

# 端面光斑对阶跃光纤中轴对称导模功率的影响\*

余恬<sup>1</sup> 王福勋<sup>2</sup>

(1 山东大学信息科学与工程学院, 山东 济南 250100)

(2 山东大学物理与微电子学院, 山东 济南 250100)

**摘要** 由波动方程的积分解导出了光纤中各轴对称传导模式传输功率的解析表达式, 该式包含了入射光对模式功率的影响, 同时也反映了不同阶次模式间的差别. 在此基础上, 以高斯光斑模拟光纤端面的实际光斑, 讨论了聚焦情况对各轴对称模式间功率分配情况的影响. 结果表明, 把工作频率和聚焦情况综合起来加以调整, 可达到压制某些模式而提升另一些模式的目的.

**关键词** 光纤光学; 聚焦; 轴对称模式; 传输功率

**中图分类号** O431 **文献标识码** A

## 0 引言

如所周知, 光纤的波动理论已经给出了各简正模式的归一化功率表达式, 由此可以讨论每一模式自身在纤芯内外的传输功率之比. 但这些表达式与入射光无关, 这是因为定解条件只涉及光纤的侧边界(即纤芯与包层的界面和无穷远), 而不包括入射端面. 人们一般认为, 若讨论外来光对光纤中各模式之间功率分配的影响, 可以把外来光在光纤端面内侧形成的光场用光纤中的各种模式展开, 由展开系数可求得各模式的功率. 而端面内侧的光场可以利用端面的透射系数由入射光求得. 但是, 由于纤芯的端面线度与光的波长量级相近, 有限大小光斑的衍射效应使透射系数理论不能成立, 故这种方法只是近似的<sup>[1]</sup>. 还有一种传输函数法<sup>[2]</sup>, 其思想与上面类似, 故也存在同样的问题.

总之, 讨论功率在各模式间的分配问题必须使定解条件包括纤芯端面的光强分布. 由此, 文献[3]在光纤端面中央有一点源的假定下, 初步讨论了阶跃光纤中轴对称受导模的功率分配问题. 但在那里未曾讨论端面上有一光斑的情况. 文献[4]从衍射理论出发, 建立了光斑的形状因子概念, 使光纤定解问题的解包含了端面光斑强度分布的影响, 这为讨论功率在各模式间的分配问题提供了依据.

外来光通常经过聚焦照射到光纤的端面上. 考虑到聚焦前的光束通常来自激光器, 而激光器输出的基模是高斯光束, 故本文以轴对称的高斯光斑模拟实际光斑, 即假定端面光斑的光振幅沿径向呈高斯分布, 并且由于聚焦, 可设光斑内各点等相位. 下面将首先给出光斑在光纤中激发的场的积分形式

解, 进而导出轴对称模式的传输功率表达式. 然后讨论聚焦情况对于各模式间功率分配的影响.

## 1 端面光斑在光纤中激发的场的一般解

光纤是由纤芯和包层构成的圆柱型系统, 假定包层无限厚. 以光纤轴线为  $z$  轴, 建立圆柱坐标系  $(r, \varphi, z)$ , 光纤位于  $z \geq 0$  区域,  $z = 0$  处端面上的被照亮区域即本文所说的端面光斑. 纤芯和包层的介质折射率分别记为  $n_1$  和  $n_2$ , 皆为常数,  $n_1 > n_2$ . 取电磁单位制使真空的磁导率为 1, 取归一化时空单位制使纤芯半径  $a$  和真空中的光速  $c$  皆等于 1, 从而所有时空变量皆无量纲, 介电常数  $\epsilon$  在纤芯和包层中分别等于  $n_1$  和  $n_2$  的平方.

以  $W$  统一地代表电场强度  $E$  和磁场强度  $H$ , 则角频率为  $\omega$ , 沿  $z$  轴传播的定态电磁波可一般地写为

$$W(r, \varphi, z, \omega, t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dq W(r, q, \omega) e^{i(qz - \omega t)} e^{i\varphi} \quad (1)$$

式中  $q$  为沿  $z$  方向的传播常数,  $l = 0, 1, 2, \dots$ . 本文假定介质无损耗, 故  $q$  为实数.

在圆柱坐标系中, 场强的  $r, \varphi$  分量皆可由  $E$  和  $H$  的  $z$  分量及其导数给出. 设

$$W_m(r, q, \omega) = \mu_v^{l+2} \varphi_v(r, q, \omega), \mu_v^2 = q^2 - k_v^2 \quad (2)$$

则  $\varphi_v(r, q, \omega)$  满足  $l$  阶虚宗量贝塞尔方程. 下标  $v = 1, 2$  分别代表纤芯和包层, 下同. 为把纤芯端面入射光的影响包括在内, 可设

$$\phi_1(r, q, \omega) = F(q) [K_l(\mu_1 r) + A(q) I_l(\mu_1 r)], \quad (r \leq 1) \quad (3)$$

$$\phi_2(r, q, \omega) = F(q) B(q) K_l(\mu_2 r), \quad (r \geq 1) \quad (4)$$

式中  $K_l(x)$  和  $I_l(x)$  依次为第一类和第二类  $l$  阶虚宗量贝塞尔函数,  $K_l(\mu_1 r)$  代表来自端面中央点源的入射波<sup>[4]</sup>. 场分量在纤芯与包层交界面上的连续条件

\* 山东大学青年自然科学基金(111600051310019)资助  
Tel: 0531-8378251 Email: yutian\_sdu@126.com  
收稿日期: 2003-11-24

可以确定  $A(q)$ 、 $B(q)$ ，但不能确定  $F(q)$ 。因此， $F(q)$  反映的一定是光纤端面的人射光对光纤中场分布的影响。文献[4]中已经指出， $F(q)$  由光斑的强度分布决定。我们称  $F(q)$  为端面光斑的形状因子，它是衍射效应的反映。由于光纤中  $n_1 > n_2$ ，只有从端面的纤芯部分发出的光才能被光纤引导着传向远方，故  $F(q)$  仅由光斑在纤芯内的部分决定。

## 2 光斑激发的轴对称受导模的传输功率

受导模属于径向驻波解。对于驻波解，式(1)应写为闭路积分<sup>[5]</sup>

$$W(r, \varphi, z, \omega, t) = \frac{1}{\pi C} \oint_C dq W(r, q, \omega) e^{i(qz - \omega t)} e^{i\varphi} \quad (5)$$

回路  $C$  示于图1，图中  $k_v = \omega n_v$ 。轴对称模式对应于  $l = 0$ ，此类模式只有 TE 模和 TM 模。下面分别讨论。

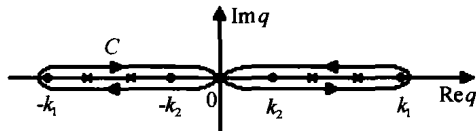


图1 积分回路  $C$  (\* 为极点)

Fig.1 The integrate cycle  $C$  (\* -poles)

### 2.1 TE 模

对于 TE 模，不为 0 的场分量只有  $H_z, H_r, E_\varphi$ 。设  $H_z = \mu_v^2 \phi_v$ ，则

$$H_r = -iq \frac{\partial \phi_v}{\partial r}, E_\varphi = i\omega \frac{\partial \phi_v}{\partial r} \quad (6)$$

芯-包界面 ( $r=1$ ) 上的连续条件为  $H_{1z} = H_{2z}, E_{1\varphi} = E_{2\varphi}$ 。由此可得

$$A(q) = \frac{1}{D(q)} [K_1(\mu_1) - K_0(\mu_1) \frac{\mu_1 K_1(\mu_2)}{\mu_2 K_0(\mu_2)}] \quad (7)$$

$$B(q) = \frac{\mu_1}{\mu_2^2 K_0(\mu_2) D(q)} \quad (8)$$

其中

$$D(q) = I_1(\mu_1) + I_0(\mu_1) \frac{\mu_1 K_1(\mu_2)}{\mu_2 K_0(\mu_2)} \quad (9)$$

$I_l(x)$  和  $K_l(x)$  依次为  $l$  阶的第一和第二类虚宗量贝塞尔函数。

将式(5)中的  $W$  换为  $H_z$ 。由式(7)、(8)可知式(5)的被积函数在实轴上  $k_2 < |q| < k_1$  区间有一系列极点  $q_m (m = 1, 2, 3, \dots)$ ，它们是  $D(q) = 0$  的根 ( $F(q)$  在  $q$  的实轴上无极点)。根据留数定理，(5)的积分就来自这些极点的贡献。在此区间， $\mu_1 = -ip$  为虚数 ( $p = \sqrt{k_1^2 - q^2}$ )， $\mu_2$  为实数。故  $D(q) = 0$  成为

$$\frac{J_1(p)}{pJ_0(p)} + \frac{K_1(\mu_2)}{\mu_2 K_0(\mu_2)} = 0 \quad (10)$$

式中  $J_l(x)$  为  $l$  阶的贝塞尔函数。式(10)即熟知的

TE 简正模的特征方程，它的每一解  $q_m$  给出一条色散曲线  $n = n(\omega)$ ， $n$  为等效折射率： $q_m = \omega n(\omega)$ 。

在极点上，应用公式  $K_1(x)I_0(x) + K_0(x) \cdot I_1(x) = 1/x$ ，可将  $A(q)$  中的方括号改写为  $[\mu_1 I_0(\mu_1)]^{-1}$ 。利用留数定理，由式(5)可得  $H_z(r, z, \omega) = \sum_m H_{zmm}(r, z, \omega)$ ，其中

$$H_{1zm}(r, z, \omega) = i \frac{F(q) a_m}{J_0(p_m)} J_0(p_m r) e^{iq_m z} \quad (11)$$

$$H_{2zm}(r, z, \omega) = i \frac{F(q) a_m}{K_0(\mu_{2m})} K_0(\mu_{2m} r) e^{iq_m z} \quad (12)$$

式中  $p_m$  和  $\mu_{2m}$  表示当  $q = q_m(\omega)$  时  $p$  和  $\mu_2$  的值

$$a_m = \left\{ \frac{2\pi p^3 \mu_2^2}{qV^2 [2J_1(p) - pJ_0(p)]} \right\}_{q=q_m} \quad (13)$$

$V = \sqrt{p^2 + \mu_2^2} = \omega \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$  为归一化频率。

第  $m$  个模式的传输功率为

$$P_m(\omega) = 2\pi \int_0^\infty S_{zm}(r, \omega) r dr \quad (14)$$

其中  $S_{zm}(r, \omega)$  为沿  $z$  方向的能流密度：

$$S_{zm}(r, \omega) = -\frac{1}{2} \text{Re} [E_{\varphi pm}(r, z, \omega) H_{zrm}^*(r, z, \omega)] \quad (15)$$

利用式(6)和式(11)~(13)求得  $E_{\varphi pm}$  和  $H_{zrm}$ ，代入式(15)，可得

$$S_{zm}(r, \omega) = \frac{n(\omega) \omega^2 F^2(q_m) a_m^2 M_m(r, \omega)}{2} \quad (16)$$

其中

$$M_m(r, \omega) = \begin{cases} \frac{J_1^2(p_m r)}{p_m^2 J_0^2(p_m)} & (0 \leq r \leq 1) \\ \frac{K_1^2(\mu_{2m} r)}{\mu_{2m}^2 K_0^2(\mu_{2m})} & (r \geq 1) \end{cases} \quad (17)$$

把式(16)代入式(14)，整理得

$$P_m(\omega) = \frac{2\pi^3 F^2(q_m) p_m^3 \mu_{2m}^2}{V^2 \{nJ_0(p) [pJ_0(p) - 2J_1(p)]\}_{q=q_m}} \quad (18)$$

截止频率对应于  $\mu_{2m} = 0$ ，从而  $p_m = \beta_{0m}$ ，这里  $\beta_{0m}$  为  $J_0(x)$  的第  $m$  个零点。此时虽然有  $J_0(p_m) = 0$ ，但因为在  $x \sim 0$  时， $K_0(x) \sim -\ln x, K_1(x) \sim 1/x$ ，故由式(10)知

$$\frac{\mu_{2m}^2}{J_0(p_m)} = -\frac{p_m \mu_{2m} K_1(\mu_{2m})}{J_1(p_m) K_0(\mu_{2m})} \sim \frac{1}{\ln \mu_{2m}} \rightarrow 0 \quad (19)$$

所以截止时  $P_m(\omega) = 0$ 。同理，由式(16)和(17)可知，截止时在纤芯内外皆有  $S_{zm}(r, \omega) = 0$ 。

对于远离截止的状态，如所周知，有  $\mu_{2m} \rightarrow V, n \rightarrow n_1$ ，而  $p_m \rightarrow \beta_{1m}$  ( $\beta_{1m}$  为  $J_1(p)$  的第  $m$  个零点)。故由式(18)可知，在远离截止状态下近似地有

$$P_m(\omega) \approx \frac{2\pi^3 F^2(k_1) \beta_{1m}^2}{n_1 J_0^2(\beta_{1m})} \quad (20)$$

对于  $m$  较大的高阶模式， $\beta_{1m} \approx (m + \frac{1}{4})\pi$ ，从而

$J_0^2(\beta_{1m}) \approx 2/\pi\beta_{1m}$ , 于是有

$$P_m(\omega) \sim \frac{\pi^4}{n_1} F^2(q_m) \beta_{1m}^3 \quad (21)$$

### 2.2 TM 模

对于 TM 模, 不为 0 的场分量只有  $E_z, E_r, H_\varphi$ .

设  $E_{zr} = \mu_v^2 \phi_v$ , 则

$$E_{vr} = -iq \frac{\partial \phi_v}{\partial r}, H_{v\varphi} = -i\omega n_v^2 \frac{\partial \phi_v}{\partial r} \quad (22)$$

$\phi_v$  仍由式(3), (4) 给出. 由芯-包界面上的连续条件  $E_{1z} = E_{2z}$  和  $H_{1\varphi} = H_{2\varphi}$ , 可得

$$A(q) = \frac{1}{\tilde{D}(q)} [K_1(\mu_1) - K_0(\mu_1) \frac{n_2^2 \mu_1 K_1(\mu_2)}{n_1^2 \mu_2 K_0(\mu_2)}] \quad (23)$$

$$B(q) = \frac{\mu_1}{\mu_2^2 K_0(\mu_2) \tilde{D}(q)} \quad (24)$$

其中

$$\tilde{D}(q) = I_1(\mu_1) + I_0(\mu_1) \frac{n_2^2 \mu_1 K_1(\mu_2)}{n_1^2 \mu_2 K_0(\mu_2)} \quad (25)$$

极点对应于  $\tilde{D}(q) = 0$ , 此即 TM 模的特征方程

$$\frac{J_1(p)}{pJ_0(p)} + \frac{n_2^2 K_1(\mu_2)}{n_1^2 \mu_2 K_0(\mu_2)} = 0 \quad (26)$$

与 TE 模同样讨论, 可以得到各 TM 模的表达式如下

$$E_{1zm}(r, z, \omega) = i \frac{F(q_m) \tilde{a}_m}{J_0(p_m)} J_0(p_m r) e^{iq_m z} \quad (27)$$

$$E_{2zm}(r, z, \omega) = i \frac{F(q_m) \tilde{a}_m}{K_0(\mu_{2m})} K_0(\mu_{2m} r) e^{iq_m z} \quad (28)$$

其中

$$\tilde{a}_m = \frac{2\pi p_m^2 \mu_{2m}^2}{V^2 q_m J_0(p_m) \left[ 2 \frac{J_1(p)}{pJ_0(p)} - \frac{n_2^2}{n_1^2} + \frac{\mu_2^2 J_1^2(p)}{k_2^2 J_0^2(p)} \right]_{q=q_m}} \quad (29)$$

式中  $q = q_m(\omega)$  是方程  $\tilde{D}(q) = 0$  的第  $m$  个根.

由以上可得

$$S_{zmm}(r, \omega) = \frac{1}{2} \text{Re} [ E_{zmm}(r, z, \omega) H_{\varphi mm}^*(r, z, \omega) ] =$$

$$\frac{n(\omega) \omega^2}{2} F^2(q_m) \tilde{a}_m^2 \tilde{M}_m(r, \omega) \quad (30)$$

其中

$$\tilde{M}_m(r, \omega) = \begin{cases} \frac{n_1^2 J_1^2(p_m r)}{p_m^2 J_0^2(p_m)} & (0 \leq r \leq 1) \\ \frac{n_2^2 K_1^2(\mu_{2m} r)}{\mu_{2m}^2 K_0^2(\mu_{2m})} & (r \geq 1) \end{cases} \quad (31)$$

从而得 TM 模的传输功率

$$P_m(\omega) = \frac{2\pi^3 n_1^2 F^2(q_m) p_m^2 \mu_{2m}^2}{V^2 \left\{ n \left[ \frac{n_2^2 J_0^2(p)}{n_1^2 J_0^2(p)} - \frac{2}{p} J_0(p) J_1(p) - \frac{\mu_2^2 J_1^2(p)}{k_2^2 J_0^2(p)} \right] \right\}_{q=q_m}} \quad (32)$$

TM 模截止时也有  $\mu_{2m} = 0, p_m = \beta_{0m}$ . 由式(19)和(32)不难推知, 截止时  $P_m(\omega) = 0$ .

远离截止的状态下, TM 模功率的近似表达式仍如式(20)和(21)所示.

### 3 高斯分布光斑的形状因子

对于轴对称的等相位光斑,  $F(q)$  的计算公式为<sup>[4]</sup>

$$F(q) = \frac{\int_0^b \eta(r) J_0(pr) r dr}{\int_0^b \eta(r) r dr} \quad (33)$$

式中  $J_0(x)$  为零阶贝塞尔函数,  $\eta(r)$  代表光斑的振幅分布,  $b$  为光斑半径. 对于半径为 1 的高斯光斑

$$\eta(r) = \frac{\alpha}{\pi(1 - e^{-\alpha})} e^{-\alpha r^2} \quad (r \leq 1) \quad (34)$$

$\eta(r)$  满足  $2\pi \int_0^1 \eta(r) r dr = 1$ . 聚焦参数  $\alpha$  取不同值时  $\eta(r)$  的曲线见图 2.

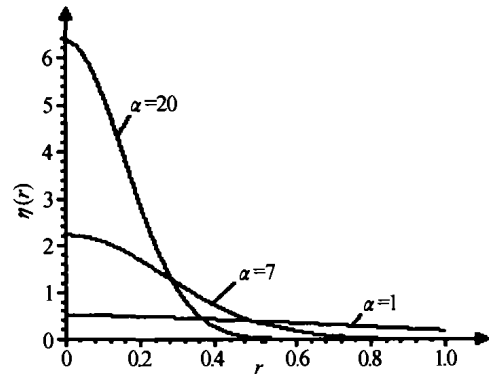


图 2  $\alpha$  取不同值时的  $\eta(r)$  曲线

Fig. 2 The  $\eta(r)$  at different  $\alpha$

把式(34)代入式(33), 得

$$F(q) = \frac{2\alpha}{1 - e^{-\alpha}} \int_0^1 e^{-\alpha r^2} J_0(pr) r dr \quad (35)$$

在  $\alpha$  不太小时, 式(35)中的积分上限可扩展到  $\infty$ , 此时有

$$F(q) \approx [e^{\frac{\alpha}{2}} (1 - e^{-\alpha})]^{-1} \quad (36)$$

由此可知, 对于一定的  $p, \alpha$  越大,  $F(q)$  也越大. 另一方面, 由于当  $V$  增大时,  $p$  对于每一模式总是从  $\beta_{0m}$  单调地增大而趋近于  $\beta_{1m}$ , 故当  $\alpha$  一定时, 对应于各模式,  $F(q)$  总是单调下降的. 但随着频率  $V$  的增高, 受  $\beta_{1m}$  的限制,  $F(q)$  的变化渐趋平缓. 图 3 清楚地显示了  $F(q)$  的以上性质. 此外, 图 3 还显示出, 在  $\alpha$  一定, 频率相同的条件下, 较高阶模式的  $F(q)$  较小. 注意到功率与  $F^2(q)$  成正比, 可知  $F(q)$  使较高阶的模式受到较强的压制.

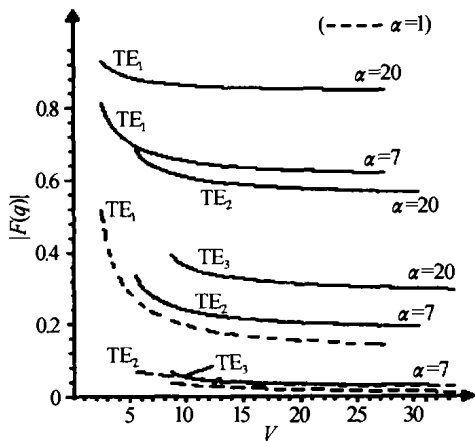


图3 TE<sub>m</sub> 模中  $|F(q)|$  随  $V$  的变化曲线  
Fig. 3 The curves of  $|F(q)|$  of TE mode varying with  $V$

### 4 聚焦情况对受导模功率的影响

由图 2 知,  $\alpha$  值表征了聚焦情况,  $\alpha$  越大, 聚焦越强. 用数值计算的方法, 把由方程  $D(q) = 0$  求得各模式(对于  $q = q_m$ )的色散关系  $n = n(\omega)$  用于式(18)中, 得到了在  $\alpha$  取不同值时, TE<sub>m</sub> 模的传输功率  $P_m$  随归一化频率  $V$  的变化曲线, 见图 4. 计算中取  $n_1 = 1.5, n_2 = 1.49$ . TM 模的功率曲线与 TE 模的相差很小, 恕不列出.

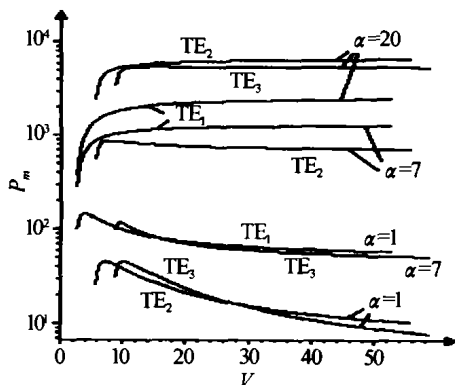


图4 TE<sub>m</sub> 模的功率随  $V$  的变化曲线  
Fig. 4 The curves of powers of TE mode varying with  $V$

由图 4 可以看出: 1) 聚焦越强(即  $\alpha$  越大), 对模式的激发作用也越强. 因为已经假定对任何  $\alpha$ ,  $\eta(r)$  都满足  $2\pi \int_0^1 \eta(r) r dr = 1$ , 故这里所显示的完全是聚焦的影响, 与入射光总强度的大小无关. 2) 端面上光强分布较均匀时, 各模式的功率均有峰值, 峰点位于近截止区域中. 而且光强分布越均匀, 这一现象越明显, 见  $\alpha = 1$  和  $\alpha = 7$  的曲线族. 在这种情况下, TE<sub>1</sub> 模的功率明显高于其他模式. 因此, 在弱聚焦情况下( $\alpha$  较小), 多模光纤中的主要模式应是 TE<sub>1</sub> 模和 TM<sub>1</sub> 模. 3) 聚焦较强时, TE<sub>1</sub> 和 TM<sub>1</sub> 模的功率会低于较高阶模式, 见  $\alpha = 20$  的曲线族,

但现在  $m = 2$  的模式功率仍高于其他模式. 随着  $\alpha$  的增大, 功率最大模式的阶数  $m$  会逐渐升高, 但注意到在远离截止的状态下,  $p_m \rightarrow \beta_{1m}$ , 由式(36)可知  $F^2(q_m) \beta_{1m}^3 \rightarrow 0$  (当  $\beta_{1m} \rightarrow \infty$ ), 故对一定的  $\alpha$ , 当  $m$  大到某一程度后,  $P_m(\omega)$  总会逐渐减小并渐趋于零, 见式(21). 所以不会出现功率随模式阶次  $m$  的增大而无限增加的情况.

### 5 结论

本工作的主要结果如下: 1) 由波动方程解的积分形式导出了各轴对称传导模式的能流密度和传输功率的解析表达式, 由此证明了在截止时传导模式能流密度在纤芯内外处为 0, 从而模式的传输功率为 0. 本文的表达式既包含了入射光的影响, 又包含了不同阶次模式间的差别, 从而可以比较由同一光斑 ( $\alpha$  和  $\omega$  一定) 激发的不同模式的功率. 这就解决了一个光纤理论中存在已久的问题. 2) 以高斯光斑模拟实际光斑, 讨论了光纤端面上光斑的聚焦情况对各轴对称模式间功率分配情况的影响. 从中可以看到, 把工作频率和聚焦情况综合起来加以调整, 可达到压制某些模式而提升另外一些模式的目的.

虽然本文只讨论了轴对称模式, 但可以预料, 端面光斑的聚焦情况也会对非轴对称模式的传输功率发生可观的影响. 不过后者的情况比前者要复杂一些, 由于篇幅所限, 只能在以后以专文讨论.

### 参考文献

- 1 Snyder A W, Love J D. Optical Waveguide Theory. New York: Chapman and Hall, 1983. 422
- 2 石守勇. 光波导原理. 北京: 高等教育出版社, 1989. 86, 203  
Shi S Y. Principle of Optical Waveguide. Beijing: Higher Education Press, 1989. 86, 203
- 3 齐鲲鹏, 余恬, 王福勋. 阶跃光纤中轴对称导波模式的功率-频率特性. 光子学报, 2001, 30(10): 1270 ~ 1273  
Qi K P, Yu T, Wang F X. Acta Photonica Sinica, 2001, 30(10): 1270 ~ 1273
- 4 余恬, 王福勋. 光斑的形状因子及其在光纤定解问题中的应用. 物理学报, 2002, 51(9): 1907 ~ 1912  
Yu T, Wang F X. Acta Physica Sinica, 2002, 51(9): 1907 ~ 1912
- 5 余寿绵, 余恬. 索末菲球面波公式的协变形式及其在光纤理论中的应用. 物理学报, 2001, 50(6): 1097 ~ 1102  
Yu S M, Yu T. Acta Physica Sinica, 2001, 50(6): 1097 ~ 1102

## Influence of Light Spot at End-face of Optical Fibers to Powers of Axis-symmetrical Guided Modes in Step-index Optical Fibers

Yu Tian<sup>1</sup>, Wang Fuxun<sup>2</sup>

<sup>1</sup> School of Information Science and Engineering, Shandong University, Jinan, Shandong 250100

<sup>2</sup> School of Physics and Microelectronics, Shandong University, Jinan, Shandong 250100

Received date: 2003-11-24

**Abstract** The formula of transmitted power of axis-symmetrical modes is obtained from the integrate solution of wave equations. It contains the influence of the incident light and can be used to compare the powers of different modes. Simulating a practical light spot on the end-face of an optical fiber with a Gaussian-spot, the influences of focus situation on power distribution among different modes are discussed. It is shown that by adjusting frequency and focusing situation properly, some modes can be enhanced and others can be restrained.

**Keywords** Fiber optics; Focus; Axial symmetrical modes; Transmitted power



**Yu Tian** A professor of School of Information Science and Engineering, Shandong University. He was born in 1950 in Qingdao, Shandong Province, P. R. China, and graduated from Department of Physics, Shandong University, in 1982. He ever took part in the research on theory of acoustic well logging before 1999. Now he is interested in the theory of light propagation in optical fibers and has published several papers on this subject.