

УДК 621.378.33

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЯМОГО УСИЛЕНИЯ МОЩНЫХ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ

В. В. Иванов, Ю. А. Михайлов, Г. В. Склизков

Показана возможность эффективного прямого усиления сверхкоротких световых импульсов в неодимовом стекле при интенсивностях излучения $\gtrsim 100 \text{ ГВт/см}^2$. Приведены результаты измерений поверхностной лучевой прочности лазерных и оптических стекол для 5 пс импульса на длине волны $1,054 \text{ мкм}$.

В настоящее время проявляется большой интерес к взаимодействию сверхкоротких световых импульсов с веществом при интенсивностях излучения на мишени $10^{15} - 10^{19} \text{ Вт/см}^2$. Такие световые импульсы в лазерах на неодимовом стекле получают, как правило, используя технику временного расширения и сжатия "чирпированного" импульса парой дифракционных решеток [1, 2]. При прямом усилении в неодимовом стекле интенсивность излучения ограничена распадом светового пучка и разрушением активных элементов вследствие мелкомасштабной самофокусировки. В качестве критерия развития мелкомасштабной самофокусировки обычно используется интеграл распада B [3], который для усиления слабого (по плотности энергии) сигнала записывается в виде:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \gamma \int_0^l I(z) dz = \frac{2\pi\gamma}{\lambda} \frac{I_0}{\alpha} (1 - e^{-\alpha l}), \quad (1)$$

где l – длина активной среды в направлении z ; λ – длина волны излучения; I_0 – его интенсивность на выходе усилителя; $\gamma = 4,2 \cdot 10^{-3} \cdot n_2/n_0$ (в $\text{см}^2/\text{Вт}$); n_2 и n_0 – нелинейный (в единицах СГСЕ) и линейный показатели преломления; α – усиление на единицу длины. Величина интеграла распада в активном элементе не должна превышать $\simeq 3 - 4$. Это ограничивает интенсивность излучения на выходе усилителя на

уровне $\lesssim 10 \text{ ГВт/см}^2$ при типичной длине активного элемента $\simeq 30 \text{ см}$, $\alpha \simeq 0,08 \text{ см}^{-1}$ и $\gamma = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^2/\text{Вт}$. С другой стороны, при усилении "чирпированных" импульсов энергия излучения ограничивается низким порогом оптического разрушения дифракционных решеток: поэтому при апертуре $\phi 90 - 135 \text{ мм}$ выходная энергия сверхкороткого сжатого импульса не превышает $20 - 30 \text{ Дж}$ [1, 2].

Таким образом, мелкомасштабная самофокусировка и разрушение поверхности оптических элементов определяют предельно возможные энергию и интенсивность излучения мощных лазерных установок (для наносекундных импульсов анализ влияния этих факторов на оптимизацию лазеров был проведен в [4]). Мы рассмотрим другой подход к прямому усилению мощных пикосекундных импульсов, основанный на использовании коротких, длиной $l = 2 - 3 \text{ см}$, активных элементов с высоким усилением на единицу длины, $\alpha \gtrsim 1 \text{ см}^{-1}$.

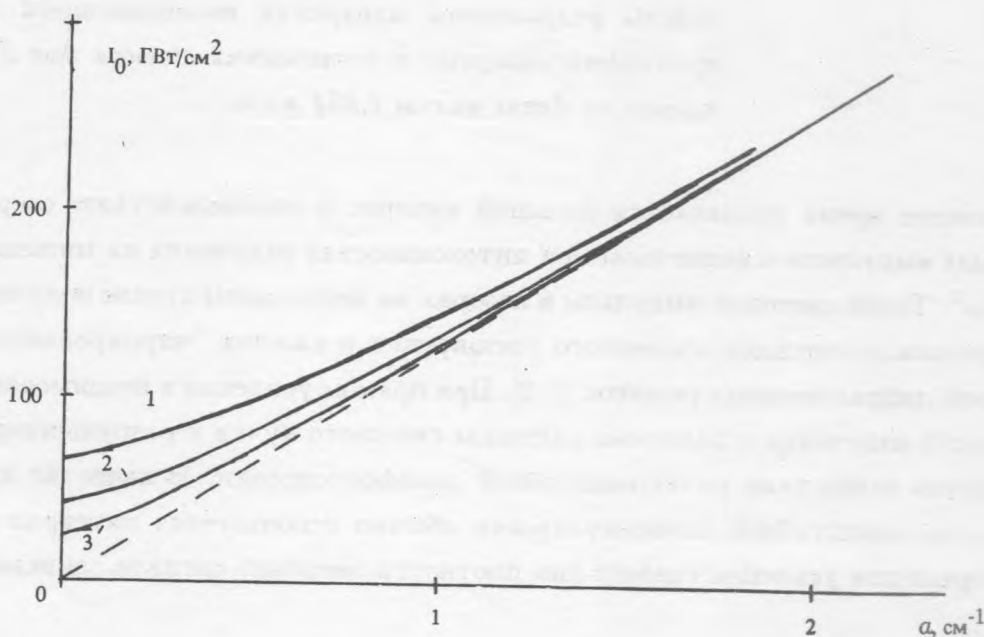


Рис. 1. Зависимость интенсивности I_0 на выходе усилителя от усиления на единицу длины α для $l = 2 \text{ см}$ (1), 3 см (2) и 5 см (3).

Проанализируем с помощью формулы (1) ограничение I_0 по самофокусировке в этом случае. Зависимость $I_0(\alpha)$ для фиксированных $B = 3$, $\gamma = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^2/\text{Вт}$, $\lambda = 1,054 \text{ мкм}$ и длины активного элемента $l = 2 \text{ см}$, 3 см и 5 см приведены на рис. 1. Нетрудно получить значение I_0 при $\alpha \rightarrow 0$:

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} I_0 = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{B}{\gamma l} \quad (2)$$

и асимптотическое поведение I_0 при больших αl :

$$I_0 \simeq \frac{\lambda}{2\pi} \frac{B\alpha}{\gamma} \quad \text{при } \alpha l \gg 1. \quad (3)$$

Эта асимптота обозначена на рис. 1 штриховой линией. Из рис. 1 следует, что при $l = 2 - 3 \text{ см}$ и $\alpha = 0,7 - 0,8 \text{ см}^{-1}$ допустима интенсивность на выходе усилителя $I_0 \gtrsim 100 \text{ ГВт/см}^2$. Использование же сильно расходящихся лазерных пучков позволит дополнительно поднять интенсивность излучения [5]. В этом случае фактором, ограничивающим величину I_0 в неодимовом стекле, может стать поверхностный оптический пробой.

В литературе приводятся данные по поверхностной лучевой прочности стекол для лазерных импульсов не короче, чем $\simeq 100 \text{ пс}$ [6, 7]. Кроме того, в области длительностей импульсов порядка единиц пикосекунд происходит изменение механизма лазерного разрушения [8, 9]. Поэтому лучевая прочность лазерных стекол для пикосекундных импульсов определялась нами экспериментально.

Эксперименты проводились на лазерной неодимовой установке "Пико" с выходной апертурой $\phi 45 \text{ мм}$ и энергией до $0,5 \text{ Дж}$ при средней длительности импульса $\simeq 5 \text{ пс}$. Для исключения влияния мелкомасштабной самофокусировки испытывались образцы (из неодимового стекла ГЛС-1 и ГЛС-22 и оптического стекла К-8) толщиной $l = 3 - 5 \text{ мм}$. Одиночный пикосекундный импульс проходил через уменьшающий пространственный фильтр 1 (рис. 2), расфокусированный для получения слабосходящегося пучка. Размер светового пучка на исследуемом образце 2 составлял $\simeq 2 \text{ мм}$. Профиль пучка на образце регистрировался с помощью фотопленки 3, расположенной в плоскости, сопряженной с оптической плоскостью исследуемого образца. Энергия измерялась калориметром 4.

Измеренная пороговая плотность энергии разрушения выходной поверхности оказалась в диапазоне $1,5 - 2,5 \text{ Дж/см}^2$ для образцов из стекол К-8, ГЛС-1 и ГЛС-21. Это соответствует интенсивности излучения $I_0 = 300 - 500 \text{ ГВт/см}^2$.

Используя данные по лучевой прочности и расчеты самофокусировки (рис. 1) лазерных стекол, можно сделать вывод, что в усилителях с малой длиной активного элемента $l = 2 - 3 \text{ см}$ и высоким усилением $\alpha = 0,7 - 1 \text{ см}^{-1}$ можно поднять интенсивность излучения до $\gtrsim 100 \text{ ГВт/см}^2$. При апертуре $\phi 10 \text{ см}$ и длительности лазерного импульса

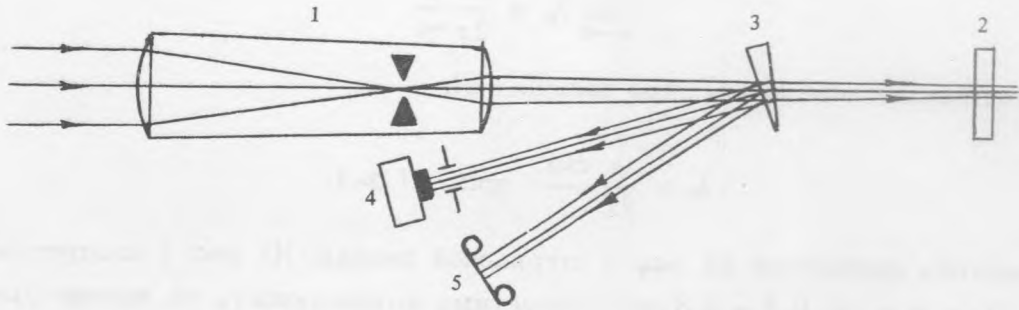


Рис. 2. Упрощенная схема эксперимента по определению поверхностной лучевой прочности стекла. 1 – пространственный фильтр; 2 – исследуемый образец; 3 – светоотводящий клин; 4 – калориметр; 5 – фотопленка.

≈ 5 пс это соответствует энергии 40 Дж. В таком варианте схема прямого усиления сможет в ряде применений конкурировать со схемой, использующей компрессию "чирпированных" лазерных импульсов.

Конструктивно такой усилительный каскад может быть выполнен в виде "активного зеркала" или дискового усилителя [3] с последующей пространственной фильтрацией светового пучка. Однако при обычной ламповой накачке таких активных элементов величина α не превышает $0,06 - 0,08 \text{ см}^{-1}$ из-за паразитного сброса инверсии [3, 10].

Большее усиление в таких усилителях можно получить, используя импульсную селективную накачку активного элемента [11]. Инверсию, созданную коротким, длительностью $10^{-8} - 10^{-7} \text{ с}$, импульсом накачки можно быстро снять синхронизованным по времени лазерным импульсом, поскольку время релаксации с уровней накачки на метастабильный уровень составляет для недиимовых стекол и кристаллов $10^{-9} - 10^{-8} \text{ с}$ [12, 13].

Высокий уровень инверсии приводит к сокращению эффективного времени жизни τ' метастабильного уровня ${}^4F_{3/2}$ в неодимовом стекле [3]:

$$\tau' = \tau / (1 + \xi). \quad (4)$$

Здесь τ – время жизни в отсутствии суперлюминесценции, $\xi = W/\Lambda$ – отношение коэффициентов Эйнштейна для вынужденного и спонтанного излучения. Из приведенных в [3] расчетов следует, что для диска с полированными поверхностями диаметром $d = 10 \text{ см}$ и толщиной $l = 2 \text{ см}$ при $\alpha = 0,5 - 0,8 \text{ см}^{-1}$ мы имеем $\xi = 10 - 100$, т.е. эффективное время жизни будет лежать в диапазоне $10^{-6} - 10^{-5} \text{ с}$.

При высокой инверсии серьезной проблемой может стать возбуждение в усилителе паразитных мод генерации. Пороги возбуждения поверхностных и объемных паразитных мод генерации можно определить по формулам [3]:

$$R_s \exp(\alpha_s d) = 1, \quad (5)$$

$$R \exp[n_0(\bar{\alpha}d)] = 1. \quad (6)$$

Здесь $\bar{\alpha}$ и α_s – усредненный по толщине диска и поверхностный коэффициенты усиления, d – диаметр диска, n_0 – показатель преломления стекла; R и R_s – коэффициенты отражения от боковой поверхности диска для этих мод. При подборе коэффициента преломления n_i иммерсионной среды для боковых поверхностей диска с точностью до $n_i = n_0 \pm 0,05$ допустимой является величина $\bar{\alpha}d \simeq 4$ и $\alpha_s d \simeq 8$, соответственно. Отметим, что расчеты [3] были оптимизированы для ламповой накачки. При использовании же селективной импульсной накачки оптимизация должна производиться по другим параметрам, например, по соотношению длительности накачки (в диапазоне $10^{-9} - 10^{-7}$ с) и времени развития паразитных осцилляций.

Для получения усиления $\alpha \simeq 1 \text{ см}^{-1}$ необходимо запастись на метастабильном уровне плотность энергии \mathcal{E}

$$\mathcal{E} = h\nu\alpha/\sigma = 0,63 \text{ Дж/см}^3 \quad (7)$$

Здесь $h\nu = 1,89 \cdot 10^{-10} \text{ Дж}$ – энергия фотона на длине волны $1,054 \text{ мкм}$, $\sigma = 3 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ – характерное значение сечения вынужденного перехода для фосфатного неодимового стекла. Для диска $\phi 10 \times 2 \text{ см}$ это соответствует усилению слабого сигнала $G_0 = 7,4$ и полной запасенной энергии $\simeq 100 \text{ Дж}$.

Эффективность снятия инверсии в таком усилителе можно оценить с помощью формулы Франца–Нодвика [14]:

$$E_{out} = E_s \ln\{1 + G_0[\exp(E_{in}/E_s) - 1]\}. \quad (8)$$

Здесь E_{out} и E_{in} – плотность энергии излучения на выходе и входе в усилитель, E_s – энергия насыщения. Приняв $G_0 = 7,4$ и $E_s = 4,7 \text{ Дж/см}^2$ (значение для фосфатного стекла ГЛС-22 [15]), при $E_{in} = 0,07 \text{ Дж/см}^2$ получим $E_{out} \simeq 0,5 \text{ Дж/см}^2$ ($I_0 = 100 \text{ ГВт/см}^2$ для 5 нс импульса). Это соответствует энергосъему $\eta \simeq 30\%$.

Таким образом, расчеты и эксперименты указывают на возможность практической реализации эффективного прямого усиления пикосекундных импульсов в неодимовом лазере при интенсивностях излучения $\gtrsim 100 \text{ ГВт/см}^2$.

В заключение авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований и Международный научный фонд (договор MN 5000) за поддержку данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] S a u t e r C., R o u y e r C., M a z a t a u d et al., Conference on Laser and Electro-Optics (Baltimore, Maryland, 1993). Technical Digest Series, **11**, 100 (1993).
- [2] Y a m a n a k a K., B a r t y C. P. J., S h i r a g a H., K a t o Y., IEEE J. Quantum Electron., **QE-27**, 228 (1991).
- [3] B r o w n D. C., High-Peak-Power Nd:Glass Laser Systems. Springer-Verlag, Berlin, New-York (1981).
- [4] К р о х и н О. Н., М и х а й л о в Ю. А., С к л и з к о в Г. В., Квантовая электроника, **3**, 636 (1976).
- [5] П я т а х и н М. В., С у ч к о в А. Ф., Квантовая электроника, **15**, 164 (1988).
- [6] M i l a m D., Applied Optics, **16**, 1204 (1977).
- [7] M i l a m D., Laser Induced Damage in Optical Materials: 1978 (Boulder, Colorado). NBS Spec. Publ., **541**, 164 (1978).
- [8] S o l e a u M. J., W i l l i a m s E. W., V a n S t r y l a n d E. W., et al. Laser Induced Damage in Optical Materials: 1982 (Bouldrr, Colorado). NBS Spec. Publ. **669**, 387 (1982).
- [9] D u D., L i u X., K o r n G., et al., Conference on Lasers and Electro-Optics (Amalheim, California, 1994). Technical Digest, **8**, 407 (1994).
- [10] S t o k o w s k i S. E., Y a r e m a S. M., S t o w e r s I. F., Lawrence Livermore Lab.-Laser Program Annual Rep. 1980, UCRL-50021-80, **1**, 2-214 (1981).
- [11] Б а с о в Н. Г., Б ы к о в с к и й Н. Е., И в а н о в В. В. и др., Краткие сообщения по физике ФИАН, **8**, 54 (1982).
- [12] Б а с и е в Т. Т., Д е р г а ч е в А. И., О р л о в с к и й Ю. В. и др., Известия РАН, сер. физ., **56**, 113 (1992).
- [13] Б ы к о в с к и й Н. Е., И в а н о в В. В., С е н а т с к и й Ю. В., Квантовая электроника, **12**, 422 (1985).
- [14] F r a n z L. M., N o d v i k J. S. J. Appl. Phys., **34**, 2346 (1963).

- [15] Алексеев В. Н., Дмитриев Д. И., Жилин А. Н., Чернов В. Н.,
Квантовая электроника, 12, 159 (1985).

Поступила в редакцию 21 июля 1994 г.