文章编号:1001-5078(2004)03-0178-04

二维轴对称折迭组合腔输出光束分析

刘静伦 ,李育德 ,郭俊平
(四川大学电子信息学院光电科学技术系 ,四川 成都 610064)

摘　要:用矩阵理论对二维轴对称折迭组合腔产生的高斯光束通过平面输出镜后的情形做了分析。并对接收屏上的光强分布做了数值计算和模拟。所得结果用于医疗是有实用价值的。

关键词:轴对称折迭组合腔;斜入射;偏振;高斯光束
中图分类号:TN248.2　　**文献标识码**:A

Analysis of Beam Produced from Twodimensional Axisymmetric Folded-combined Cavity

LIU Jing-lun , LI Yu-de , GUO Jun-ping
(Department of Optoelectronic Science and Technology , School of Electronic and Information Science , Sichuan University , Chengdu 610064 , China)

Abstract: Situation of gaussian beam produced from twodimensional axisymmetric folded-combined cavity after through output mirror is analysed by means of matrix. Light intensity distribution of the screen is numerical calculationed and simulated. The results have some practical values at medical.

Key words: axisymmetric folded-combined cavity; obliquely incident; polarization; Gaussian beam

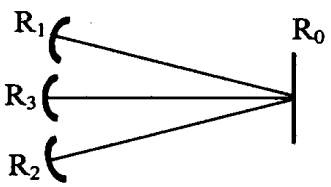
1　引　言

要使气体激光器获得大功率输出 ,一个很重要的可靠方法便是采用折迭方式增加气体介质长度 ,放电管的总长度可达数米至数十米。至今人们还在采用这种方法[1,2]。本文给出一新方案。采用轴对称折迭组合腔可将较多放电管轴对称折迭组合起来 ,以获大功率输出。这种轴对称的二维情形是若干放电管的轴线在一平面内相对于对称轴线对称分布 ,其最简单的情形则是两放电管轴线相对于对称轴线对称分布 ,并在对称轴上放一放电管的情况 ,如图 1 所示。无疑 ,这种轴对称折迭组合结构可用于制作集成式大功率气体激光器 ,如 He-Ne 激光器 ,CO_2 激光器 ,CO 激光器等。其优点不仅是可从较小的装置获得大功率输出 ,而且其出射光束有一个公共出射点 ,这对于光束的变换处理 ,传输等带来很大方便。研究其出射光束的近场叠合 ,了解其近场分布 ,可为它的近场应用提供参考依据。然而 ,其近场叠合是件复杂的事情 ,为了使问题简化 ,我们做了一些近似和假定。(1) ,具有较高反射率的输出镜(如 He-Ne 激光器半反镜反射率 98 %左右) 一般均有多层介质膜。就常使用的 λ/4 膜系 ,当正入射时 ,光线在界面处的入射 ,反射相移均为 0 ,其相移完全由各

基金项目:四川省科技厅项目经费资助
作者简介:刘静伦(1975 -) ,女 ,硕士研究生 ,主要从事激光器件和技术 ,高功率激光和光电子技术方面的研究。
收稿日期:2004-03-02

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

膜系的光程决定,无论进入何层并由反射所提供的相移均为λ/2 的整数倍,故每一层参与的作用均符合谐振腔的谐振条件。不难看出,每一层膜均参与谐振腔的工作,故激光的输出面位于与最末一层介质膜相接的属于基底的极薄的基层面之后。这束光再经过基底的传输后进入自由空间。但是,当此输出镜用于对称折迭组合结构时,光束对于它并不是正入射,不但经历每层的光程发生了改变,且一般也存在由于光程引起的相移之外的透射、反射位相移动。但是,这种变化可因谱线具有一定宽度范围和其它因素的调整而使腔仍可运转。当与对称置放的两放电管配置的谐振腔凹面镜相同,输出镜为多层介质膜平面镜,平凹镜间距相等,振荡光束的束腰应在平面镜处。因为同一腔内各等相面间存在固定相位关系,又因为腔的两边完全对称,故我们可在输出面前及输出面附近找到对称的分别垂直于光束的位相相差 2π 整数倍的两等位相面。我们认为同一腔的两出射光束便是分别从两个等位相面出发,再经由基板后出射的。(2),由环行腔的研究结果[3]表明,腔中的高斯光束在输出镜面前的等位相面一般不与反射镜面重合,但入射高斯光束等位相面曲率半径与镜出射的高斯光束等相面曲率半径间满足薄透镜对高斯光束的变换关系,而这一关系与使用光束复参数的 ABCD 定律是一致的。因此,用 ABCD 定律来确定有一定倾角入射输出镜的光束的变换情况。(3),偏振度假定为 70 %,或完全偏振。



R_1-R_0-R_2 为凹-平凹折迭腔,R_0-R_3 平凹腔,R_0 为输出镜

图 1　二维轴对称折迭-组合腔

2　出射光束光场表示式

如图 2,界面 a,b 之间为折射率 n_g,几何厚度 h_g 的玻璃基底,a 的左方为平面镜多层介质膜堆 TiO 层,折射率为 n_h。b 的右方为自由空间,折射率为 n_0。折迭腔形成的基模高斯光束 1、2(由于平面镜的焦距为无穷大,不存在子午面和弧矢面的区别,可证明腔内平面镜处的高斯光束为圆形),以 θ_h 从界面 a 的左面斜入射,经过玻璃基底,向自由空间出射,出射角为 θ_0。建立坐标系 $x'_1y'_1z'_1$,$x'_2y'_2z'_2$,$x_1y_1z_1$,$x_2y_2z_2$,xyz。z'_1,z'_2,z 轴为光束光轴方向。x'_1,x'_2,x_1,x_2,x 轴在纸面内。y'_1,y'_2,y_1,y_2,y 轴垂直纸面向外。$x'_1y'_1z'_1$,$x'_2y'_2z'_2$,xyz 三坐标系原点重合于 O。入射高斯光束 1,2 的光轴在入射面 xoz 上,与 z 轴夹角均为 θ_h。入射点 O 为束腰中心。光束光轴与出射界面 b 交点为 P,Q。P,Q 到所考查的光束出射面距离 PM、QN 为 L_n。$x_1y_1z_1$ 的坐标原点,在 z_1 轴上距离 P 点 L_{1c} 处。$x_2y_2z_2$ 的坐标原点,在 z_2 轴上距离 P 点 L_{2c} 处(因为出射光束为椭圆高斯光束,所以坐标原点选在子午面和弧矢面的束腰间距的中点[4])。$L_{1c}L_{2c}$ 将在下面求出。本文依据符号法则,从法线转向有关光线,顺时针的角度为正,逆时针的角度为负。各坐标系中线段,沿坐标轴正方向为正,沿坐标轴负方向为负。由菲涅耳公式可知:$n_h\sin\theta_h = n_g\sin\theta_g = n_0\sin\theta_0$,光束轴线出射点偏离 z 轴的距离为:$x_z = h_g\mathrm{tg}\theta_g$。

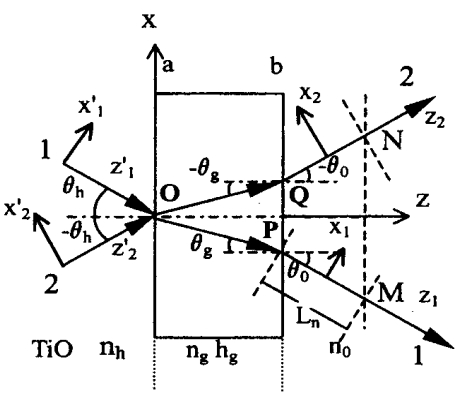


图 2　光束通过平面镜的情形及坐标示意图

基模圆高斯光束斜入射,从界面 a 的左方,经过平行均匀玻璃板基底,到达空气介质中考查面 L_n 处,子午面 xoz 面的传输矩阵为:

$$\begin{pmatrix} A_T & B_T \\ C_T & D_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\cos\theta_0}{\cos\theta_g} & 0 \\ 0 & \frac{n_g\cos\theta_g}{n_0\cos\theta_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{h_g}{\cos\theta_g} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\cos\theta_g}{\cos\theta_h} & 0 \\ 0 & \frac{n_h\cos\theta_h}{n_g\cos\theta_g} \end{pmatrix} =$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\cos\theta_0}{\cos\theta_h} & \frac{n_h h_g \cos\theta_0 \cos\theta_h}{n_g\cos^3\theta_g} + \frac{n_h L_n \cos\theta_h}{n_0\cos\theta_0} \\ 0 & \frac{n_h\cos\theta_h}{n_0\cos\theta_0} \end{pmatrix} \tag{1}$$

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

弧矢面 yoz 面的传输矩阵为:

$$\begin{pmatrix} A_s & B_s \\ C_s & D_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_g}{n_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{h_g}{\cos\theta_g} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_h}{n_g} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{n_h h_g}{n_g \cos\theta_g} + \frac{n_h L_n}{n_0} \\ 0 & \frac{n_h}{n_0} \end{pmatrix} \tag{2}$$

每束入射光束的束腰处($z'_n = 0$)的复曲率半径为 $iq_0 = i\omega_0^2/\lambda$。坐标 $z_n = (z_n = L_n - L_{nc})$ 处各参数为:

$x_n o_n z_n$ 面的复曲率半径为: $q_{nT}(z_n) = \frac{A_T q_0 + B_T}{C_T q_o + D_T} = \frac{i n_0 q_0 \cos^2\theta_0}{n_h \cos^2\theta_h} + \frac{n_0 h_g \cos^2\theta_0}{n_g \cos^3\theta_g} + L_n$ (3)

$x_n o_n z_n$ 面的光斑半径为: $\frac{\pi\omega_{nT}^2(z_n)}{\lambda} = \frac{n_0 q_0 \cos^2\theta_0}{n_h \cos^2\theta_h} + \left[\frac{n_0 h_g \cos^2\theta_0}{n_g \cos^3\theta_g} + L_n\right]^2 \Big/ \frac{n_0 q_0 \cos^2\theta_0}{n_h \cos^2\theta_h}$ (4)

$x_n o_n z_n$ 面的等相面曲率半径为:

$$R_{nT}(z_n) = \left\{\left[\frac{n_0 q_0 \cos^2\theta_0}{n_h \cos^2\theta_h}\right]^2 + \left[\frac{n_0 h_g \cos^2\theta_0}{n_g \cos^3\theta_g} + L_n\right]^2\right\} \Big/ \left[\frac{n_0 h_g \cos^2\theta_0}{n_g \cos^3\theta_g} + L_n\right] \tag{5}$$

$x_n o_n z_n$ 面的腰斑位置为: $L_{n0T} = -\frac{n_0 h_g \cos^2\theta_0}{n_g \cos^3\theta_g}$ (6)

光腰半径: $\frac{\pi\omega_{n0T}^2}{\lambda} = \frac{n_0 q_0 \cos^2\theta_0}{n_h \cos^2\theta_h}$ (7)

$y_n o_n z_n$ 面的复曲率半径为:

$$q_{ns}(z_n) = \frac{A_s q_0 + B_s}{C_s q_0 + D_s} = \frac{i n_0 q_0}{n_h} + \frac{n_0 h_g}{n_g \cos\theta_g} + L_n \tag{8}$$

$y_n o_n z_n$ 面的光斑半径:

$$\frac{\pi\omega_{nT}^2(z_n)}{\lambda} = \frac{n_0 q_0}{n_h} + \left[\frac{n_0 h_g}{n_g \cos\theta_g} + L_n\right]^2 \Big/ \left[\frac{n_0 q_0}{n_h}\right] \tag{9}$$

$y_n o_n z_n$ 面的等相面曲率半径:

$$R_{nS}(z_n) = \left\{\left[\frac{n_0 q_0}{n_h}\right]^2 + \left[\frac{n_0 h_g}{n_g \cos\theta_g} + L_n\right]^2\right\} \Big/ \left[\frac{n_0 h_g}{n_g \cos\theta_g} + L_n\right] \tag{10}$$

$y_n o_n z_n$ 面的腰斑位置为: $L_{n0S} = -\frac{n_0 h_g}{n_g \cos\theta_g}$ (11)

光腰半径: $\frac{\pi\omega_{n0S}^2}{\lambda} = \frac{n_0 q_0}{n_h}$ (12)

由文献[4],出射的椭圆高斯光束坐标原点选在光束出射光轴上,距离出射点为:

$$L_{nc} = \frac{L_{n0T} + L_{n0S}}{2} = -\frac{n_0 h_g(\cos^2\theta_0 + \cos^2\theta_g)}{2 n_g \cos^3\theta_g} \tag{14}$$

则以上各式中 $L_n = z_n + L_{nc}$ (15)

坐标变换关系式为:

$$\begin{cases} x_n = (x + h_g \mathrm{tg}\theta_g)\cos\theta_0 + (z - h_g)\sin\theta_0 \\ z_n = (z - h_g)\cos\theta_0 - (x + h_g \mathrm{th}\theta_g)\sin\theta_0 - L_{nc} \\ y_n = y \end{cases} \tag{16}$$

脚标 n = 1 时,θ_g,θ_0,θ_h 为正,n = 2 时,角度为负。

由上述各式计算可知:光束在 xoz 面,和 yoz 面的光斑半径及等相面曲率半径均不相同。根据文献[4],基模圆高斯光束斜入射光学系统,到达空气介质 L_n ($L_n > 0$) 处,成为椭圆高斯光束。光场表示式为:

$$\varepsilon_n(x_n, y_n, z_n) = C\left(\frac{\omega_{n0T}}{\omega_{nT}(z_n)}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\omega_{n0S}}{\omega_{nS}(z_n)}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left[-\frac{x_n^2}{\omega_{nT}(z)} - \frac{y_n^2}{\omega_{nS}(z)}\right] \exp[\psi'_n(z_n)] \tag{17}$$

式中: $\psi'_n(z_n) = -i\left\{k\left(z_n + \frac{x_n^2}{2R_{nT}(z_n)} + \frac{y_n^2}{2R_{nS}(z_n)}\right) - \frac{1}{2}\left[\mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{\lambda(z_n + a)}{\pi\omega_{n0T}^2}\right) + \mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{\lambda(z_n - a)}{\pi\omega_{n0S}^2}\right)\right]\right\}$,

$a = |L_{noT} - L_{noS}|/2$, $k = 2\pi n_0/\lambda$, c 为常数。

以上各式,若 $\theta_h = \theta_g = \theta_0 = 0$,光场表示式及各量表示光束正入射,与文献[3,4]中基模圆高斯光束表示式一致。本文中,此种正入射情况,即为组合腔中位于中心处的平凹腔基模圆高斯光束出射情况,用以上公式中各量的脚标 n = 0,表示该出射光场及各参数。

利用坐标变换关系式(1),将各光场表示式变换到 xyz 坐标系,可以方便描述接收屏放置与 z($z \geq h_g$)处的情况。

3 光强分布

为了让结论更带有普遍意义,我们假定入射光为右旋正椭圆偏振光,y 分量相位超前 x 分量 π/2。偏振度为 70 %。再假定电矢量沿 x 轴分量出现最大光强,y 分量出现最小光强。利用菲涅耳公式[3,5],光线斜入射,出射光的偏振度可近似看为不变。考查面的光场表示式为:

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\varepsilon_n = \varepsilon_{nx_n}\hat{i}_n + \varepsilon_{ny_n}\exp(i\frac{\pi}{2})\hat{j}_n = \varepsilon_{nx_n}\cos(\theta_0)\hat{i} + \varepsilon_{nx_n}\sin(\theta_0)\hat{k} + \varepsilon_{ny_n}\exp(i\frac{\pi}{2})\hat{j} = \varepsilon_{nx}\hat{i} + \varepsilon_{nz}\hat{k} + \varepsilon_{ny}\hat{j} \quad (18)$$

其中，$(\varepsilon^2_{nx_n} - \varepsilon^2_{ny_n})/(\varepsilon^2_{nx_n} + \varepsilon^2_{ny_n}) = 0.7$。

由于 1，2 光束经历完全相同，相对于 z 轴对称，在出射点光束轴线分离的距离比光斑半径小数量级，在考查范围内，两光束有相交区域。所以，在近场范围，考查面，光束相交区域两光束有固定的相位关系，满足相干条件。为了应用方便，我们将屏放置于 z 平面，三光束在屏上的光强表示式应没有 z 分量：

$$I = (\varepsilon_{1x} + \varepsilon_{2x})(\varepsilon_{1x} + \varepsilon_{2x})^* + (\varepsilon_{1y} + \varepsilon_{2y})(\varepsilon_{1y} + \varepsilon_{2y})^* + \varepsilon_{0x}\varepsilon_{0x}^* + \varepsilon_{0y}\varepsilon_{0y}^* \quad (19)$$

我们在实际工作中采用 He-Ne 激光器，凹平凹折迭腔腔长 2800mm，凹面镜的曲率半径为 5000mm，$\lambda = 0.0006328$mm，两对称凹面镜中心相距 80mm。平凹镜间间距 1400mm。$\theta_0 = \arcsin(4/140)$，$n_0 = 1$，$n_h = 2.2$，$n_g = 1.53$，$f = 2.245\,m$。我们做了大量的数值计算，选取三组数据做出图 3。a 组为三光束在 z = 0.005m 处的光强分布(相当于镜后 2mm)，b 组为三光束在 z = 0.008m 处的光强分布(相当于 5mm)。c 组作为对比图，模拟的是折迭腔的两光束在 z = 0.008m 处的光强分布(相当于镜后 5mm)。我们可以从 a，b 组图看出，出射光束在近场范围光强有明显的高斯状分布，在整个光斑区域，光强不为 0，光斑中心出现峰值。随着传输距离的增加，光强由于光束发散，中心峰值降低。从 c 组对比图看出，位于组合腔中的平凹腔的出射光束，刚好可以填补由折迭腔产生的两光束相交区域中心由于干涉造成的光强极小。

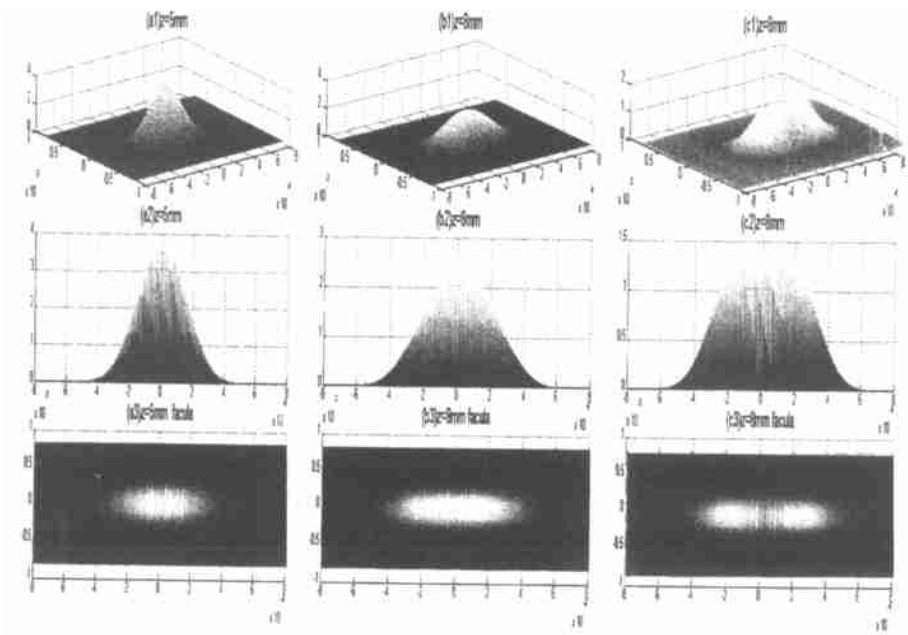


图 3　光强分布图

a，b 组图为组合腔出射光束光强分布图，c 组为对比图，折迭腔出射光束光强分布图

4　结束语

由此我们得出结论，由折迭腔产生的相干光为输出提供峰值功率，中心平凹腔能提高整个输出。计算表明，当放电管长 1m 左右，横向尺寸 0.1m 左右，在数 cm 以内的近场光能均很集中。因此，在医疗上，在近场有足够的空间直接对样品进行光照处理。因相干引起的强度强弱分布实则将光能相对集中，这对一些样品则更有利。我们将这样的输出光斑用于医疗是很有使用价值的。由组合腔产生的输出光束，在传输过程中，能量及光斑均要发生变化。远场，折迭腔出射光束没有交叠区域，屏上接收到的光斑，只是三光束光强的几何相加，这在实际应用中应加以考虑。

参考文献：

[1]　丁健君，吴腾飞，吴鲁海. π 折迭光学谐振腔 600w CO_2 激光器研制[J]. 中国激光，2001，A29(2)：26.

[2]　洪雷，李力均，鞠春雷. 折叠式准封离型 CO_2 激光器的光学谐振腔设计[J]. 中国激光，2001，A29(9)：792 - 794.

[3]　吕百达. 激光光学[M]. 四川大学出版社. 1986：280 - 292.

[4]　魏光辉. 矩阵光学[M]. 兵器工业出版社. 1995：50 - 56，69，63 - 64.

[5]　周炳琨，高以智，陈倜嵘，等. 激光原理[M]. 国防工业出版社. 2000：69 - 79.

[6]　林永昌，卢维强. 光学薄膜原理[M]. 国防工业出版社. 1990：17 - 21.

[7]　孙兆林. Matlab 6. x 图像处理[M]. 清华大学出版社. 2002：126 - 141.

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net