

文章编号: 0253-2239(2003)01-45-05

条形半导体激光器光束质量因子 M^2 的理论计算*

朱晓鹏 韦欣 叶晓军 康香宁 徐云 侯识华 孙永伟 陈良惠
(中国科学院半导体研究所光电子器件国家工程研究中心, 北京 100083)

摘要: 通过一个二维半矢量模型求得纯折射率导引脊形波导和掩埋波导这两种常见平面条形半导体激光器波导结构的模式光场分布, 再通过描述光束传播的非傍轴矢量二阶矩理论, 通过平面波谱的方法获得激光器出射光束在横向和侧向上的束腰、远场发散角和 M^2 因子。讨论了波导结构参量变化对 M^2 因子的影响, 并对两种波导结构光束的性质与波导参量的关系进行了比较。

关键词: 激光物理; 光束质量因子; 光波导; 半导体激光器

中图分类号: TN248.4 文献标识码: A

半导体激光器作为一种重要的激光光源正在越来越广泛地得到发展和应用。与常规气体和固体激光器相比, 它具有体积小, 功耗低等许多优点。在半导体激光器的诸多应用当中, 有很多应用需要研究其光束传播特性, 例如半导体激光器与光纤的耦合、抽运固体激光器、光盘存储等等。一般情况下都是将其输出光束作为椭圆高斯光束来处理^[1,2]。但是, 从光场分布上来看, 半导体激光器的光场与通常的高斯光束有一定差异, 对于某些结构的波导这种差异还十分明显; 从光束传播来看, 半导体激光器模式的特征尺度与波长相近, 光束是具有比较大发散角的非傍轴光束。因此通常用来描述激光的高斯光分布并不完全适用于半导体激光器。自从 1988 年 Siegman^[3] 提出了光束质量因子即 M^2 因子的概念并在傍轴近似条件下使之系统完善化之后, 用 M^2 因子描述光束质量已经获得了广泛应用。国际标准化组织已经采纳了该因子作为描述光束质量的一个标准。近年来, 随着人们对非傍轴传播光束的研究, M^2 因子的概念被推广到了非傍轴标量^[4]和矢量情况^[5], 并且已经有一些工作从理论^[6-8]和实验上^[9,10]探讨了半导体激光器的非傍轴远场特性和 M^2 因子, 揭示了半导体激光光束的一些独特性质。

本文首先利用一个二维波导模型通过数值方法给出半导体激光器波导结构的精确二维光模式分布, 再利用非傍轴矢量方法从理论上分别计算出

射光束在垂直和平行于结平面方向上的 M^2 因子, 并讨论不同波导参量对它的影响。

1 一个二维光波导的半矢量模型

本文根据 Stern 的基本方法^[11], 采用有限差分法构建一个二维波导的半矢量模型。图 1 为波导和坐标示意图。由于一般条形半导体激光器有源区都是平行于结方向并且尺度(即条宽)远大于垂直结方向的尺度, 于是可以将其中的主要模式分为电场 y 分量即横向分量近似为零的准 TE 模式, 和电场 x 分量即侧向分量近似为零的准 TM 模式, 它们各自有 5 个电磁场分量不为 0。具体处理方法是: 考虑准 TE 模式的侧向电场分量(或准 TM 模式的横向电场分量), 在足够大的区域内采用不等间距网格将激光器波导的二维截面网格化, 在电场变化比较陡的区域采用密集的网格以提高精度, 在电场变化比较平缓的区域采用比较稀疏的网格以减少网格总数减小计算量。采用五点差分格式将微分方程转化为差分格式, 并利用准 TE/TM 模电磁场在介质交界面上的边界条件, 导出

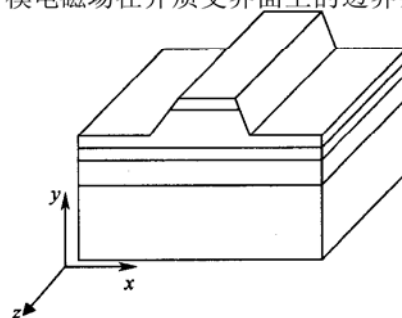


Fig. 1 Semiconductor laser and coordinates

* 国家自然科学基金(9901200112)资助课题。

E-mail: xpzhu@red.semi.ac.cn

收稿日期: 2001-10-29; 收到修改稿日期: 2002-03-11

将波动方程离散化后的代数本征方程。利用带位移的反幂法求解方程的本征值和场分布,在迭代过程中需要不断根据迭代结果修正计算区域边界部分的矩阵元,由此得到收敛结果,并根据麦克斯韦方程将电磁场的所有非零横向和纵向分量求出。

2 M^2 因子的获得

条形激光器光从端面出射,在任意 z 处垂直于 z 轴的平面上,在 x 和 y 这两个正交方向上束宽由 z 方向功率流密度的时间平均值的二阶矩来定义:

$$\begin{bmatrix} W_x^2(z) \\ W_y^2(z) \end{bmatrix} = \frac{4}{P} \iint \langle S_z \rangle \begin{bmatrix} [x - X(z)]^2 \\ [y - Y(z)]^2 \end{bmatrix} dx dy, \quad (1)$$

其中 $S_z = (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)_z$ 为坡印廷矢量的 z 分量, $X(z)$ 和 $Y(z)$ 分别为 z 方向时间平均功率流密度在两个方向上的一阶矩,也就是光强分布的重心:

$$\begin{bmatrix} X(z) \\ Y(z) \end{bmatrix} = \iint \langle S_z \rangle \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} dx dy. \quad (2)$$

$P = P(0) = \iint \langle S_z \rangle dx dy$ 为光束沿 z 方向的总功

率。

根据文献[5],利用电磁场的平面波谱,在忽略平面波谱中非均匀倏逝部分的条件下,由(1)式可以获得在 x 和 y 这两个正交方向上光束束宽(即二倍二阶矩)随距离 z 变化的关系:

$$W_{x,y}^2(z) = W_{x,y}^2(0) + 2z \frac{W_{x,y}^2(0)}{R_{x,y}(0)} + z^2 \tan^2 \theta_{x,y}, \quad (3)$$

$z = 0$ 为波导出射端面,其中

$$\begin{bmatrix} W_x^2(0)/R_x(0) \\ W_y^2(0)/R_y(0) \end{bmatrix} = \frac{4}{P} \iint \begin{bmatrix} x \langle S_x \rangle \\ y \langle S_y \rangle \end{bmatrix} dx dy$$

为端面处场分布的波前曲率,代表了该处波前相位分布的一种平均效果。

$$\tan^2 \theta_{x,y} = \frac{4}{P} \iint_{n_i < 1} \langle S_z^\infty \rangle \frac{n_{x,y}^2}{n_z^2} dn_i$$

对应两个方向上的远场发散角。式中 n_x 、 n_y 和 n_z 为方向余弦, \mathbf{n}_i 代表横向波矢, $\langle S_z^\infty \rangle$ 为远场能流密度的角分布,由端面处导波模式的平面波谱 A^E 和 A^H 表示:

$$\begin{aligned} \langle S_z^\infty(n_x, n_y) \rangle &= \frac{1}{\lambda^2} \sqrt{\epsilon/\mu} [A^E(\mathbf{n}_i/\lambda) \times A^H(\mathbf{n}_i/\lambda)^*] = \frac{1}{\lambda^2} \sqrt{\epsilon/\mu} |A^E(\mathbf{n}_i/\lambda)|^2 n_z \\ \begin{cases} \mathbf{E}(x, y, 0) = \iint A^E \left[\frac{\mathbf{n}_i}{\lambda} \right] \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{x}_i \cdot \mathbf{n}_i \right] \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{1 - |\mathbf{n}_i|^2} \right] \frac{d\mathbf{n}_i}{\lambda} \\ \mathbf{H}(x, y, 0) = \iint A^H \left[\frac{\mathbf{n}_i}{\lambda} \right] \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{x}_i \cdot \mathbf{n}_i \right] \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{1 - |\mathbf{n}_i|^2} \right] \frac{d\mathbf{n}_i}{\lambda} \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

$\mathbf{E}(x, y, 0)$ 与 $\mathbf{H}(x, y, 0)$ 分别为光波导模式的电场和磁场。由(3)式可以得出两个方向上最小束宽即光束束腰的位置

$$z_w = -W_{x,y}^2(0)/[R_{x,y}(0)\tan^2\theta_{x,y}],$$

该处束宽即为束腰的宽度

$$(W_0^2)_{x,y} = W_{x,y}^2(0) - \left[\frac{W_{x,y}^2(0)}{R_{x,y}(0)\tan^2\theta_{x,y}} \right]^2.$$

这时,可以得到 M^2 因子为

$$M_{x,y}^2 = (\pi/\lambda) W_{x,y}^2(0)\tan^2\theta_{x,y}. \quad (5)$$

从(4)式和其他相关公式可以看出非傍轴矢量二阶矩方法的物理实质与 Seigman 的傍轴二阶矩方法^[3]是相同的,都是利用光场平面波分量的传播,在空间任意点利用经过传播的平面波分量(即附加了一个相位因子)重新叠加重建波前场分布的过程。

对于纯折射率导引波导,由于在波导端面处波前等相面与端面重合,因此曲率项为 0,从而束腰位于激光器出光端面,束腰的大小就等于端面上的束宽;同时,由(2)式确定的光束重心坐标也不随 z 的变化

而变。对于非纯折射率导引波导,由于增益或损耗的存在,模式等相面弯曲,束腰不再处于出光端面,根据波导是增益或是损耗,等相面的弯曲方向不同,束腰可能处于端面的里面或外面,而且一般情况下 x 、 y 两个方向的束腰并不重合,表现为激光器光束具有像散。同时光束重心也将随坐标 z 而变化,表现为光束向某个方向偏移,不过这种效应一般情况下很小。为简化起见,下面将只对二维纯折射率导引波导进行计算,由于通常半导体激光器都工作在准 TE 模式,而且由以上公式可以看出,在矢量情况下从计算上讲准 TE 模和准 TM 模并没有很大区别,因此下面的计算都针对二维纯折射率导引波导的准 TE 基模展开。

在实际计算过程中,用二维波导模型计算出电磁场各分量的分布后,首先由(2)式求出光束在两个方向上的重心,将坐标原点移到该处,在计算窗口内重新划分一个均匀的网格,并通过在场分布进行内插得到该均匀网格上的场值,然后对其进行快速傅里叶变换获得平面波谱。在进行快速傅里叶变换之

前选择足够大的计算区域, 这样可以获得频谱空间中更平滑的频谱分布, 计算区域的大小视计算机的计算和存储能力而定。由平面波谱通过(4)式计算出远场能流分布从而获得远场发散角, 再利用(5)式求出两个方向上的 M^2 因子。

3 计算结果

分别对 980 nm 的 InGaAs/ GaAs/ AlGaAs 脊形波导单量子阱激光器和 InGaAsP/ InP 掩埋多量子

阱激光器进行计算。图 2 给出了由半矢量二维模型计算出的这两种半导体激光器的准 TE 基模光场分布。这两种激光器 y 方向的结构如表 1 所列。

在侧向上, 1550 nm 激光器是掩埋结构, 有源区两侧均为 InP; 980 nm 激光器通过湿法腐蚀掉脊两边的覆盖层 AlGaAs 得到脊形波导结构, 腐蚀剩余的覆盖层 AlGaAs 厚度如图 2(b) 所示为 h , 其上覆盖了一层 0.2 μm 厚的 SiO_2 作为电流阻挡层。

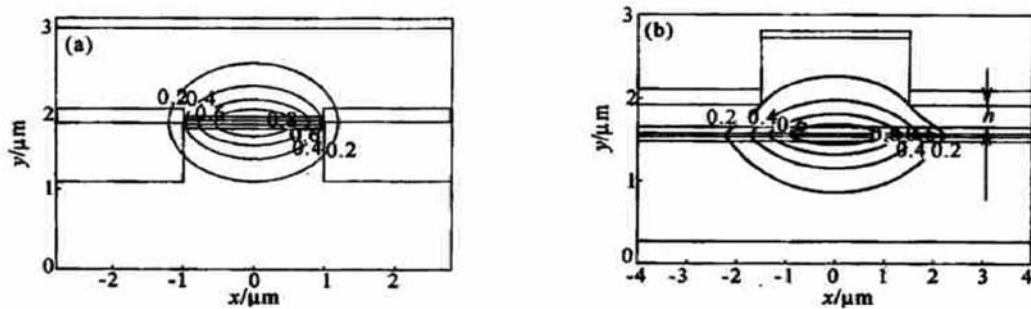


Fig. 2 Optical mode distribution, calculated by semi-vectorial 2-D waveguide model. (a) 1.55 μm InGaAsP/ InP buried stripe laser; (b) 980 nm ridge waveguide InGaAs/ AlGaAs/ GaAs laser

Table 1. Structures of two conventional semiconductor lasers

Item	Material	Thickness
980 nm laser		
Cladding layer	$\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$	1.5 μm
Well	InGaAs	8 nm
Barrier	GaAs	10 nm
Waveguide layer	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x: 0.1 \sim 0.35$	90 nm
Ohmic contact layer	GaAs	0.2 μm
Substrate	GaAs	—
1550 nm laser		
Upper cladding layer	InP	1.2 μm
Well	Compress strain InGaAsP $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$	7 nm \times 6 nm
Barrier	Tensile strain InGaAsP $\lambda = 1.28 \mu\text{m}$	10 nm
Waveguide layer	InGaAsP $\lambda = 1.28 \mu\text{m}$	60 nm
	InGaAsP $\lambda = 1.10 \mu\text{m}$	60 nm
Ohmic contact layer	InGaAs	0.2 μm
Lower cladding layer (substrate)	InP	—

对图 2(a) 的 1550 nm 激光器结构, 计算了条宽从 1.5 μm 到 3.0 μm 范围内束腰、发散角和 M^2 因子的变化情况。对图 2(b) 所示 980 nm 激光器结构, 取 $h = 0.25 \mu\text{m}$, 计算了条宽从 1.75 μm 到 4.0 μm 范围内束腰、发散角和 M^2 因子的变化情况。束腰和发散角的变化趋势如图 3 所示, M^2 因子的变化情况如图 4 所示。

从结果可以看到, 两种激光器在 x 方向上束腰宽度基本趋势是随条宽变宽而变大, 980 nm 激光器则在条宽 2 μm 附近有个极小值; 在 y 方向上两者

束腰宽度变化都很小, 这是因为激光器在 y 方向上是强折射率导引。再看远场发散角, y 方向上二者远场发散角随条宽变大都略微变小, 大约在 2° 左右; 在 x 方向上, 随条宽变大发散角减小比较明显, 尤其是 1550 nm 激光器, 在其条宽变化范围内发散角减小了 18° 之多, 相比之下 980 nm 激光器在其条宽变化范围内只减小了 6° 。

M^2 因子是关于束腰宽度和远场发散角的综合参量。从图 4 中可以看到, 随条宽变宽, 1550 nm 和

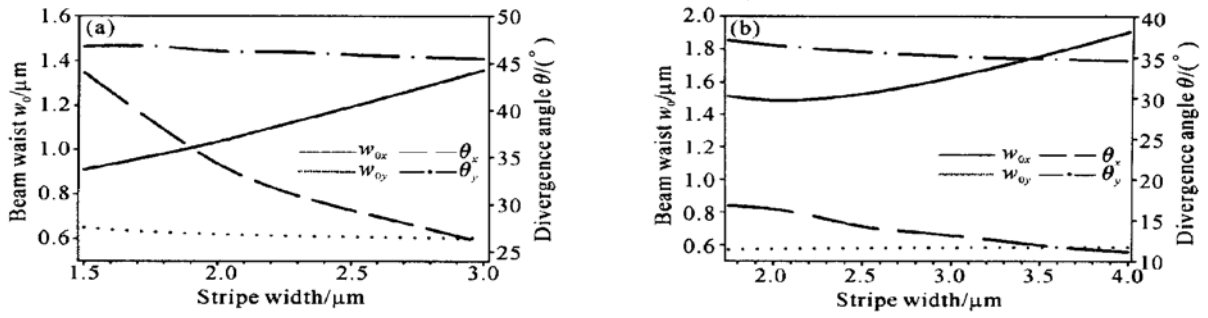


Fig. 3 Dependence of beam waists $w_{0,x,y} = W_{x,y}(0)$, and far-field divergence angles on stripe width. 1550 nm laser; (b) 980 nm laser

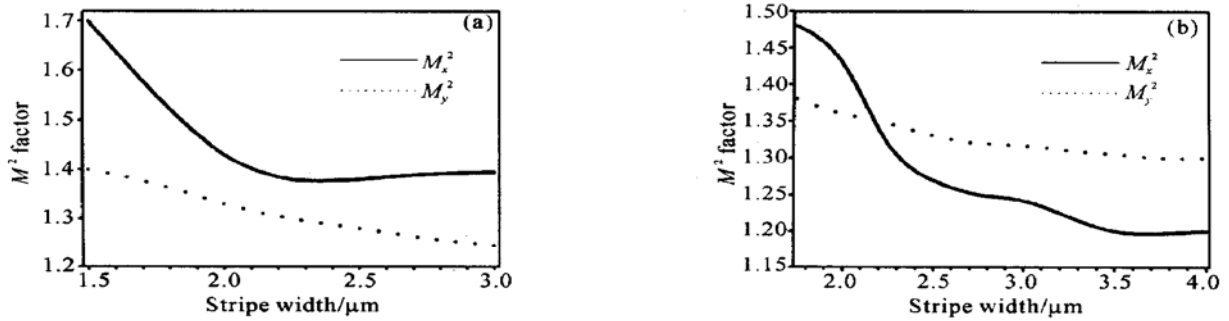


Fig. 4 Dependence of M^2 factor on stripe width. (a) 1550 nm laser; (b) 980 nm laser

980 nm 激光器 M_x^2 和 M_y^2 都变小, 且都小于 1.4, 两者的 M_y^2 变化都比较平缓, 在其各自条宽变化范围内变化量分别为 0.14 和 0.07; M_x^2 变化都比较剧烈, 总的趋势是变小, 且当条宽比较宽时变化趋缓, 分别趋于 1.40 和 1.19, 在各自条宽变化范围内 M_x^2 都减小了 0.3 左右。

对脊形波导激光器来讲, 除了条宽以外还有另外一个重要的结构参量即剩余覆盖层厚度 h , 针对 980 nm 激光器就 h 对 M^2 因子的影响进行了计算, 取条宽为 3.5 μm , 计算结果如图 5 所示并发现 h 的变化对 M_y^2 影响很小, 其变化在 0.02 以内, 对 M_x^2 影响稍大, 但也不超过 0.05。

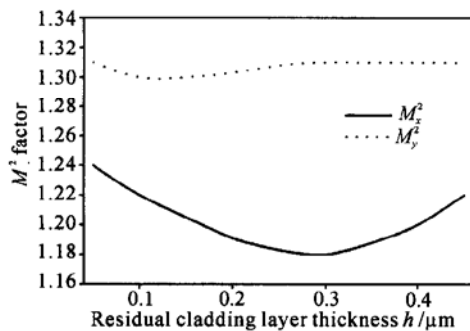


Fig. 5 Dependence of M^2 factor on residual cladding layer thickness of 980 nm laser

4 结果讨论

从以上结果可以看出, 这两种典型半导体激光器光束两个方向上 M^2 因子都小于 1.7, 大部分情况下更是小于 1.4。在条宽变化时, 这两种激光器的光束束腰和发散角变化的趋势基本一致, 但是在数量上有一定的差异, 这些差异来源于两者的侧向波导形式不同。980 nm 激光器的脊形波导结构在侧向上是弱折射率导引, 而 1550 nm 激光器是掩埋波导结构, 在侧向上属于强折射率导引, 这就导致了两者的模式光场分布在侧向上形状、大小均存在差别, 在同样条宽情况下脊形波导结构由于侧向上的弱导引, 模式分布更宽一些, 从图 3 中即可看出在相同条宽情况下 980 nm 激光器的侧向束腰宽度明显大于 1550 nm 激光器。

文献[7, 8]对半导体激光器垂直方向上的 M^2 因子作了理论计算, 得出了 M^2 因子小于 1 的结论, 其原因在于文中认为半导体激光器的光场是截断的形式(即认为只有在有源区及其附近有光分布, 而有源区外的光场为 0), 这样一来, 光分布变得十分狭窄(束宽小于波长一个量级以上), 导致了 $M^2 < 1$ 的结果。实际上, 介质波导器件中光是按照波导本身结构所确定的模式来分布的, 不但不是截断形状, 而且对一般量子阱激光器而言, 光场绝大部分分布在有

源区以外(限制因子只有百分之几)^[12], 因此在计算其 M^2 因子时应该将导波模式作为一个整体来考虑, 这样半导体激光器的 M^2 因子不会小于 1。

需要指出的是, 本文只讨论了纯折射率导引波导, 而实际的半导体激光器在工作时都是增益波导, 需要引入复折射率来进行波导模式的求解。精确描述复折射率分布要通过求解载流子输运方程得到载流子分布, 并根据有源区的增益特性获得材料的折射率虚部和实折射率的变化, 还要考虑到更多的非线性效应例如增益饱和、空间烧孔以及热扩散等因素, 因此模式场强分布和相位分布与诸多因素相关联, 出射光束是带有像散特性的十分复杂的光束^[13]。本文所提供的只是最简单情况下的初步结果。作者将在后续文章中利用非傍轴矢量光束二阶矩理论, 在考虑波导中增益分布的情况下, 进一步讨论半导体激光光束的性质。

结语 利用一个准矢量二维光波导模型和非傍轴矢量二阶矩理论计算了纯折射率导引 980 nm 脊形波导和 1550 nm 掩埋波导条形半导体激光器的在二维方向上的 M^2 因子, 给出了 M^2 因子的数值结果, 并讨论了它与半导体激光器波导结构参量的关系。这对于进一步深入地研究和利用半导体激光有十分积极的意义。

参 考 文 献

1 Guo Fuyuan, Correcting astigmatism transformation in semiconductor laser beams. *Laser J.*, 1997, **18**(5): 28~ 31
2 Wilson R G. Ball lens coupling efficiency for laser diode to single

mode fiber: Comparison of independent studies by distinct methods. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(15): 3201~ 3205
3 Siegman A E. Defining the effective radius of curvature for a nonideal optical beam. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, **QE-27**(5): 1146~ 1148
4 Cao Qing, Deng Ximing, Guo Hong. Optical beam quality factor of nonparaxial light beams, I. Definition. *Acta Optica Sinica*(光学学报), 1996, **16**(10): 1345 ~ 1349 (in Chinese)
5 Porras M A. Nonparaxial vectorial moment theory of light beam propagation. *Opt. Commun.*, 1996, **127**(1): 79~ 95
6 Li Yajun, Katz J. Nonparaxial analysis of the far-field radiation patterns of double-heterostructure lasers. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(9): 1442~ 1451
7 Zhou Guoquan, Zhao Daomu, Xu Jinxin *et al.*. Semiconductor laser with beam quality factor $M^2 < 1$. *Opt. Commun.*, 2001, **187**(4~ 6): 395~ 399
8 Zhou Guoquan, Lu Zhangde, Wang Shaomin. Study on the perpendicular optical beam quality of GaInP/AlGaInP strained multiple quantum well laser. *Chinese J. Lasers*(中国激光), 2001, **A28**(7): 583~ 586 (in Chinese)
9 Hunziker G, Harder C. Beam quality of InGaAs ridge lasers at high output power. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(27): 6118~ 6122
10 Wang Shaomin, Zhao Daomu, Lu Zhangde *et al.*. Demonstrations for optical beam qualities of quantum well lasers. *Opt. Commun.*, 2001, **194**(4~ 6): 425~ 428
11 Stern M S. Semivectorial polarised finite difference method for optical waveguides with arbitrary index profiles. *IEE Proc.*, 1988, **135**(Pt. J, 1): 56~ 63
12 Herzog W D, Ünlü M S, Goldberg B B *et al.*. Beam divergence and waist measurements of laser diodes by near-field scanning optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **70**(6): 688~ 690
13 Nitta K, Itaya K, Ishikawa M *et al.*. Astigmatism in ridge-stripe InGaAlP laser diodes. *Japn. J. Appl. Phys.*, 1989, **28**(11): L2089~ L2091

Theoretical Calculation of Beam Quality Factor M^2 of Stripe Semiconductor Lasers

Zhu Xiaopeng Wei Xin Ye Xiaojun Kang Xiangning Xu Yun
Hou Shihua Sun Yongwei Chen Lianghui

(National Engineering Research Center for Optoelectronic Devices, Institute of Semiconductors,
The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

(Received 29 October 2001; revised 11 March 2002)

Abstract: The M^2 factors, beam waists and far-field divergence angles of the beams of two kinds real refractive index stripe waveguide semiconductor lasers, plane ridge waveguide and plane buried waveguide lasers, are investigated by means of nonparaxial vector moment theory and plane wave spectrum. The waveguide optical modes were obtained by a semi-vectorial 2-D waveguide model. The effects of waveguide structure parameters on M^2 factor are discussed and the beam properties are compared between the two kinds of laser structures.

Key words: laser physics; beam quality factor; optical waveguide; semiconductor laser