

一种分析楔形光纤的等效矩形近似-阶梯串联法^{*}

刘 旭 陈 麟 孙小菡[†]

(东南大学电子科学与工程学院, 光子学与光通信研究室, 南京 210096)

(2007 年 9 月 25 日收到 2007 年 11 月 14 日收到修改稿)

楔形光纤(WSF)是实现平面光波光路芯片入出端口与光纤高效连接的核心部件. 采用数值模拟方法分析其中光波传输演化过程, 是优化设计光子器件耦合结构的重要基础. 提出基于等效矩形近似的三维阶梯串联法(ERA-SCM)将楔端沿传输方向细分, 引入矩形波导近似, 给出了细分后各段近似矩形波导的等效折射率; 在此基础上, 建立了阶梯串联法分析模型, 分级给出 WSF 中光波传输过程与模场演变. 数值分析结果表明, ERA-SCM 比有限差分束传播法(FD-BPM)能够更精确地分析非对称光纤和波导结构, 描述其中光模场的演化. WSF 出射光场实测结果表明, ERA-SCM 数值模拟结果与实验结果的误差为 1.9%, 而 FD-BPM 的误差为 4.5%. ERA-SCM 是分析非对称光波导光波传输与模场演变的有效方法.

关键词: 平面光波光路, 楔形光纤, 等效矩形近似, 阶梯串联法

PACC: 4282, 4280S, 4281D, 4110H

1. 引 言

平面光波光路(PLC)芯片与单模光纤对准耦合过程中, 前端结构渐变的楔形光纤(WSF)或锥形透镜光纤(TLF)起到重要的作用^[1-3]. 其中, WSF 可以输出扁形光斑, 将光功率高效耦合入 PLC 芯片的芯层, 尽可能减少进入芯片衬底或其他区域的光功率. 采用数值模拟方法^[4]分析渐变结构中光波传输演化过程, 是优化设计光子器件耦合结构的重要基础. 各类束传播法(BPM), 如快速傅里叶变换(FFT)、有限差分(FD)、有限元(FE)-BPM 等等, 可进行模拟分析. 但 FFT-BPM 收敛速度慢且不稳定, FD-BPM, FE-BPM 算法导出矩阵大, 且需引入吸收或透明边界条件, 进行较大的近似处理^[5-7]. 尽管时域有限差分法(FDTD)^[8]能描述真实的物理过程, 但用于三维结构仿真时需占用较多的计算资源; 阶梯串联法(SCM)^[9]采用细分波导阶梯近似的思想, 适合二维轴向渐变圆对称结构的数值分析, 可分析 TLF, 但不能对 WSF 楔端三维渐变结构进行分析.

根据 WSF 的特殊结构, 提出基于等效矩形近似的三维阶梯串联法(ERA-SCM), 建立了理论分析模

型. 采用此方法分析了 WSF 中光波模场的传输演变过程, 与 FD-BPM 数值分析方法相比, ERA-SCM 能够快速、精细地刻画高阶模分布. 对 WSF 出射光场进行实验分析, 发现相对于 FD-BPM 方法, ERA-SCM 数值模拟结果更接近于实测结果.

2. 分析模型

2.1. WSF 结构

将单模光纤(SMF)的端部用光学研磨方法加工成带有夹角的楔形, 可构成 WSF. 图 1 给出了 WSF 的结构示意图, θ , R , a_0 分别为楔形光纤的楔角、端面圆柱透镜曲率半径和 SMF 纤芯半径.

将 WSF 渐变区域由 AA' 到 BB' 细分为 N 层, 如图 2 所示. 图 2 中, n_1 表示芯层折射率, n_2 表示包层折射率, n_3 表示空气折射率, a_0 表示初始层 AA' 半宽度(即 SMF 纤芯半径), a_N 表示第 N 层 BB' 半宽度, 左图为 BB' 剖面轮廓, 呈跑道形.

2.2. 等效矩形波导近似法

图 2 示出的各细分波导实际上是一系列尺寸不

* 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20060286042), 江苏省高技术项目(批准号: BG2007042), 江苏省自然科学基金(批准号: BK2007102)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: xhsun@seu.edu.cn

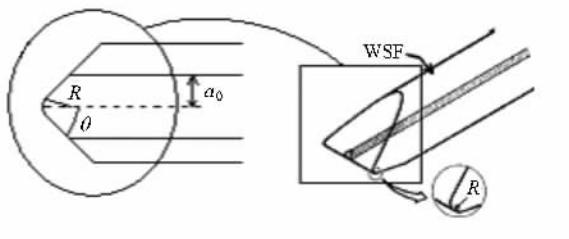


图1 WSF结构示意图

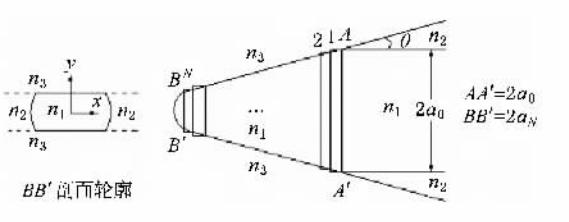


图2 ERA-SCM法模拟楔形光纤分层示意图

同的跑道状波导,难以找到解析解.本文认为跑道状波导是对矩形波导的微扰,采用一级微扰理论建立等效矩形波导近似(ERA),从而获得ERA结构的模场及本征值.如图3所示,与原始的矩形波导相比,介电常数的微扰由区域1和2给出,其中介电常数的变化有正(1区)有负(2区),当矩形波导的横向宽度W从小到大变化时,来自两个微扰区域的总的微扰将从正到负.出现零微扰时的特定宽度就是等效矩形波导的W_m(m=1—N).a_m为相应等效矩形波导的垂直宽度.WSF从芯层裸露起至楔端透镜分为N层,各层为图3所示的等效矩形波导.

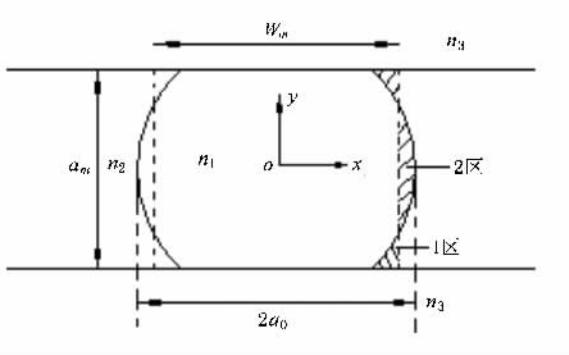


图3 WSF和等效矩形近似波导截面图

对各层等效矩形波导可采用等效折射率法求解^[10].令 $\kappa_{1x}^{pq,m}$ 、 $\kappa_{1y}^{pq,m}$ 、 $\kappa_{2x}^{pq,m}$ 、 $\kappa_{2y}^{pq,m}$ 分别为第m层中本征模场 $\phi_{pq,m}$ 在芯、包区x、y方向中的传播常数; $A_{pq,m}$ 、 $\beta_{pq,m}$ 、 $B_{pq,m}$ 、 $\gamma_{pq,m}$ 、 N_x^m 、 N_y^m 分别为该模场的振幅、传播常数、反射波振幅、相位以及在x和y方向

上允许的总模式数;下标1,2代表芯、包区;上(下)标p,q分别表示x,y方向的模式阶数; κ_0 为真空中波数.

可知第m层等效矩形波导中pq模场 $\phi_{pq,m}$ 解为

$$X(x) = \begin{cases} \cos(\kappa_{1x}^{pq,m} \cdot x), & x \leq W_m/2, \\ \cos(\kappa_{1x}^{pq,m} \cdot W_m/2) \\ \cdot \exp\{-\kappa_{2x}^{pq,m}(x - W_m/2)\}, & x > W_m/2, \end{cases} \quad (1a)$$

$$Y(y) = \begin{cases} \cos(\kappa_{1y}^{pq,m} \cdot y), & y \leq a_m/2, \\ \cos(\kappa_{1y}^{pq,m} \cdot a_m/2) \\ \cdot \exp\{-\kappa_{2y}^{pq,m}(y - a_m/2)\}, & y > a_m/2, \end{cases} \quad (1b)$$

式中各模式参数 $\kappa_{1x}^{pq,m}$ 、 $\kappa_{1y}^{pq,m}$ 、 $\kappa_{2x}^{pq,m}$ 、 $\kappa_{2y}^{pq,m}$ 由如下本征值方程

$$\kappa_{1x}^{pq,m} W_m = q\pi - 2\tan^{-1}\left(\frac{n_1^2 - 2}{n_1^2} \frac{\kappa_{1x}^{pq,m}}{\kappa_{2x}^{pq,m}}\right), \quad (2a)$$

$$\kappa_{1y}^{pq,m} a_m = p\pi - 2\tan^{-1}\left(\frac{\kappa_{1y}^{pq,m}}{\kappa_{2y}^{pq,m}}\right), \quad (2b)$$

求出,式中

$$\kappa_{2x}^{pq,m} = \sqrt{\kappa_0^2(n_1^2 - n_2^2) - (\kappa_{1x}^{pq,m})^2}, \quad (3a)$$

$$\kappa_{2y}^{pq,m} = \sqrt{\kappa_0^2(n_1^2 - n_3^2) - (\kappa_{1y}^{pq,m})^2}. \quad (3b)$$

第m层等效矩形波导宽度W_m可由基模在1,2区传输能量的等效关系确定,设

$$\begin{aligned} & \iint_{\text{区域1}} \cos^2(\kappa_{1x}^{11,m} \cdot x) \cos^2(\kappa_{1y}^{11,m} \cdot y) dx dy \\ &= \iint_{\text{区域2}} \cos^2(\kappa_{1y}^{11,m} \cdot y) \cos^2(\kappa_{1x}^{11,m} \cdot W_m/2) \\ & \cdot \exp\{-2\kappa_{2x}^{11,m}(x - W_m/2)\} dx dy. \end{aligned} \quad (4)$$

对于图3所示的等效形状,上式具体积分形式为

$$\begin{aligned} & 2 \int_{\sqrt{a_0^2 - a_m/2}^2}^{W_m/2} \int_{\sqrt{a_0^2 - x^2}}^{a_m/2} \cos^2(\kappa_{1x}^{11,m} \cdot x) \\ & \times \cos^2(\kappa_{1y}^{11,m} \cdot y) dy dx \\ &= \int_{W_m/2}^{a_0} \int_{-\sqrt{a_0^2 - x^2}}^{\sqrt{a_0^2 - x^2}} \cos^2(\kappa_{1y}^{11,m} \cdot y) \\ & \times \cos^2(\kappa_{1x}^{11,m} \cdot W_m/2) \\ & \times \exp\{-\kappa_{2x}^{11,m}(x - W_m/2)\} dy dx, \end{aligned} \quad (5)$$

化简后可得

$$\begin{aligned} & \int_{\sqrt{a_0^2 - a_m/2}^2}^{W_m/2} \cos^2(\kappa_{1x}^{11,m} \cdot x) \\ & \times \left[a_m/4 - \frac{\sqrt{a_0^2 - x^2}}{2} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\sin(\kappa_{1y}^{11,m} \cdot a_m) - \sin(2\kappa_{1y}^{11,m} \cdot \sqrt{a_0^2 - x^2})}{4\kappa_{1y}^{11,m}} \Big] dx \\
& = \int_{W_m/2}^{a_0} \cos^2 \left(\kappa_{1x}^{11,m} \cdot \frac{W_m}{2} \right) \\
& \times \left[\frac{\sqrt{a_0^2 - x^2}}{2} + \frac{\sin(2\kappa_{1y}^{11,m} \cdot \sqrt{a_0^2 - x^2})}{4\kappa_{1y}^{11,m}} \right] \\
& \times \exp \left\{ -2\kappa_{2x}^{11,m} \left(x - \frac{W_m}{2} \right) \right\} dx. \quad (6)
\end{aligned}$$

2.3. 三维阶梯串联法分析

假设第 m 层的电场表示为

$$\begin{aligned}
g(x, iy, z_m) & = \sum_{q=1}^{N_y^m} \sum_{p=1}^{N_x^m} A_{pq,m} \phi_{pq,m}(x, iy) \\
& \times \exp[-j\beta_{pq,m} z_m], \quad (m = 1-N), \quad (7)
\end{aligned}$$

第 m 层的本征模场分布根据 ERA 法表示为

$$\phi_{pq,m}(x, iy)$$

$$\begin{aligned}
& = \begin{cases} \cos(\kappa_{1x}^{pq,m} x) \cos(\kappa_{1y}^{pq,m} y), & |x| < \frac{W_m}{2}, |y| < \frac{a_m}{2}, \\ \cos(\kappa_{1x}^{pq,m} x) \cos\left(\kappa_{1y}^{pq,m} \frac{a_m}{2}\right) \exp\left[-\kappa_{2y}^{pq,m} \left(|y| - \frac{a_m}{2}\right)\right], & |x| < \frac{W_m}{2}, |y| > \frac{a_m}{2}, \\ \cos\left(\kappa_{1x}^{pq,m} \frac{W_m}{2}\right) \cos(\kappa_{1y}^{pq,m} y) \exp\left[-\kappa_{2x}^{pq,m} \left(|x| - \frac{W_m}{2}\right)\right], & |x| > \frac{W_m}{2}, |y| < \frac{a_m}{2}, \\ \cos\left(\kappa_{1x}^{pq,m} \frac{W_m}{2}\right) \cos\left(\kappa_{1y}^{pq,m} \frac{a_m}{2}\right) \exp\left[-\kappa_{2x}^{pq,m} \left(|x| - \frac{W_m}{2}\right) - \kappa_{2y}^{pq,m} \left(|y| - \frac{a_m}{2}\right)\right], & |x| > \frac{W_m}{2}, |y| > \frac{a_m}{2}, \end{cases} \quad (8)
\end{aligned}$$

在 $z = z_{m+1}$ 处电磁场的切向分量连续, 得

$$\begin{aligned}
& \sum_{q=1}^{N_y^m} \sum_{p=1}^{N_x^m} \left[A_{pq,m} \phi_{pq,m}(x, iy) \exp(-j\alpha'_{pq,m}) \right. \\
& \left. + B_{pq,m} \phi_{pq,m}(x, iy) \exp(j\gamma_{pq,m}) \right] \\
& = \sum_{q=1}^{N_y^{m+1}} \sum_{p=1}^{N_x^{m+1}} A_{p'q',m+1} \phi_{p'q',m+1}(x, iy) \\
& \times \exp(-j\alpha'_{p'q',m+1}), \quad (9)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \sum_{q=1}^{N_y^m} \sum_{p=1}^{N_x^m} \left[\beta_{pq,m} A_{pq,m} \phi_{pq,m}(x, iy) \exp(-j\alpha'_{pq,m}) \right. \\
& \left. - \beta_{pq,m} B_{pq,m} \phi_{pq,m}(x, iy) \exp(j\gamma_{pq,m}) \right] \\
& = \sum_{q=1}^{N_y^{m+1}} \sum_{p=1}^{N_x^{m+1}} \beta_{p'q',m+1} A_{p'q',m+1} \phi_{p'q',m+1}(x, iy) \\
& \times \exp(-j\alpha'_{p'q',m+1}), \quad (10)
\end{aligned}$$

其中

$$\alpha_{pq,m} = \beta_{pq,m}(z_m + z_0), \quad (11a)$$

$$\alpha'_{pq,m} = \beta_{pq,m}(z_{m+1} + z_0) \quad (11b)$$

$$= \alpha_{pq,m} + \beta_{pq,m}(z_{m+1} - z_m), \quad (11b)$$

$$\alpha_{p'q',m} = \beta_{p'q',m}(z_m + z_0), \quad (11c)$$

$$\alpha'_{p'q',m} = \beta_{p'q',m}(z_{m+1} + z_0) \quad (11d)$$

$$= \alpha_{p'q',m} + \beta_{p'q',m}(z_{m+1} - z_m), \quad (11d)$$

式中参数 $p = 1-N_x^m, q = 1-N_y^m, p' = 1-N_x^{m+1}, q' = 1-N_y^{m+1}, z_0$ 为楔端起始点坐标. 由(9)(10)式可得^[7]

$$\begin{aligned}
& B_{p'q',m} \exp(j\gamma_{p'q',m}) \\
& \cong \frac{\beta_{p'q',m} - \beta_{p'q',m+1}}{\beta_{p'q',m} + \beta_{p'q',m+1}} A_{p'q',m} \exp[-j\alpha'_{p'q',m}], \quad (12)
\end{aligned}$$

其中利用了本征模的正交性和归一化条件, 分别为

$$\frac{\beta_{pq,m}}{2\omega\mu} \iint_{\pm\infty} \phi_{pq,m} \phi_{p'q',m} dx dy = \delta_{pp'qq'}, \quad (13)$$

$$\iint_{\pm\infty} \phi_{pq,m}(x, iy) \phi_{p'q',m+1}^*(x, iy) dx dy \cong 0, \quad (14)$$

$$(p \neq p' \text{ 且 } q \neq q') \quad (14)$$

将(12)式代入(9)和(10)式, 利用(13)和(14)式, 并引入参数

$$\begin{aligned}
C_{p'q',pq}^m & = \frac{2\beta_{pq,m}}{\beta_{pq,m} + \beta_{pq,m+1}} \cdot \frac{\beta_{p'q',m} + \beta_{p'q',m+1}}{\beta_{p'q',m} + \beta_{p'q',m+1}} \\
& \times \frac{\iint_{\pm\infty} \phi_{pq,m} \phi_{p'q',m+1}^* dx dy}{\iint_{\pm\infty} |\phi_{p'q',m+1}^*|^2 dx dy}, \quad (15)
\end{aligned}$$

则

$$\begin{aligned}
& A_{p'q',m+1} \exp[-j\alpha'_{p'q',m+1}] \\
& = \sum_{q=1}^{N_y^m} \sum_{p=1}^{N_x^m} C_{p'q',pq}^m A_{pq,m} \exp[-j\alpha'_{pq,m}], \quad (16)
\end{aligned}$$

$C_{p'q'pq}^m$ 表示第 m 层的模场振幅对第 $m+1$ 层的模场振幅的贡献.

由于 $A_{pq,m}$ 和 $C_{p'q'pq}^m$ 在方程中是实数, 在第 $m+1$ 层相位 $\alpha'_{p'q',m+1}$ 值为

$$\alpha'_{p'q',m+1} = \tan^{-1} \left[\frac{\sum_{q=1}^{N_y^m} \sum_{p=1}^{N_x^m} C_{p'q'pq}^m A_{pq,m} \sin(\alpha'_{pq,m})}{\sum_{q=1}^{N_y^m} \sum_{p=1}^{N_x^m} C_{p'q'pq}^m A_{pq,m} \cos(\alpha'_{pq,m})} \right], \quad (17)$$

则在 $m+1$ 层的振幅可表示为

$$A_{p'q',m+1} = \sum_{q=1}^{N_y^m} \sum_{p=1}^{N_x^m} C_{p'q'pq}^m \cos(\alpha'_{p'q',m+1} - \alpha'_{pq,m}) A_{pq,m}. \quad (18)$$

(17) 和 (18) 式给出了 $z = z_m$ 和 $z = z_{m+1}$ 之间的振幅和相位关系. 第 $m+1$ 层的电场可表示为

$$g(x, y, z_{m+1}) = \sum_{q'=1}^{N_y^{m+1}} \sum_{p'=1}^{N_x^{m+1}} A_{p'q',m+1} \phi_{p'q',m+1}(x, y)$$

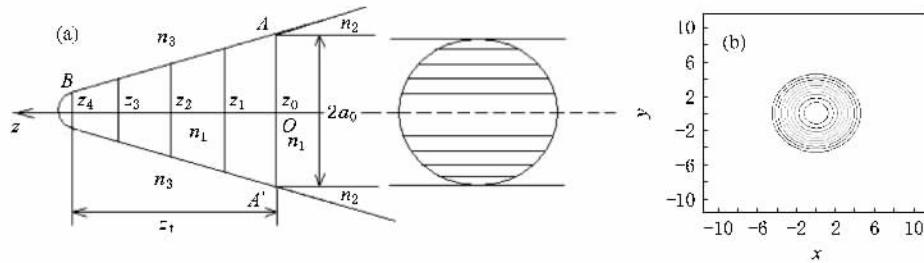


图 4 WGF 楔端数值计算结构(a)及起始点模场分布(b)

3.2. 仿真分析

基于 ERA-SCM 计算获得模场传输情况. 图 5 分别给出了 z_1 — z_4 处的场图, 可以更清楚地分析光波模场在 WSF 中的演化. 从图 5 可见, 芯区形状自 z_0 点起发生变化, 在 z_1 点芯包界面已为跑道型, 单模条件被破坏, 故基模逐渐向外扩散(图 5(a)); 随着楔宽进一步减小, 芯区形状越来越扁, 纤芯部分逐渐暴露在空气中, 此类波导已转变成多模波导, 由于模式耦合作用, 越来越多的高阶模被激励出来, 光场产生旁瓣(图 5(b)–(d)). 可知, 基模在 WSF 楔形端部传输时与各类次低阶模发生了相互作用和耦合, 导致光斑压扁. 在 z_4 处椭圆光斑长轴与短轴的纵横比(AR)约为 3.2, 楔形光纤压缩出射光场的效果较好.

图 6 给出了用 FD-BPM 计算得出在同类结构中 z_1 到 z_4 处的光场传输结果. 从图 6 可见, 尽管光波

$$\times \exp \left\{ -j \left[\beta_{p'q',m+1} (z - z_{m+1}) + \alpha_{p'q',m+1} \right] \right\}. \quad (19)$$

3. 数值仿真

3.1. 基本条件

就上节建立的 ERA-SCM 模型编程. 图 4(a) 为 WSF 楔端计算结构, 参数取值如下: $n_1 = 1.4692$, $n_2 = 1.4639$, $n_3 = 1$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, 楔端起始位置宽度 $2a_0 = 8.3 \mu\text{m}$, 楔端尾部宽度 $2a_N = 2 \mu\text{m}$, 分层数 $N = 300$, 楔角 $\theta = 25^\circ$, 楔形区长度 $z_1 = 6.755 \mu\text{m}$. 为便于对结果观测, 在楔形区等距取 5 个观测点, 其纵向位置分别标记为 $z_0 \dots z_4$. z_0 处输入场为普通单模光纤的基模场, 见图 4(b).

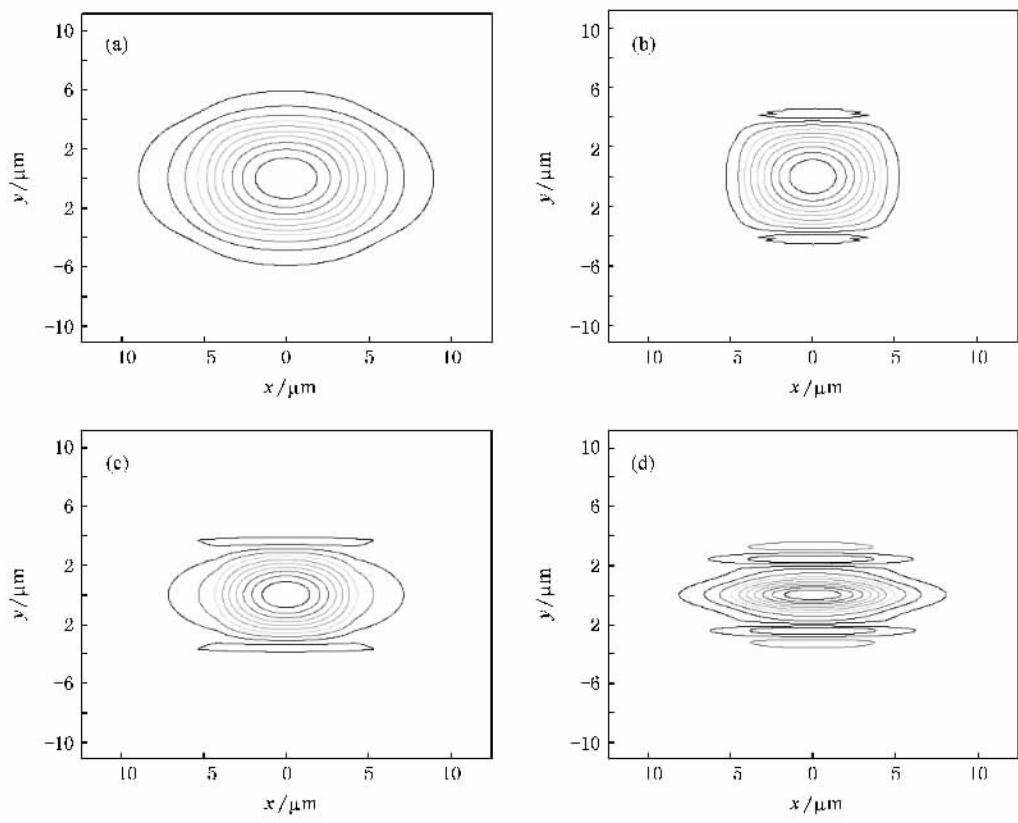
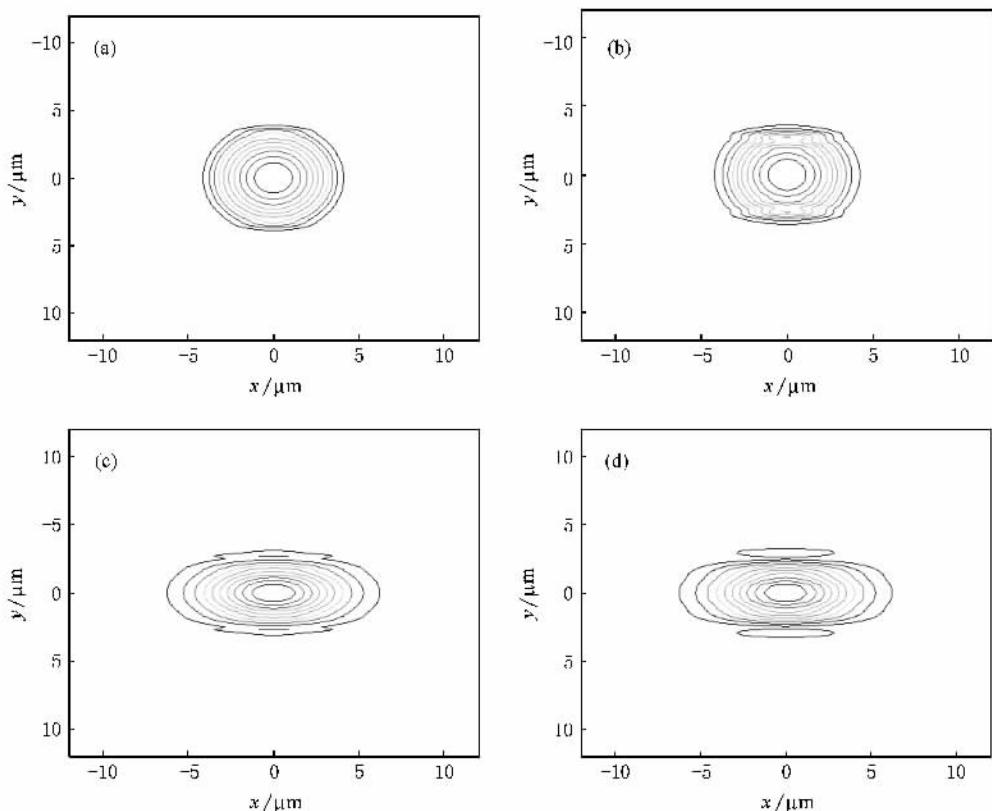
演化趋势与图 5 各段基本相似, 但是 $z_0-z_1-z_2$ 段光场虽有压缩, 却基本维持了单模传输; $z_2-z_3-z_4$ 段, 高阶模方显现出来. z_4 处椭圆光斑 AR 约为 3.

从图 5(d) 和图 6(d) 可见, 在 WSF 末端光场主瓣转变成扁型结构, 可近似用椭圆高斯函数描述. ERA-SCM 方法计算得到的光场主瓣纵横比较大, FD-BPM 方法的较小, 且未能反映多种高阶模的影响. 这说明尽管 WSF 末端光场模式成分仍以基模为主, 但激励出的高阶模以旁瓣形式存在, 且是导致楔形端光波损耗的主要来源. ERA-SCM 方法更精细地刻画出模式演化过程.

4. WSF 出射光场测试

4.1. 实验样品

测试样品为武汉楚星公司提供的楔形光纤(楔

图 5 ERA-SCM 计算结果 (a) z_1 处 (b) z_2 处 (c) z_3 处 (d) z_4 处图 6 FD-BPM 计算结果 (a) z_1 处 (b) z_2 处 (c) z_3 处 (d) z_4 处

角为 25°),测试状态为楔端水平放置和垂直放置两种. 图 7 给出了垂直工作状态下楔形光纤的主视图(图 7(a))和俯视图(图 7(b)).

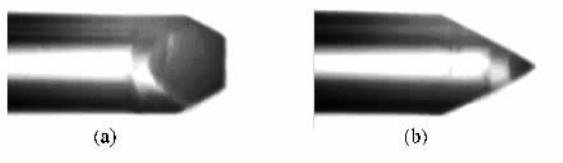


图 7 楔形透镜光样品 (a)主视图 ;(b)俯视图

4.2. 实验装置

实验装置^[11]如图 8 所示. 本实验中采用的楔形光纤样品(WSF Sample)一端为裸纤平端面(Straight Facet) ,将其安装在微调架(Nano-positioner)上 ;另一端为楔形端面(Wedged tip),固定在支架(Bracket)上. 考虑肉眼观察和光路调节的需要 ,选用 He-Ne 激光器($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)作为光源 ,经物镜(Object lens)汇聚到 WSF 平端面 ,通过调节微调架改变 WSF 的六维坐标($x, y, z, \text{pitch}, \text{yaw}, \text{roll}$),使耦合入样品光纤的能量最大 ,光波传输至楔形端面射出 ,由 CMOS 摄像机镜头(Camera lens)距 WSF 楔端 30 mm 处拍摄 .

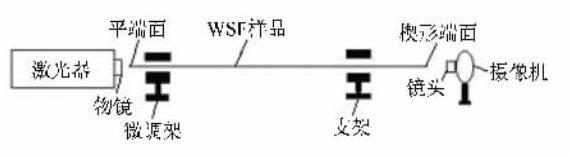


图 8 楔形透镜光纤出射光斑实验装置图

4.3. 实验结果

拍得楔角水平和垂直时的出射光斑照片如图 9 所示. 从以上得出的结果发现 :楔形光纤由于楔端纵横比大 ,发生衍射效应 ,使得出射光斑与楔端放置状态垂直—垂直楔端发射水平扁平光斑、水平楔端发射垂直细长光斑 ;且出现了高阶模 ,证实了 ERA-SCM 法数值分析结果(见图 5(d)).

测试分析结果见表 1. 水平方向为 X 轴 ,垂直方向为 Y 轴. 基于物象变换关系由像光斑反算了 WSF 出射光斑垂直和水平发散角及纵横比^[12] ,得到 AR 平均值 3.14 ,ERA-SCM 数值模拟结果为 3.2 ,相对于实测结果误差为 1.9% ,而 FD-BPM 数值模拟结果为 3 ,相对于实测结果误差为 4.5% . 数值分析与实验结果的误差在于 ,数值分析忽略了 WSF 楔端透

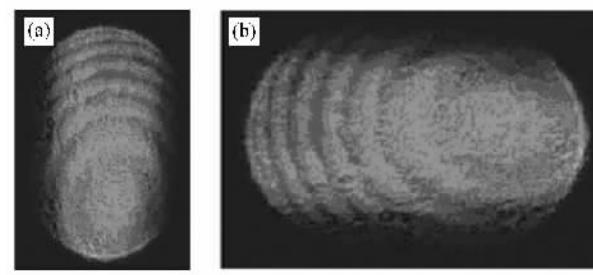


图 9 WSF 楔角水平(a)和垂直(b)时的出射光斑照片

镜的作用 ,而实验拍摄的却是光场经过透镜输出成像在 CMOS 摄像机感光芯片上的光斑 ;且仿真模拟波长为 $1.55 \mu\text{m}$.

表 1 楔形光纤出射光场结果分析

		楔角水平	楔角垂直
像光斑比例	Y	394/640	173/640
	X	168/640	408/640
实际光斑尺寸/mm	Y	2.9919	0.9839
	X	0.9555	3.0983
物距/mm		30	30
	像距/mm	7.5	7.5
$\tan(\alpha/2)$	Y	0.3989	0.1312
	X	0.1274	0.4131
$\alpha(^{\circ})$	Y	43.49	14.95
	X	14.52	44.89
AR		3.13	3.15

5. 结 论

建立了分析 WSF 结构的基于等效矩形波导近似的三维阶梯串联法模型 ,进行了数值模拟及实验验证. 主要结论如下 :

1. 提出基于一级微扰理论的等效矩形波导近似法(ERA) ,将 WSF 芯区跑道型截面结构等效为矩形波导结构 ,很好地解决了非圆对称波导结构的光波传输以及模场演化分析问题 .

2. 推导并建立了 ERA-SCM 模型 ,并对光场在三维 WSF 结构中的传输情况进行了仿真. 结果表明 ,从 WSF 结构初段向末端变化过程中 ,次低阶模不断被激励出来 ,与基模产生模式耦合 ,使得 WSF 演变成多模波导 ,基模光斑(主瓣)逐渐转变成扁型结构 ,次低阶模光斑成为旁瓣 ,是导致楔形端光波损

耗的主要来源. 本法精细地刻画出模式演化过程.

3. 对比了 ERA-SCM 和 FD-BPM 的仿真结果, 发现 ERA-SCM 更适合于分析楔形光纤或类似的渐变

波导结构, 对 WSF 出射光场进行实验分析, 证实了其压缩光斑的能力和高阶模的存在, ERA-SCM 数值模拟结果更接近于实测结果.

- [1] Modavis R A, Webb T W 1995 *Photon. Tech. Lett.* **7** 798
- [2] Yeh S M, Huang S Y, Cheng W H 2005 *J. Lightwave Tech.* **23** 1781
- [3] Mizuno T, Kitoh T, Itoh M, Saida T, Shibata T, Hibino Y 2004 *J. Lightwave Tech.* **22** 833
- [4] Scarmozzino R, Gopinath A, Pregla R, Helfert S 2000 *J. Sel. Topics in Quantum Electron.* **6** 150
- [5] Kawano K, Kitoh T 2001 *Introduction to Optical Waveguide Analysis* (New York : John Wiley & Sons) p165
- [6] Xiao J B, Ma C F, Zhang M D, Sun X H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 254 (in Chinese) [肖金标、马长峰、张明德、孙小菡 2006 物理学报 **55** 254]

理学报 **55** 254]

- [7] Xiao J B, Sun X H 2006 *Chin. Phys.* **15** 1824
- [8] Chu S T, Chaudhuri S K 1989 *J. Lightwave Tech.* **7** 2033
- [9] Okamoto K 2000 *Fundamentals of Optical Waveguides* (San Diego : Academic Press) p323
- [10] Clark D F, Dunlop I 1988 *Electron. Lett.* **24** 1414
- [11] Liu X, Xiao J B, Sun X H 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 680 (in Chinese) [刘 旭、肖金标、孙小菡 2007 光学学报 **27** 680]
- [12] Liu X, Chen L, Cai C, Xiao J B, Zhang M D, Sun X H 2006 *Acta Opt. Sin.* **26** 1182 (in Chinese) [刘 旭、陈 麟、蔡 纯、肖金标、张明德、孙小菡 2006 光学学报 **26** 1182]

Equivalent rectangle approximation-staircase concatenation method for wedge shaped fiber^{*}

Liu Xu Chen Lin Sun Xiao-Han[†]

(Laboratory of Photonics and Optical Communications, Department of Electronic Engineering, Southeast University, Nanjing 210096, China)

(Received 25 September 2007; revised manuscript received 14 November 2007)

Abstract

Wedge shaped fiber (WSF) is the key component to acquire high coupling efficiency between input/output ports of planar lightwave circuit chips and fiber arrays. It is very important to analyze the mode spot and the mode field evolution of the lightwave propagating in WSF using numerical simulation tools. A three-dimensional equivalent rectangle approximation-staircase concatenation method (ERA-SCM) is proposed to fractionize the wedged tip of WSF along the propagating direction and introduce rectangular waveguide approximation so that effective index of the segmentations is obtained and SCM analysis model is established. Lightwave propagation and mode field evolution is analyzed by ERA-SCM and compared with finite difference-beam propagation method (FD-BPM), showing that the former is more precise to solve mode field evolution for asymmetric fiber and waveguide structures. The measurement of the output optical spot verifies the ERA-SCM simulation error is within 1.9 %, while that for FD-BPM method is 4.5 %. Thus, ERA-SCM is an effective method for analyzing asymmetric fiber and waveguide structures.

Keywords : planar lightwave circuit, wedge shaped fiber, equivalent rectangle approximation, staircase concatenation method

PACC : 4282, 4280S, 4281D, 4110H

^{*} Project supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20060286042), the High-Technology Project of Jiangsu Province, China (Grant No. BG2007042) and the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK2007102).

[†] Corresponding author. E-mail : xhsun@seu.edu.cn