

В.Ф. Тарасенко, А.В. Феденев

ВЛИЯНИЕ МОЩНОСТИ НАКАЧКИ НА КПД ПЕННИНГОВСКОГО ПЛАЗМЕННОГО ЛАЗЕРА НА НЕОНЕ

Приведены экспериментальные данные по возбуждению Ne-пеннинговского плазменного лазера пучками электронов при мощности накачки 25 Вт/см³ и 25 кВт/см³. Обсуждается зависимость коэффициента поглощения, коэффициента усиления слабого сигнала и мгновенного значения КПД от мощности возбуждения.

Удобный спектральный диапазон излучения, неагрессивность компонентов газовой смеси, возможность получения квазинепрерывной генерации миллисекундной длительности [1, 2] и работы в импульсно-периодическом режиме [1], низкие пороговые мощности возбуждения и относительно высокий КПД [3, 4] стимулировали интерес исследователей к пеннинговскому плазменному лазеру на переходах неона (подробнее см. обзор в [3]). Образование инверсии в пеннинговском плазменном лазере происходит по следующей схеме: заселение верхних лазерных уровней (ВЛУ) в рекомбинационном потоке <сверху>, а расселение нижних лазерных уровней (НЛУ) в реакции Пеннинга с примесными атомами (H₂, Ar, Kr, Xe). Наиболее полно преимущества такой схемы реализуются при возбуждении <жестким ионизатором> – пучками ускоренных электронов, разрядом с жесткой составляющей [3], осколками ядерных реакций [2,4]. При использовании лазера на переходах неона в смеси Ne-Ne-Ar высокого давления ($p \geq 1$ атм), возбуждаемой пучком электронов, заселение ВЛУ осуществляется в цепочке реакций (см., например, [5]):



Селективность заселения уровня $3p'[1/2]_0$, т.е. ВЛУ для перехода NeI с $\lambda = 585,3$ нм в процессе диссоциативной рекомбинации Ne_2^+ из возбужденных состояний (4), может достигать 30% по отношению к другим уровням $3p, 3p'$ мультиплетов [6]. Дезактивация ВЛУ при малых мощностях возбуждения, когда столкновениями с электронами плазмы можно пренебречь, происходит в основном в соударениях с атомами Ne и Ar:



с константами скорости $K_{\text{Ne}} \approx (8 \pm 2) \cdot 10^{-12} \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [6] и $K_{\text{Ar}} \approx (1,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-10} \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [7]. А девозбуждение НЛУ – в реакции Пеннинга:



с константой скорости $K_{\text{П}} \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [8]. Механизм образования инверсии на переходах $3p-3s$ атома Ne подробно рассмотрен, например, в [3], а в [8] предлагается кинетическая мо-

дель, учитывающая ~ 200 плазмохимических реакций, результаты расчетов по которой дают удовлетворительное согласие с экспериментальными данными в широком диапазоне условий. В настоящей статье приводятся экспериментальные результаты по возбуждению пеннинговского плазменного лазера на переходах Ne пучком электронов при мощностях возбуждения 25 кВт/см³ и 25 кВт/см³, а также дается оценка на основе наших экспериментов и данных, полученных другими авторами, зависимости коэффициентов ненасыщенного поглощения, усиления слабого сигнала и КПД от мощности возбуждения.

Эксперименты проводились на установках, основную часть которых составляли ускорители электронов, сконструированные в ИСЭ СО РАН. Для более эффективного использования энергии пучка электронов и получения однородного возбуждения при большом (до 20 см) поперечном сечении активного объема нами использовалась поперечная накачка радиально сходящимися пучками. Первый ускоритель на основе плазменно-эмиссионного катода [9] обеспечивал плотность тока за фольгой ~16 мА/см² при средней энергии электронов ~180 кэВ и длительности импульса 30 мкс. Возбуждаемый объем цилиндрической лазерной камеры составлял 18 л при активной длине 60 см. Максимальное давление газовой смеси 1,5 атм ограничивалось механической прочностью узла крепления разделительной фольги вакуумного диода. Оценка средней вкладываемой в активный объем мощности по измерениям и расчетам энергоуклада [1,3] в наших экспериментах составила ~25 Вт/см³. При таком же возбуждаемом объеме (~20 л) и активной длине 1 м другой ускоритель с катодом на взрывной эмиссии обеспечивал мощность возбуждения ~25 кВт/см³ в максимуме импульса при давлении смеси He-Ne-Ar = 2,1:0,34:0,06, $p = 2,5$ атм и длительности импульса 700 нс по основанию. В качестве резонатора применялись зеркала с диэлектрическим покрытием. Для регистрации временных характеристик излучения использовался фотодиод ФЭК-22 СПУ, сигнал с которого подавался на осциллограф С8-17. Все измерения обычно проводились для центральной части активного объема. Коэффициенты усиления и поглощения в активной среде рассчитывались по экспериментально полученной зависимости выходной мощности лазерного излучения от коэффициента отражения выходного зеркала резонатора по методике, подробно описанной в [10].

Временные зависимости выходной интенсивности лазерного излучения на $\lambda = 585,3$ нм для двух различных вкладываемых мощностей возбуждения представлены на рис. 1. Время запаздывания импульса генерации относительно начала импульса тока пучка увеличивается при уменьшении мощности накачки. Более того, при малых мощностях возбуждения импульс излучения прекращается несколько раньше окончания тока пучка, что говорит о работе лазера в припороговом режиме генерации. При увеличении мощности возбуждения наблюдается как характерный <перегрев> активной среды, когда пику мощности возбуждения соответствует <провал> во временном ходе импульса генерации, так и выделение существенной доли энергии излучения на спаде импульса возбуждения (см. кривые 3, 4 рис. 1). Пороговая плотность тока в случае использования коаксиального ускорителя с плазменным эмиттером при длительности импульса возбуждения 30 мкс составила $j_{пор} \sim 7$ мА/см² (~ 11 Вт/см³).

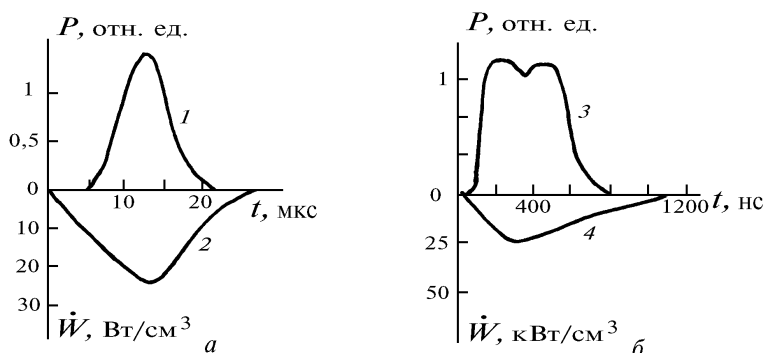


Рис. 1. Осциллограммы импульсов генерации на $\lambda = 585,3$ нм – 1, 3 и временной зависимости мощности возбуждения – 2, 4 для смесей He:Ne:Ar = 1:0,27:0,02 атм (а) и He:Ne:Ar = 2,1:0,34:0,06 атм (б)

Были проведены также эксперименты по определению оптимальных концентраций компонентов газовой смеси в случае припороговых мощностей возбуждения. Как и в случае больших мощностей накачки [3], наблюдается характерный оптимум по содержанию пеннин-

говской примеси Ar ~ 2%, причем оптимальное соотношение Ne:Ar = (5 ÷ 10):1 сохраняется в широком диапазоне изменения плотности тока пучка от 0,016 до 0,3 A/cm². Оптимальная концентрация гелия при постоянном давлении смеси составила ~ 70%. Однако при увеличении давления за счет добавления гелия интенсивность лазерного излучения возрастает.

Удельная выходная энергия излучения в припороговых условиях так же, как и при большей (~ 100 Вт/см³) мощности возбуждения [1,3], линейно возрастает с увеличением энерговыпада как за счет роста тока пучка электронов от порогового до максимального, так и за счет увеличения давления смеси. Это указывает на то, что кпд генерации постоянен в диапазоне исследуемых параметров возбуждения. При интенсивности возбуждения 25 кВт/см³ тщательной оптимизации смеси не проводилось, были использованы данные, полученные нами ранее [8]. Коэффициенты усиления слабого сигнала и ненасыщенного внутррезонаторного поглощения, полученные в наших экспериментах, представлены в таблице в сравнении с данными наших работ и работ других авторов при различных мощностях возбуждения.

N п/п	Смесь, атм	Мощность возбуждения, кВт/см ³	Длительность пучка, τ, мкс	Коэффициент усиления, g ₀ , см ⁻¹	Коэффициент поглощения, β, см ⁻¹	Литература
1	He: Ne: Ar=1: 0,27: 0,02	0,025	30	6·10 ⁻⁴	5·10 ⁻⁵	Наши результаты [17]
2	He: Ne: Ar=1,9: 0,06: 0,04	0,1	100	9·10 ⁻⁴	8·10 ⁻⁵	
3	He: Ne: Ar=3: 0,2: 0,015	2,5	1,5	3,8·10 ⁻²	2·10 ⁻³	[13]
3'	He: Ne: Ar: H ₂ =3: 0,26: 0,04: 0,001	2,1	1,5	2,7·10 ⁻²	6·10 ⁻⁴	[7]
3''	He: Ne: Ar=3: 0,27: 0,04	4,0	1,5	1,7·10 ⁻²	1,1·10 ⁻³	[15]
4	He: Ne: Ar=2,1: 0,34: 0,06	25	0,7	2·10 ⁻²	1,2·10 ⁻³	Наши результаты [8]
5	He: Ne: Ar=1: 0,34: 0,06	200	0,01	1,8·10 ⁻²	1·10 ⁻⁶	

Обсудим полученные результаты. Максимальный кпд генерации лазера – когда вся энергия, попадающая на ВЛУ, высвечивается, можно записать в виде

$$\eta_{\text{лаз}}^{\text{max}} \approx \frac{\delta q \Delta E}{\dot{W}}, \quad (8)$$

где δ – степень селективности возбуждения ВЛУ; q – скорость создания электрон-ионных пар в газе под действием пучка; ΔE – энергия кванта лазерного излучения; $\dot{W} = q\Delta\epsilon$ – удельная мощность возбуждения (Δε – энергия образования электрон-ионной пары). Подставив выражения для \dot{W} и учтя, что $\Delta E/\Delta\epsilon = \eta_{\text{кв}}^{\text{эф}}$ – эффективный квантовый кпд, получим:

$$\eta_{\text{лаз}}^{\text{max}} \approx \delta \eta_{\text{кв}}^{\text{эф}}. \quad (9)$$

Для Ne-лазера в рекомбинационном режиме накачки эффективный квантовый кпд, учитывающий схему заселения ВЛУ через ионизацию гелия как основного компонента смеси, составляет ~ 5%.

Для определения δ – степени селективности накачки, используем выражения коэффициента усиления слабого сигнала g₀ (значения которого могут быть определены экспериментально), полученные в приближении открытой двухуровневой модели (см. [5, 11]). В общем случае

$$g_0 = \sigma (N_1 - g_1/g_2 N_2), \quad (10)$$

где g₁, g₂ – статистический вес соответственно верхнего и нижнего лазерных уровней.

$$\sigma = \frac{\lambda^2 A}{4\pi^2 \Delta\nu} \quad (11)$$

– сечение индуцированного перехода, в котором $A \approx 7,2 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ – вероятность спонтанного распада ВЛУ. Уширение линии Δν можно представить как

$$\Delta v = \Delta v_D + \gamma_{\text{He}}[\text{He}] + \gamma_{\text{Ne}}[\text{Ne}], \quad (12)$$

где

$$\delta v_D \approx 3,4 \cdot 10^{10} \sqrt{T} \approx 8 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1} \quad (13)$$

– уширение частоты перехода в результате эффекта Доплера, значение его приведено для $T=0,05\text{эВ}$ [12]. Столкновительное уширение описывается константами, значения которых экспериментально определены в [7]:

$$\gamma_{\text{He}} = (0,62 \pm 0,06) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{c};$$

$$\gamma_{\text{Ne}} = (2,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{c}. \quad (14)$$

Инверсия населенностей в квазистационарном приближении при условии открытой двухуровневой модели может быть представлена в виде [5, 7], тогда

$$g_0 \approx \delta q \frac{\sigma}{K_{\text{II}}[\text{Ar}]} \frac{K_{\text{II}}[\text{Ar}] - g_1/g_2 (A + K_{\text{Ar}}[\text{Ar}] + K_{\text{Ne}}[\text{Ne}])}{A + K_{\text{Ar}}[\text{Ar}] + K_{\text{Ne}}[\text{Ne}]}. \quad (15)$$

Здесь предполагается, что при столкновительной дезактивации ВЛЮ заселяется преимущественно НЛЮ, а мощность возбуждения настолько невелика, что межмультиплетное перемешивание в столкновениях с электронами плазмы можно не учитывать [5]. Для условий наших экспериментов с радиально-сходящимся пучком малой плотности коэффициент усиления слабого сигнала составляет $g_0 \approx 6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Подставляя в выражение (15) значения констант реакций, приведенных выше, и используя (11) – (14), можно найти селективность возбуждения ВЛЮ в данных условиях, равную $\sim 10\%$. Проведя аналогичные вычисления для условий эксперимента [13], получим при $\sim 2,5 \text{ кВт/см}^3$ такое же значение δ . На рис. 2 приведены значения коэффициентов усиления на переходе с $\lambda = 585,3 \text{ нм}$, экспериментально определенные при различных мощностях возбуждения согласно условиям таблицы (номера точек на рисунке и строк в таблице совпадают).

Поскольку изменение концентрации гелия в смеси при $p_{\text{He}} \leq 3 \text{ атм}$ слабо влияет на сечение индуцированного перехода и населенности рабочих уровней [7], а содержание Ne и Ar в условиях 1, 2, 3 (см. рис. 2) практически одинаково, можно утверждать, что при увеличении мощности возбуждения \dot{W} от ~ 11 до $\sim 10^3 \text{ Вт/см}^3$ коэффициент усиления слабого сигнала на $\lambda = 585,3 \text{ нм}$ линейно увеличивается как $g_0 \sim 1,5 \cdot 10^{-5} \cdot \dot{W}$ и значение $\delta \sim 10\%$ сохраняется. Этот вывод совпадает с результатами теоретических расчетов [12] и экспериментальными данными [14], полученными в более узком диапазоне изменения мощности возбуждения. Кроме того, это согласуется с выводом о неизменности КПД генерации с ростом \dot{W} , что было экспериментально продемонстрировано в [3]. Согласно выражению (9) оценка КПД генерации при данной селективности накачки составляет $\sim 0,5\%$, если учесть допущения при расчете δ .

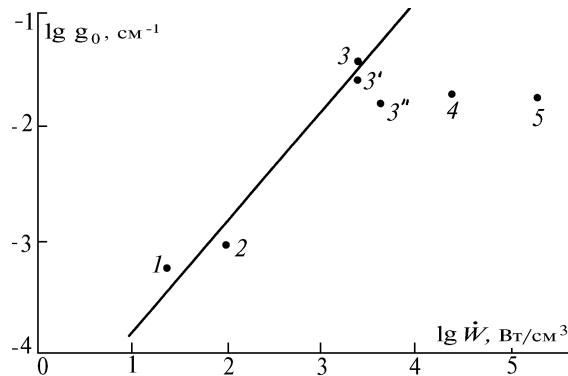


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала на $\lambda = 585,3 \text{ нм}$ от мощности возбуждения. Номера точек соответствуют номерам строк таблицы (см. текст)

Сделанная нами оценка эффективности генерации близка к значениям $\eta \sim 0,1-0,4\%$, полученным в [2, 3, 14]. Отклонение от линейной зависимости $g_0(\dot{W})$ при $\dot{W} \geq 2 \cdot 10^3$ Вт/см³ может быть вызвано несколькими причинами.

В о - п е р в ы х, как показано в [5], при таких мощностях накачки $n_e \geq 10^{15}$ см⁻³ и становится существенным межмультиплетное перемешивание уровней в столкновениях с электронами, наиболее сильно влияющее на переход с $\lambda = 585,3$ нм, имеющий большую силу осциллятора $f = 0,12$.

В о - в т о р ы х, при больших мощностях накачки ($j \geq 10$ А/см² [12]) концентрация Ne⁺ превышает концентрацию Ne₂⁺ и для увеличения скорости заселения ВЛУ в процессе диссоциативной рекомбинации необходимо увеличить содержание Ne в смеси (см. точки 4–5 рис. 2). Это приводит к возрастанию дезактивации ВЛУ в столкновениях с атомами неона, к уменьшению сечения индуцированного перехода и в конечном итоге к спаду g_0 .

В - т р е т ь и х, при увеличении температуры электронов уменьшается скорость диссоциативной рекомбинации и селективность заселения ВЛУ (см. литературу в [13, 15]).

На рис. 3 приведены экспериментально полученные значения коэффициента поглощения на $\lambda = 585,3$ нм Ne в зависимости от мощности возбуждения для условий таблицы, а также кривая

вида $\beta \sim \dot{W}^{0,5}$. При этом значение β в точке 3 взято в максимуме импульса генерации, максимальное расчетное поглощение в [13] на порядок больше и лазерная генерация в этот момент времени уже отсутствует. Для экспериментов [5] в послесвечении наносекундного пучка электронов поглощение мало, т.к. необходимо время для наработки достаточного количества поглощающих частиц [13]. Тем не менее можно предположить, что, поскольку в плазме неоновом лазера по-

глощение увеличивается с ростом мощности накачки почти как $\sqrt{\dot{W}} \sim n_e$, то оно в основном обусловлено ионами [15]. Известно [16], что полоса поглощения молекулярных ионов инертных газов при переходе от димерных ионов к тримерным R_3^+ сдвигается в красную область спектра. Так, по результатам расчетов [16] сечение фотопоглощения Ar₃⁺ достигает максимума в области 550-600 нм: $\sigma_{\phi} \sim 0,2 \cdot 10^{-16}$ см³. Однако для условий наших экспериментов для достижения $\beta \sim 5 \cdot 10^{-5}$ см⁻¹ необходима концентрация поглощающих частиц, равная $\sim 2,5 \cdot 10^{12}$, что превышает оценку концентрации Ar₃⁺ при данной мощности накачки и содержании Ar. Добавка к смеси Ne-лазера в припороговых условиях возбуждения $\sim 0,4$ Торр H₂ [10] в отличие от [13]

($\dot{W} \sim 2,5$ кВт/см³) не привела к уменьшению коэффициента поглощения и существенному росту кпд генерации. Для более конкретного решения вопроса о причине спада кпд генерации и увеличения поглощения в пеннинговском плазменном лазере на $\lambda = 585$ нм неона при возрастании мощности накачки необходимы дополнительные эксперименты.

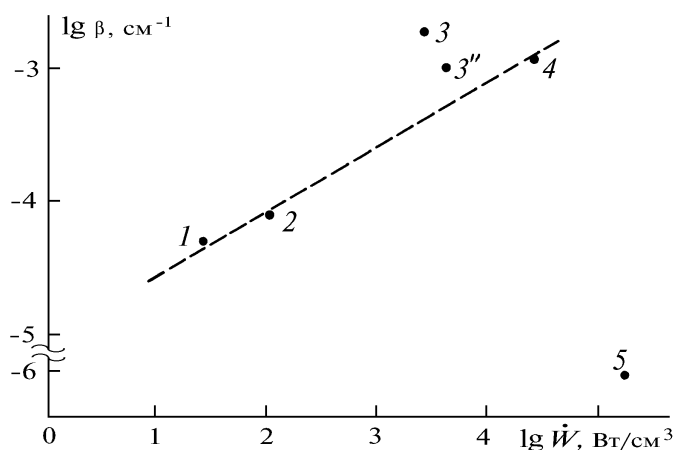


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения на $\lambda = 585,3$ нм от мощности возбуждения. Номера точек соответствуют номерам строк таблицы (см. текст)

Таким образом, в данной статье приведены результаты экспериментов по исследованию генерации пеннинговского плазменного лазера на переходе $\lambda = 585,3$ нм Ne в припороговых по мощности возбуждения условиях. Пороговая плотность накачки составила ~ 11 Вт/см³, селективность заселения ВЛУ $\delta \sim 10\%$, коэффициент усиления слабого сигнала $g_0 \sim 6 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹, коэффициент поглощения $\beta \sim 5 \cdot 10^{-5}$ см⁻¹. Проведенный анализ зависимости g_0 и β от мощности накачки \dot{W} показал, что g_0 линейно увеличивается с ростом \dot{W} ($11 \leq \dot{W} \leq 10^3$ Вт/см³) при сохранении $\delta \sim 10\%$, а коэффициент поглощения в широком диапазоне мощностей накачки пропорционален плотности электронов. Мгновенный КПД генерации при этом в диапазоне $15 \text{ Вт} \leq \dot{W} \leq 10^3 \text{ Вт/см}^3$ не превышает 0,5%.

Авторы выражают благодарность С.В. Мельченко за предоставленные расчеты коэффициентов усиления и поглощения и М.И. Ломаеву за помощь в проведении экспериментов и полезные обсуждения.

1. Коваль Н.Н., Крейнделъ Ю.Е., Месяц Г.А. и др.// Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 1. С. 37–42.
2. Воинов А.М., Кривоносов В.Н., Мельников С.П. и др.// ДАН СССР. 1990. Т. 312. N 4. С. 864–867.
3. Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ-диапазонов // Тр. ИОФАН. Т. 21. М.: Наука, 1989. 142 с.
4. Труды отраслевой конференции <ЛЯН-92>. Обнинск, 1992. Т. 1. 395 с.
5. Зарный Д.А., Холин И.В. Энергетические характеристики и динамика генерации лазера высокого давления на NeI.M., 1990. (Препринт / ФИАН N 88).
6. Батырбеков Г.А., Батырбеков Э.Г., Данилычев В.А., Хасанов М.У. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. N 9. С. 1175–1180.
7. Александров А.Ю., Долгих В.А., Рудой И.Г., Сорока А.М. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. N 9. С. 1029–1033.
8. Держиев В.И., Жидков А.Г., Коваль А.В., Скакун В.С. и др.// Квантовая электроника. 1989. Т. 15. N 1. С. 108–111.
9. Бугаев А.С., Коваль Н.Н., Рыжов В.В. и др.// Квантовая электроника. 1990. Т. 17. N 1. С. 17–19.
10. Ломаев М.И., Мельченко С.В., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В.// Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 24. С. 22–24.
11. Яковленко С.И. Плазма для лазеров // Физика плазмы. Т. 3. (Итоги науки и техники). М.: Изд-во ВИНТИ, 1982. С. 57–118.
12. Держиев В.И., Жидков А.Г., Коваль А.В., Яковленко С.И. Кинетическая модель пеннинговского плазменного лазера на смеси. М., 1987. 51 с. Препринт/ИОФАН N 233.
13. Александров А.Ю., Долгих В.А., Рудой И.Г., Сорока А.М.// Квантовая электроника. 1991. Т. 18. N 6. С. 673–675.
14. Батырбеков Г.А., Батырбеков Э.Г., Данилычев В.А.// Труды отраслевой конференции <ЛЯН-92>. Обнинск. 1992. Т. 1. С. 348–358.
15. Александров А.Ю., Долгих В.А., Керимов О.М. и др.// Изв. АН СССР. 1989. Т. 53. N 8. С. 1474–1483.
16. Газовые лазеры. Под ред. Мак-Даниэля. М.: Мир, 1986. 525 с.
17. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Коваль Н.Н. и др.// Радиотехника и электроника. 1991. Т. 18. N 6. С. 673–675.

Институт сильноточной электроники СО РАН,
г. Томск

Поступила в редакцию
2 марта 1993 г.

V.F. Tarasenko, A.V. Fedenev. **Influence of the Pumping Power on the Efficiency of Penning Neon Plasma Laser.**

Experimental data on exciting a Penning Neon Plasma Laser by electron beams of the power densities 25 W/cm³ and 25 kW/cm³ are presented. Dependences of the absorption coefficient, gain coefficient, and of the instantaneous efficiency on the excitation power are discussed.