{1 + c\tau(\sigma_e + \sigma_a) \Phi}. \quad (4)$$

С учетом (4) решение уравнения (2) имеет вид

$$\begin{aligned} \ln \frac{\Phi(z)}{\Phi(0)} - \frac{\tau q(z) \sigma}{\alpha} \ln \left\{ \frac{\tau q(z) \sigma - \alpha [1 + c\tau \sigma \Phi(z)]}{\tau q(z) \sigma - \alpha [1 + c\tau \sigma \Phi(0)]} \right\} \\ = \tau \sigma \int_0^z q(z) dz - \alpha z, \quad 0 < z < L, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\sigma = \sigma_e + \sigma_a$  и  $q(z) = \eta Q(z) - \sigma_a n / (\tau \sigma)$ . Таким образом, уравнение (5) устанавливает в неявном виде зависимость плотности числа фотонов в усилителе от параметров активной среды и распределения мощности накачки.

В качестве иллюстрации рассмотрим эффективность извлечения запасенной энергии

$$\kappa = c \frac{\Phi(L) - \Phi(0)}{\eta \int_0^L Q(z) dz},$$

которая соответствует доле мощности накачки, затраченной на усиление светового пучка, для керамики Nd:YAG при различных значениях  $\Phi(0)$ ,  $Q$  и  $\alpha$ . Для длины волны  $\lambda = 1064$  нм (переход  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ) можно принять  $\sigma_a = 0$ ,  $\sigma = 2.5 \times 10^{-19}$  см<sup>2</sup>,  $\tau = 2.5 \times 10^{-4}$  с,  $\eta = 1$  [11–16] и, кроме того, положить  $L = 10$  см, что соответствует типичным размерам слэбов для оконечных усилителей [7, 8]. Результаты расчетов представлены на рис.1–4. Распределение  $Q$  всюду предполагалось однородным, а  $\Phi(L)$  рассчитывалось численно с учетом (5) по заданным  $\alpha$ ,  $Q$  и  $\Phi(0)$ .

Как и следовало ожидать, эффективность извлечения запасенной энергии возрастает при увеличении интенсивности излучения на входе в усилитель, поскольку в режиме сильного насыщения,  $c\Phi(0) \gg (\tau\sigma)^{-1}$ , инверсия населенностей снижается до минимальной величины, соответствующей порогу оптической прозрачности, т.е. отсутствию поглощения из основного состояния (см. также (4)). Отрицательные значения  $\kappa$  означают, что потери

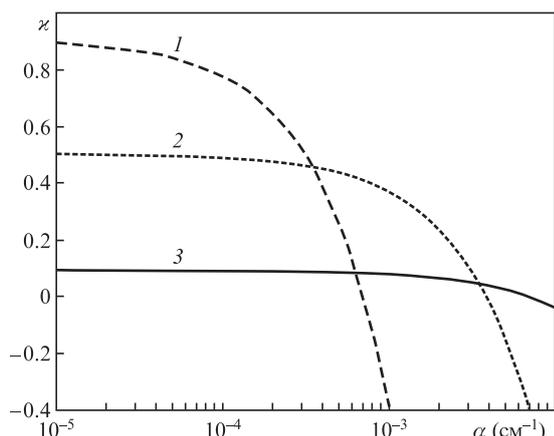


Рис.1. Зависимости эффективности извлечения запасенной энергии  $\kappa$  от величины удельных потерь  $\alpha$  для керамики Nd:YAG ( $L = 10$  см) при  $Q = 1.23 \times 10^{20}$  фотон·см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup> (30 Вт/см<sup>3</sup>) и  $c\Phi(0) = 1.6 \times 10^{23}$  (32 кВт/см<sup>2</sup>; 1),  $1.6 \times 10^{22}$  (3.2 кВт/см<sup>2</sup>; 2) и  $1.6 \times 10^{21}$  фотон·см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup> (0.32 кВт/см<sup>2</sup>, 3). Длина волны излучения накачки  $\lambda = 808$  нм,  $\sigma = 6.25 \times 10^{-23}$  см<sup>2</sup>·с.

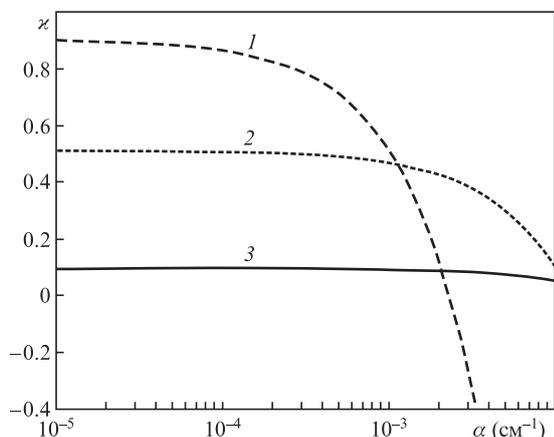


Рис.2. То же, что и на рис.1, но при  $Q = 4.1 \times 10^{20}$  фотон·см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup> (100 Вт/см<sup>3</sup>).

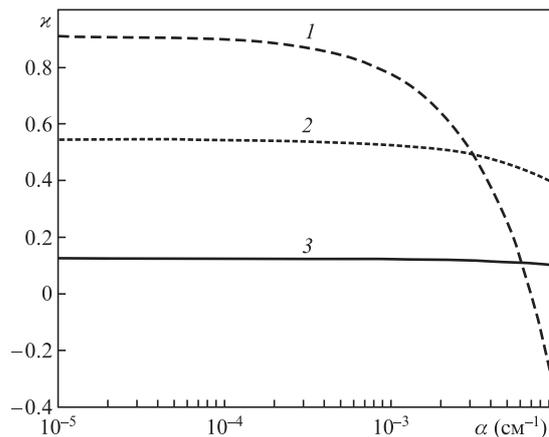


Рис.3. То же, что и на рис.1, но при  $Q = 1.23 \times 10^{21}$  фотон·см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup> (300 Вт/см<sup>3</sup>).

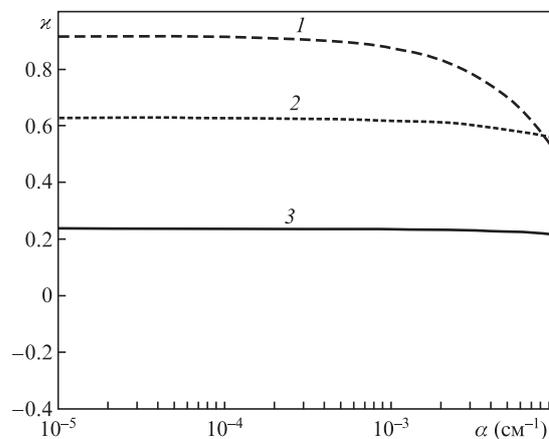


Рис.4. То же, что и на рис.1, но при  $Q = 4.1 \times 10^{21}$  фотон·см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup> (1000 Вт/см<sup>3</sup>).

мощности вследствие рассеяния и поглощения не компенсируются усилением в оптическом материале, т.е. мощность пучка излучения на выходе в итоге становится меньше, чем на входе. Этот эффект особенно сильно проявляется для высокоинтенсивных пучков и малых удельных мощностей накачки (рис.1 и 2). В целом полученные соотношения могут быть полезны при оптимизации конфигураций оптических усилителей с учетом удельных потерь в оптическом материале. Кроме того, следует отметить, что в режиме ненасыщенного усиления плотность числа фотонов  $\Phi$  зависит от  $\alpha$  экспоненциально, а при сильном насыщении – линейно (см. (5)). Таким образом, систематические измерения коэффициента усиления оптического материала в зависимости от интенсивности излучения на входе потенциально дают возможность определить величину удельных оптических потерь без привязки к другим методам. Точность и возможный диапазон измеряемых данным способом удельных потерь будут рассмотрены в одной из последующих публикаций.

### 3. Заключение

Полученное на основе скоростных уравнений аналитическое решение описывает однопроходный коэффициент усиления как функцию спектроскопических параметров оптического материала, величины удельных потерь и интенсивности усиливаемого излучения. Данные результаты представляют определенный научно-практичес-

кий интерес, в том числе для оптимизации оптических усилителей и оценки удельных потерь на основе измерений коэффициента усиления активной среды.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом» (проект 4-4).

1. Осипов В.В., Хасанов О.Л., Шитов В.А. и др. *Российские нанотехнологии*, **3**, 98 (2008).
2. Vagayev S.N., Osipov V.V., Solomonov V.I., et al. *Opt. Mater.*, **34**, 1482 (2012).
3. Vagaev S.N., Osipov V.V., Shitov V.A., et al. *Atmos. Oceanic Opt.*, **25**, 292 (2012).
4. Багаев С.Н., Осипов В.В., Соломонов В.И. и др. *Перспективные материалы*, **4**, 18 (2012).
5. Багаев С.Н., Осипов В.В., Ватник С.М. и др. *Квантовая электроника*, **45**, 492 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 492 (2015)].
6. Багаев С.Н., Осипов В.В., Ватник С.М. и др. *Квантовая электроника*, **45**, 23 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 23 (2015)].
7. Li M., Hu H., Gao Q., et al. *IEEE Photonics J.*, **9**, 1504010 (2017).
8. Chen Y., Fan Z., Guo G., et al. *Opt. Mater.*, **71**, 125 (2017).
9. Peroni M., Tamburrini M. *Opt. Lett.*, **15**, 842 (1990).
10. Звелто О. *Принципы лазеров* (СПб.: Лань, 2008).
11. Rustad G., Stenersen K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 1645 (1996).
12. Payne S.A., Chase L.L., Smith L.K., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 2619 (1992).
13. Fan T.Y., Huber G., Byer R.L., Mitzscherlich P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 924 (1988).
14. Gruber J.B., Sardar D.K., Yow R.M. *J. Appl. Phys.*, **96**, 3050 (2004).
15. Kumar G.A., Lu J., Kaminskii A.A., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 747 (2004).
16. Pokhrel M., Ray N., Kumar G.A., Sardar D.K. *Opt. Mater. Express*, **2**, 235 (2012).