

双偏心椭圆高斯光束在一阶 ABCD 光学系统中的传输特性*

徐 强^{1,2} 曹长庆² 曾晓东² 安毓英²

(1 西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

(2 西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

摘 要 通过求解时谐条件下的亥姆霍兹方程, 得到一个特解双偏心椭圆高斯光束, 该光束由两个偏心椭圆高斯光束叠加而形成的, 可用于描述大功率激光二极管远场分布双峰特性. 分析了该光束的光场模型, 运用惠更斯-菲涅尔广义积分公式, 得到了该光束在一阶 ABCD 光学系统中的传输场分布和解析表达式, 在此理论基础上, 数值计算得到光场分布和远场发散角, 并运用该光束模型模拟了新型激光二极管光场分布, 理论结果与实际结果吻合.

关键词 激光光束传输; 双偏心椭圆高斯光束; ABCD 光学系统; 激光二极管

中图分类号 TN24 **文献标识码** A

0 引言

近年来, 激光二极管 (Laser diode) 及其阵列 (Laser diode array) 因为光电转换效率高、稳定、结构简单, 可制成小体积全固化器件等特点, 从而得到迅速的发展, 应用领域日趋扩大, 但是由于激光二极管的光束质量不好, 输出的激光发散角大, 光场分布极不对称, 在实际应用中, 激光二极管都需要利用光学系统准直、聚焦或整形. 为了合理地设计光学系统, 必须了解激光二极管光场分布特性, 及其通过光学系统的传输特性. 国内外的许多学者提出不同激光二极管器件的光场分布模型^[1~3], 但是激光二极管的制造水平正在飞速发展, 尤其是大功率激光二极管迅猛发展, 现有的这些模型已经不能很好的描述新型激光二极管发射光束的光场分布特性和传播规律, 不能给出与实验数据定量符合的结果. 目前对设计光学系统, 对激光光束聚焦、准直也做了不少相关的研究^[4~9], 但是由于目前比较初浅的光场模型, 缺乏对激光二极管远场光分布的精准描述, 从而使得定量设计高效光学系统显得粗糙, 在很大程度上妨碍了激光二极管的推广应用和使用范围.

本文基于求解亥姆霍兹方程, 得到特解双偏心椭圆高斯光束, 运用该理论模型描述新型的激光二极管光场分布以及远场发散角 (FWHM), 并研究了该光束通过一阶 ABCD 光学系统的传输规律, 将理论结果与实验结果进行了比较, 结果吻合较好, 表明该新模型可以较好的描述新型激光二极管光场特性

和传输规律.

1 双偏心椭圆高斯光束传输分析

在标量场理论中, 单色光波的场分布必须满足时谐条件下的亥姆霍兹方程, 在均匀介质中利用慢变化振幅近似可以得到

$$\frac{\partial^2 A(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A(x, y, z)}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial A(x, y, z)}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

众所周知, 在可分离变量的条件下, 基横模高斯光束是该方程最常见的一个特解, 在此表达式的基础上可对横坐标 x 分别作以下变换

$$x \rightarrow x + ix_+ \text{ 和 } x \rightarrow x - ix_-$$

式中 x_+ 和 x_- 均为正实数, 于是可以得到亥姆霍兹方程在慢振幅变化条件下的另一个特解, 场分布为

$$E(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{q_x(z)q_y(z)}} \exp(-ikz) \cdot \left\{ \exp \left[-ik \left(\frac{(x+ix_+)^2}{2q_x(z)} + \frac{y^2}{2q_y(z)} \right) \right] + \exp \left[-ik \left(\frac{(x-ix_-)^2}{2q_x(z)} + \frac{y^2}{2q_y(z)} \right) \right] \right\} \quad (2)$$

式(2)表明它是由两个偏心椭圆高斯光束叠加而形成的, 其中

$$\frac{1}{q_i(z)} = \frac{1}{z + iZ_{oi}} = \frac{1}{\rho_i(z)} - i \frac{\lambda}{\pi \omega_i^2(z)} \quad (i = x, y) \quad (3)$$

且各参量满足关系式

$$\begin{cases} \omega_i^2(z) = \omega_{oi}^2 (1 + z^2/z_{oi}^2) \\ \rho_i(z) = z (1 + z_{oi}^2/z^2) \\ z_{oi} = \pi \omega_{oi}^2 / \lambda \end{cases} \quad (4)$$

描述光束通过一阶 ABCD 光学系统的传输满足 Collins 公式^[10]

* 国家自然科学基金(60277004)资助

Tel: 029-88202678 Email: qxu@xidian.edu.cn

收稿日期: 2005-07-25

$$E(x', y', z') = \frac{i}{\lambda B} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, z) \cdot \exp \left\{ -\frac{ik}{2B} [A(x^2 + y^2) - 2(xx' + yy') + D(x'^2 + y'^2)] \right\} dx dy \quad (5)$$

式中, $k=2\pi/\lambda$ 表示波数, λ 为波长, A 、 B 和 D 表示 ABCD 光学系统的变换矩阵元素.

由式(2)可知 $E(x, y, z)$ 是可分离变量

$$E(x, y, z) = X_z(x) \cdot Y_z(y) \quad (6)$$

式中

$$X_z(x) = \frac{1}{\sqrt{q_x(z)}} \exp(-ikz) \left\{ \exp \left[-ik \frac{(x+ix_+)^2}{2q_x(z)} \right] + \exp \left[-ik \frac{(x-ix_-)^2}{2q_x(z)} \right] \right\}$$

$$Y_z(y) = \frac{1}{\sqrt{q_y(z)}} \exp \left[-ik \frac{y^2}{2q_y(z)} \right] \quad (7)$$

由式(5)可知 $E(x', y', z')$ 也可分解为两独立的一维积分之积

$$E(x', y', z') = X'_z(x') \cdot Y'_z(y') \quad (8)$$

式中

$$X'_z(x') = \frac{i}{\lambda B} \int_{-\infty}^{\infty} X_z(x) \exp \left[-\frac{ik}{2B} (Ax^2 - 2xx' + Dx'^2) \right] dx = \frac{1}{\sqrt{q'_x(z)}} \exp(-ikz) \cdot \left\{ \exp \left[-ik \frac{(x'+ix'_+)^2}{2q'_x(z)} \right] + \exp \left[-ik \frac{(x'-ix'_-)^2}{2q'_x(z)} \right] \right\} \quad (9)$$

$$q'_x = (Aq_x + B)/(Cq_x + D), x'_\pm = x_\pm/(Cq_x + D) \quad (10)$$

同理可得

$$Y'_z(y') = \frac{i}{\lambda B} \int_{-\infty}^{\infty} Y_z(y) \exp \left[-\frac{ik}{2B} (Ay^2 - 2yy' + Dy'^2) \right] dy = \frac{1}{\sqrt{q'_y(z)}} \exp \left[-ik \frac{y'^2}{2q'_y(z)} \right] \quad (11)$$

$$q'_y = (Aq_y + B)/(Cq_y + D) \quad (12)$$

整理可得

$$E(x', y', z') = \frac{1}{\sqrt{q'_x(z)q'_y(z)}} \exp(-ikz) \left\{ \exp \left[-ik \left(\frac{(x+ix'_+)^2}{2q'_x(z)} + \frac{y'^2}{2q'_y(z)} \right) \right] + \exp \left[-ik \left(\frac{(x-ix'_-)^2}{2q'_x(z)} + \frac{y'^2}{2q'_y(z)} \right) \right] \right\} \quad (13)$$

$$q'_i = \frac{Aq_i + B}{Cq_i + D} \quad (i=x', y'), x'_\pm = \frac{x_\pm}{Cq_i + D} \quad (14)$$

所以双偏心椭圆高斯光束经一阶光学系统变换前后光场表示式相似, 但其中 p 、 q 参量发生变化.

2 远场光强及发散角

用这种模型可以方便准确地描述大功率激光二极管的传输特性, 因为两个高斯模场的时间相位差一般是随机的, 所以远场应为两者的光强叠加. 从式(2)可得远场光强分布为

$$I(x, y, z) = |E(x, y, z)|^2 = I_0 \frac{\omega_{0x}\omega_{0y}}{\omega_x(z)\omega_y(z)} \cdot \exp \left[2 \frac{x_+^2}{\omega_{0x}^2} \right] \cdot \left\{ \exp \left[-2 \left(\frac{(x-x_l(z))^2}{\omega_x^2(z)} + \frac{y^2}{\omega_y^2(z)} \right) \right] + \alpha^2 \exp \left[-2 \left(\frac{(x+x_l(z))^2}{\omega_x^2(z)} + \frac{y^2}{\omega_y^2(z)} \right) \right] \right\} \quad (15)$$

式中取 $x_l(z) = \frac{x_+}{z\alpha}$, 此处取 $x_+ = -x_-$. 考虑到在实际大功率激光二极管模拟中, 两个偏心椭圆高斯光束光强会有所不同, 在其中一个光束光强乘以因子 $\alpha^2, 0 \leq \alpha^2 < 1$.

在 $x-z$ 平面, 光强表示为

$$I(x, 0, z) = I_0 \frac{\omega_{0x}\omega_{0y}}{\omega_x(z)\omega_y(z)} \exp \left[2 \frac{x_+^2}{\omega_{0x}^2} \right] \cdot \left[\exp \left[-2 \frac{(x-x_l(z))^2}{\omega_x^2(z)} \right] + \alpha^2 \exp \left[-2 \frac{(x+x_l(z))^2}{\omega_x^2(z)} \right] \right] \quad (16)$$

当由式(16)可知 $x = x_l(z)$ 时, 光强为峰值, 由 FWHM 定义, 令 $I[x_l(z), 0, z]/2 = I(x, 0, z)$, 可得

$$0.5 \left[1 + \alpha^2 \exp \left[-8 \frac{x_l^2(z)}{\omega_x^2(z)} \right] \right] = \exp \left[-2 \frac{(x-x_l(z))^2}{\omega_x^2(z)} \right] + \alpha^2 \exp \left[-2 \frac{(x+x_l(z))^2}{\omega_x^2(z)} \right] \quad (17)$$

实际大功率激光二极管光强在该方向发散角较小, 如图 1, 图 1 中光束 1 和光束 2 为两个偏心椭圆高斯光束光强分布, 实线部分为两束光束合成以后相应光强分布, 在峰值功率 a 处和半功率值 b 处, 较远的光束 1 对此处光强影响很小, 所以等式两边中对应项 $\alpha^2 \exp \left[-8 \frac{x_l^2(z)}{\omega_x^2(z)} \right], \alpha^2 \exp \left[-2 \frac{(x+x_l(z))^2}{\omega_x^2(z)} \right]$ 可以略去.

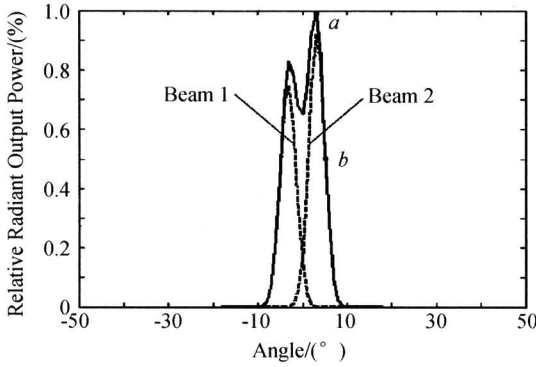


图1 激光二极管平行结平面光场分布
Fig.1 Relative radiant output power of the laser diode in parallel direction

可简化为

$$0.5 = \exp \left[-2 \frac{(x - x_l(z))^2}{\omega_x^2(z)} \right] \quad (18)$$

整理后可得

$$x = 0.589 \cdot \omega_x(z) + x_l(z)$$

远场发散角可以写为

$$\theta_x = \lim_{z \rightarrow \infty} 2 \arctan(x/z) = 2 \arctan \left[0.589 \frac{\lambda}{\pi \omega_{0x}} + \frac{x_+}{z_{0x}} \right] \quad (19)$$

取 $x = x_+$, 在相应的 $y-z$ 平面内, 由式(15) 可得在该平面内光束仍为基模高斯光束, 由 FWHM 定义, 其发散角为

$$\theta_y = 2 \arctan \left[0.589 \frac{\lambda}{\pi \omega_{0y}} \right] \quad (20)$$

可见, 光束在垂直于激光二极管结平面方向仍是基模高斯光束的远场发散角, 而在平行于激光二极管结平面方向远场发散角取决于偏心参量 x_+ , 且偏心参量越大远场发散角就越大, 因而光束质量就会变得越差.

3 数值计算及实验结果

以双偏心椭圆高斯光束通过聚焦薄透镜系统的传输为例说明其应用. 焦距为 f 的薄透镜位于 $z = 0$ 平面时, 其光学系统的变换矩阵

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\Delta z & (1 + \Delta z)f \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \quad (21)$$

式中 $\Delta z = (z' - f)/f$, z' 为相对于薄透镜位置的光束出射面.

将式(19)代入式(14)可得

$$x'_\pm = \frac{f \cdot x_\pm}{f - (z + iz_{0x})}$$

$$q'_i(z) = \frac{(1 + \Delta z) \cdot f^2 - \Delta z \cdot (z + iz_{0i}) \cdot f}{f - (z + iz_{0i})}$$

薄透镜焦距为 $f = 4 \text{ mm}$, $\omega_{ax} = 1.8 \text{ }\mu\text{m}$, $\omega_{ay} = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$, $z = 2 \text{ mm}$, $\lambda = 0.808 \text{ }\mu\text{m}$, $z' = 3.2 \text{ mm}$. 得到 LD 光束通过薄透镜前后的光场分布如图 2 和图 3.

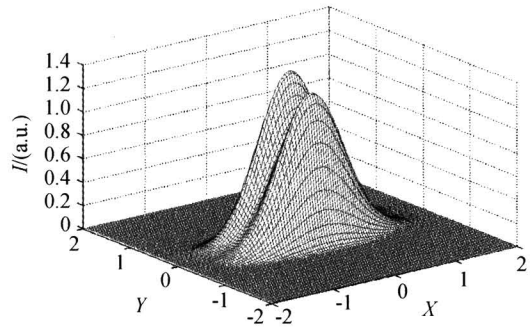


图2 在透镜前半导体激光器光场强度分布
Fig.2 Intensity distribution of LD beams before the lens

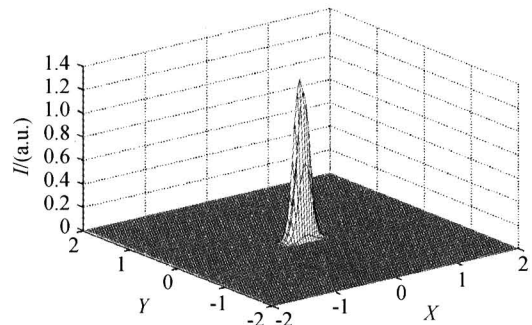


图3 经透镜后半导体激光器光场强度分布 ($z' = 3.2 \text{ mm}$)
Fig.3 Intensity distribution of beams after the lens ($z' = 3.2 \text{ mm}$)

对于实际的 Hamamatsu 公司的 L8828 系列 LD 器件, 相关参量为 $\lambda = 0.808 \text{ }\mu\text{m}$, $\omega_{0x} = 2.72 \text{ }\mu\text{m}$, $\omega_{0y} = 0.47 \text{ }\mu\text{m}$, $x_+ = 0.40 \text{ }\mu\text{m}$, $\alpha = 0.980$. 实际远场强度分布测量如图 4, 平行结平面方向 FWHM 为 8° , 呈现双峰形状, 垂直结平面方向 FWHM 为 36° , 理论计算平行结平面远场 FWHM 为 7.96° , 垂直结平面方向 FWHM 为 35.7° , 与实际测量结果基本一致. 利用理论公式计算得到该器件远场强度分布如图 5, 该模型显然与实测结果较为吻合. 对于 HPD-1050 器件, 相关参量为 $\lambda = 0.808 \text{ }\mu\text{m}$, $\omega_{0x} = 2.17 \text{ }\mu\text{m}$, $\omega_{0y} = 0.42 \text{ }\mu\text{m}$, $x_+ = -0.32 \text{ }\mu\text{m}$, $\alpha = 0.975$. 实际远场强度分布测量如图 6, 平行结平面方向 FWHM 为 10° , 双峰形状, 垂直结平面方向 FWHM 为 40° , 本文理论模型计算平行结平面远场发散角为 9.97° , 垂直结平面方向 FWHM 为 39.7° , 与实际测量结果基本一致. 理论计算远场分布如图 7, 采用本文介绍的模型模拟得到该产品的远场强度分布显然与实测结果比较吻合, 但是在平行于结平面方向上细节处有偏差, 从图 6 看出, 光场光强实验值有许多细小起伏, 理论模型已不能描述该处光场的细节.

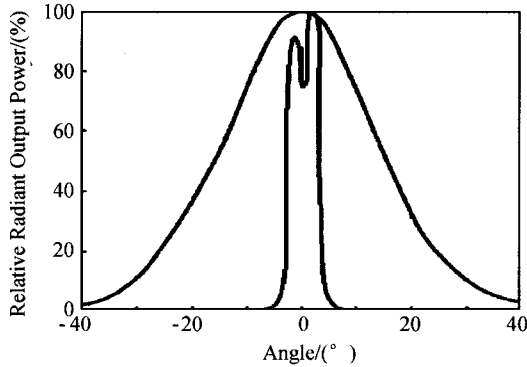


图 4 光强分布实验结果(L8828 系列)

Fig. 4 Experimental result of relative radiant output power(L8828 series)

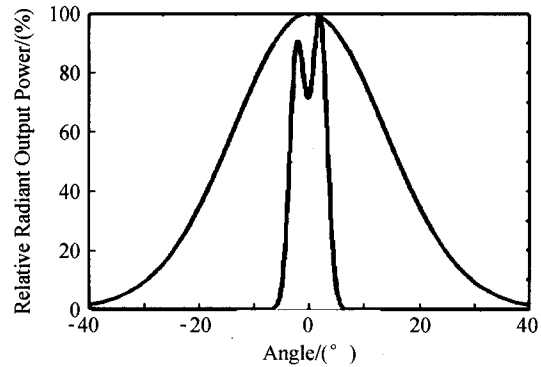


图 5 光强分布理论模型(L8828 系列)

Fig. 5 Theoretical result of relative radiant output power(L8828 series)

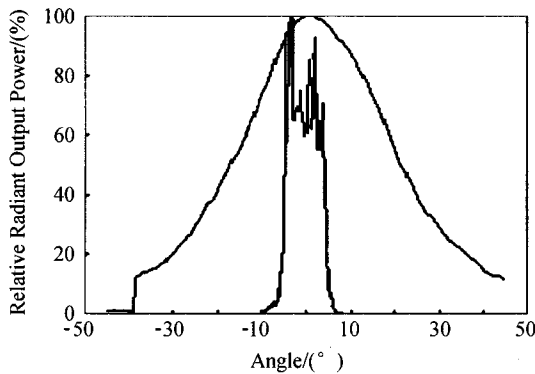


图 6 光强分布实验结果(HPD-1050 系列)

Fig. 6 Experimental result of relative radiant output power (HPD-1050)

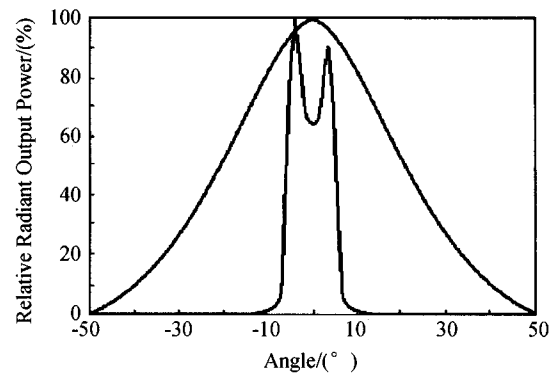


图 7 光强分布理论模型(HPD-1050 系列)

Fig. 7 Experimental result of relative radiant output power(HPD-1050 series)

4 结论

本文基于亥姆霍兹方程在慢振幅变化条件下的特解场分布,由两个偏心椭圆高斯光束叠加而形成的一种新的激光二极管远场模型,利用 Collins 积分公式,研究了该光束通过一阶 ABCD 光学系统的传输规律,采用本文介绍的模型,选取合适的参量,模拟得到器件的远场发散角和强度分布,理论结果与实测结果吻合. 本文结论可用于理论和实际中研究激光二极管光束通过光学系统的传输变换规律.

参考文献

- Zeng X, Neqwi A. Far-field distribution of double-heterostructure diode laser beams. *Appl Opt*, 1993, **32**(24): 4491~4494
- Friberg A T, Sodol R J. Propagation parameters of Gaussian schell-model beams. *Opt Commun*, 1982, **41**(6): 383~387
- 康香宁,宋国峰,孙永伟. 极小孔激光二极管近场区光场分布研究. *光子学报*, 2003, **32**(12): 1409~1412
Kang X N, Song G F, Sun Y W. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(12): 1409~1412
- Jiang W, Shealy D L. Development and testing of a refractive laser shaping system. *Proc SPIE*, 2000, **4095**: 165~175
- Buhling S, Wyrowski F. Solving tolerancing and three-dimensional beam shaping problem by multifunctional wave optical design. *Optical Engineering*, 2001, **40**(8): 1590~1597
- Bokor N, Davidson N. Beam shaping with diffuse light by use of a single reflection. *Applied Optics*, 2001, **40**(13): 2132~2137
- Torsten Possner, Bernhard Messerschmidt, Anke Kraepelin. Assembly of fast-axis collimating lenses with high power laser diode bars. *Proc SPIE*, 2000, **3952**: 392~399
- 徐庆扬,陈少武. 激光二极管与光纤光栅对接耦合研究. *光子学报*, 2005, **34**(1): 1~5
Xu Q Y, Chen S O. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(1): 1~5
- Zhang Q, Tang H Q. Angular alignment tolerances for a 980 nm pump laser diode coupled to a cylindrical lensed fiber. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(1): 92~96
- Collin S A. Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics. *J Opt Soc Am*, 1970, **60**(9): 1168~1177

Propagation of Double Decent Gaussian Beam Through an ABCD Optical System

Xu Qiang^{1,2}, Cao Changqing², Zeng Xiaodong², An Yuying²

1 School of Science, Xidian Univ., Xi'an 710071

2 School of Technical Physics, Xidian Univ. Xi'an 710071

Received date: 2005-07-25

Abstract Double Decent elliptical Gaussian beams solution to the wave equation were obtained. By the generalized Collins integral, the propagation characteristics of Double Decent elliptical Gaussian beam passing through an ABCD was studied; the propagation formula of passing through optical systems was derived; the analytical expressions of intensity distribution is derived and numerical examples is illustrated. It was furnished in analyzing physically the propagation properties of the beams of high-power laser diodes. This novel model was used for describing the beam output characteristics of high-power laser diodes. The theory result matches experiment result well.

Keywords Laser beam propagation; Double decent gaussian beam; ABCD optical system; Laser diodes



Xu Qiang was born in Xi'an, China, and on November 6, 1973. He is an associate professor of School of Science at Xidian University, Xi'an, China. His research interests focus on semiconductor lasers and physical optics.