

文章编号: 0253-2239(2003)06-0702-5

# 介质平面波导 TE<sub>0</sub> 模衍射场的光束参量\*

郭福源<sup>1,2</sup> 林 斌<sup>1</sup> 陈钰清<sup>1</sup> 曹向群<sup>1</sup> 上官成木生<sup>2</sup>

(1 浙江大学光电系, 现代光学仪器国家重点实验室, 国家光学仪器工程技术研究中心, 杭州 310027)  
(2 福建师范大学物理系激光研究所, 福州 350007)

**摘要:** 对于傍轴光束, 提出了介质平面波导衍射场的近场模场半宽度、远场发散角半宽度和光束传输因子  $M^2$  等光束参量之间满足简单的关系式, 三个光束参量均可直接由波导模式场分布精确计算, 或由可实际精确测量的远场衍射频谱分布精确计算。 $M^2$  因子的计算公式可表述为以二阶矩和微分算子定义的近场模场半宽度的比值, 或以二阶矩和微分算子定义的远场发散角半宽度的比值。最后推导出介质平面波导 TE<sub>0</sub> 模衍射场光束参量的解析函数和光束参量的范围。

**关键词:** 导波光学; 介质平面波导; 衍射频谱; 模场半宽度; 远场发散角半宽度; 光束传输因子

中图分类号: TN814; O436 文献标识码: A

## 1 引 言

折射率对称阶跃分布的介质平面波导是最简单常用的一种波导, 其基模的模场分布和远场衍射频谱特性是阵列波导光栅<sup>[1,2]</sup>和凹面刻蚀光栅<sup>[3]</sup>等基于平面波导技术制作的光通信器件的理论基础, 也是波导模场分析<sup>[4~6]</sup>和半导体激光器光束质量因子  $M^2$  分析<sup>[7,8]</sup>的基础。1990 年, Siegman<sup>[9]</sup>建议采用  $M^2$  因子统一描述和评价激光的光束质量, 已成为目前国际标准组织不断发展和完善的国际标准<sup>[10]</sup>。然而, 仅靠  $M^2$  因子是不能完全评价光束质量的, 近场模场半宽度和远场发散角半宽度等参量在实际应用中更有意义。因此, 国际标准组织在 ISO 11146:1999 标准中, 已将  $M^2$  因子改称为更为贴切的名词——光束传输因子, 它和近场模场半宽度和远场发散角半宽度三个参量共同作为光束参量描述和质量评价的标准。Siegman 建议的傍轴光束  $M^2$  因子采用二阶矩方法计算, 曹清等<sup>[11]</sup>和 Porras<sup>[12]</sup>将二阶矩方法拓展到非傍轴标量光束, 理论研究结果<sup>[13,14]</sup>表明  $M^2 \geq 1$ 。在忽略波导包层场分布所产生的空间频谱的条件下, 数值计算结果<sup>[7,8]</sup>提出  $M^2 < 1$  的存在是可能的, 因此, 关于  $M^2$  因子的研究成了目前光束参量研究的热点课题<sup>[15,16]</sup>。

介质平面波导的衍射光束参量可以在二维的平

面坐标系中描述, 近场场分布  $\Psi(x)$  的二阶矩 (Second moment) 模场半宽度  $\omega_{SM}$  和微分算子 (Differential operator) 模场半宽度  $\omega_{DO}$  分别由 Hayata 等<sup>[4]</sup>和梁安辉等<sup>[5,6]</sup>参照 Paternmann 关于光纤模场的第一、二定义<sup>[17,18]</sup>而定义。本文参照模场半宽度的定义, 分别以远场衍射频谱分布  $S(\theta)$  的二阶矩和微分算子方法定义二阶矩远场发散角半宽度  $\theta_{SM}$  和微分算子远场发散角半宽度  $\theta_{DO}$ 。对于傍轴光束, 本文进而阐明了以二阶矩和微分算子定义的近场模场半宽度  $\omega_{SM}$ 、 $\omega_{DO}$ , 远场发散角半宽度  $\theta_{SM}$ 、 $\theta_{DO}$ , 以及  $M^2$  因子之间的关系。

结果表明,  $M^2$  因子由介质平面波导结构参量决定, 可以根据两种定义的近场模场半宽度和远场发散角半宽度计算, 在实际应用中, 由于波导尺寸一般为微米数量级, 在波导近场精确测量光束参量是困难的, 可以根据上述三个因子的关系, 通过精确测量远场频谱分布  $S(\theta)$  计算两种定义的远场发散角半宽度, 从而精确确定两种定义的近场模场半宽度和  $M^2$  因子。

最后, 本文利用本文作者在文献<sup>[19]</sup>中所阐明的平面波导衍射场的本质, 推导出上述定义的光束参量的解析函数, 并通过数值计算给出它们的范围。

## 2 二维傍轴光束参量特性分析

参照 ISO 11146:1999 标准, 描述平面波导衍射场等二维傍轴光束的光束参量包括: 近场模场半宽度、远场发散角半宽度和  $M^2$  因子。

\* 浙江省自然科学基金(601133)资助课题。

E-mail: guofy@zju.edu.cn

收稿日期: 2002-08-05; 收到修改稿日期: 2002-09-18

## 2.1 近场模场半宽度与远场发散角半宽度

平面波导模式场可分解为相互正交的横电 (TE) 模和横磁(TM) 模, 其模式场分别可以由指向宽度方向的横向电场分量  $E_y$ 、横向磁场分量  $H_y$  标量归一化描述<sup>[19]</sup>, 当它们的分布函数为  $\Psi(x)$  时, 近场模场半宽度有两种定义, 分别为 Hayata 等<sup>[4]</sup> 定义的二阶矩模场半宽度  $\omega_{SM}$  和梁安辉等<sup>[5,6]</sup> 定义的分算子模场半宽度  $\omega_{DO}$ :

$$\omega_{SM} = 2 \left[ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x^2 |\Psi(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x)|^2 dx} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

$$\omega_{DO} = \left[ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x)|^2 d\rho}{\int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{d\Psi(x)}{dx} \right|^2 dx} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

式中,  $|\cdot|$  为复数的模运算。

上述两种定义分别与 Paternmann 关于光纤模场的第一、二定义<sup>[17,18]</sup> 一致。

根据文献<sup>[20]</sup> 附录 VIII 的不等式, 有

$$4 \int_{-\infty}^{\infty} x^2 |\Psi(x)|^2 dx \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{d\Psi(x)}{dx} \right|^2 dx \geq \left[ \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x)|^2 dx \right]^2. \quad (3)$$

可见, 两种定义的模场半宽度关系为

$$\omega_{SM} \geq \omega_{DO}. \quad (4)$$

参照模场半宽度的定义, 波导衍射光束远场发散角半宽度的定义也有两种, 分别为二阶矩远场发散角半宽度  $\theta_{SM}$  和分算子远场发散角半宽度  $\theta_{DO}$ :

$$\theta_{SM} = 2 \left[ \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \theta^2 |S(\theta)|^2 d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} |S(\theta)|^2 d\theta} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

$$\theta_{DO} = \left[ \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} |S(\theta)|^2 d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left| \frac{dS(\theta)}{d\theta} \right|^2 d\theta} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

式中,  $S(\theta)$  为波导衍射场的傍轴光束的空间频谱:

$$S(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(x) \exp(-ikx \sin \theta) dx, \quad (7)$$

式中  $k = 2\pi/\lambda$  为波长  $\lambda$  的波数。

由(3)式知, 两种定义的远场发散角半宽度关系为

$$\theta_{SM} \geq \theta_{DO}. \quad (8)$$

(7)式表明, 空间频谱  $S(\theta)$  与模场分布  $\Psi(x)$  为傅里叶变换关系, 参照文献<sup>[20]</sup> 的相干时间与有效光谱宽度的数学关系式, 在傍轴近似条件下,  $\sin \theta \approx \theta$ , 可以证明, 两种定义的模场半宽度与远场发散角半宽度的关系为

$$\frac{\pi \omega_{SM} \theta_{DO}}{\lambda} = \frac{\pi \omega_{DO} \theta_{SM}}{\lambda} = 1. \quad (9)$$

在实际应用中, 由于波导尺寸为微米数量级, 精确测量近场模场半宽度  $\omega_{SM}$ 、 $\omega_{DO}$  是比较困难的, 由(1)式~(9)式知, 可以通过测量远场频谱分布  $S(\theta)$ , 精确计算近场模场半宽度, 其计算公式为

$$\omega_{SM} = \frac{\lambda}{\pi} \left[ \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left| \frac{dS(\theta)}{d\theta} \right|^2 d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} |S(\theta)|^2 d\theta} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

$$\omega_{DO} = \frac{\lambda}{2\pi} \left[ \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} |S(\theta)|^2 d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \theta^2 |S(\theta)|^2 d\theta} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

## 2.2 光束传输因子 $M^2$

光束传输因子  $M^2$  的定义基于二阶矩概念<sup>[9~12]</sup>, 对于旁轴光束, 有

$$M^2 = \frac{\pi \omega_{SM} \theta_{SM}}{\lambda}. \quad (12)$$

由(1)式~(9)式可以得到,  $M^2$  因子实际上是二阶矩和分算子两种定义的模场半宽度或远场发散角半宽度的比值:

$$M^2 = \frac{\omega_{SM}}{\omega_{DO}} = \frac{\theta_{SM}}{\theta_{DO}}. \quad (13)$$

可见,  $M^2$  因子只由波导场分布  $\Psi(x)$  决定, 并可根据远场衍射频谱  $S(\theta)$  计算:

$$M^2 = \frac{2 \left[ \int_{-\infty}^{\infty} x^2 |\Psi(x)|^2 dx \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{d\Psi(x)}{dx} \right|^2 dx \right]^{1/2}}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x)|^2 dx} = \frac{2 \left[ \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \theta^2 |S(\theta)|^2 d\theta \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left| \frac{dS(\theta)}{d\theta} \right|^2 d\theta \right]^{1/2}}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} |S(\theta)|^2 d\theta}. \quad (14)$$

由(3)式和(14)式知

$$M^2 \geq 1. \quad (15)$$

在(3)式、(4)式、(8)式和(15)式中,等号仅在模场分布为高斯分布时才成立,即当  $\Psi(x) = \exp\left(-\frac{x^2}{\omega^2}\right)$  时,  $S(\theta) = \sqrt{\pi}\omega \exp\left[-\left(\frac{\pi\omega\theta}{\lambda}\right)^2\right]$ , 有:  $\omega_{SM} = \omega_{DO} = \omega, \theta_{SM} = \theta_{DO} = \theta = \frac{\lambda}{\pi\omega}, M^2 = 1$ 。在一般情况下,波导模式场分布<sup>[19]</sup>并不满足高斯分布,有:  $\omega_{SM} > \omega_{DO}, \theta_{SM} > \theta_{DO}, M^2 > 1$ 。

其中,由(1)式、(5)式所表示的二阶矩模场半宽度和远场发散角半宽度  $\theta_{SM}$  的定义与统计学的标准差  $\sigma(x), \sigma(\theta)$  概念一致,有:  $\omega_{SM} = 2\sigma(x), \theta_{SM} = 2\sigma(\theta)$ , 它意味着:当模场分布为高斯分布时,在所定义的模场全宽度内或远场发散角全宽度内的光束功率占总功率的 95.45%。

### 3 折射率对称阶跃分布的介质平面波导 TE<sub>0</sub> 模衍射场的光束参量特性

对于文献[19]所描述的折射率对称阶跃分布的介质平面波导,TE<sub>0</sub> 模的模式序号  $m = 0$ ,归一化波导模式场分布,即在芯层 ( $|\rho| \leq 1$ ) 和包层 ( $|\rho| > 1$ ) 中仅由横向坐标描述的归一化电场分布(不包含波动项  $\exp[i(\beta_w z - \omega t)]$ ) 分别为

$$\Psi(\rho) = \cos(U\rho), \quad (16)$$

$$\Psi(\rho) = \cos U \exp[-W(|\rho| - 1)], \quad (17)$$

式中,  $\rho = x/a$  为波导归一化尺寸,  $a$  为波导半宽度,  $U$  为芯层驻波参量,  $W$  为包层衰减参量,  $|\cdot|$  为绝对值运算。

根据麦克斯韦方程的边界条件,在波导输出端面两侧的电场、磁场切向分量连续,可见,波导衍射场的初始场分布(不包含波动项  $\exp[i(\beta_w z - \omega t)]$ ) 与波导模式场分布相同,仍然为(16)式、(17)式。由文献[19]的(12)式知,TE<sub>0</sub> 模衍射场的空间频谱  $S(\theta)$  为

$$S(\theta) = \frac{V^2}{F^2 + W^2} \left[ \frac{\sin(F - U)}{F - U} + \frac{\sin(F + U)}{F + U} \right], \quad (18)$$

式中,  $F = ka \sin \theta$  为波导衍射场的空间频率,  $V = \sqrt{U^2 + W^2}$  为波导归一化频率。

则由(1)式~(18)式导出,以二阶矩和微分算子定义的模场半宽度  $\omega_{SM}, \omega_{DO}$ , 远场发散角半宽度  $\theta_{SM}, \theta_{DO}$ , 以及以二阶矩定义的光束传输因子  $M^2$  的解析函数分别为

$$\omega_{SM} = a \left[ 2 + \frac{2}{W} + \frac{2}{W^2} - \frac{2}{U^2} - \frac{2W}{3(1+W)} \right]^{1/2}, \quad (19)$$

$$\omega_{DO} = a \left[ \frac{1+W}{U^2 W} \right]^{1/2}, \quad (20)$$

$$\theta_{SM} = \frac{\lambda}{\pi a} \left[ \frac{U^2 W}{1+W} \right]^{1/2}, \quad (21)$$

$$\theta_{DO} = \frac{\lambda}{\pi a} \left[ 2 + \frac{2}{W} + \frac{2}{W^2} - \frac{2}{U^2} - \frac{2W}{3(1+W)} \right]^{-1/2}, \quad (22)$$

$$M^2 = \left[ \frac{2U^2}{W} + \frac{2(U^2 - 1)W}{1+W} - \frac{2U^2 W^2}{3(1+W)^2} \right]^{1/2}. \quad (23)$$

由(19)式、(20)式知,介质平面波导 TE<sub>0</sub> 模的归一化二阶矩和微分算子近场模场半宽度  $\omega/a$  与归一化频率  $V$  的关系曲线如图1所示,  $\omega_{SM}/a > \omega_{DO}/a$ ,  $\omega/a$  随  $V$  增加而单调下降,其中,当波导运行于临近截止状态,即当  $V \rightarrow 0$  时,波导模场半宽度远大于波导尺寸半宽度,  $\omega_{SM}/a \gg 1, \omega_{DO}/a \gg 1$ ; 当波导运行于远离截止状态,即当  $V \rightarrow \infty$  时,  $\omega_{SM}/a = 0.7230, \omega_{DO}/a = 0.6366$ ; 当  $V = 0.5\pi$  时,  $\omega_{SM}/a = 1.4741, \omega_{DO}/a = 1.4332$ 。则两种定义的 TE<sub>0</sub> 模波导归一化模场半宽度范围分别为

$$\omega_{SM}/a > 0.7230, \quad (24)$$

$$\omega_{DO}/a > 0.6366. \quad (25)$$

对于单模波导,两种定义的模场半宽度均大于波导尺寸半宽度,归一化模场半宽度范围分别为

$$\omega_{SM}/a \geq 1.4741, \quad (26)$$

$$\omega_{DO}/a \geq 1.4332. \quad (27)$$

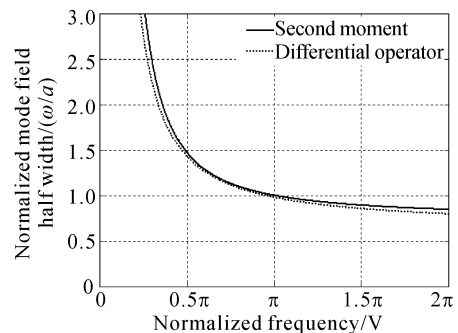


Fig. 1 Characteristic of the normalized mode field half width defined by second moment and differential operator in the near field  $\omega/a$  versus normalized frequency  $V$

由(21)式、(22)式知,由于空间频率  $F = ka \sin \theta$ , 对于傍轴光束,定义二阶矩远场发散角半宽度的空间频率  $F_{SM} = ka \theta_{SM}$ , 微分算子远场发散角半宽度的

空间频率  $F_{DO} = ka\theta_{DO}$ , 用于归一化描述远场发散角半宽度  $\theta_{SM}$ 、 $\theta_{DO}$ , 它们与归一化频率  $V$  的关系曲线如图 2 所示,  $F_{SM} > F_{DO}$ ,  $F$  随  $V$  增加而单调增加, 其中, 当  $V \rightarrow 0$  时, 远场发散角半宽度的空间频率趋向于零,  $F_{SM} \rightarrow 0, F_{DO} \rightarrow 0$ ; 当  $V \rightarrow \infty$  时,  $F_{SM} = \pi, F_{DO} = 0.8805\pi$ ; 当  $V = 0.5\pi$  时,  $F_{SM} = 0.4442\pi, F_{DO} = 0.4319\pi$ 。则, 两种定义的 TE<sub>0</sub> 模衍射远场发散角半宽度的空间频率范围分别为

$$F_{SM} < \pi, \quad (28)$$

$$F_{DO} < 0.8805\pi. \quad (29)$$

对于单模波导, 两种定义的衍射远场发散角半宽度的空间频率范围分别为

$$F_{SM} \leq 0.4442\pi, \quad (30)$$

$$F_{DO} \leq 0.4319\pi. \quad (31)$$

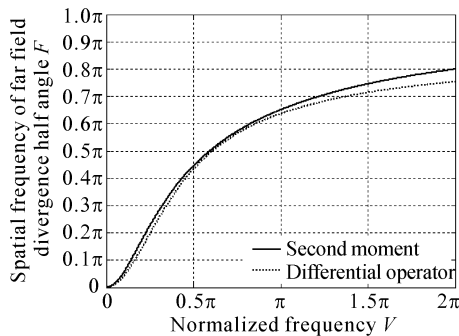


Fig. 2 Characteristic of the spatial frequency of far field divergence half angle defined by second moment and differential operator  $F$  versus normalized frequency  $V$

由(23)式知, 以二阶矩定义的光束传输因子  $M^2$  与归一化频率  $V$  的关系曲线如图 3 所示, 呈抛物线状, 其中, 当  $V \rightarrow 0$  时,  $M^2 = \sqrt{2}$ ; 当  $V = 0.5\pi$  时,  $M^2 = 1.0286$ ; 当  $V \rightarrow \infty$  时,  $M^2 = 1.1357$ ; 当  $V = 0.7184\pi$  时,  $M^2$  为极小值,  $M_{\min}^2 = 1.0144$ ; 当  $0 \leq V \leq 0.7148\pi$  时,  $M^2$  随  $V$  增加而单调减少; 当  $V \geq 0.7148\pi$  时,  $M^2$  随  $V$  增加而单调增加。则, TE<sub>0</sub>

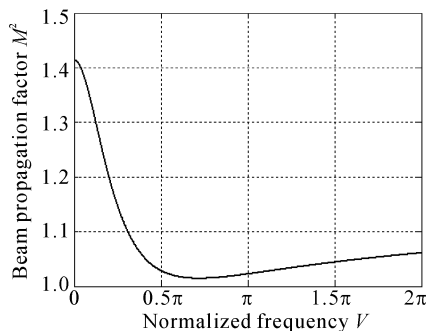


Fig. 3 Characteristic of beam propagation factor  $M^2$  versus normalized frequency  $V$

模波导衍射光束的光束传输因子  $M^2$  范围为

$$1.0144 \leq M^2 < \sqrt{2}. \quad (32)$$

对于单模波导, 衍射光束的光束传输因子  $M^2$  范围为

$$1.0286 \leq M^2 < \sqrt{2}. \quad (33)$$

**结论** 对于傍轴光束, 介质平面波导衍射场的近场模场半宽度、远场发散角半宽度和光束传输因子  $M^2$  等光束参量之间满足简单的关系式:  $M^2 = \omega_{SM}/\omega_{DO} = \theta_{SM}/\theta_{DO}$ , 三个光束参量均可直接由波导模式场分布精确计算, 或由可实际精确测量的远场衍射频谱分布精确计算。在折射率对称阶跃分布的介质平面波导 TE<sub>0</sub> 模衍射场中, 以二阶矩和微分算子定义的近场归一化波导模场半宽度  $\omega_{SM}/a, \omega_{DO}/a$  随归一化频率  $V$  增加而单调减少, 以二阶矩和微分算子定义的远场发散角半宽度  $\theta_{SM}, \theta_{DO}$  的空间频率  $F_{SM}, F_{DO}$  随归一化频率  $V$  增加而单调增加, 以二阶矩定义的光束传输因子  $M^2$  与归一化频率  $V$  的关系曲线呈抛物线状,  $M^2$  因子的范围为:  $1.0144 \leq M^2 < \sqrt{2}$ , 其中, 单模波导的  $M^2$  因子范围为:  $1.0286 \leq M^2 < \sqrt{2}$ 。

## 参 考 文 献

- 1 Guo Wenbin, Ma Chunsheng, Zhang Daming *et al.*. Parameter optimization and structural design of polymer arrayed waveguide grating multiplexer. *Opt. Commun.*, 2002, **201**(1~3):45~53
- 2 Li Xuemei, Qiu Yishen, Guo Fuyuan *et al.*. Analysis of focal field of phased-array waveguide grating multi/demultiplexer. *Acta Photonica Sinica* (光子学报), 2002, **31**(1):44~46 (in Chinese)
- 3 Sheng Zhongyan, He Sailin, He Jianjun. Simulation for etching diffraction grating by use of scalar diffraction theory. *Opto-Electronic Engng.* (光电工程), 2001, **28**(6):29~32 (in Chinese)
- 4 Hayata K, Koshiha M, Suzuki M. Modal spot size of axially nonsymmetrical fibres. *Electron. Lett.*, 1986, **22**(2):127~129
- 5 Liang Anhui, Huang Weibin, Fan Chongcheng. Relation between three mode field half-width definitions for single-mode planar waveguide and application to splice-loss evaluation. *J. Lightwave Technol.*, 1989, **7**(12):2046~2051
- 6 Liang Anhui. Mode-field-half-widths of two kinds of planar single-mode waveguides. *Proc. Electron Devices Meeting, IEEE Hong Kong*, 1994. 50~53
- 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, Zhao Daomu, Wang Saomin. The beam

- quality of GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As strip buried heterostructure laser. *Opt. Commun.*, 2002, **202**(1~3):155~160
- 9 Siegman A E. New developments in laser resonators. *Proc. SPIE*, 1990, **1224**:2~14
- 10 ISO 11146: 1999, TC 172/SC 9, Lasers and laser-related equipment—Test methods for laser beam parameters—Beam widths, divergence angle and beam propagation factor, 1999
- 11 Cao Qin, Deng Ximing, Guo Hong. Optical beam quality factor of nonparaxial light beams. I. Definition. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1996, **16**(9):1217~1222 (in Chinese)
- 12 Porras M A. Non-paraxial vectorial moment theory of light beam propagation. *Opt. Commun.*, 1996, **127**(1~3):79~95
- 13 Cao Qin, Deng Ximing. Optical beam quality factor of nonparaxial light beams. II. Property analysis. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1996, **16**(10):1345~1349 (in Chinese)
- 14 Liu Chengyi, Guo Hong, Hu Wei *et al.*. A Schrödinger formulation research for light beam propagation. *Science in China (Series A)* [中国科学(A辑)], 2000, **43**(3): 312~322 (in Chinese)
- 15 Chen Peifen, Qiu Junlin. The comparison of the propagation factor  $M^2$  of various practical light beams. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1995, **A22**(2):139~143 (in Chinese)
- 16 Gao Chunqing, Weber H. On the problems of the beam propagation factor  $M^2$ . *Acta Photonica Sinica* (光子学报), 2001, **30**(2):240~242 (in Chinese)
- 17 Petermann K. Fundamental mode microbending loss in graded-index and W fibres. *Opt. Quant. Electron.*, 1977, **9**(2):167~175
- 18 Petermann K. Constraints for fundamental-mode spot size for broadband dispersion-compensated single-mode fibres. *Electron. Lett.*, 1983, **19**(18):712~714
- 19 Guo Fuyuan, Lin Bin, Chen Yuqing *et al.*. Characteristic analysis of diffraction from planar waveguide. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(12):1513~1517 (in Chinese)
- 20 Born M, Wolf E. *Principles of Optics*. 6th Edition. Oxford: Pergamon Press, 1980. 540~544,733~734

## Beam Parameters in the Diffracted Field of Dielectric Planar Waveguide TE<sub>0</sub> Mode

Guo Fuyuan<sup>1,2</sup> Lin Bin<sup>1</sup> Chen Yuqing<sup>1</sup> Cao Xiangqun<sup>1</sup> Shangguan Chengmusheng<sup>2</sup>

( <sup>1</sup> Chinese National Engineering & Technology Research Centre for Optical Instrument, State Key Lab of Modern Optical Instrumentation, Department of Optical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027

( <sup>2</sup> Institute of Laser, Department of Physics, Fujian Normal University, Fuzhou 350007 )

(Received 5 August 2002; revised 18 September 2002)

**Abstract:** Based on the condition of paraxial approximation, the simple relational expression among the beam parameters, such as the mode field half width, far field divergence half angle and beam propagation factor  $M^2$ , in the diffracted field of dielectric planar waveguide TE<sub>0</sub> mode is presented. The beam parameters can be calculated accurately by the mode field distribution of the waveguide, or by the diffraction frequency spectrum distribution in far field which is measurable exactly in the experiment. The calculational formulas of  $M^2$  factor are described by the ratio of mode field half widths defined by second moment and differential operator in near field, or the the ratio of far field divergence half angles defined by second moment and differential operator. Finally, the analytic function and scope of the beam parameters in the diffracted field of the dielectric planar waveguide TE<sub>0</sub> mode are demonstrated.

**Key words:** guiding wave optics; dielectric planar waveguide; diffraction frequency spectrum; mode field half width; far field divergence half angle; beam propagation factor