

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГИИ НАСЫЩЕНИЯ В НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ

В. В. Иванов, Г. В. Склизков

Рассмотрена зависимость энергии насыщения неодимового стекла при больших плотностях энергии от параметров излучения и лазерного перехода.

Усиление наносекундных импульсов в мощных лазерных установках на неодимовом стекле обычно рассчитывается с использованием формулы Франца – Нодвика для однородно уширенной линии люминесценции (ЛЛ) /1/. Энергия насыщения E_s такой ЛЛ равна $h\nu/2\sigma$ или $h\nu/\sigma$ для трех- и четырехуровневой лазерной схемы (σ – сечение индуцированного перехода на частоте ν). В неодимовом стекле ($\lambda \cong 1,06$ мкм) необходимо учитывать "прогорание" ЛЛ, быструю термализацию штарковских компонент (ШК) и др. /2, 3/. В этом случае E_s определяется из эксперимента по формуле:

$$\int_{E_{in}}^{E_{out}} \frac{dE}{E_s [1 - \exp(-E/E_s)] - E\kappa/a} = aL. \quad (1)$$

Здесь E_{in} и E_{out} – плотность энергии на входе и выходе усилителя длиной L с распределенным усилением a , κ – пассивные потери. В этом случае E_s обычно зависит от E_{out} /4–6/, в интервале $E_{out} = 0,5 - 12$ Дж/см² функцию $E_s(E_{out})$ можно аппроксимировать линейным или логарифмическим законом. Для плотностей энергии $E \geq 20$ Дж/см², на которые рассчитываются лазерные установки с выходной энергией 0,1–1 МДж /7/, данные по E_s отсутствуют. В настоящей работе проведен анализ зависимости энергии насыщения от E_{out} и параметров стекла для лазерных импульсов длительностью $t_p = 10^{-9} - 10^{-7}$ с и различной шириной спектра.

Запишем соотношение (1) в дифференциальном виде:

$$dE/dx = \Delta N h\nu - E\kappa = aE_s [1 - \exp(-E/E_s)] - E\kappa, \quad (2)$$

где ΔN – изменение населенности верхнего рабочего уровня. В активированных неодимом кристаллах необходимо учесть населенность ШК лазерного перехода $j-i$ и время релаксации нижнего рабочего уровня t_{21} . Решение кинетических уравнений для начальной N_0 и конечной N населенностей метастабильного уровня $^4F_{3/2}$ запишем в виде:

$$N = C_1 \exp[0,5(\Lambda - A)] + C_2 \exp[-0,5(\Lambda + A)],$$

$$C_1 = \frac{N_0}{2} \left[1 + \frac{\sigma\epsilon(g-1) + t_0}{\Lambda} \right], \quad C_2 = \frac{N_0}{2} \left[1 + \frac{\sigma\epsilon(1-g) - t_0}{\Lambda} \right], \quad (3)$$

$$A = \sigma_0\epsilon(1+g) + t_0, \quad B = \sigma_0\epsilon t_0, \quad \Lambda = \sqrt{A^2 - 4B}.$$

Здесь $\epsilon = E/h\nu$; $\sigma_0 = b_1\sigma$; $t_0 = t_p/t_{21}$; a_1 и b_1 – больцмановские коэффициенты /3/; $g = a_1/b_1$. Сравнивая ΔN из (3) с (2), получаем, что для $t_0 = 0$ $E_s = h\nu/\sigma_0(1+g)$. Из (3) можно получить также формулу для предельного значения сброса-инверсии $\eta = 1 - N/N_0$ при больших плотностях энергии $\sigma\epsilon \gg t_0$:

$$\eta_{\text{lim}} = 1 - g(g+1)^{-1} \exp[-t_0 / (g+1)]. \quad (4)$$

Для наиболее распространенных лазерных неодимовых кристаллов ($\lambda \cong 1,06$ мкм) $g = 0,3-0,5$. В неодимовых стеклах вследствие перекрытия ШК усиление идет одновременно по 4–6 переходам, поэтому $g(\nu)$ определяется интегральным вкладом всех участвующих в сбросе инверсии ШК. На рис. 1 показаны зависимости $g(\nu)$ для моделей ЛЛ силикатного стекла ED-2 с одинаковым для всех ШК однородным ($\delta=20$ см⁻¹) и неоднородным ($\Delta = 110$ см⁻¹) уширением при $\sigma_0 = 2,7 \cdot 10^{-20}$ см² /3/ и щелочнониобийфосфатного стекла /8/ ($\delta = 20$ см⁻¹, $\Delta = 50 - 100$ см⁻¹, $\sigma_0 = 3,6 \cdot 10^{-20}$ см²). В максимуме ЛЛ $g = 0,47$ в силикатном стекле и 0,44 – в фосфатном. С уменьшением ν $g(\nu)$ убывает, так как в сброс инверсии вовлекаются малонаселенные верхние ШК нижнего лазерного уровня.

Проведем дальнейший анализ с помощью численной модели, разработанной нами в /3/. Вследствие больших значений σ_0 и относительной однородности δ/Δ в фосфатном стекле η_{lim} достигается при существенно меньших E_{out} , чем в силикатном. Уширение спектра излучения до 100–150 см⁻¹ уменьшает "прогорание" ЛЛ и повышает сьем инверсии в силикатном стекле, приближая его по эффективности к фосфатному.

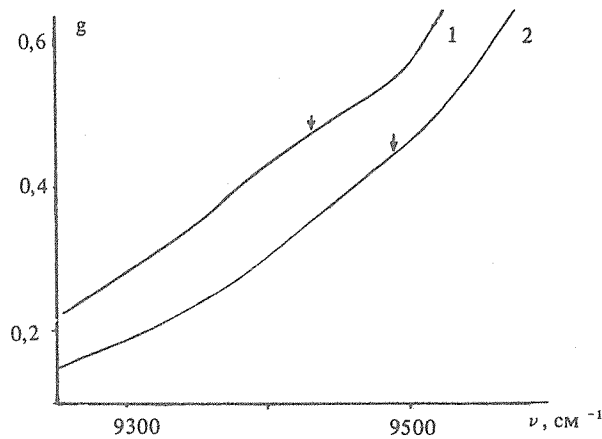


Рис. 1. Частотная зависимость g для силикатного (1) и фосфатного (2) стекол. Стрелкой показаны максимумы ЛЛ.

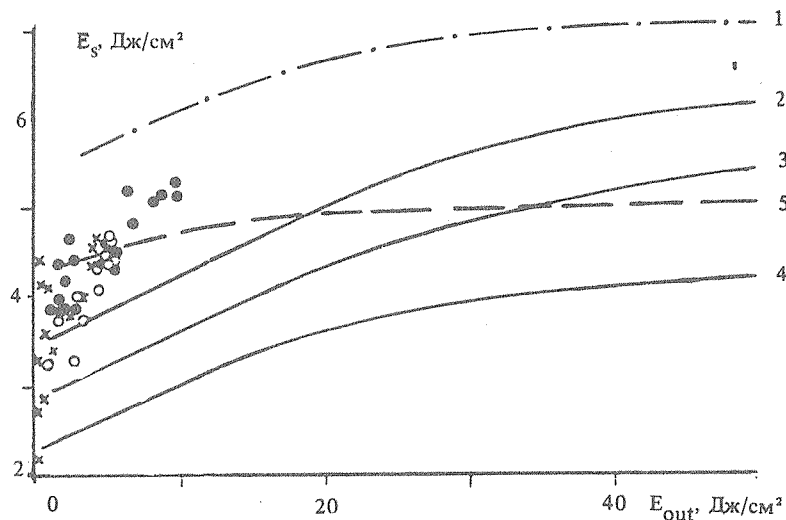


Рис. 2. Расчетные зависимости $E_s(E_{\text{out}})$ для усилителя с модельной ЛЛ фосфатного (штриховая линия) и силикатного (сплошная и штрих-пунктирная линии) стекол при усилении узкополосного сигнала (2–5) и излучения с шириной спектра 140 см⁻¹ (1); $t_0 = 0$ (4), $t_0 = 2$ (3) и $t_0 \rightarrow \infty$ (1, 2, 5). Экспериментальные точки – из работы /6/ для стекла ED-2; $t_p = 1$ нс (x), 9 нс (o) и 50 нс (*).

Для определения E_s в модельной среде длиной 25 см с ЛЛ силикатного или фосфатного стекла рассчитывались E_{in} и E_{out} , а из (1) находилось значение E_s . На рис. 2 видно насыщение зависимостей $E_s(E_{out})$ при $E_{out} > 20$ Дж/см² в фосфатном стекле и $E_{out} > 50$ Дж/см² в силикатном вследствие практически полного съема запасенной в активной среде энергии W . Сравнивая максимально возможный съем инверсии $\Delta N = W \eta_{lim} / h\nu$ с (2) при $E \geq E_s$, можно получить предельное значение энергии насыщения

$$E_s^{lim} = W\eta_{lim} / a = h\nu\eta_{lim} / \sigma_0. \quad (5)$$

В случае длинного лазерного импульса ($t_0 \rightarrow \infty$, $\eta_{lim} = 1$) $E_s^{lim} = h\nu / \sigma_0$ и равно 6,9 Дж/см² для ЛЛ силикатного стекла и 5,3 Дж/см² для фосфатного. Более быстрое насыщение функции $E_s(E_{out})$ в фосфатном стекле (кривая 5 на рис. 2) и в силикатном при усилении широкополосного излучения (кривая 1) является следствием более эффективного в этих случаях съема инверсии. Для широкополосного излучения в качестве σ_0 в (5) берется интегральная по спектру величина, для кривой 1 на рис. 2 $\sigma_0 = 2,5 \cdot 10^{-20}$ см² ($E_s^{lim} = 7,4$ Дж/см²).

В некоторых экспериментах /6/ и на рис. 2 (кривые 2–4) при $E_{out} = 0,5–15$ Дж/см² зависимость E_s от E_{out} близка к линейной. В /2/ для нескольких типов неодимового стекла была получена эмпирическая зависимость вида $N/N_0 = 1 + \sigma_0 E$, которая выполняется и для модели ЛЛ стекла ED-2 при узкополосном сбросе инверсии /3/. Подставляя отсюда ΔN в (2), получим практически линейные зависимости $E_s(E)$ и $E_s(E_{out})$. Для модели ЛЛ фосфатного стекла эти зависимости нелинейны.

Зависимость E_s от t_0 демонстрируют кривые 2–4 на рис. 2 (по данным /9/ $t_{21} = 15–35$ нс). Отношение значений E_s при $t_0 = 0$ и при $n_0 \rightarrow \infty$ равно $(1 + g) = 1,47$ (см. (4)) для ЛЛ стекла ED-2. Еще меньше различие между E_s при $t_0 = 2$ (кривая 3) и $t_0 = 0$ или $t_0 \rightarrow \infty$ (кривые 2, 4).

Рассмотрим область малых плотностей энергии E . При $E_{in} \rightarrow 0$ $E_{out} \rightarrow \exp(aL - \kappa) E_{in}$, т.е. зависимость усиления от E_s исчезает. Зависимость E_s от E , напротив, резко возрастает. Большой экспериментальный разброс в этой области /4–6/ не позволяет дать однозначную оценку.

Применяя метод разложения в ряд Тейлора /10/ к одиночной неоднородно уширенной ЛЛ с лоренцевым профилем однородного δ (с сечением в центре σ) и гауссовым профилем неоднородного уширения Δ (с центром на частоте ν_0), получим для лазерного импульса на частоте ν при $t_0 \rightarrow \infty$:

$$\frac{N}{N_0} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (\sigma\epsilon)^n}{n!} K_n(u, q), \quad u = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta} 2\sqrt{\ln 2},$$

$$K_n(u, q) = \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-v^2) \left\{ 1 + [(v - u)/q]^2 \right\}^{-n} dv, \quad q = \sqrt{\ln 2} \delta/\Delta. \quad (6)$$

Коэффициент $K_1(u, q)$ выражается через функцию Фойгта: $K_1(u, q) = \sqrt{\pi} q H(u, q) / 3!$, а коэффициент усиления слабого сигнала $a = \sigma K_1(u, q) N_0$. Сравнивая (6) с (2), получим $E_s \rightarrow h\nu K_1(u, q) / \sigma K_2(u, q)$ при $E \rightarrow 0$. Для ЛЛ со штарковским расщеплением необходимо учесть вклад всех ШК:

$$E_s(0) = h\nu \sum_{i=1}^6 \sum_{j=1}^2 b_j \sigma_{i,j} K_1(u_{i,j}, q_{i,j}) / \sum_{i=1}^6 \sum_{j=1}^2 b_j \sigma_{i,j}^2 K_2(u_{i,j}, q_{i,j}). \quad (7)$$

Числитель в формуле (7) равен просто $h\nu\sigma_0 / 3!$. Зная параметры ЛЛ, можно определить $E_s(0)$ (для модели ЛЛ стекла ED-2 $E_s(0) = 3,2$ Дж/см²). Для полной ЛЛ сброс инверсии узкополосным излучением, определенный по формулам (6), совпадает с результатами численной модели /3/.

Предельные значения сброса инверсии и энергии насыщения при больших плотностях энергии в значительной степени определяются штапковской структурой ЛЛ. Измерение E_s при $E \gtrsim 20$ Дж/см² позволит уточнить параметры ЛЛ неодимовых стекол.

ЛИТЕРАТУРА

1. Franz L. M., Nodvik J. S. J. Appl. Phys., **34**, 2346 (1963).
2. Лазерные фосфатные стекла, под ред. М.Е. Жаботинского, М., Наука, 1980.
3. Иванов В. В., Сенатский Ю. В., Склизков Г. В. Квантовая электроника, **13**, 647 (1986); **14**, 306 (1987).
4. Алексеев В. Н. и др. Квантовая электроника, **12**, 159 (1985).
5. Крыжановский В. И., Серебряков В. А., Яшин В. Е. Квантовая электроника, **14**, 2407 (1987).
6. Martin W. E., Milam D. IEEE J. Quantum Electronics, **QE-18**, 1155; 1941 (1982).
7. Powell H. T. Laser Program Annual Report 86, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, 1987, UCRL-50021-86, p. 6-81.
8. Красилов Ю. И. и др. Квантовая электроника, **1**, 370 (1974).
9. Быковский Н. Е. и др. Квантовая электроника, **15**, 1240 (1988).
10. Григорьянц В. В., Гурари М. Л., Жаботинский М. Е. ЖТФ, **14**, 154 (1971).

Поступила в редакцию 6 сентября 1989 г.