

## ПОЛУЧЕНИЕ ПУЧКА С РАВНОМЕРНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ В АКТИВНОМ РЕЗОНАТОРЕ ВОЛНОВОДНОГО CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА

О. В. Гурин, В. А. Маслов, В. А. Свич, А. Н. Топков

*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина,  
4, пл. Свободы, Харьков, 61077, Украина  
E-mail: Vyacheslav.A.Maslov@univer.kharkov.ua*

На основе метода расщепления по процессам дифракции и усиления-рефракции проведена оценка влияния активной среды на профиль излучения в предложенной конструкции нового волноводного CO<sub>2</sub>-лазера с однородным выходным пучком. Показано, что при выборе оптимальных размеров зеркал резонатора и многомодового волновода, параметров пространственного фильтра на неоднородном зеркале активная среда может способствовать уменьшению дифракционных потерь основной моды и повысить равномерность профиля выходного пучка излучения лазера. Ил. 2. Табл. 2. Библиогр.: 13 назв.

**Ключевые слова:** лазерный резонатор, активная среда, формирование пучка.

Волноводные газовые лазеры находят широкое применение в технологии, медицине, спектроскопии, космической связи [1]. Для решения ряда задач в этих областях оптимальными являются пучки излучения с равномерным распределением интенсивности в поперечном сечении. Для получения таких пучков основное внимание в настоящее время уделяется методам неоднородного вывода излучения из открытого лазерного резонатора [2]. В волноводных газовых лазерах используются комбинированные квазиоптические резонаторы, содержащие многомодовые сверхразмерные волноводы и участки свободного пространства. Нами поставлена задача для оценки влияния активной среды волноводных CO<sub>2</sub>-лазеров на профили излучения при использовании внутрирезонаторных методов формирования однородных выходных пучков.

**1. Конструкция волноводного CO<sub>2</sub>-лазера.** Влияние активной среды на форму выходного излучения рассмотрено на примере предлагаемой конструкции волноводного CO<sub>2</sub>-лазера с возбуждением разрядом постоянного тока (рис. 1).

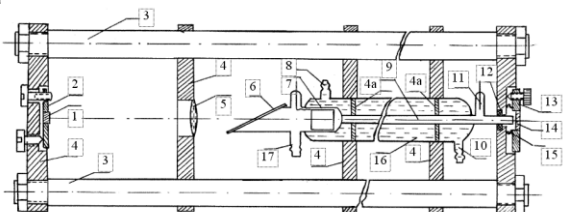


Рис. 1. Конструкция волноводного CO<sub>2</sub>-лазера: 1 - амплитудно-ступенчатое зеркало (АСЗ); 2 - механизм юстировки АСЗ; 3 - инваровые стержни; 4, 4а - опоры; 5 - линза ZnSe; 6 - пластина ZnSe; 7 - катод; 8 - штуцер вывода охлаждающей жидкости; 9 - волновод-разрядная камера; 10 - штуцер ввода охлаждающей жидкости; 11 - анод; 12 - вакуумное уплотнение; 13 - механизм юстировки полупрозрачного зеркала; 14 - полупрозрачное зеркало; 15 - сильфон; 16 - охлаждающая жидкость; 17 - штуцер откачивания рабочей смеси

Лазерный резонатор представляет комбинацию обобщенного конфокального резонатора с внутренней линзой [3] и многомодового диэлектрического волновода с активной средой. Расчеты конфигурации пассивного резонатора и геометрических параметров его амплитудно-ступенчатого зеркала приведены в работе [4]. Резонатор образован двумя плоскими круглыми зеркалами, диаметры которых равны 4,2 мм, линзовым фазовым корректором, выполненным из ZnSe, поперечным размером 8,4 мм с фокусным расстоянием 75 мм и отрезком полого диэлектрического волновода диаметром 4,2 мм и длиной  $L = 1306$  мм. Размеры волновода соответствуют условиям самоизображения в полых диэлектрических волноводах пучков излучения с распределением амплитуды поля вида супергауссовой функции ( $g = L\lambda/a^2 = 3,14$ ) [5].

Расстояние между фазовым корректором и неоднородным зеркалом с одной стороны и волноводом с другой выбрано равным фокусному. Лазерное излучение выводится через плоское полупрозрачное германиевое зеркало, коэффициент пропускания которого составляет  $\approx 10\%$ . Роль глухого отражателя выполняет плоское неоднородное алюминиевое АСЗ. АСЗ изготовлено методом фотолитографии нанесением тонких полосок поглощающего покрытия на подложку из нержавеющей стали в области узловых линий выделяемого на этом зеркале распределения поля вида функции сомбреро [6]. Диаметр центрального отражающего участка составлял  $420 \pm 5$  мкм. Ширина поглощающих канавок лежит в пределах  $42 \pm 5$  мкм, а ширина отражающих колец равна  $147 \pm 5$  мкм.

АСЗ 1 и полупрозрачное зеркало 14 закреплены в юстировочных механизмах 2, 13, обеспечивающих точную юстировку резонатора по излучению He-Ne лазера. Опорой резонатора

служат четыре инваровых стержня 3, обеспечивающих долговременную стабильность его длины. Охлаждение разрядной камеры осуществляется проточной водой, подаваемой через штуцеры 8, 10 рубашки водяного охлаждения 16. Жесткость конструкции обеспечивается опорами 4, которые позволяют также обеспечить центровку системы: волновод, разрядная камера, фазовый корректор, АСЗ и полупрозрачное зеркало.

Лазер работает на длине волны  $\lambda = 10,6$  мкм. Параметры активной среды приняты соответствующими типичным параметрам волноводного СО<sub>2</sub>-лазера с медленной прокачкой рабочей смеси. Коэффициент усиления слабого сигнала равен  $g_0 = 0,01$  см<sup>-1</sup>; интенсивность насыщения -  $I_s = 0,3$  кВт/см<sup>2</sup> [7].

**2. Теоретические соотношения.** В настоящее время задачи, связанные с расчетом распространения излучения в усиливающей среде, обладающей преломлением, рассматриваются в едином подходе, который основан на методе расщепления по процессам дифракции и усиления-рефракции [8]. Этот подход, с учетом интерференции встречных волн, и метод последовательных приближений [9] применены нами для исследования характеристик мод активного волноводного резонатора с АСЗ.

Считаем, что резонатор заполнен неоднородной газовой средой с медленной прокачкой смеси, для которой показатель преломления  $n$  близок к 1, т. е. выполняется условие  $|n - 1| \ll 1$ . Предполагаем, что показатель преломления  $n(r, \varphi)$  ( $r, \varphi$  – поперечные полярные координаты) усиливающей и обладающей рефракцией среды имеет заданное поперечное распределение, при этом очень слабо изменяется вдоль оптической оси лазерного резонатора. Кроме того, коэффициент усиления  $g(r, \varphi, z)$  является локальной функцией интенсивности лазерного излучения  $g = g(I)$ . Другими словами, наша упрощенная модель не рассматривает газодинамику и колебательную кинетику активной среды, которые необходимо учитывать в случае быстропроточных газодинамических лазеров.

В рамках аналитической модели лазерный резонатор с активной средой разбивается на ряд аксиальных сегментов (типично 50 сегментов). Средние плоскости этих сегментов образует набор равно пространственно расположенных плоскостей, которые мы назвали "состояниями". Состояния последовательно нумеровались в направлении распространения волны вдоль лазерного резонатора ( $k = 1, 2, 3, \dots$ ). Таким образом, средняя плоскость каждого сегмента отмечалась

двумя состояниями, которые соответствуют левому и правому ходам волны через эту плоскость. Поперечная плоскость каждого состояния представляла однородную координатную сетку из 101 элемента. Поперечно изменяющиеся усиление  $g_k$  и изменение показателя преломления  $\Delta n_k = n_k - 1$ , которые вносятся соседними полусегментами на каждой стороне данного  $k$  состояния, вводятся в комплексную функцию усиления  $\tilde{g}_k$ , задающуюся в средней плоскости состояния с продольным размером  $\Delta L$ :

$$\tilde{g}_k(r, \varphi, z) = e^{\left\{ \left[ \frac{1}{2} g_k(r, \varphi, z) - i \tilde{k} \Delta n_k(r, \varphi) \right] \Delta L \right\}},$$

где  $\tilde{k} = 2\pi / \lambda$  – волновое число.

Методика расчета состоит в следующем. Электромагнитная волна с комплексной амплитудой поля  $U_1(r, \varphi, z)$  в состоянии  $k=1$  после отражения от полупрозрачного однородного выходного зеркала распространяется к состоянию  $k=2$  аналогично распространению излучения в многомодовом диэлектрическом волноводе. Затем, в состоянии 2, волновая амплитуда  $U_2(r, \varphi, z)$  перемножается с запасенной ранее комплексной функцией профиля усиления  $\tilde{g}_2(r, \varphi, z)$ , связанной с этим состоянием и представляющей собой усиление лазерной среды на данном сегменте. Усиленная волновая амплитуда  $U_2'(r, \varphi, z) = \tilde{g}_2(r, \varphi, z) U_2(r, \varphi, z)$  затем распространяется в волноводе к следующему состоянию, используя расчетный метод передачи пучка в виде собственных колебаний волновода с учетом их постоянных распространения. Перемножение комплексной амплитуды поля на запасенную ранее функцию усиления повторяется в каждом состоянии при каждом круговом обходе исследуемого резонатора.

При первом круговом обходе резонатора на каждом состоянии вводятся постоянный насыщенный коэффициент усиления  $g_k(r, \varphi, z) = g_0$  и изменение показателя преломления  $\Delta n_k$ , значения которых определяются на основании экспериментальных данных интерферометрических исследований лазерной среды волноводного СО<sub>2</sub>-лазера [7].

В плоскостях, где электромагнитная волна взаимодействует с глухим неоднородным амплитудно-ступенчатым зеркалом и с полупрозрачным однородным выходным зеркалом (т. е. при распространении волны от состояния перед зеркалом к состоянию после зеркала), комплексная амплитуда поля  $U_k(r, \varphi, z)$  перемножается на

комплексный коэффициент отражения зеркала, который включает изменение коэффициента отражения вдоль апертуры зеркала. Кроме того, на двух участках, которые граничат с внутрирезонаторным фазовым корректором с фокусным расстоянием  $F$ , распространение поля описывается известным выражением для дифракционного интеграла Френеля-Кирхгофа и здесь производится умножение амплитуды поля  $U(r, \varphi, z)$  на функцию фазовой коррекции линзы вида  $\psi(r_l) = \exp\left\{-i\tilde{k}\frac{r_l^2}{2F}\right\}$ ,  $r_l$  - радиальная координата для линзы [10].

Во время каждого кругового обхода электромагнитной волны вокруг резонатора интенсивности поля  $|U_k(r, \varphi, z)|^2$  в поперечной плоскости каждого состояния, обусловленные как левой, так и правой волнами, запасаются во временной компьютерной памяти. После того, как волны сделали полный круговой обход и вернулись в первоначальные состояния, эти интенсивности используются для пересчета профилей насыщенного усиления  $g_k(r, \varphi, z)$  на каждом сегменте, используя формулы известной модели Ригрода [7]:

$$g_k(r, \varphi, z) = \frac{g_0(r, \varphi)}{\left(1 + \frac{I(r, \varphi, z)}{I_s}\right)},$$

где  $I_s = \text{const}$  – интенсивность насыщения;

$$I(r, \varphi, z) = |E_+(r, \varphi, z)|^2 + |E_-(r, \varphi, z)|^2 + 2\text{Re}(E_+(r, \varphi, z)E_-^*(r, \varphi, z)\exp\{i2kz\}),$$

где  $E_+(r, \varphi, z)$  и  $E_-(r, \varphi, z)$  - напряженности поля левой и правой бегущих вдоль резонатора электромагнитных волн;

$2\text{Re}(E_+(r, \varphi, z)E_-^*(r, \varphi, z)\exp\{i2kz\}) -$  - быстроосциллирующий член, учитывающий интерференцию этих волн.

После того, как профили насыщенного коэффициента усиления пересчитаны на каждом состоянии, электромагнитная волна из состояния 1 распространяется далее вокруг резонатора, обратно используя новые профили усиления. Эта процедура кругового распространения волны, использующая пересчет профилей усиления с взаимосогласованным учетом интенсивности в каждом состоянии, повторяется до тех пор, пока комплексные амплитуды поля и профили усиления на состояниях не сойдутся к устойчивым распределениям.

**3. Результаты расчетов.** Проведен расчет выходной мощности в активном резонаторе предлагаемой конструкции лазера с использованием известного выражения Ригрода [11]:

$$P = tVI_s [g_0/(\delta + t) - 1/L_c],$$

где  $t$  - потери на связь;  $V$  - модовый объем исследуемой резонаторной моды;  $L_c$  - длина усиливающего разряда;  $\delta$  - полные потери энергии моды за круговой обход в пассивном резонаторе без учета потерь на связь.

Модовый объем пучка в резонаторе лазера находился по следующей формуле:

$$V = 2\pi^2 \int_0^{L_1} \int_0^1 \frac{I(\rho, z)}{I_{\max}} a_z^2 \rho d\rho dz,$$

где  $\rho = r/a_z$  - безразмерная радиальная координата для волноводного канала и участков свободного пространства в резонаторе;  $I(\rho, z)$ ,  $I_{\max}(\rho, z)$  - текущее и максимальное значения интенсивности поля в различных поперечных сечениях резонатора соответственно;  $a_z$  - радиус этих сечений. Суммарные тепловые потери в выбранной конструкции резонатора приняты равными 4%.

Результаты расчетов выходной мощности для исследуемого образца лазера представлены в табл. 1. Здесь же приведены полные потери за проход исследуемой резонаторной моды в пассивном резонаторе без учета потерь на связь и данные по модовому объему. При этом размер поглощающих участков и их расположение были выбраны совпадающими с этими характеристиками в резонаторной схеме, описанной в работе [4] ( $S/a = 0,02$ ;  $\Delta S/a = -0,01 \div 0,04$ ).

Таблица 1

$\Delta S/a$	$P$ , Вт	$\delta$ , %	$V$ , см <sup>3</sup>
-0,01	13,31	11,67	4,34
0,00	16,54	7,33	4,29
0,01	20,04	4,22	4,30
0,02	22,76	2,29	4,28
0,03	24,34	1,27	4,25
0,04	25,12	0,84	4,25

Как видно из данных результатов, наблюдается рост выходной мощности от 13 до 25 Вт при смещении центральной линии поглощающих колец ( $\Delta S$ ) от нулей функции вида сомбреро к краю неоднородного зеркала. Это объясняется значительным уменьшением полных потерь за проход исследуемой основной резонаторной моды в пассивном резонаторе, тогда как модовый объем при таком смещении поглощающих колец почти не изменяется.

Для оценки степени однородности формируемых распределений поля в табл. 2 представлены данные по нормированным абсолютным мерам различия [12] между квадратом модуля супергауссовых функций [13] четвертого, шестого и восьмого ( $N$ ) порядков, аналитически описывающие обычно реализуемые на практике профили пучков, и распределением интенсивности наиболее высокодобротной моды (фурье-моды) на однородном выходном зеркале в случае пассивного ( $\Pi_N^0$ ) и активного ( $\Pi_N^S$ ) резонаторов при смещении центральной линии поглощающих колец от нулей функции вида сомбреро к краю неоднородного зеркала:

$$\Pi_N = \frac{\sum_{i=1}^M |e^{-\rho_i^N}|^2 - |f(\rho_i)|^2}{\sum_{i=1}^M |e^{-\rho_i^N}|^2},$$

где  $M$  - число точек дискретного задания поля. Данные расчеты показали, что имеются оптимальные значения  $\Delta S$ , обеспечивающие наибольшую однородность выходного пучка для данной ширины поглощающих колец и соответствующие случаю  $\Delta S/a \approx 0,02$ .

Таблица 2

$\Delta S/a$	$\Pi_4^0, \%$	$\Pi_4^S, \%$	$\Pi_6^0, \%$	$\Pi_6^S, \%$	$\Pi_8^0, \%$	$\Pi_8^S, \%$
-0,01	13,26	28,21	18,61	28,61	22,32	31,30
0,00	14,89	24,52	18,53	25,76	22,24	28,63
0,01	13,15	18,00	18,76	20,23	22,46	23,43
0,02	13,41	12,80	20,44	18,41	24,07	22,13
0,03	22,20	15,45	28,73	22,49	31,99	26,04
0,04	31,45	27,09	37,21	33,21	40,08	36,26

Характерные радиальные распределения интенсивности основного типа колебаний (фурье-моды) на выходном зеркале волноводного  $\text{CO}_2$ -лазера с неоднородным АСЗ показаны на рис. 2. Кривая 1 относится к случаю профиля выходного излучения в пассивном резонаторе, а кривая 2 соответствует поперечному профилю выходного пучка для предложенного экспериментального образца волноводного  $\text{CO}_2$ -лазера.

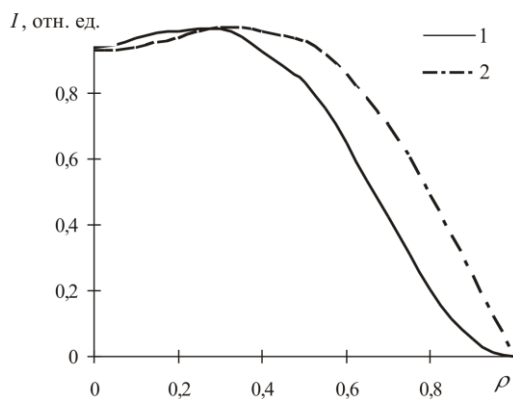


Рис. 2. Относительные распределения интенсивности поля фурье-моды на однородном зеркале для пассивного (кривая 1) и активного (кривая 2) резонаторов волноводного  $\text{CO}_2$ -лазера.  $S/a = 0,02$ ;  $\Delta S/a = 0,02$

Как видно из представленных результатов, введение активной среды в волноводный ква-

зиоптический резонатор может способствовать улучшению однородности выходного излучения.

**Выводы.** Таким образом, результаты проведенных исследований подтвердили принципиальную возможность использования предложенного в работе [4] внутрирезонаторного метода для формирования типа колебаний с близким к равномерному профилем распределения интенсивности поля на выходном зеркале волноводного  $\text{CO}_2$ -лазера. Показано, что при выборе оптимальных размеров зеркал резонатора и многомодового волновода, вариации числа и размеров поглощающих канавок и отражающих колец на апертуре АСЗ активная среда может способствовать уменьшению дифракционных потерь основной моды и повысить равномерность профиля выходного пучка излучения.

1. *Очкин В. Н.* Волноводные газовые лазеры. - М.: Знание, 1988. - 64 с.
2. *Van Neste R., Pare C., Lachance R. L., Belanger P. A.* Grade-phase mirror resonator with a super-gaussian output in a CW- $\text{CO}_2$  laser // IEEE J. of Quant. Electron. - 1994. - 30, №11. - P.2663-2669.
3. *Вахитов Н. Г., Исаев М. П., Кушир В. Р., Шариф Г. А.* Сравнительный анализ резонаторов одномодовых лазеров // Квантовая электроника. - 1987. - 14, №8. - С.1633-1637.
4. *Гурин О. В., Маслов В. А., Свич В. А. и др.* Формирование однородного распределения интенсивности излучения в волноводном квазиоптическом резонаторе с амплитудно-ступенчатым зеркалом // Радио-техника. - 2002. - Вып.127. - С.104-111.
5. *Гурин О. В., Свич В. А., Топков А. Н., Фурсова Е. В.* Полигармонические волноводы типа канал в диэлектрике для

- передачи пучков излучения вида функций сомбреро и супергауссиан // Радиотехника. - 2001. - Вып.121. - С.117-120.
6. Гурин О. В., Епишин В. А., Маслов В. А. и др. Получение пучка с равномерным распределением интенсивности в CO<sub>2</sub>-лазере с обобщенным конфокальным резонатором // Квантовая электроника. - 1998. - 25, №5. - С.424-428.
  7. Кузяков Б. А. Измерение населенности верхнего лазерного уровня молекулы CO<sub>2</sub> и коэффициента усиления активной среды в волноводном разрядном канале // Квантовая электроника. - 1979. - 6, №1. - С.114-119.
  8. Елкин Н. Н., Напартович А. П. Прикладная оптика лазеров. - М.: ЦНИИАтоминформ, 1988. -183 с.
  9. Фокс А., Ли Т. Резонансные типы колебаний в интерферометре квантового генератора / Пер. с англ. под ред. М. Е. Жаботинского и Т. А. Шмаонова // Лазеры - М.: Изд-во иност. лит. - 1963. - С.325-362.
  10. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. - М.: Мир, 1970. - 364 с.
  11. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. - М.: Радио и связь, 1981. - 440 с.
  12. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. М.: Мир, 1983. - 349 с.
  13. Santarsiero M., Borghi R. Correspondence between super-Gaussian and flattened Gaussian beams // J. Opt. Soc. Am. A. - 1999. - 16, №1. - P.188-190.

#### SHAPING OF A BEAM WITH A UNIFORM INTENSITY DISTRIBUTION IN THE ACTIVE RESONATOR OF WAVEGUIDE CO<sub>2</sub>-LASER

O. V. Gurin, V. A. Maslov, V. A. Svich, A. N. Topkov

On the basis of a method of decomposition on processes of diffraction and an amplification-refraction the estimation of influence of

an active medium on the irradiation profile in the proposed construction of new waveguide CO<sub>2</sub>-laser with the homogeneous output beam is carry out. It is shown, that at choice optimum sizes of the resonator mirrors and the multimode waveguide, parameters of the spatial filter on the nonuniform mirror the active medium can promote a decrease of the diffraction losses of a basic mode and a increase uniform of an output beam profile of a laser radiation.

**Key words:** laser resonator, active medium, beam shaping.

#### ОДЕРЖАННЯ ПУЧКА З РІВНОМІРНИМ РОЗПОДІЛОМ ІНТЕНСИВНОСТІ В АКТИВНОМУ РЕЗОНАТОРІ ХВИЛЕВИДНОГО CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА

О. В. Гурін, В. О. Маслов, В. А. Свіч,  
О. М. Топков

На основі методу розщеплення по процесах дифракції та посилення-рефракції проведена оцінка впливу активного середовища на профіль випромінювання в запропонованій конструкції нового хвилевидного CO<sub>2</sub>-лазера з однорідним вихідним пучком. Показано, що при виборі оптимальних розмірів дзеркал резонатора та багатомодового хвилеводу, параметрів просторового фільтра на неоднорідному дзеркалі активне середовище може сприяти зменшенню дифракційних втрат основної моди та підвищити рівномірність профілю вихідного пучка випромінювання лазера.

**Ключові слова:** лазерний резонатор, активне середовище, формування пучка.

*Рукопись поступила 6 декабря 2006 г.*