

# Измерение линейного коэффициента усиления слабого сигнала и интенсивности насыщения непрерывного CO<sub>2</sub>-лазера с помощью внутрирезонаторного устройства, вносящего регулируемые потери

М.Арам, Ф.Солтанморади, С.Гафори, А.Бехьят

Описан новый метод измерения линейного коэффициента усиления слабого сигнала  $\alpha_0$  и интенсивности насыщения для двух основных длин волн CO<sub>2</sub>-лазера. Сущность метода заключается в том, что поляризатор из пластин ZnSe устанавливается в резонаторе CO<sub>2</sub>-лазера с накачкой продольным электрическим разрядом и с прокачкой рабочей газовой смеси. Внесением (с помощью поляризатора) определённых внутрирезонаторных потерь достигается порог самовозбуждения, из которого по формуле Ригрода рассчитывается  $\alpha_0$ . Такие расчёты  $\alpha_0$  проводились для разных составов газовой смеси и при различных мощностях электроразрядной накачки. При аналогичных экспериментальных условиях с помощью соответствующей формулы Ригрода рассчитывалась интенсивность насыщения (по измеренной выходной мощности и уже известному значению  $\alpha_0$ ). Достоинство предлагаемого метода состоит в том, что он не требует дополнительного лазера – источника внешнего (пробного) сигнала. Результаты находятся в согласии с экспериментальными данными, полученными ранее с помощью обычной схемы генератор – усилитель.

**Ключевые слова:** перестраиваемый лазер, линейный коэффициент усиления слабого сигнала, внутрирезонаторные потери.

## 1. Введение

Линейный коэффициент усиления слабого сигнала  $\alpha_0$  и интенсивность насыщения  $I_s$  являются наиболее важными параметрами при расчёте выходной мощности лазера и разработке его конструкции [1]. Измерения этих параметров могут быть выполнены на центральной (резонансной) частоте  $\nu_0$  спектральной линии в лазере, работающем на одной аксиальной моде; полученные результаты зависят от механизма уширения спектральной линии на выбранной для измерений длине волны [2]. Для CO<sub>2</sub>-лазеров, работающих при давлении газовой смеси  $\sim 10$  Тор, преобладает механизм однородного уширения линий, обусловленных колебательно-вращательными переходами с верхнего уровня 001 на любой из нижних (02<sup>0</sup>0 или 10<sup>0</sup>0) [3, 4]. В настоящей работе теоретический анализ, основанный на предположении об однородном уширении линии, выполнен для центра линии.

Экспериментальные исследования линейного коэффициента усиления слабого сигнала  $\alpha_0$  были проведены для перестраиваемого CO<sub>2</sub>-лазера [5–7] на различных длинах его волн [8, 9] и для ТЕА CO<sub>2</sub>-лазера [10, 11] с использованием схемы генератор – усилитель. В таком классическом методе уменьшение диаметра внешнего (пробного) лазерного пучка приводит к дифракции. Предлагаемый же экспериментальный метод позволяет

обойтись без вспомогательного лазера – источника пробного пучка. Кроме того, этот метод свободен от ошибок, связанных с нестабильностью мощности вспомогательного лазера.

## 2. Теоретические оценки

Для центральной частоты  $\nu_0$  линии с однородным уширением безразмерный коэффициент усиления на одном проходе активной среды длиной  $l$  есть

$$G = \frac{I(l)}{I(0)} = \exp \left[ \frac{\alpha_0 l}{1 + I(0)/I_s} \right], \quad (1)$$

где  $I(0)$  и  $I(l)$  – интенсивности на входе и выходе усилителя соответственно. Пусть имеется лазер-генератор, в резонаторе которого находятся активная усиливающая среда и специальное устройство (например, поляризатор), вносящее регулируемые по величине потери (рис.1). Условие самовозбуждения в таком генераторе может быть записано следующим образом:

$$r_2 t_1^2 (1 - L_0)^2 \exp(2\alpha l) = 1, \quad t_1 = 1 - L_1, \quad (2)$$

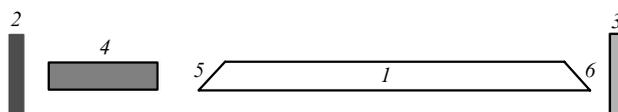


Рис.1. Оптический генератор, содержащий активную усиливающую среду и внутрирезонаторное устройство с регулируемым коэффициентом потерь (поляризатор): 1 – активная среда; 2, 3 – зеркала; 4 – поляризатор; 5, 6 – окна кюветы с активной средой.

\* Перевел с англ. А.З.Грасюк.

M.Aram, F.Soltanmoradi. Laser Research Center, P.O. Box: 14155-1339, Teheran, Iran

S.Gafari, A.Behjat. Physics Department, Yazd University, P.O. Box: 89195-741 Yazd, Iran; e-mail: abehjat@yazduni.ac.ir

Поступила в редакцию 29 ноября 2004 г.

где  $L_0$  – коэффициент дифракционных потерь на окнах кюветы с активной средой;  $L_1$  и  $t_1$  – коэффициенты потерь и пропускания поляризатора соответственно;  $r_2$  – коэффициент отражения полупрозрачного выходного зеркала резонатора. Здесь линейный коэффициент

$$\alpha = \alpha_0 \left[ 1 + \frac{I(0)}{I_s} \right]^{-1}. \quad (3)$$

Увеличивая с помощью поляризатора потери  $t_1$  в резонаторе и достигая порога самовозбуждения, когда  $I(0) \ll I_s$ , получаем  $\alpha = \alpha_0$ . Из уравнения (2) теперь имеем

$$r_2 t_1^2 (1 - L_0)^2 \exp(2\alpha_0 l) = 1, \quad (4)$$

$$\alpha_0 = \frac{-\ln [r_2 t_1^2 (1 - L_0)^2]}{2l}.$$

Из формулы (4), зная коэффициенты  $t_1$  и  $r_2$ , определим  $\alpha_0$  для различных режимов работы лазера-генератора. Затем, измеряя выходную интенсивность  $I_{\text{out}}$  для каждого режима, найдём интенсивность насыщения  $I_s$  из формулы Ригрода. В общем виде эта формула, включающая в себя все внутрирезонаторные потери, может быть записана следующим образом [12]:

$$I_{\text{out}} = t_{w2} t_2 I_s \left[ \alpha_0 l - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1}{t_{w2}^2 t_{w1}^2 t_{1m}^2 r_1 r_2} \right) \right] \times \left\{ \left[ 1 - (t_{w1}^2 t_{w2}^2 t_{1m}^2 r_1 r_2)^{1/2} \right] \left[ 1 + \left( \frac{r_2 t_{w2}^2}{r_1 t_{1m}^2 t_{w1}^2} \right)^{1/2} \right] \right\}^{-1}, \quad (5)$$

где  $I_{\text{out}}$  – интенсивность на выходе лазера;  $t_{1m}$  – максимальное пропускание поляризатора;  $r_1, r_2$  – коэффициенты отражения зеркал резонатора;  $t_{w1}, t_{w2}$  – коэффициенты пропускания окон кюветы;  $t_2 = 1 - r_2$  – коэффициент пропускания выходного (полупрозрачного) зеркала. Предположение, что диаметр пучка при прохождении окон кюветы существенно не меняется, означает, что  $t_{w1} = t_{w2} = 1 - L_0$ . Тогда  $I_s$  можно получить из (5) в следующем виде:

$$I_s = I_{\text{out}} \left\{ 1 - (1 - L_0)^2 (t_{1m}^2 r_1 r_2)^{1/2} \left[ 1 + \left( \frac{r_2}{r_1 t_{1m}^2} \right)^{1/2} \right] \right\}^{-1} \times \left\{ \left[ \alpha_0 l - \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{1}{(1 - L_0)^4 t_{1m}^2 r_1 r_2} \right] \right] (1 - L_0) t_2 \right\}^{-1}. \quad (6)$$

### 3. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка схематически показана на рис.2. Для измерений использовалась пирексовая лазерная газоразрядная трубка длиной 58 см с внутренним диаметром 9 мм и выходным окном из NaCl, расположенным под углом Брюстера. Внутри, на расстоянии 50 см друг от друга, были установлены два вольфрамовых электрода. Во время опытов для охлаждения рабочей газовой смеси в лазерной кювете использовался специальный кожух, через который прокачивалась вода с постоянной температурой 27 °С. Излучение выходило сквозь плоское зеркало с германиевым покрытием и коэффициентом пропускания 90 %. В качестве отражающего зеркала использовалась дифракционная решетка с золотым покрытием (100 лин./мм). Решетка имела эффек-

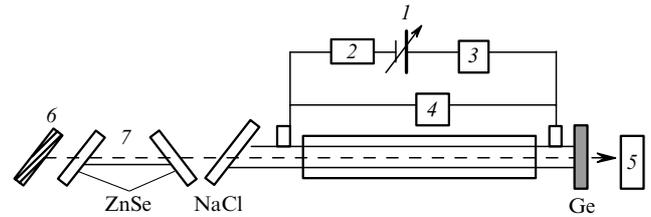


Рис.2. Схема экспериментальной установки, использовавшейся для измерения и исследования коэффициента усиления:

1 – высоковольтный источник питания; 2 – сопротивление; 3 – миллиамперметр; 4 – киловольтметр; 5 – измеритель мощности; 6 – дифракционная решетка; 7 – поляризатор.

тивный коэффициент отражения 98 % на длине волны 10.6 мкм. Точная настройка решетки на эту длину волны осуществлялась электромеханическим регулятором. Длина волны измерялась специальным спектрометром для CO<sub>2</sub>-лазера (Optical Engineering, Inc.). Давление рабочей газовой смеси можно было регулировать от 0 до 40 Тор; во время опытов поддерживалось оптимальное давление, составляющее около 20 Тор. Абсолютные значения выходной мощности определялись с помощью измерителя мощности когерентного излучения с головкой LM-200XL HTD. Для внесения контролируемых внутрирезонаторных потерь применялся калиброванный поляризатор из пластин ZnSe, максимум пропускания которого определялся с помощью отпаянного непрерывного CO<sub>2</sub>-лазера мощностью 10 Вт.

### 4. Результаты

Как показано на рис.2, одно из окон лазерной кюветы установлено под углом Брюстера, вследствие чего лазерное излучение, проходящее через это окно, было линейно поляризованным. Поляризатор, вносивший регулируемые потери в резонатор, состоял из двух пластин ZnSe, также ориентированных под углом Брюстера на длину волны 10.6 мкм. Этот поляризатор мог поворачиваться вокруг горизонтальной оси с точностью  $\pm 1^\circ$ , уменьшая тем самым мощность генерации. Коэффициент пропускания  $t_1$  этого устройства описывается следующей формулой:

$$t_1^2 = t_{\text{am}}^2 t_w = t_{\text{am}}^2 \cos^3 \theta, \quad (7)$$

где  $t_{\text{am}}$  – максимальный коэффициент пропускания поляризатора;  $\theta$  – угол его поворота;  $t_w = \cos^3 \theta$ . Для экспериментального определения  $t_{\text{am}}$  поляризатор помещался вне лазера, за его выходным зеркалом. Вращением поляризатора достигалась максимальная величина проходящей через него мощности. Её отношение к мощности перед поляризатором составило 0.97. Чтобы вычислить абсолютное значение  $\alpha_0$ , необходимо знать длину усиливающей среды  $l_0$ . Записав условие самовозбуждения для двух различных значений коэффициента пропускания выходного зеркала (60 % и 80 %), из (2) получим

$$0.6 [1 - (L_1 + L_0)^2] t_w = 0.8 [1 - (L'_1 + L_0)^2] t'_w, \quad (8)$$

где  $L_1 = 1 - t_{\text{am}} \cos \theta$  и  $t_w = \cos^3 \theta$ . В этой формуле штрихованные величины соответствуют условию самовозбуждения при коэффициенте пропускания выходного зеркала 80 %. С использованием известных значений

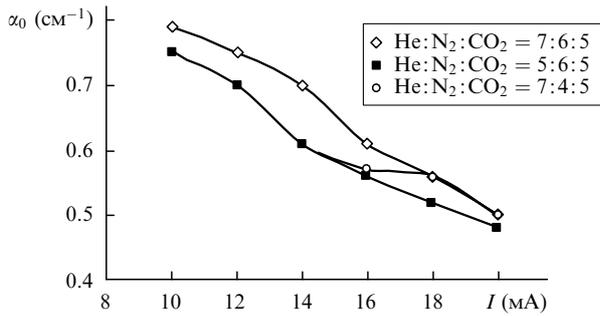


Рис.3. Зависимость линейного коэффициента усиления слабого сигнала  $\alpha_0$  от тока разряда  $I$  для трёх различных составов газовой смеси ( $\lambda = 9.6$  мкм).

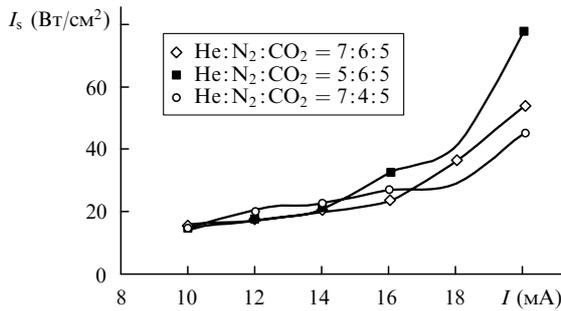


Рис.4. Интенсивность насыщения  $I_s$  как функция тока разряда для трёх различных составов газовой смеси ( $\lambda = 9.6$  мкм).

$t_{am}$ , а также угла поворота  $\theta$  поляризатора на пороге самовозбуждения для каждой из длин волн CO<sub>2</sub>-лазера (9.6 и 10.6 мкм), был вычислен коэффициент дифракционных потерь  $L_0 = 0.06$ , который указывает на пренебрежимо малую величину этих потерь на окнах кюветы.

На рис.3 представлен линейный коэффициент усиления слабого сигнала  $\alpha_0$ , рассчитанный по формуле (3) как функция тока разряда для различных составов рабочей газовой смеси. Интенсивности насыщения, вычисленные по формуле (5) для тех же условий работы лазера, показаны на рис.4. Следует отметить, что из-за неравномерного распределения значений  $\alpha_0$  по длине усиления  $l$  фактически измеряется среднее значение  $\bar{\alpha}_0$ , которое описывается следующей формулой:

$$\bar{\alpha}_0 = \frac{1}{l} \int_0^l \alpha_0(z) dz. \quad (9)$$

Интенсивность излучения на выходе лазера определяется

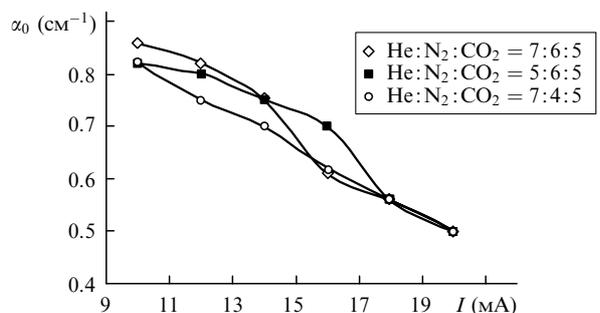


Рис.5. Линейный коэффициент усиления слабого сигнала  $\alpha_0$  как функция тока разряда  $I$  для трёх различных составов газовой смеси ( $\lambda = 10.6$  мкм).

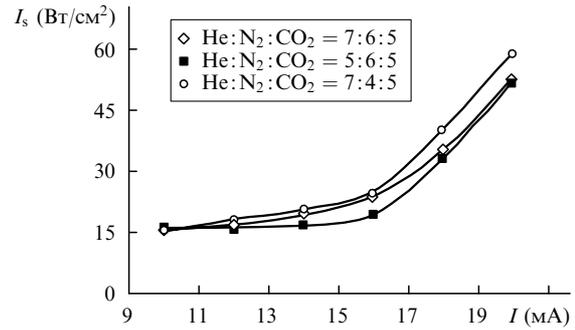


Рис.6. Интенсивность насыщения  $I_s$  как функция тока разряда для трёх различных составов газовой смеси ( $\lambda = 10.6$  мкм).

по измеренной мощности  $P_{out}$  из выражения

$$I_{out} = \frac{P_{out}}{\pi d_2^2}, \quad (10)$$

где диаметр пучка  $d_2$  на выходном зеркале вычисляется с учётом теоретического гауссова распределения пучка в устойчивом резонаторе и составляет 2.3 мм. Экспериментальные значения  $\alpha_0$  и  $I_s$  при различных условиях опыта показаны на рис.3–6. Эти результаты находятся в согласии с данными, полученными стандартным способом [5–9, 13]. Описанный в данной работе метод можно рассматривать как способ быстрой оценки значений  $\alpha_0$  и  $I_s$  [14].

## 5. Заключение

Представлен новый метод измерения линейного коэффициента усиления слабого сигнала в непрерывном CO<sub>2</sub>-лазере. Такой коэффициент усиления, а также интенсивность насыщения вычислены для различных составов газовой смеси при разных мощностях накачки. Показано, что с увеличением мощности электроразрядной накачки линейный коэффициент усиления слабого сигнала уменьшается, в то время как интенсивность насыщения растёт.

Авторы выражают благодарность лазерному исследовательскому центру АЕОИ за финансовую поддержку, а также сотрудникам отдела газовых лазеров С.Х.Факраси (S.H.Fakhraei), М.Дараби (M.Darabi), Х.Р. Дашти (H.R.Dashti), Г.Азизабади (G.Azizabadi) за техническую помощь.

1. Rigrod W. J. *Appl. Phys.*, **36**, 8 (1965).
2. Verdyan J.T. *Laser Electronics* (Englewood Cliffs, N.J.; Prentice-Hall, 1981).
3. Demaria A.J. *Proc. IEEE*, **61** (6), 731 (1973).
4. Wittman W.J. *The CO<sub>2</sub> Laser* (Berlin: Springer-Verlag, 1987, ch. 2).
5. Cheo P.K., Cooper H.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **3** (2), 79 (1967).
6. Antropov E.T. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **4** (11), 790 (1968).
7. Tulip J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6** (4), 206 (1970).
8. Siemsen K.J., Reid J., Dang C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **16** (6), 668 (1980).
9. Sato H., Miura Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19** (3), 410 (1983).
10. Cheo P.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **3** (12), 983 (1967).
11. Nath A.K., Biswas A.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33** (8), 1278 (1997).
12. Miloni P.W., Eberly J.H. *Lasers* (John Wiley&Sons 1988, ch. 10).
13. Siemsen K.J. *Appl. Opt.*, **19** (5), 818 (1980).
14. Soltanmoradi F., Silakhori K., Behjat A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* (in print).