

# Волноводный $\text{CO}_2$ -лазер с квазиоднородным распределением интенсивности выходного излучения

С.А.Власенко, О.В.Гурин, А.В.Дегтярев, В.А.Маслов, В.А.Свич, А.Н.Топков

*На основе волноводного квазиоптического резонатора нового типа, включающего в себя обобщенный конфокальный резонатор с неоднородным зеркалом, на поверхности которого дискретно расположены крупномасштабные поглощающие неоднородности и полый диэлектрический волновод с размерами, удовлетворяющими условиям самовоспроизведения в нем квазиоднородного поля, создан экспериментальный образец волноводного  $\text{CO}_2$ -лазера с квазиравномерным профилем выходной интенсивности. Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований его пространственно-энергетических характеристик при использовании в качестве обратного зеркала однородного и амплитудно-ступенчатого зеркал.*

**Ключевые слова:** формирование поля, инфракрасный диапазон, волноводный  $\text{CO}_2$ -лазер, квазиоптический комбинированный резонатор, фурье-оптика, самовоспроизведение поля.

## 1. Введение

Волноводные газовые лазеры находят широкое применение в технологии, медицине, спектроскопии, космической связи [1, 2]. Для решения ряда задач в этих областях оптимальными являются пучки с квазиоднородным распределением интенсивности излучения в поперечном сечении. Известные методы получения таких пучков в открытых лазерных резонаторах основаны на преобразовании поля определенной поперечной моды с помощью различных оптических элементов и неоднородных лазерных зеркал [3]. В волноводных газовых лазерах используются комбинированные квазиоптические резонаторы, содержащие многомодовые волноводы и участки свободного пространства. В таких резонаторах негауссовы пучки излучения могут формироваться не только зеркалами, но и за счет когерентного суммирования совокупности поперечных мод размещенного между зеркалами сверхразмерного волновода [4]. В работах [5, 6] показано, что при определенной длине многомодового волновода на заданной длине волны имеет место неискаженная передача волновых полей (полигармонический волновод). В [7, 8] предложена концепция создания лазерных резонаторов на основе самовоспроизводящих свойств многомодовых волноводов. В работе [9] описан субмиллиметровый лазер с квазиоднородным выходным пучком на основе свернутого при помощи системы поворотных зеркал (СПЗ) волноводного резонатора. В данной конструкции СПЗ выполняет роль открытого обобщенного конфокального резонатора (ОКР) [10]. Такие схемы позволяют уменьшить габариты устройств, увеличить селективность

по отношению к основной моде и получить на выходе твердотельных и газовых ИК лазеров квазиоднородный выходной пучок [11–13].

Используя данные подходы к построению лазерных резонаторов, можно реализовать метод получения близкого к равномерному выходного профиля интенсивности излучения в ИК лазере на основе нового типа комбинированного резонатора, включающего в себя ОКР с неоднородным зеркалом и полигармонический волновод. Настоящая работа поставлена с целью разработки, создания и исследования экспериментального образца волноводного  $\text{CO}_2$ -лазера с квазиоднородным выходным пучком на основе такого резонатора.

## 2. Теоретические соотношения

Теоретическое рассмотрение основано на методах фурье-оптики и собственных колебаний [14, 15]. Процесс формирования резонаторных типов колебаний интерпретируется как результат различного рода дифракционных взаимодействий волн с образующими резонатор оптическими элементами, вследствие которых в каждом последующем проходе собственные волны восстанавливают относительное пространственное распределение амплитуды и фазы, а также состояние поляризации в любом поперечном сечении резонатора. Наличие линзового корректора и неоднородностей на зеркалах опишем при помощи функций амплитудно-фазовой коррекции [16]. Схема рассматриваемого резонатора представлена на рис.1. В одном плече резонатора возле выходного полупрозрачного отражателя  $l$  размещается круглый диэлектрический волновод. Размеры волновода должны соответствовать условиям самовоспроизведения в полых диэлектрических волноводах пучков излучения с распределением амплитуды поля вида супергауссовой функции. Эти условия получены в [17]. Обозначим диаметр выходного зеркала и волновода через  $2a_1$ , длину волновода – через  $L$ . На расстоянии  $L_1$  от торца волновода размещается тонкий линзовый корректор  $3$  радиусом  $a_3$  с фокусным рас-

С.А.Власенко, О.В.Гурин, А.В.Дегтярев, В.А.Маслов, В.А.Свич, А.Н.Топков. Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, Украина, 61022 Харьков, пл. Свободы, 4; e-mail: Vyacheslav.A.Maslov@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 6 сентября 2012 г., после доработки 9 января 2013 г.

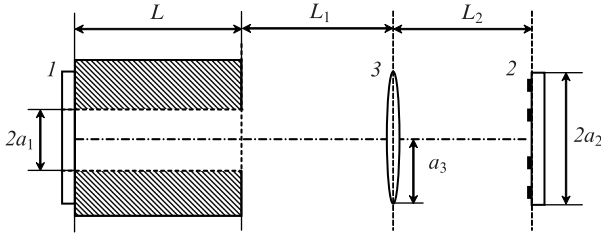


Рис.1. Схема волноводного квазиоптического резонатора.

стоянием  $F$ , осуществляющий фурье-преобразование поля на выходе волновода. На расстоянии  $L_2$  от фазового корректора располагается неоднородное зеркало 2 диаметром  $2a_2$  с пространственным фильтром, характеризующимся функцией амплитудной коррекции  $T(\rho_2)$  ( $\rho_2 = r_2/a_2$  – безразмерная радиальная координата для зеркала 2). Поперечные размеры элементов резонатора предполагаются такими, при которых выполняются условия квазиоптического приближения  $(ka_i)^2 \gg 1$  ( $i = 1, 2, 3$ ), где  $k = 2\pi/\lambda$  ( $\lambda$  – длина волны), и парааксиальности  $-k_{\parallel} \gg k_{\perp}$  (продольное волновое число намного больше поперечного).

Методика численного расчета характеристик низших мод резонатора основана на использовании условия квазистационарности поперечной структуры их поля в исследуемом резонаторе [18]. При этом поле в волноводе представляется в виде суперпозиции собственных волн, а на открытых участках резонатора – в виде дифракционного интеграла в приближении Френеля [19, 20]. В результате задачу о собственных колебаниях в рассматриваемом резонаторе сводим к следующей системе линейных алгебраических уравнений:

$$\mu C_k = \exp(i\gamma_k L) \sum_{m=1}^M C_m \exp(i\gamma_m L) \int_0^1 V_m(\rho_1) Q_k(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \quad (1)$$

где

$$Q_k(\rho_1) = \int_0^1 Q^0(\rho_1, \rho_1') V_k(\rho_1') \rho_1' d\rho_1';$$

$$Q^0(\rho_1, \rho_1') = \frac{N_1 N_2}{(1 - G_1)(1 - G_2)}$$

$$\times \int_0^1 Q(\rho_1, \rho_2) Q(\rho_2, \rho_1') T(\rho_2) \rho_2 d\rho_2;$$

$$Q(\rho_p, \rho_n) = -4\pi^2 N_0 \exp[ik(L_1 + L_2)] \exp[i\pi(N_1 \rho_p^2 + N_2 \rho_n^2)]$$

$$\times \int_0^1 \exp(i\pi N_0 Z \rho_3^2) J_0(2\pi N_1 \xi_1 \rho_p \rho_3) J_0(2\pi N_2 \xi_2 \rho_n \rho_3) \rho_3 d\rho_3;$$

$\rho_1$  и  $\rho_1'$  – безразмерные (нормированные на  $a_1$ ) радиальные координаты на зеркале 1 в начале и в конце кругового обхода резонатора;  $\rho_3$  – безразмерная радиальная координата (нормированная на  $a_3$ ) на фазовом корректоре 3;  $J_0$  – функция Бесселя первого рода нулевого порядка;  $p = 1, 2$  – номер зеркала;  $n = 3 - p$ ;  $k = m = 1, \dots, M$ ;  $M$  – число мод волноводной лазерной трубки;  $\gamma$  – постоянные распространения волноводных мод [21];

$$N_{1(2)} = \frac{a_{1(2)}^2}{\lambda L_{1(2)}}; \quad N_0 = \frac{a_3^2}{\lambda F}; \quad \xi_{1(2)} = \frac{a_3}{a_{1(2)}};$$

$$G_{1(2)} = 1 - \frac{L_{1(2)}}{F}; \quad Z = \frac{1 - G_1 G_2}{(1 - G_1)(1 - G_2)}.$$

Решение системы уравнений (1) дает  $M$  собственных значений  $\mu$ , определяющих относительные потери энергии мод резонатора и их дополнительный фазовый набег за время кругового обхода резонатора, и столько же собственных векторов  $C_k$ , компоненты которых определяют профили соответствующих поперечных мод резонатора. Относительные потери энергии, включающие в себя потери энергии мод в волноводе и на участках свободного пространства за круговой обход резонатора, а также фазовый набег исследуемых мод, определяются соответственно выражениями

$$\delta_r = 1 - |\mu|^2, \quad \Phi = \text{Arg } \mu. \quad (2)$$

Пусть распределение комплексной амплитуды компоненты поля на выходном зеркале 1 волноводного квазиоптического резонатора и соответственно на торце полигармонического волновода, обращенного к фазовому корректору, при соответствующем подборе длины волновода описывается круговой функцией

$$\text{circ } \rho_1 = \begin{cases} 1, & \rho_1 \leq 1, \\ 0, & \rho_1 > 1. \end{cases} \quad (3)$$

В приближении бесконечной апертуры фазового корректора преобразование Фурье–Бесселя этой функции с точностью до дополнительного несущественного постоянного множителя имеет вид функции [22]

$$\text{somb } \Theta = \frac{2J_1(\pi\Theta)}{\pi\Theta}, \quad (4)$$

где  $\Theta = 2N_{12}\rho_2$ ;  $N_{12} = a_1 a_2 / [\lambda F(1 - G_1 G_2)]$  – число Френеля ОКР.

Расположив поглощающие элементы на неоднородном зеркале 2 резонатора таким образом, что  $\rho_{2\chi} = v_{1\chi} / 2\pi N_{12}$ , где  $v_{1\chi}$  – корни функции  $J_1$ ,  $\chi = 1, 2, 3, \dots$ , и учитывая возможность выделения поперечных мод при помощи вышеуказанных элементов [23], можно ожидать, что решением системы (1) будут функции, близкие к аналитическим формам (3), (4). При этом поперечные размеры однородных участков, на границах которых имеется скачок материальных постоянных, должны значительно превышать длину волны.

Решение системы (1) возможно только с помощью ЭВМ. Оно проводилось матричным методом [24] с использованием модифицированного алгоритма Рутисхаузера. Имеются три независимых вида решений системы (1): для гибридных (EH<sub>nm</sub>-), поперечных электрических (TE<sub>0m</sub>-) и поперечных магнитных (TM<sub>0m</sub>-) мод, где  $n$  и  $m$  – азимутальный и радиальный индексы мод соответственно. Результаты расчетов, приведенные далее, относятся к практически важным модам из класса осесимметричных EH<sub>1m</sub>-мод, которые при  $m \leq \sqrt{a_1/\lambda}$  [25] имеют линейную поляризацию поля. Их комплексные амплитуды описываются составляющими полную систему ортонормированными функциями  $V_m(\rho_1) = \sqrt{2} J_0(Y_m \rho_1) / J_1(Y_m)$  [17], где  $J_0$ ,  $J_1$  – функции Бесселя первого рода,  $Y_m$  – корни уравнения  $J_0(Y_m) = 0$ . Постоянные распространения этих мод [21]

$$\gamma_m \approx k \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{Y_m \lambda}{2\pi a_1} \right)^2 \left( 1 - \frac{iv_1 \lambda}{\pi a_1} \right) \right],$$

где  $v_1 = 0.5(v^2 + 1)/\sqrt{(v^2 - 1)}$ ;  $v$  – показатель преломления стенки волновода.

### 3. Экспериментальная установка

Конструкция экспериментального образца волноводного CO<sub>2</sub>-лазера схематически представлена на рис.2. Лазер работал в режиме медленной прокачки газовой смеси (CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He:Xe = 1:1:5:0.25). Продольный тлеющий разряд осуществлялся от источника постоянного тока с напряжением до 26 кВ. Разрядная камера охлаждалась проточной водой, подаваемой через штуцеры 12 в рубашку водяного охлаждения 2.

Резонатор лазера образован двумя плоскими круглыми зеркалами 4 и 8 диаметром 20 мм каждое, изготовленной из ZnSe линзой 5 (фазовый корректор, выполняющий роль элемента фурье-преобразования в расчетной модели лазерного резонатора) диаметром 19 мм с фокусным расстоянием 76 мм и отрезком полого диэлектрического волновода 1 с диаметром 4 мм и длиной 460 мм. Длина волновода  $L \approx 1.2a_1^2/\lambda$  выбрана соответствующей условиям самовоспроизведения в полых диэлектрических волноводах пучков излучения с супергауссовым распределением амплитуды поля [17]. Разрыв в волноводе (около 10 мм) не влиял на характер восстановления поля в волноводе и обеспечивал возможность размещения полого цилиндрического катода в предлагаемой конструкции лазера для получения стабильного тлеющего разряда постоянного тока. Длина разрядного промежутка равна 370 мм.

Расстояние между фазовым корректором и неоднородным зеркалом с одной стороны и волноводом с другой выбрано равным фокусному. Стеклообразная трубка 17 имеет внутренний диаметр 15 мм и не оказывает влияния на формирование поля в резонаторе. Пучок излучения на этом участке распространяется как в свободном про-

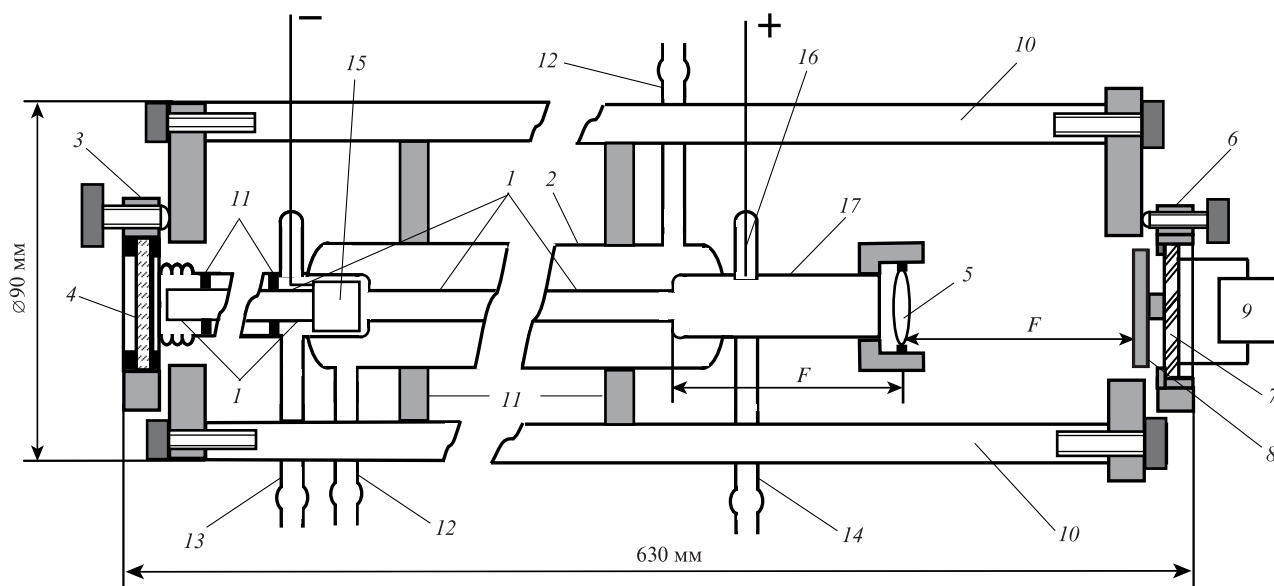
Табл.1.

N	Ширина поглощающего кольца		Ширина отражающего кольца	
	(мм)	(в ед. $\lambda$ )	(мм)	(в ед. $\lambda$ )
1	0.043	4.05	0.171	16.13
2	0.057	5.38	0.157	14.81
3	0.043	4.05	0.157	14.81
4	0.043	4.05	0.157	14.81
5	0.043	4.05	0.150	14.15
6	0.043	4.05	0.157	14.81
7	0.043	4.05	0.164	15.47
8	0.043	4.05	0.143	13.49

Примечание: N – порядковый номер расположения отражающих и поглощающих колец относительно центра зеркала.

странстве. В качестве зеркала 8 в эксперименте использовалось изготовленное из нержавеющей стали плоское зеркало с золотым покрытием, нанесенным методом вакуумного напыления, или плоское неоднородное амплитудно-ступенчатое зеркало (АСЗ), изготовленное методом фотолитографии – нанесением тонких кольцевых полосок поглощающего покрытия на аналогичную подложку. Параметры неоднородного зеркала предварительно рассчитывались из уравнения (1). После его изготовления измеренные значения ширины отражающих и поглощающих колец вновь подставлялись в уравнение (1) и производился расчет характеристик мод для реальной модели резонатора. Измеренный диаметр центрального отражающего участка АСЗ равен  $0.743 \pm 0.005$  мм ( $70.1\lambda \pm 0.5\lambda$ ). Ширины отражающих и последующих поглощающих колец приведены в табл.1.

Лазерное излучение выводилось через плоское полупрозрачное германиевое зеркало 4 с коэффициентом пропускания  $\sim 10\%$ . Зеркало располагалось на расстоянии не более 1 мм от торца волновода. Глухое зеркало 8 и полупрозрачное зеркало 4 были закреплены в юстировоч-

Рис.2. Конструкция волноводного CO<sub>2</sub>-лазера:

1 – волновод; 2 – рубашка охлаждения; 3 – юстировочный узел полупрозрачного зеркала; 4 – полупрозрачное зеркало; 5 – ZnSe линза; 6 – юстировочный узел неоднородного зеркала; 7 – пьезокорректор КП-1; 8 – неоднородное зеркало; 9 – источник постоянного тока; 10 – инваровые стержни; 11 – центровочные кольца; 12 – штуцеры водяного охлаждения; 13 – штуцер откачки; 14 – штуцер напуска рабочей смеси; 15 – катод; 16 – анод; 17 – стеклянная трубка.

ных механизмах 3, б, обеспечивающих точную юстировку резонатора по излучению He–Ne-лазера. Опорой резонатора служили три инваровых стержня 10, которые обеспечивали долговременную стабильность его длины. Жесткость конструкции создавалась опорами 11, которые также позволяли центрировать систему, состоящую из волновода, разрядной камеры, фазового корректора, АСЗ и полупрозрачного зеркала. Глухое зеркало закреплялось на пьезокорректоре 7 типа КП-1, с помощью которого можно было дистанционно изменять длину резонатора в пределах  $\pm 5$  мкм.

#### 4. Сравнение экспериментальных и численных результатов

На рис.3 приведены расчетные относительные поперечные распределения интенсивности и фазы поля на выходном зеркале для экспериментальной модели лазера при параметрах амплитудного пространственного фильтра, представленных в табл.1. Абсолютная мера различия  $\Pi$  между эталонной круговой функцией  $\text{sinc} \rho_1$  и профилем интенсивности поля  $I(\rho_1)$  на выходном зеркале при использовании в резонаторе неоднородного зеркала, определяемая [26] как

$$\Pi = \frac{1}{S} \sum_{s=1}^S |1 - I(\rho_{1s})|,$$

где  $S$  – число точек дискретного задания интенсивности поля на зеркале в пределах ее изменения от максимального значения до уровня  $1/e^2$  от максимального, не превышает 30%. Полученное значение квазиоднородности поля сравнимо с величиной, полученной другими методами [27].

Измерения проводились при суммарном давлении рабочей смеси в разрядной камере 18 мм рт. ст. и токе разряда 10 мА. При этом лазер работал в одномодовом режиме. Мощность излучения лазера, измеренная калориметрическим измерителем мощности типа ИМО-2Н, при использовании однородного зеркала равнялась 2.5 Вт, амплитудно-ступенчатого зеркала – 1.9 Вт. Уменьшение мощности лазера в случае амплитудно-ступенчатого зеркала обусловлено увеличением волноводных и дифракционных потерь.

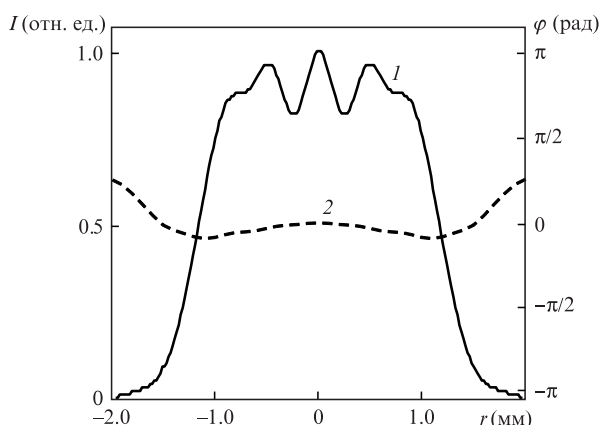


Рис.3. Расчетные радиальные распределения интенсивности (1) и фазы (2) поля на выходном зеркале лазера.

Из-за невозможности измерения профиля интенсивности излучения непосредственно на выходном зеркале, связанной с конструктивными особенностями CO<sub>2</sub>-лазера, экспериментальные распределения интенсивности выходного пучка записывались на различных расстояниях от полупрозрачного зеркала в ближней зоне. Экспериментальный и соответствующий ему расчетный профили интенсивности приведены на рис.4. Экспериментальные поперечные распределения интенсивности выходного излучения записаны при сканировании пироэлектрического приемника (пространственное разрешение 0.2 мм) в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Видно незначительное различие приведенных профилей. Наблюдаются характерные осцилляции на вершине как экспериментально полученного, так и расчетного поперечных распределений интенсивности излучения. Уменьшение выходной мощности лазера на 10% при расстройке резонатора не приводило к заметному изменению распределения выходного поля. Расчеты показывают, что при одних и тех же параметрах неоднородного зеркала резонатора для двух длин волн, соответствующих соседним линиям генерации лазера 10P(20) и 10P(22), абсолютная мера различия изменяется не более чем на 5%.

Поперечные распределения интенсивности излучения на выходном зеркале для экспериментальной модели лазера и в его ближней зоне достаточно хорошо аппроксимируются профилем излучения в виде супергауссова пучка 6-го порядка. В настоящее время для описания качества лазерных пучков широко используется параметр  $M^2$ , введенный А.Е.Сигменом в 1990 г. [28]. Для супергауссовых пучков его можно определить на основании известного соотношения [29, 30]  $M^2 = n\sqrt{\Gamma(4/n)/[2\Gamma(2/n)]}$ , где  $n$  – порядок супергауссова пучка;  $\Gamma$  – гамма-функция. В нашем случае расчетный параметр качества пучка  $M^2 = 1.3$ .

Для подтверждения получения на выходе волноводного CO<sub>2</sub>-лазера близкого к однородному радиального распределения интенсивности поля в эксперименте исследовалось распределение интенсивности в фокусе положительной линзы с  $f = 130$  мм. Она устанавливалась так, чтобы одна из ее фокальных плоскостей совпадала с плоскостью выходного зеркала лазера. Тогда в другой ее фокальной плоскости можно регистрировать картину распределения интенсивности пучка, которая будет фурье-

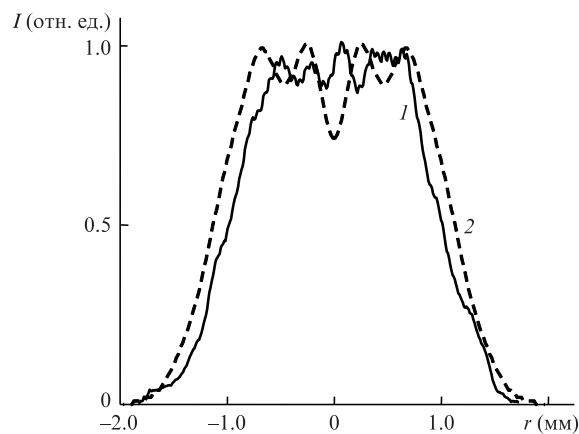


Рис.4. Экспериментальное (1) и расчетное (2) радиальные распределения интенсивности излучения лазера с амплитудно-ступенчатым зеркалом на расстоянии 20 мм от выходного зеркала.

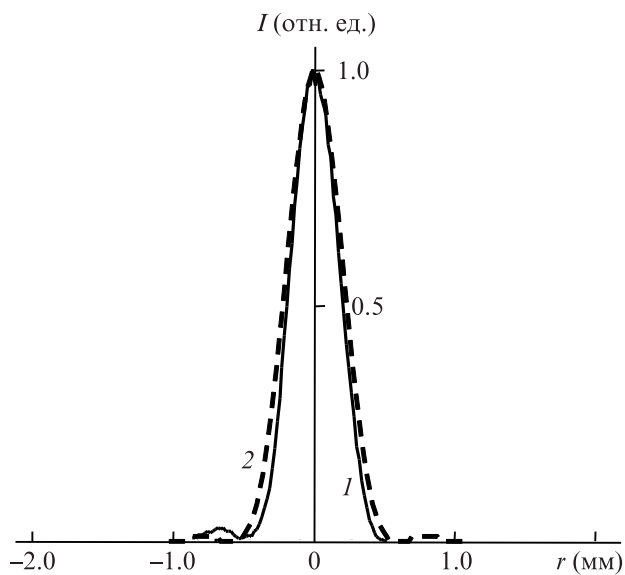


Рис.5. Экспериментальное (1) и расчетное (2) радиальные распределения интенсивности излучения в фокусе линзы.

образом функции, описывающей распределение поля, сформированного на полупрозрачном зеркале. В нашем случае это должна быть кривая, близкая к функции «сомбреро». Полученные экспериментальные и расчетные кривые приведены на рис.5. Из их сравнения видно, что и в этом случае качественных расхождений нет. Амплитуда боковых лепестков экспериментальной кривой сравнима с амплитудой сигнала шумов пироэлектрического приемника.

На рис.6 приведены экспериментальное и расчетное относительные радиальные распределения интенсивности излучения для лазера с однородным зеркалом в том же сечении, что и на рис.4. Видно, что данный профиль излучения соответствует поперечному распределению

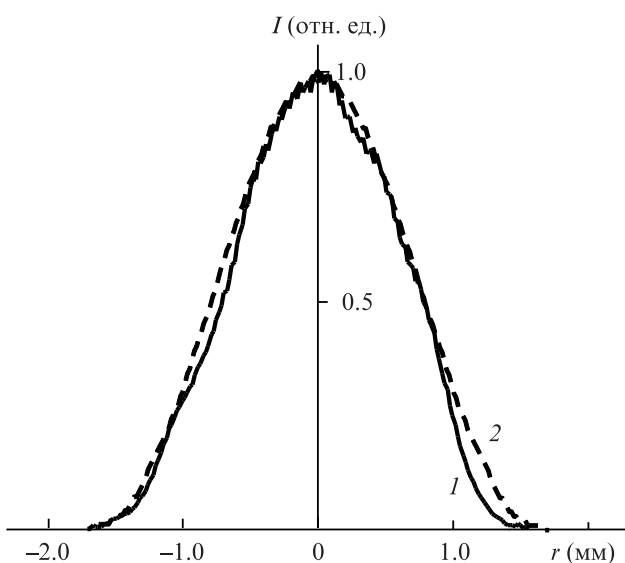


Рис.6. Экспериментальное (1) и расчетное (2) радиальные распределения интенсивности излучения лазера с однородным зеркалом на расстоянии 20 мм от выходного зеркала.

волноводной моды  $EH_{11}$ . Сравнение распределений на рис.4 и 6 указывает на то, что использование амплитудно-ступенчатого зеркала позволяет получить в волноводном лазере квазиоднородный выходной пучок.

Таким образом, теоретически и экспериментально показана возможность создания волноводного  $CO_2$ -лазера с квазиоднородным профилем интенсивности выходного пучка на основе комбинированного волноводного квазиоптического резонатора, включающего в себя обобщенный конфокальный резонатор с неоднородным амплитудно-ступенчатым зеркалом и полигармонический волновод.

- Hodgson N., Weber H. *Laser Resonators and Beam Propagation: Fundamentals, Advanced Concepts and Applications* (New York: Springer, 2005).
- Очкин В.Н. *Волноводные газовые лазеры* (М.: Знание, 1988).
- Oron R., Davidson N., Hasman E., Friesem A.A., in *Progr. in Optics* (Amsterdam: Elsevier, 2001, Vol. 42, p. 325).
- Бельтюгов В.Н., Кузнецов А.А., Очкин В.Н. и др. *Труды ФИАН*, **221**, 50 (1992).
- Ривлин Л.А., Шильдяев В.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **11**, 572 (1968).
- Григорьева Е.Е., Семенов А.Т. *Квантовая электроника*, **5**, 1877 (1978).
- Бокуть Б.В., Романенко Е.С., Хило Н.А. *Квантовая электроника*, **18**, 985 (1991).
- Banerji J., Davies A.R., Jenkins R.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 2378 (1997).
- Володенко А.В., Гурин О.В., Дегтярев А.В. и др. *Квантовая электроника*, **37**, 63 (2007).
- Вахитов Н.Г., Исаев М.П., Кушнир В.Р., Шариф Г.А. *Квантовая электроника*, **14**, 1633 (1987).
- Büttner A., Kowarschik R., Zeitner U.D. *Appl. Phys. B*, **81**, 601 (2005).
- Гурин О.В., Епишин В.А., Маслов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 424 (1998).
- Гурин О.В., Епишин В.А., Маслов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 543 (2001).
- Гудмен Дж. *Введение в фурье-оптику* (М.: Мир, 1970).
- Каценеленбаум Б.З. *Высокочастотная электродинамика* (М.: Наука, 1966).
- Епишин В.А. *Квантовая электроника*, **5**, 1263 (1978).
- Гурин О.В., Маслов В.А., Свич В.А. и др. В сб.: *Радиотехника* (Харьков: изд-е Харьковского нац. ун-та радиоэлектроники, 2001, вып. 121, с. 117).
- Быков В.П., Силичев О.О. *Лазерные резонаторы* (М.: Физматлит, 2003).
- Abrams R.L., Cherster A.N. *Appl. Opt.*, **13**, 2117 (1974).
- Гурин О.В., Маслов В.А., Свич В.А. и др. В сб.: *Радиотехника* (Харьков: изд-е Харьковского нац. ун-та радиоэлектроники, 2002, вып. 127, с. 104).
- Marcatili E.A.J., Schmeltzer R.A. *Bell. Syst. Techn. J.*, **43**, 1783 (1964).
- Gaskill J.D. *Linear Systems, Fourier Transforms and Optics* (New York: John Wiley & Sons, 1978).
- Епишин В.А., Лытов А.В., Камышан В.А. *Труды V Всесоюз. симп. по дифракции и распространению волн* (Л.: Наука, 1971, с. 91).
- Sanderson R.L., Streifer W. *Appl. Opt.*, **8**, 131 (1969).
- Епишин В.А., Маслов В.А., Рябых В.Н. и др. *Радиотехника и электроника*, **33**, 700 (1988).
- Хермен Г. *Восстановление изображений по проекциям* (М.: Мир, 1983).
- Завалов Ю.Н., Капцов Л.Н., Кудряшов А.В. и др. *Квантовая электроника*, **27**, 57 (1999).
- Siegman A.E., Ginzton E.L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1224**, 2 (1990).
- Shealy D.L., Hoffnagle J.A. *Appl. Opt.*, **45**, 5118 (2006).
- Pare P., Belanger P. *Opt. Quantum Electron.*, **24**, 1051 (1992).