

в 25 раз больше, чем в чистом Кг. Дополнительные доказательства роли столкновений второго рода даны в работе Соланки и др. [9].

Что касается первой ступени возбуждения (процесса ионизации криптона), то она в непрерывном разряде на полом катоде происходит иначе, чем в импульсном разряде в положительном столбе. Нами проведены вычисления степени ударной ионизации криптона для двух различных процессов — типа Пеннинга и для электронных ударов. Сначала мы исходили из максвелловского распределения энергии электронов, а потом использовали отличающееся от него экспериментально наблюдаемое распределение в разряде на полом катоде [13]. Выяснилось, что при максвелловском распределении энергии степени ионизации за счет электронных ударов и ионизации Пеннинга примерно одинаковы; но при распределении энергии электронов, характерном для разряда в полом катоде, степень ионизации электронным ударом примерно на два порядка выше степени ионизации по Пеннингу. Следовательно, в He — Кг-лазере непрерывного действия на полом катоде главный процесс ионизации криптона есть электронный удар, в этом его отличие от импульсного He — Кг-лазера, возбуждаемого в положительном столбе.

Механизм возбуждения He—Ar- и He—Ne—Xe-лазеров подобен тому, который имеет место в смеси He — Кг. Значение гелия в He — Ne — Xe-лазере состоит, вероятно, в том, что он увеличивает плотность метастабильных атомов неона за счет столкновений второго рода между метастабильными атомами гелия и атомами неона в основном состоянии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Dana L., Laures P.— Proc. IEEE, 1965, vol. 53, p. 78.
2. Jánosy M.— Thesis, 1974.
3. Jánosy M., Csillag L., Rózsa, Salamon T.— Phys. Lett., 1974, vol. 46A, p. 379.
4. Jánosy M., Csillag L., Rózsa, Salamon T.— Phys. Lett., 1974, vol. 47A, p. 411.
5. Jánosy M., Csillag L., Rózsa K.— Phys. Lett., 1977, vol. 63A, p. 84.
6. Rózsa K.— Reports of the Central Research Institute for Physics. Preprint N 63, 1975.
7. Rózsa K., Jánosy M., Bergou J., Csillag L.— Opt. Comm., 1977, vol. 23, p. 15.
8. Jánosy M., Rózsa K., Csillag L., Bergou J.— Phys. Lett., 1978, vol. 68A, p. 317.
9. Solanki R., Latush E. L., Gerstenberger D. C., Fairbank W. M. Jr, Collins G. J.— Appl. Phys. Lett., 1979, vol. 35, p. 317.
10. Rózsa K., Stefanova M., Jánosy M.— Reports of the Central Research Institute for Physics. Preprint N 41, 1979.
11. Patel B. S.— IEEE J. Quant. Electron., 1973, vol. QE-9, p. 1150; Appl. Opt., 1974, vol. 3, p. 19; J. Phys. D., 1974, vol. 7, p. 40.
12. Bergou J., Jánosy M., Rózsa K., Csillag L. Laserspectroscopie Graz 1978: Conf. Proc.— Acta Physica Austriaca Supplement, 1979, vol. XX, p. 273—280.
13. Jánosy M., Tuovinen P.— Acta Physica Hungarica, 1979, vol. 46, p. 167.

Поступила в редакцию 3 марта 1983 г.

УДК 535 : 621.375.8

А. П. КОЛЬЧЕНКО, А. Г. НИКИТЕНКО, Ю. В. ТРОИЦКИЙ

(Новосибирск)

### ЛАЗЕРНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ С НЕОДНОРОДНЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

Обычно распределение поля в поперечной плоскости лазерных световых пучков подобно картине поля моды внутри лазерного резонатора и с хорошей точностью описывается функциями Гаусса — Эрмита. Однако это не обязательно. Если лазерное зеркало, через которое выводится энергия, имеет пропускание  $T(x, y)$ , зависящее от координат  $x, y$  в поперечном сечении пучка, то распределение  $I(x, y)$  интенсивности сразу после

выходного зеркала выражается через интенсивность  $I_0(x, y)$  волны, падающей на зеркало изнутри, формулой

$$I(x, y) = I_0(x, y)T(x, y) \quad (1)$$

и может резко отличаться от  $I_0(x, y)$ .

Получение «негауссовых» лазерных пучков актуально для многих приложений. Характерным примером являются задачи, в которых необходимо равномерное П-образное распределение интенсивности: оптические системы записи и считывания информации («по точкам» и голографические), различные интерференционные системы и т. п. Такие пучки могут быть полезны и в системах оптической связи: при излучении через равномерно освещенную апертуру интенсивность поля на оси в дальней зоне на 23% больше, а угловая направленность лучше, чем при излучении гауссова пучка через такую же апертуру в оптимальных условиях [1].

Существующие способы получения лазерных пучков с равномерным распределением интенсивности несовершенны. При формировании П-образного распределения путем «вырезания» средней части гауссова пучка нулевого порядка неизбежны большие потери светового потока. Если такой пучок проходит через непрозрачный экран с круглым отверстием, то прошедшая доля светового потока равна относительному отклонению интенсивности от равномерной в пределах «вырезаемой» части. Так, для получения пучка с 10%-ным спадом интенсивности от центра к краям теряется 90% падающего потока и только 10% остается в прошедшем пучке. Более эффективен метод поглощающей линзы [2], но он не применим для мощных пучков. В этой статье приводятся ссылки лишь на те методы, при которых сохраняются когерентность и другие качественные характеристики лазерных пучков, например их малая расходимость.

Для решения поставленной задачи может быть использован лазер с неоднородно-пропускающим зеркалом (рис. 1). В лазере, генерирующем фундаментальную моду, выходное зеркало имеет «пятно» с заметным пропусканием  $T_b$  против средней части пучка. Остальная часть зеркала должна быть непропускающей ( $T_a = 0$ ). При этом не выводимая наружу часть энергии гауссова пучка в отличие от других методов не теряется, а остается в резонаторе, так что мощность в П-образном выходном пучке практически равна мощности этого же лазера с однородным выходным зеркалом.

Однако эффективность, близкая к 100%, возможна лишь при благоприятных обстоятельствах. Во-первых, разность пропусканий должна быть невелика:  $T_b - T_a \ll 1$ . В этом случае неоднородность зеркала почти не приводит к увеличению дифракционных потерь в лазере. Например, если  $T_b = 0,1$  и  $T_a = 0$ , то коэффициенты отражения зеркала по амплитуде в отсутствие поглощения равны соответственно 0,95 и 1. Такое изменение  $R$  по поверхности зеркала почти не оказывает влияния на характер поля внутри резонатора и практически не увеличивает дифракционные потери. Для сравнения следует указать, что при выводе излучения ТЕМ<sub>00</sub>-моды через отверстие в зеркале ( $T_b = 1$ ) дополнительные дифракционные потери могут быть равны выводимой энергии [3]. Требование  $T_b \ll 1$  означает, что метод особенно пригоден для лазеров с малой долей выводимой мощности; как правило, это лазеры с малым усилением активной среды.

Второе условие заключается в строгой эквифазности зеркала по отражению от стороны, обращенной внутрь резонатора. Другими словами, амплитудная неоднородность зеркала должна сочетаться с фазовой однородностью, иначе неизбежно падение добротности лазерного резонатора и резкое ухудшение характеристик системы. Если зеркало состоит из двух

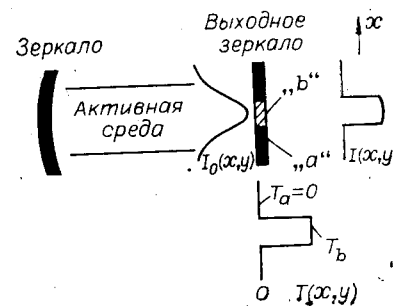


Рис. 1. Схема лазера с неоднородным зеркалом.

различных областей, то фаза также не должна меняться вблизи и на самой границе этих областей.

Идея создания лазера с неоднородными зеркалами в изложенной выше форме предложена в [4], где содержатся также описания двух видов неоднородных зеркал и результатов эксперимента с He—Ne-лазером. В работе [5] приводятся результаты численного расчета поля и дифракционных потерь в конфокальном резонаторе с ленточными зеркалами, имеющими область повышенного пропускания в виде «полоски». В [6] предлагается использовать неоднородные зеркала для получения высококачественного пучка от лазера, генерирующего на высших поперечных модах. В [7] описан новый вариант неоднородных диэлектрических зеркал, позволяющий получить очень высокий контраст пропусканий.

Актуальной задачей в лазерах с неоднородными зеркалами является устранение перескоков поперечных мод. Для «стабилизации» модового состава в [8] предлагается использовать «противофазные» маски. В [4, 9] рассмотрены возможности использования неоднородных выходных зеркал для управления характеристиками излучения в дальней зоне, в том числе в динамическом режиме [9]. В [10] предложено изменять распределение интенсивности лазерного пучка при помощи неоднородного пассивного интерферометра, расположенного вне лазера.

**Методы изготовления неоднородных эквифазных зеркал.** Изготовление зеркал — основная техническая проблема при реализации описанного выше способа управления профилем лазерных пучков. Ее решение основано на следующих известных положениях:

- 1) при отражении света от системы чередующихся четвертьволновых диэлектрических слоев сдвиг фазы не зависит от числа слоев (он равен  $\pi$  при отражении со стороны слоя с большим показателем преломления ( $n_H$ ) и нулю — со стороны менее плотного диэлектрика ( $n_L$ )); в то же время амплитуды отражения и пропускания зависят от числа слоев;
- 2) геометрический фактор в фазовом сдвиге, связанный с разной толщиной многослойников, исключается при отражении света со стороны подложки зеркала.

Исходя из этого, можно предложить конструкции диэлектрических зеркал, показанные на рис. 2. Наиболее «естественный» вариант изображен на рис. 2, а. Здесь на подложку зеркала (показатель преломления  $n_s$ ) наносится сначала  $N_1$  однородных диэлектрических слоев, пропускание которых равно  $T_b$ . Затем область «b» закрывается маской, а на оставшуюся часть зеркала продолжают наносить слои, уменьшающие ее пропускание  $T_a$  до пренебрежимо малой величины ( $N_2$  слоев). При  $n_L < n_s < n_H$  оптимальным является случай, когда  $N_1$  четное, а  $N_2$  нечетное. Тогда для  $T_b/T_a$  справедлива формула ( $T_a, T_b \ll 1$ )

$$T_b/T_a = n_H^2 (n_H/n_L)^{N_2-1}. \quad (2)$$

Отсюда для  $n_H = 2,32$ ,  $n_L = 1,35$  и  $N_2 = 3$  получаем  $T_b/T_a = 16$ ; для  $N_2 = 9$  —  $T_b/T_a = 410$ .

На рис. 2, б представлен другой вариант. На подложку сначала наносят  $N_1$  регулярно чередующихся слоев так, чтобы их пропускание  $T_a$  было очень малым ( $N_1 \gg 1$ ). После этого через маску напыляют  $N_2$  слоев

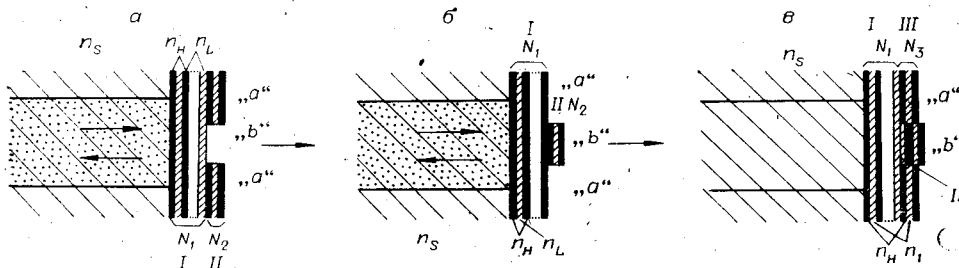


Рис. 2. Конструкция эквифазных зеркал с амплитудной неоднородностью.

( $N_2 < N_1$ ) таким образом, чтобы они «просветляли», т. е. увеличивали пропускание ранее нанесенных слоев до величины  $T_b$ . Для этого новые  $N_2$  слоев должны начинаться с того же диэлектрика, который был нанесен последним среди  $N_1$  слоев. В оптимальном варианте  $N_1$  и  $N_2$  нечетные, и поэтому отношение  $T_b/T_a$  может быть определено по формуле (2).

Отметим, что для первого варианта (см. рис. 2, а) маска является «негативом», а для второго (см. рис. 2, б) — «позитивом» зеркала; подложка зеркала обращена внутрь резонатора лазера. В обоих случаях имеет место переходная зона между областями «а» и «б», возникающая, например, из-за неплотного прилегания или экранирования краев маски; в особенности это касается схемы на рис. 2, б. Наличие переходной зоны приводит к дополнительным потерям светового потока, которые пропорциональны ширине зоны, зависящей от числа слоев  $N_2$ . Чем выше требуемый контраст  $T_b/T_a$ , тем больше должно быть  $N_2$  и, следовательно, тем больше будут потери. Для уменьшения последних можно предложить структуру зеркала, изображенную на рис. 2, в, где через маску наносится лишь один слой (II), обрамленный с обеих сторон однородными многослойниками I и III (число слоев  $N_1$  и  $N_3$ ). Эта структура эквивалентна интерферометру Фабри — Перо с двумя неодинаковыми зеркалами (многослойники I и III), который в области «б» имеет максимальное пропускание, а в остальной части зеркала почти не пропускает свет. При такой конструкции достижимы большие контрасты в сочетании с малой шириной переходной зоны, так как через маску наносится лишь один слой (при этом несколько усложняется технология изготовления зеркала). Если  $N_2 < N_1$ , зеркало эквивалентно со стороны подложки. Такая структура может быть основой для изготовления зеркал с плавной зависимостью пропускания от координаты. (Более подробно этот вопрос рассмотрен в [7].)

**Эффективность неоднородного вывода энергии.** Расчет резонатора с неоднородными зеркалами основан на решении интегрального уравнения

$$\gamma \Psi(x, y) = \hat{A} \Psi(x, y), \quad (3)$$

где оператор  $\hat{A}$  описывает распространение волны в резонаторе с учетом амплитудных и фазовых характеристик зеркал. Решение уравнения (3) дает собственные функции  $\Psi(x, y)$  (удобно относить их к плоскости неоднородного зеркала), а также полные потери резонатора  $\alpha_n = 1 - |\gamma|^2$ . Последние можно представить в виде суммы двух частей:  $\alpha_n = \alpha + T_{эф}$ , где

$$T_{эф} = \int T(x, y) |\Psi(x, y)|^2 dx dy / \int |\Psi(x, y)|^2 dx dy \quad (4)$$

— эффективный коэффициент пропускания неоднородного зеркала, равный отношению энергии, проходящей сквозь зеркало, к падающей энергии. Величина  $\alpha = \alpha_n - T_{эф}$  — дифракционные потери (при круговом обходе), обусловленные конечностью размеров и неоднородностью зеркал. Снижение мощности лазера по сравнению со случаем обычного вывода энергии через однородное зеркало можно характеризовать «коэффициентом полезного действия»

$$\eta = T_{эф} / \alpha_n. \quad (5)$$

Хотя существуют частные случаи неоднородностей, для которых решение уравнения (3) может быть получено аналитически [11, 12], практически, конечно, следует рассчитывать лишь на численные методы ввиду разнообразия решаемых задач, типов резонаторов и законов изменения пропускания  $T(x, y)$ . Нами подробно исследован ряд конкретных схем резонаторов, предназначенных для получения П-образного профиля интенсивности луча, выходящего из лазера, работающего на низшей гауссовой моде ТЕМ<sub>00</sub>. Рассматривались резонаторы, образованные цилиндрическими или круглыми сферическими зеркалами. Неоднородность представляла собой «полоску» или «кружок» повышенного пропускания в центре одного или обоих зеркал. Коэффициент пропускания в неоднород-

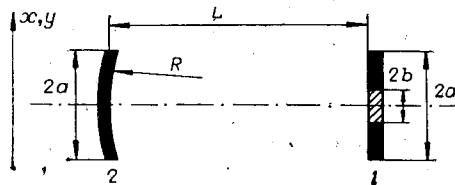


Рис. 3. Геометрия оптического резонатора с неоднородным выходным зеркалом.

ности принимался равным  $T_b$  (соответственно коэффициент отражения по энергии  $R_b = 1 - T_b$ ), а для остальной части зеркала  $R_a = 1$ . Уравнение (3) решалось матричным методом [13] на ЭВМ БЭСМ-6.

В качестве примера далее будут представлены результаты для резонатора, показанного на рис. 3, в котором зеркало 1 плоское, зеркало 2 сферическое с радиусом кривизны  $R$ ; диаметр обоих зеркал равен  $2a$ , расстояние между ними  $L$ . Область повышенного пропускания диаметром  $2b$  расположена на зеркале 1. Приведенные ниже графики относятся к случаю  $N = a^2/\lambda L = 2,6$ ;  $L = 0,21R$ .

На рис. 4, а сплошными кривыми показана зависимость полных потерь  $\alpha_n$  моды  $TEM_{00}$  от величины  $T_b$  пропускания в «пятне» для четырех случаев:  $b/a = 0,05$ ; 0,1; 0,15 и 0,25. На рис. 4, б, в изображены зависимости  $\alpha$  и  $T_{эф}$  от  $T_b$ . При очень малых  $T_b$  дифракционные потери определяются лишь размерами зеркал и равны потерям моды в резонаторе с однородными зеркалами (в данном случае  $\alpha \approx 0,37\%$ ). С ростом  $T_b$  разность  $T_b - T_a$  увеличивается, и поэтому дифракционные потери  $\alpha$  возрастают. Аналогично ведет себя и зависимость  $T_{эф}(T_b)$  (рис. 4, в). Сначала  $T_{эф}$  равно нулю, далее начинает быстро возрастать, значительно перегоняя рост потерь  $\alpha$ . В результате зависимость эффективности  $\eta$  от  $T_b$  имеет вид, изображенный на рис. 4, г: вначале  $\eta$  мало из-за малости  $T_{эф}$ , но затем очень быстро растет, достигая значений порядка 80—95%; при дальнейшем увеличении  $T_b$  величина  $\eta$  медленно уменьшается, так как дифракционные потери  $\alpha$  начинают расти быстрее, чем эффективное пропускание  $T_{эф}$ . При  $T_b = 1$  (сквозное отверстие)  $\eta$  равно примерно 50%.

Таким образом, при правильном выборе параметров зеркал выходная мощность лазера почти не уменьшается по сравнению со случаем однородных зеркал. Однако эффективность  $\eta$  не является единственной характеристикой, которую нужно учитывать при оценке возможностей системы; следует еще учесть степень стабильности моды  $TEM_{00}$  при ее неоднородной нагрузке. Для пояснения на рис. 4, а построены зависимо-

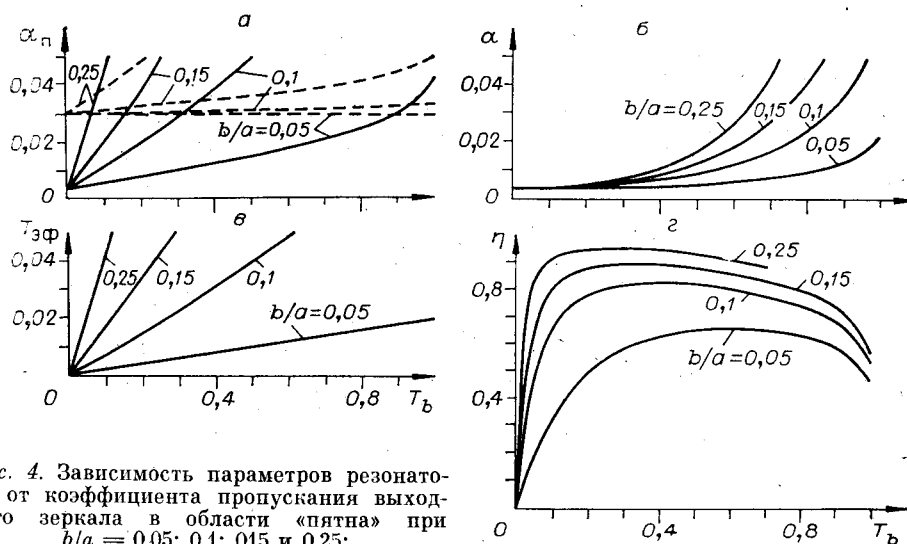


Рис. 4. Зависимость параметров резонатора от коэффициента пропускания выходного зеркала в области «пятна» при  $b/a = 0,05$ ; 0,1; 0,15 и 0,25:

$\alpha_n$  — полные потери мощности за двойной проход,  $\alpha$  — дифракционные потери,  $T_{эф}$  — эффективный коэффициент пропускания выходного зеркала,  $\eta$  — «коэффициент полезного действия» неоднородного вывода энергии. Сплошные линии —  $TEM_{00}$ -мода, штриховые —  $TEM_{01}$ -мода.

сти  $\alpha_{\text{п}}^{01}(T_b)$  для моды  $\text{TEM}_{01}$  (штриховые линии) при тех же значениях  $b/a$ , что и для моды  $\text{TEM}_{00}$ . При малых  $T_b$  потери этой моды больше, чем для  $\text{TEM}_{00}$ . Однако область повышенного пропускания нагружает  $\text{TEM}_{01}$ -моду незначительно, так как она расположена в окрестности узла этой моды. Поэтому по мере роста  $T_b$  ее полные потери возрастают не так быстро, как для  $\text{TEM}_{00}$ -моды, и при определенных значениях  $T_b$  потери этих мод сравниваются. Такие значения  $T_b$  при  $b/a = 0,05; 0,1; 0,15; 0,25$  равны 0,89; 0,32; 0,165; 0,082, что соответствует, согласно рис. 4, в, величинам эффективного пропускания  $\text{TEM}_{00}$ -моды, равным 0,019; 0,025; 0,028 и 0,033. Таким образом, опасность «перескока» на другую моду не позволяет сильно нагружать резонатор, и при данном виде неоднородности применимость всего метода ограничивается лазерами со сравнительно малыми коэффициентами усиления. Конечно, устойчивость  $\text{TEM}_{00}$ -моды сильно зависит от размеров зеркал и улучшается с уменьшением этих размеров.

Результаты расчетов полностью подтверждаются экспериментами с He — Ne-лазером ( $\lambda = 0,63$  мкм). В этих экспериментах резонатор длиной  $L = 2,12$  м состоял из плоского и сферического ( $R = 40$  м) зеркал. Плоское зеркало имело область повышенного пропускания в виде «кружков» или «квадратов» различных размеров и изготовлялось по варианту 1 (см. рис. 2, а) или 2 (см. рис. 2, б). Кроме того, для получения перестраиваемой зависимости пропускания использовался вариант резонатора, в котором вместо плоского зеркала был установлен короткий ( $l \sim 2$  мм) «неоднородный» интерферометр Фабри — Перо, внутрь которого вводился непрозрачный экран с отверстием диаметром  $2b$ . При перестройке длины интерферометра его пропускание в области отверстия изменялось в больших пределах (в нашем случае от 0,16 до 18%), оставаясь равным нулю на остальной части.

Падение мощности лазера при переходе от однородного выходного зеркала к неоднородному, имеющему равное эффективное пропускание, в оптимальном режиме не превышало нескольких процентов и лишь при самом неблагоприятном соотношении параметров составляло примерно 25%. Регистрация момента «перескока» с моды  $\text{TEM}_{00}$  на  $\text{TEM}_{01}$  по методике [14] также хорошо подтверждает расчет.

На рис. 5 приведена осциллограмма поперечного распределения интенсивности светового пучка, полученного от лазера ЛГ-79/2 с неоднородным выходным зеркалом, имеющим следующие параметры:  $b/a = 0,22$ ,  $T_b$  и  $T_a$  соответственно 8,2 и 0,1%,  $T_{\text{эф}} \approx 1,8\%$ . Мощность излучения составляла 11 мВт, а неравномерность распределения интенсивности не превышала 17%.

Указанный лазер, создающий П-образный профиль интенсивности луча, успешно использовался нами как источник света при записи высококачественных голографических решеток, художественных голограмм и в системе корреляционной обработки оптической информации.

Так как возмущение, вносимое неоднородностью зеркала, сравнительно мало влияет на распределение поля моды внутри резонатора, то в ряде случаев можно считать поле в резонаторе неизменным и использовать приближенные методы расчета. Согласно [15] в первом приближении для  $\eta$  имеем (случай  $R_a = 1$ ):

$$\eta = T_{\text{эф}} / (1 - [1 - (1 - \sqrt{R_b}) T_{\text{эф}} / T_b]^2). \quad (6)$$

В этом приближении отношение  $T_{\text{эф}} / T_b$  представляет собой относительную долю мощности невозмущенной моды, приходящуюся на область повышенного пропускания. Некоторое уточнение формулы (6) и ее сравнение с точным численным расчетом для конфокального цилиндрического резонатора содержатся в [5].

Интересно отметить, что если область «а» выходного зеркала имеет ненулевое пропускание ( $T_a \neq 0$ ), то характеристики излучения в дальней зоне будут определяться интерференцией света, выходящего из областей

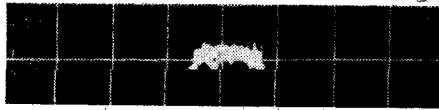


Рис. 5. Оциллограмма распределения интенсивности в поперечном слое сечения лазерного пучка.

«а» и «b», и могут быть весьма необычны. Они зависят, в частности, от разности фаз коэффициентов пропускания двух областей зеркала. Например, можно получить луч, для которого ширина центрального лепестка диаграммы направленности значительно меньше, чем для гауссова пучка [9].

**Неоднородный вывод энергии высших поперечных мод из лазерного резонатора.**

Еще одно полезное применение неоднородных зеркал — получение высококачественного светового пучка от лазера, генерирующего высшие поперечные моды. Если активная среда лазера занимает большой объем, то использование высших поперечных мод позволяет значительно увеличить выходную мощность. Однако распределение амплитуды и фазы поля в поперечном сечении таких пучков имеет сложный характер, а расходимость излучения значительно превышает минимальную дифракционную расходимость при одинаковой апертуре излучающей системы. Этих недостатков можно избежать, если на пути лазерного пучка поставить фазовую маску, которая компенсирует фазовый сдвиг поля между соседними сегментами поперечной моды (см., например, [16]). Аналогичного эффекта можно добиться при помощи неоднородного выходного зеркала в лазере [6]. Пусть это зеркало имеет пренебрежимо малое пропускание повсюду, кроме небольшой области «b», находящейся напротив одного из сегментов высшей моды  $TEM_{mn}$ . Граница этой области должна совпадать с узловыми линиями моды. Тогда через зеркало будет проходить участок волнового фронта  $TEM_{mn}$ -моды, имеющий одинаковую фазу во всех точках и плавно спадающую к краям амплитуду. Угловая расходимость такого пучка примерно соответствует расходимости гауссова пучка  $TEM_{00}$ -моды, характерные поперечные размеры которого соответствуют размерам сегмента. Расчеты показывают, что, например, при выводе одного из четырех сегментов  $TEM_{11}$ -моды распределение интенсивности в дальней зоне всего на 4% шире (по уровню 0,5 от максимума), чем для пучка  $TEM_{00}$ -моды, который имеет на зеркале такую же ширину (тоже на уровне 0,5). Боковые лепестки в этом случае отсутствуют. Изложенное подтверждается и результатами измерений [6].

Критический вопрос при оценке перспективности такой системы заключается в следующем: можно ли описанным способом вывести из лазера мощность, равную максимальной мощности данной  $TEM_{mn}$ -моды, получаемой обычным способом, т. е. при помощи однородного выходного зеркала? Поле моды внутри резонатора представляет единое целое, и неоднородный отбор энергии этой моды, конечно, уменьшает амплитуду поля всей моды в целом. Однако возможна некоторая «деформация» поля, которая может послужить причиной дополнительных потерь в резонаторе и снижения излучаемой мощности. Очевидно, что чем меньше пропускание зеркала в неоднородности, тем меньше эти потери. Одновременно с

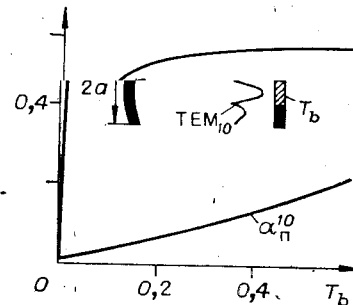


Рис. 6. Параметры резонатора для  $TEM_{10}$ -моды с «односегментной» нагрузкой:

$T_b$  — коэффициент пропускания зеркала в области выводимого «сегмента» моды,  $\alpha_{\Pi}^{10}$  — полные потери мощности за двойной проход,  $\eta$  — КПД неоднородного вывода.

этим, конечно, сохраняется требование эквивалентности зеркала по отражает по узловым линиям моды. Остальная часть зеркала полностью отражающая. Таким образом выводится центральный сегмент моды  $TEM_{10}$ .

Полные потери  $\alpha_n^{01}$  по мере роста  $T_b$  от 0 до 0,6 монотонно возрастают от 0,0035 до 0,21. Это связано главным образом с увеличением  $T_{эф}$ . Поэтому эффективность  $\eta$  очень быстро возрастает и уже при  $T_b > 0,12$  становится больше 90%, т. е. неоднородный вывод практически не вносит дополнительных потерь мощности. Этот результат подтвержден экспериментально для гелий-неонового лазера, генерирующего моды  $TEM_{01}$ ,  $TEM_{11}$  и  $TEM_{02}$  [6], и для  $CO_2$ -лазера, работающего на модах  $TEM_{0n}$  при  $T_b = 1$  [15].

В работе [15] выяснилось, что основным препятствием к применению метода, особенно при больших значениях  $T_b$ , являются неустойчивость избранной моды и переход на другие, менее нагруженные. Обычные методы стабилизации мод, основанные на применении диафрагм, проволочек [17] или поглощающих полосок на зеркалах, могут оказаться недостаточными. В работе [8] было предложено увеличить «жесткость» селекции поперечных мод за счет использования фазосдвигающих масок. Последние представляют собой тонкие полоски оптического покрытия, наносимые на зеркала лазера в области узловых линий выделяемой моды. Амплитуда отражения должна быть одинакова по всему зеркалу, а фаза отражения на полосках сдвинута на  $\pi$  по отношению к остальной части зеркала. В результате световая волна, падающая на полоски, не поглощается, а отражается в противофазе и интерферирует со световой волной, отраженной остальной частью зеркала. Это значительно снижает добротность всех мод, для которых маска оказывается в области заметного поля. Как показывают расчеты и эксперимент [8], этот способ позволяет или усилить дискриминацию мод по сравнению с известным методом поглощающей маски (при одних и тех же потерях выделяемой моды), или же уменьшить эти потери (при одинаковой дискриминации). Можно надеяться, что использование этого метода дискриминации расширит область применения неоднородного вывода энергии высших мод в сторону больших значений  $T_b$  и  $T_{эф}$ .

Следует обратить особое внимание на то, что неоднородный вывод энергии высших мод наиболее эффективен при небольших значениях  $T_{эф}$ , и это делает его особенно подходящим для лазеров с малым усилением активной среды. В то же время другой известный метод получения высококачественных пучков в лазерах с большим объемом активной среды — метод неустойчивого резонатора — пригоден лишь для лазеров с большим усилением. Таким образом, эти два метода дополняют друг друга, а не конкурируют.

Возможности использования неоднородных зеркал в лазерах далеко не исчерпываются двумя разобранными выше примерами: получением П-образного профиля пучка и неоднородным выводом энергии высших поперечных мод. Среди других задач можно назвать, например, формирование кольцеобразного пучка, пригодного для излучения через оптическую систему с затененной осью. В принципе, неоднородные зеркала открывают путь для целенаправленного синтеза распределения поля в раскрытой оптической излучающей системе почти без потерь полного светового потока. Как уже упоминалось, могут быть изготовлены и пассивные интерферометры с неоднородным выходным зеркалом, работающие на пропускание. Моды такого интерферометра будут мало отличаться от гауссовых мод, так что возможно почти полное согласование его входа с лучом обычного лазера; в то же время распределение интенсивности



в выходящем пучке очень сильно зависит от профиля пропускания выходного зеркала интерферометра. Эксперимент с таким «резонансным преобразователем распределения поля» описан в [10].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Троицкий Ю. В. Оптимизация параметров гауссова светового пучка, излучаемого через круглую апертуру.— Радиотехника и электроника, 1975, т. 20, № 3.
2. Jh C. S. Absorption lens for producing uniform laser beam.— Appl. Opt., 1972, vol. 11, N 3.
3. Sturoky J. On the equality of diffraction losses at both mirrors of a confocal laser resonator.— Acta Technica CSAV, 1971, N 4, p. 578.
4. Троицкий Ю. В. Равномерное освещение при помощи газового лазера.— Опт. и спектр., 1974, т. 37, вып. 5.
5. Кольченко А. П., Никитенко А. Г., Троицкий Ю. В. Расчет оптического резонатора с цилиндрическими зеркалами, имеющими область повышенного пропускания.— Автометрия, 1979, № 3.
6. Троицкий Ю. В. Неоднородный вывод энергии высших поперечных типов колебаний в газовом оптическом квантовом генераторе.— Квант. электроника, 1974, т. 1, с. 124.
7. Никитенко А. Г., Троицкий Ю. В. Диэлектрические лазерные зеркала с амплитудной неоднородностью.— Автометрия, 1979, № 3.
8. Кольченко А. П., Никитенко А. Г., Троицкий Ю. В. Управление структурой поперечных мод лазера при помощи фазосдвигающих масок.— Квант. электроника, 1980, т. 7, с. 1756.
9. Кольченко А. П., Никитенко А. Г., Троицкий Ю. В. Динамическое управление диаграммой направленности лазера при помощи интерферометра Фабри — Перо с неравномерным пропусканием.— Автометрия, 1981, № 3.
10. Курбатов П. Ф., Троицкий Ю. В. Получение негауссовых световых пучков при помощи интерферометра Фабри — Перо с неоднородным зеркалом.— Опт. и спектр., 1975, т. 38, вып. 5.
11. Вахитов Н. Г. Открытые резонаторы с зеркалами, обладающими переменным коэффициентом отражения.— Радиотехника и электроника, 1965, т. 10, № 9.
12. Власов С. Н. Резонаторы с зеркалами с переменным коэффициентом отражения.— Радиотехника и электроника, 1965, т. 10, № 9.
13. Sunderson R. L., Streifer W. Comparison of laser mode calculations.— Appl. Opt., 1969, vol. 8, N 1.
14. Троицкий Ю. В. Осциллографическая регистрация появления внеосевых мод в газовом ОКГ.— ПТЭ, 1973, № 2.
15. Абросимов Г. В. и др. Резонатор ОКГ с пространственно-неоднородным выводом энергии в режиме селекции одной поперечной моды.— Журн. прикл. спектр., 1976, т. 25, вып. 1.
16. Casperson L. W. Phase compensation of laser beam modes.— Opt. and Quant. Electron., 1976, vol. 8, N 6.
17. Polanyi T. G., Watson W. R. Caseous optical maser with external mirrors.— J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, N 3.

Поступила в редакцию 17 марта 1983 г.

УДК 621.378.3

**В. В. ВАЙНЕР**

(Ростов-на-Дону)

### ТРЕХЦВЕТНЫЙ ЛАЗЕР С ПОЛЫМ КАТОДОМ НА СМЕСИ ГЕЛИЙ — КАДМИЙ — РТУТЬ

**Введение.** Решение различных задач научного и практического характера требует создания лазеров непрерывного действия, излучающих одновременно в синей, зеленой и красной областях спектра с суммарной мощностью излучения 10—100 мВт. В принципе, получить излучение «белого» света можно и при использовании трех отдельных лазеров, однако более пригодным для практических целей является лазер, излу-