

# 倒锥透镜型光纤端的出射光场性质

苑立波 阮顺龄

(哈尔滨船舶工程学院物理部, 哈尔滨 150001)

**提要** 倒锥透镜型光纤端系经过特殊技术加工而成。本文用二阶统计相关函数,采用单色相干光源,计算了倒锥透镜型光纤端的光场分布及其统计相关性质,并与平端的情况作了对比。在实验上,用 He-Ne 激光作为单色相干光源,对理论进行了验证。

**关键词** 光纤,统计相关性,倒锥透镜型光纤端,光强分布

## Properties of output optical field produced by upside-down taper lens fiber end

YUAN Libo, RUAN Shunling

(Department of Physics, Harbin Shipbuilding Engineering Institute, Harbin 150001)

**Abstract** The upside-down taper lens fiber end is produced by the special technique. This new type optical fiber end can be used to make varied optical devices. By using single-colour coherent light source and the second-order statistical correlation function, the optical field statistical correlation properties and the optical intensity distribution formed by the upside-down taper lens fiber end are calculated. The similar results of the general cut fiber end are given for comparison with the upside-down taper lens fiber end. The theoretical results are tested and verified using He-Ne laser as the single-colour coherent light source in experiment.

**Key words** optical fiber, statistical correlation property, upside-down taper lens fiber end, intensity distribution

## 1 引言

对于多模光纤,无论是混沌光(chaotic light)还是相干光,都会激发大量不同的模式。这些模式相互耦合,在随机微弯及随机微振动下,产生模的选择性损耗<sup>[1]</sup>,这样,相干光所对应的光纤出射端的光场近似为散斑场。光场的分布依赖于光纤出射端的几何形状,而其统计相关性质则取决于出射光的产生机制。本文分析了倒锥体透镜型光纤端的光场分布及其统计相关性

质。这种形状的光纤端是经特殊技术加工而成的<sup>[2]</sup>,可用于微光学成像系统中<sup>[3]</sup>,也可用来做选模发射器,光源功率耦合器等<sup>[4]</sup>。

考虑到纤端出射光的随机形成因素,可以认为,在光纤出射端面有限区域内的场分布,在统计上是一种空间准平稳,各态历经的系综平均。同时,其二阶统计相关度是空间严格平稳的,可用准均匀源来描写<sup>[5]</sup>。基于上述模型,我们利用二阶统计相关函数,采用单色相干光源,计算了倒锥透镜型光纤端光场的分布及其统计相关性质,并与平端的情况作了对比。实验上,用 He-Ne 激光作为相干光源,对理论进行了验证。

## 2 光纤端的几何结构

倒锥透镜型光纤端的结构如图 1 所示。它可以看作是由三部分组成。即透镜部分,倒锥体部分及均匀光纤部分。

球面透镜的厚度为  $h$ ,其曲率半径  $R$  可由  $r$  及  $h$  表示

$$R = (r^2 + h^2)/2h \quad (1)$$

其中  $r$  为透镜的通光半径。倒锥体部分的长度为  $L$ ,半锥角  $\Omega$  为

$$\Omega = \text{tg}^{-1}[(r - r_0)/L] \quad (2)$$

透镜的焦距为

$$f = [n_0/(n_1 - n_0)]R \quad (3)$$

其中  $n_1$  为纤芯的折射率,而  $n_0$  为空气中的折射率。

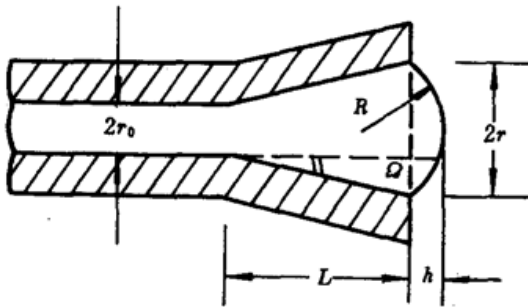


Fig. 1 Cross section of the upside-down taper lens optical fiber end

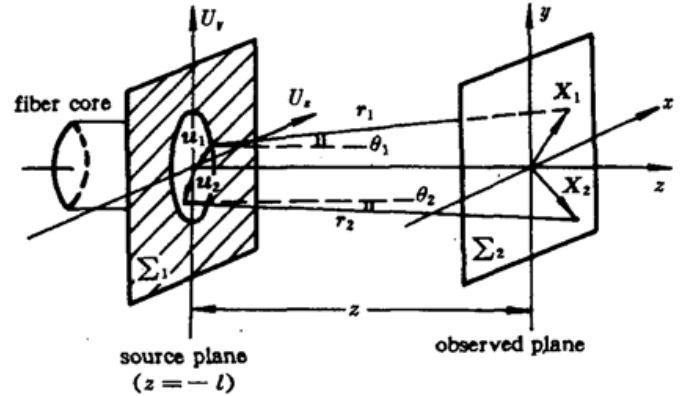


Fig. 2 Coordinate system of the optics used for analyzing intensity distribution of fiber end

## 3 理论分析模型

我们建立如图 2 所示的坐标系统,选  $z = -l$  处的平面为光纤出射端面,作为光源面,该平面内的矢量记为  $\mathbf{u} = (u_x, u_y)$ 。而观测点位于  $z = 0$  处的平面内,该平面内的矢量记为  $\mathbf{X} = (x, y)$ 。

设在光纤端面某几何点  $\mathbf{u} = (u_x, u_y)$  的光场强度为  $I_0(\mathbf{u})$ ,于是端面上空间两点的互相关函数为<sup>[5]</sup>

$$J(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2) = [I_0(\mathbf{u}_1)I_0(\mathbf{u}_2)]^{1/2} \mu(\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1) \quad (4)$$

对于光纤端面,设准均匀场具有 Gaussian 函数形式,且满足准平稳及各态历经条件,于是,当耦合入纤光源为单色相干光时,有

$$J(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2) = I_0[(1/2)(\mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2)] \mu(\mathbf{u}') \quad (5)$$

$$\text{其中} \quad \mu(\mathbf{u}') = \mu(\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1) = \exp(-|\mathbf{u}'|^2/2\xi_0^2) \quad (6)$$

为空间复相关度<sup>[6]</sup>,  $\xi_0$  为多模光纤端面的平均相关长度。

#### 4 相干光激发的纤端场

当采用单色相干光作为纤端光场的激发源时,则纤端出射光场互相关函数  $J(\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2)$  满足如下的传播定律<sup>[7]</sup>

$$J(\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2) = \iiint_{\Sigma_1} \iiint_{\Sigma_2} J(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2) \exp\{-j(2\pi/\lambda)(r_2 - r_1)\} [x(\theta_1)/r_1] [x(\theta_2)/r_2] ds_1 ds_2 \quad (7)$$

这里  $x(\theta_1)$  和  $x(\theta_2)$  为轴向投影函数。

对于倒锥透镜型光纤端,考虑到锥壁的折射作用,可以使光纤出射端面的光场分布发生变化,因而我们设倒锥体对出射光的影响由下式给出

$$P(\mathbf{u}) = \exp(-\beta|\mathbf{u}|^2) \quad (8)$$

其中  $\beta$  为与锥度相关的系数。当锥角  $\Omega < \theta_c/3$  时,近似有(见图 3)

$$\beta = A\Omega \quad (9)$$

其中  $\theta_c$  为光纤的最大出射角,  $A$  为常数。

球面透镜的作用只是对所通过的光场引起一个相位延迟,因而可以等效地用一个相乘的相位变换来表示<sup>[8]</sup>

$$t(u_x, u_y) = \exp[-j(\pi/\lambda f)(u_x^2 + u_y^2)] \quad (10)$$

其中  $\lambda$  是相干光的波长,  $f$  为透镜的焦距。于是倒锥透镜型光纤端出射光场的互相关函数为

$$J'(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2) = P(\mathbf{u}_1)t(u_{x_1}, u_{y_1})P^*(\mathbf{u}_2)t^*(u_{x_2}, u_{y_2})J(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2) \quad (11)$$

在近轴情况下,  $x(\theta_1) \simeq x(\theta_2) \simeq 1$ , 有

$$\begin{aligned} J(\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2) &= \iiint_{\Sigma_1} \iiint_{\Sigma_2} J(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2) \exp[-\beta(|\mathbf{u}_1|^2 + |\mathbf{u}_2|^2)] \exp[-j(\pi/\lambda f)(|\mathbf{u}_1|^2 - |\mathbf{u}_2|^2)] \\ &\times \exp\{-j(\pi/\lambda)[(|\mathbf{X}_1|^2 - |\mathbf{X}_2|^2 + |\mathbf{u}_2|^2 - |\mathbf{u}_1|^2) + 2(x_2u_{x_2} - x_1u_{x_1} + y_2u_{y_2} - y_1u_{y_1})]\} \\ &\times [1/(\lambda)^2] ds_1 ds_2 \end{aligned} \quad (12)$$

当激发源为相干光时,由(5)式,相关函数

$$J(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2) = I_0 \exp(-|\mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2|^2/2q_0^2) \exp(-|\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1|^2/2\xi_0^2) \quad (13)$$

式中  $q_0$  为准均匀场 Gaussian 分布函数中纤芯的有效半径<sup>[6]</sup>。

将(13)式代入(12)式,经运算可以求得

$$\begin{aligned} J(\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2) &= I_0 \eta(l) \exp[-j\psi(l)(|\mathbf{X}_2|^2 - |\mathbf{X}_1|^2)] \\ &\times \exp[-|\mathbf{X}_2 - \mathbf{X}_1|^2/2q_1^2(l)] \exp[-|\mathbf{X}_2 - \mathbf{X}_1|^2/2\xi_1^2(l)] \end{aligned} \quad (14)$$

其中

$$\eta(l) = \frac{\pi^2 \xi_0^2 q_0^2 f^2}{(\lambda f)^2 (1 + \beta q_0^2) (1 + \beta \xi_0^2) + \pi(l + f)^2 q_0^2 \xi_0^2} \quad (15)$$

$$\psi(l) = \frac{\pi[\pi^2 \xi_0^2 q_0^2 (f + l)(2f + l) + \lambda^2 f^2 l^2 (1 + \beta \xi_0^2)(1 + \beta q_0^2)]}{(\lambda)[\pi^2 \xi_0^2 q_0^2 (f + l)^2 + f^2 \lambda^2 l^2 (1 + \beta \xi_0^2)(1 + \beta q_0^2)]} \quad (16)$$

$$q_1^2(l) = \frac{\lambda^2 l^2 f^2 (1 + \beta \xi_0^2)(1 + \beta q_0^2) + \pi^2 q_0^2 \xi_0^2 (f + l)^2}{\pi^2 f^2 \xi_0^2 (1 + \beta q_0^2)} \quad (17)$$

$$\xi_1^2(l) = \frac{\lambda^2 l^2 f^2 (1 + \beta \xi_0^2) (1 + \beta q_0^2) + \pi^2 q_0^2 \xi_0^2 (f + l)^2}{\pi^2 f^2 q_0^2 (1 + \beta \xi_0^2)} \quad (18)$$

(14)式即为所求的倒锥透镜型光纤端在单色相干光源激发下的光场互相关函数。该式表明,在观测平面上(X平面),光场的统计性质与源平面(u平面)类似,也是准均匀的。但由于相位因子的存在,相关度不是严格平稳的。

当取  $X_1 = X_2 = X$  时,得 X 平面的光强分布为

$$J(X, X) = I(X) = I_0 \eta(l) \exp[-2|X|^2/q_1^2(l)] \quad (19)$$

其中  $q_1(l)$  为 X 平面上,光强下降到最大值的  $1/e^2$  时的  $|X|$  值,表征了近轴区的光场强度的分布特性。实验上,通过测定  $q_1(l)$  即可求得光纤端面光强分布参数  $q_0$  和平均相关长度  $\xi_0$  以及锥体的特征值  $\beta$ 。

作为对照,纤芯半径为  $r_0$  的平端在相干光激发下的互相关函数为<sup>[6]</sup>

$$J'(X_1, X_2) = [2(\pi q_0 \xi_0)^2 / (\lambda)^2] I_0' \exp[-j(\pi/\lambda)(|X_2|^2 - |X_1|^2)] \times \exp[-|X_2 + X_1|^2 / 2q_1^2(l)] \exp[-|X_2 - X_1|^2 / 2\xi_1^2(l)] \quad (20)$$

式中

$$q_1'(z) = \lambda / \pi \xi_0; \quad \xi_1'(l) = \lambda / \pi q_0 \quad (21)$$

而光场的光强分布为

$$J''(X, X) = I'(X) = [2(\pi q_0 \xi_0)^2 / (\lambda)^2] I_0' \exp[-2|X|^2/q_1'^2(l)] \quad (22)$$

分别将相干函数(14)式与(20)式,光强分布(19)式与(22)式加以对照,可以看到,两者在光场的性质上是相似的,这表明,锥体与球面透镜的影响只是改变相位参数和光场分布参数。

## 5 实验结果

### 5.1 半锥角 $\Omega$ 与特征值 $\beta$ 之关系

对于半锥角  $\Omega$  不同的倒锥透镜型光纤端,分别进行了测试与计算,图 3 给出了半锥角  $\Omega$  与特征参量  $\beta$  的关系曲线。

由此可以看到,随着半锥角的增大,锥体特征参量  $\beta$  呈现出 U 型变化趋势。这种变化规律与多模光纤传输中模式间的光功率分配有关。在多模光纤的传输过程中,大部分光功率处于低阶模状态,而模式阶数越高则所占的光功率越少。因而参量  $\beta$  正是表征了锥壁的折射作用对高阶模式光功率在纤端出射光场中的再分配的影响。

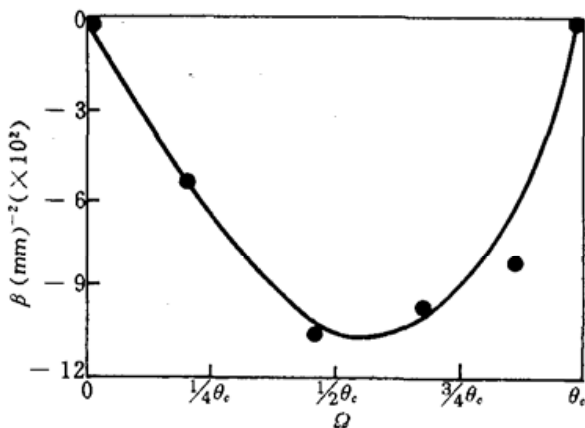


Fig. 3 The curve of half taper angle  $\Omega$  vs characteristic parameter  $\beta$

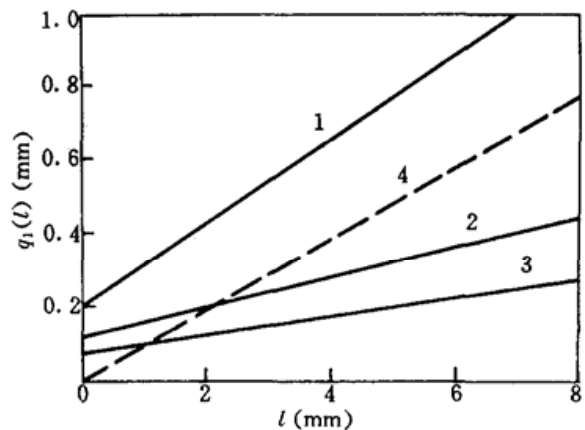


Fig. 4 The characteristic curve of  $q_1(l)$

### 5.2 $q_1(l)$ 特性曲线

表 1 给出了一组参量值各异的倒锥透镜型光纤端的参数值。表 1 中, 4 号纤端是用对照的普通平端(如图 4 虚线所示)。利用(17) 和(21) 式及表 3 的有关数据, 给出了各光纤端对应的  $q_1(l)$  特性曲线, 见图 4。

Table 1 The type of upside-down taper lens optical fiber parameters

No.	$L$ (mm)	$r_0$ (mm)	$r$ (mm)	$h$ (mm)	$R$ (mm)	$f$ (mm)	$\Omega$ ( $^\circ$ )	$\bar{\beta}$ (mm) $^{-2}$
1	2.519	0.200	0.672	0.273	0.964	1.967	10.6	$-1.04 \times 10^2$
2	2.012	0.200	0.725	0.217	1.320	2.694	14.7	$-9.85 \times 10^2$
3	1.415	0.200	0.734	0.210	1.377	2.810	20.5	$-8.73 \times 10^2$
4	~	0.200	0.200	0	$\infty$	$\infty$	0	0

### 5.3 纤端光场强度分布

纤端光场测量实验装置如图 5 所示。实验中用 He-Ne 激光器作为单色相干光源, 经透镜耦合后注入光纤, 在出射端用光功率计测量其光场的场强分布。光源的稳定度为 1%, 坐标位移测量精度为 0.01 mm, 光功率计精度为 1 nW。

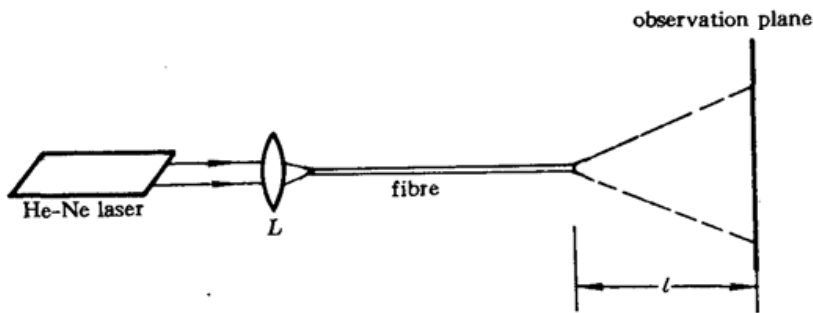


Fig. 5 Schematic arrangement of optical field intensity observation at the end of fiber illuminated with laser beam

表 2 给出了测量和计算该种光纤端光场的有关数据。

Table 2 Values of the upside-down taper lens end

Physics quantity	Symbol	Value	Unit.
Length of taper	$L$	2.519	mm
Lens thickness	$h$	0.273	mm
Lens radius	$r$	0.672	mm
Fiber core's radius	$r_0$	0.200	mm
Refractive index	$n_1$	1.49	
Refractive index	$n_0$	1.00	
Curvature radius	$R$	0.964	mm
Half taper angle	$\Omega$	10.6	$^\circ$
Focal length	$f$	1.967	mm
Wave length	$\lambda$	632.8	nm
Measuring distance	$l$	0~8	mm

为了具体给出倒锥透镜型光纤端出射光场的理论分布曲线, 我们在实验中, 根据(19)式对不同的  $l$  值测量了所对应的  $q_1(l)$  值。借助于(17) 式, 可确定理论参数  $q_0, \xi_0$  及  $\beta$ 。如表 3 所示。

用倒锥透镜型光纤端测得的纤端出射光场分布如图 6(a) 所示(实线), 作为对照同时测得

了同种光纤普通平端的出射光场,如图 6(b) 所示(实线)。将表 3 所给出的数据代入(19)式及(22)式中,所给出的理论曲线如图 6 中的虚线所示(由计算机画出)。与实验所测得的曲线相比,两者较为符合。这表明,用(8)式描写锥壁的折射作用对光场分布的影响是合理的。

Table 3 Testing data

$l$ (mm)	0	2.000	4.000	6.000	8.000
$2q_1(l)$ (mm)	0.812	1.235	1.521	1.864	2.139
$\bar{q}_0$ (mm)	$(3.07 \pm 0.05) \times 10^{-2}$				
$\bar{\xi}_0$ (mm)	$(2.08 \pm 0.04) \times 10^{-3}$				
$\bar{\beta}$ ( $\text{mm}^{-2}$ )	$(-1.04 \pm 0.07) \times 10^2$				

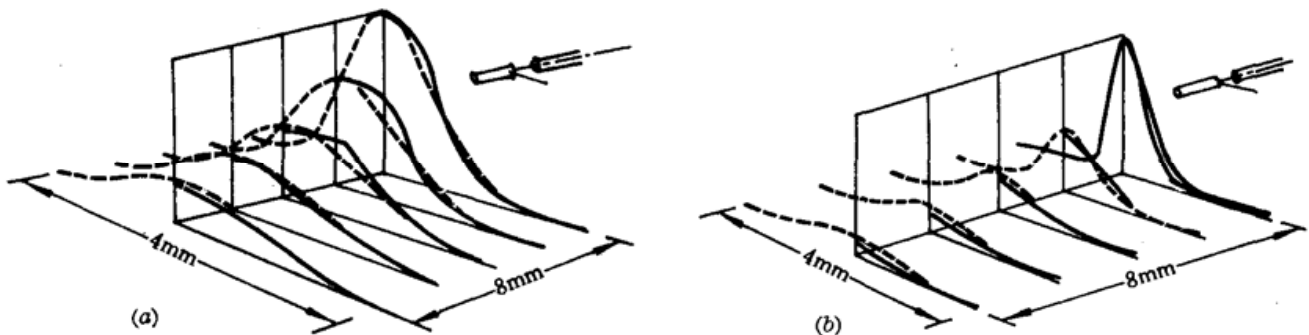


Fig. 6 The normalized three-dimensional optical field distribution  
(a) The end of upside-down taper lens fiber end; (b) The plane fiber end  
(- - - Theoretical curve; — Experimental curve)

#### 5.4 误差分析与讨论

由图 6 可以看出,理论曲线的形状与实测值仍存在一定的差距,这是由于理论和实验两方面的不完善性所决定的,现简要分析如下:

理论上,我们采用了参数  $\beta$  来描写锥壁的折射作用对光场强度分布的影响,这种单参数方法尽管较为方便有效,但对这种特殊形状光纤端细致特性的描写,则是一种具有近似性质的简化方法。除此之外,在理论分析过程中,我们还作了近轴近似,也是导致理论与实验有一定差距的原因之一。

在实验上,由于这种光纤端不是研磨加工出来的,而是加热成型的,因而制做过程中很难保证其具有很高的轴对称性。此外,在实验测量中,由光源起伏和测量仪器精度所限,也会带来一定的误差。

#### 参 考 文 献

- 1 Epworth R. E., Couch P. R. *et al.*, *Appl. Sci. Res.*, **41**, 281~287(1984)
- 2 Yuan Libo, Shou Reilan, *Sensors and Actuators*, **A23**, 1158~1161(1990)
- 3 Yuan Libo, Qui Anping, *J. Opt. Soc. Am. A.*, **9**(6), 950~952(1992)
- 4 苑立波,寿瑞兰, *光纤与电缆及其应用技术*, (1), 33~37(1990)
- 5 Carter W. H., Wolf E., *J. Opt. Soc. Am.*, **67**(6), 785~796(1977)
- 6 Takai N., Asakura T., *J. Opt. Soc. Am. A.*, **2**(8), 1282~1290(1985)
- 7 Goodman J. W., *Statistical Optics*, New York, John Wiley and Sons Pr. Am., 1985, 206~207
- 8 Goodman J. W., *Introduction to Fourier Optics*, San Francisco, McGraw-Hill, Pr., Am., 1968, 78~80