

亚波长锥形波导的电磁场分布及传输特性

曾夏辉 范滇元 周 萍

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要 利用时谐电磁场和波导理论, 推导出锥形空心金属波导中球横电模和球横磁模各电磁场分量的解析表达式, 对输出孔径是亚波长尺寸的锥形空心金属波导内球横电模和球横磁模的传输特性及与锥形空心金属波导内光透射率有关的时间平均能量密度分布进行了详细的分析。运用数值求解获得的精确本征值, 进一步讨论了光波波长、锥形波导的长度、输出孔径以及锥角对锥形空心金属波导内时间平均能量密度分布的影响。研究表明, 时间平均能量密度分布在锥形金属波导内呈现准周期性变化, 且周期与传输模式、锥角及光波波长有关。并且, 在传输径向坐标上会出现一个最大值, 最大值的位置随光波波长、锥角发生强烈的变化。

关键词 集成光学; 电磁场空间分布; 波导理论; 传输特性; 时间平均能量密度

中图分类号 TN252 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS20092906.1487

Field Distributions and Transmission Property inside a Conical Waveguide with a Sub-Wavelength-Sized Exit Hole

Zeng Xiahui Fan Dianyuan Zhou Ping

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract Based on the time-harmonic electromagnetic field and waveguide theory, the analytical expressions for the field components of the spherical transverse-magnetic (TM) and transverse-electric (TE) modes inside a metallic hollow conical waveguide with a sub-wavelength-sized exit hole have been derived. The time-averaged electromagnetic field energy density distribution associated with light transmission and the transmission properties of the spherical TM and TE modal fields inside a sub-wavelength hollow conical waveguide have been studied in detail. Moreover, by using the accurate eigenvalues obtained numerically, the influence of the light wavelength, the taper angle, the aperture diameter as well as the length of the conical waveguide on the time-averaged energy density distribution inside the sub-wavelength metallic hollow conical waveguide has been discussed. The results show that the time-averaged energy density distribution inside the conical waveguide varies quasi-periodically. The quasi-period has relation with the mode, the light wavelength as well as the taper angle. Furthermore, there is a clearly pronounced maximum in the radial dependence. The position of an appreciable maximum for the time-averaged energy density varies rapidly with the light wavelength and the taper angle.

Key words integrated optics; electromagnetic fields spatial distributions; waveguide theory; transmission property; time-averaged energy density

1 引 言

自 1984 年提出近场扫描光学显微镜方法^[1, 2]以来, 具有亚波长分辨能力的近场扫描光学显微镜系统已经在生物学^[3]、表面科学技术^[4, 5]、材料科学^[6]以及高密度数据存储^[7, 8]等许多应用领域中成为一个重要的工具。近场扫描光学显微镜系统主要

的组成构件是探针, 这种探针的结构是锥形的金属波导, 中心填充的是对光透明的电介质, 表面镀有不透明的金属薄膜, 在锥体顶端有一个镀了金属膜的亚波长孔径的小孔。由入射聚焦光束或放置在锥体端面的电介质波导所激发的光束沿着锥形波导传输并撞击锥体顶端的小孔。在靠近波导出射小孔的透

收稿日期: 2008-00-00; 收到修改稿日期: 2008-00-00

基金项目: 国家自然科学基金(10674045, 10576012, 60538010)资助项目。

作者简介: 曾夏辉(1979—), 男, 博士研究生, 主要从事光波导理论及激光加速等方面的研究。E-mail: xiahuiz@126.com

导师简介: 范滇元(1939—), 男, 中国工程院院士, 博士生导师, 主要从事高功率固体激光技术方面的研究。

射光的尺寸近似等于小孔的直径,因此比半波长要小许多。另一方面,研究人员最近发现亚波长空心波导的空心区域内的场能得到增强^[9, 10],这引起了人们的广泛关注。场的增强是由空心域与电介质域之间形成的界面上的电场不连续性产生的。对于中心充满空气的亚波长波导而言,波导内消逝波的衰减是最小的,因此在整个波导内能获得增强的场,即光的透射效率能得到提高。要了解在亚波长输出孔径的锥形空心金属波导中所发生的这些物理过程,对波导中可能存在的模的电磁场分布及其传输特性的分析成为十分必要。

本文首先利用时谐电磁场和波导理论,推导出锥形空心金属波导中球横电模和球横磁模各电磁场分量的解析表达式。其次,依据推导出来的解析表达,对输出孔径是亚波长尺寸的锥形空心金属波导内球横电模和球横磁模的传输特性及与锥形空心金属波导传输光透射率有关的时间平均能量密度分布进行了详细的分析。最后,运用数值求解获得的精确本征值,进一步讨论了光波波长、锥形波导的长度、输出孔径尺寸以及锥角对锥形空心金属波导内时间平均能量密度分布的影响。

2 理论模型

我们考虑横截面是圆形的锥形空心金属波导内的时谐电磁场,波导的纵向剖面结构如图 1 所示,波导的中心是空心,锥形表面是完美导体的金属膜。由于在此情况下的电场强度矢量 \mathbf{E} 、磁场强度矢量 \mathbf{H} 的散度为零,我们可以依据磁矢势 \mathbf{A} 、电矢势 \mathbf{F} 来表达锥形空心金属波导内的时谐电磁场。这里,坐标系选择球坐标系无疑是最好的选择。假设锥形空心金属波导内的场是由两部分叠加组成,一部分是相对径向坐标的横磁场 TM,另一部分是相对径向坐标的横电场 TE,因此我们可以选择

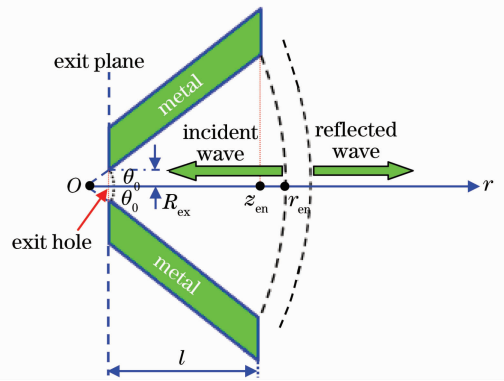


图 1 横截面是圆形的锥形空心金属波导的纵向剖面示意图
Fig.1 Schematic illustrating the meridional section of hollow metallic conical waveguide with circular cross-sectional shape

$\mathbf{A} = u_r A_r, \mathbf{F} = u_r F_r$ 。由于在整个文章中考虑的是场对时谐的依赖关系,故在所有的表达式中省略了 $\exp(-i\omega t)$ 因子。依据时谐电磁场理论^[11], A_r, F_r 是下列形式赫兹函数方程的解:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial U}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} \right] + k^2 U = 0. \quad (1)$$

式中 r 是球坐标系的径向坐标,描述的是远离圆锥体顶点的距离, θ 和 φ 分别表示球坐标系中的极角和方位角。 $k = 2\pi/\lambda$ 是波数,其中, λ 表示光波在空气介质中的波长。

球坐标系的建立如图 1 所示。圆锥体的顶点作为球坐标系的原点,圆锥体的纵向对称轴作为球坐标的极轴。 θ_0 是锥形波导的半锥角, r_{en} 和 $z_{en} = r_{en} \cos \theta_0$ 分别表示锥形波导入口处的径向和纵向坐标, R_{ex} 是波导输出小孔横截面内的孔径半径。 $l = z_{en} - z_{ex} = r_{en} \cos \theta_0 - r_{ex} \cos \theta_0$ 表示锥形空心金属波导的长度,式中 r_{ex} 和 $z_{ex} = r_{ex} \cos \theta_0$ 分别表示锥形波导出口处的径向和纵向坐标。在球坐标系下,TE 模的各场分量可以用赫兹函数来表示:

$$\left. \begin{aligned} E_r &= 0, \\ E_\theta &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial U(r, \theta, \varphi)}{\partial \varphi} = \frac{1}{r} R(r) \frac{m}{\sin \theta} P_v^m(\cos \theta) \sin(m\varphi), \\ E_\varphi &= \frac{1}{r} \frac{\partial U(r, \theta, \varphi)}{\partial \theta} = \frac{1}{r} R(r) \frac{\partial}{\partial \theta} [P_v^m(\cos \theta)] \cos(m\varphi), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} H_r &= \frac{1}{j\omega\mu} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) U(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{j\omega\mu} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) R(r) P_v^m(\cos \theta) \cos(m\varphi), \\ H_\theta &= \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial^2 U(r, \theta, \varphi)}{r \partial r \partial \theta} = \frac{1}{j\omega\mu} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} R(r) \right] \frac{\partial}{\partial \theta} [P_v^m(\cos \theta)] \cos(m\varphi), \\ H_\varphi &= \frac{1}{j\omega\mu} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 U(r, \theta, \varphi)}{\partial r \partial \varphi} = \frac{1}{j\omega\mu} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} R(r) \right] \frac{-m}{\sin \theta} P_v^m(\cos \theta) \sin(m\varphi). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

TM 模的各场分量可以写成：

$$\left. \begin{aligned} E_r &= \frac{1}{j\omega\epsilon} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) U(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) R(r) P_v^m(\cos\theta) \cos(m\varphi), \\ E_\theta &= \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial^2 U(r, \theta, \varphi)}{r \partial r \partial \theta} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} R(r) \right] \frac{\partial}{\partial \theta} [P_v^m(\cos\theta)] \cos(m\varphi), \\ E_\varphi &= \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial^2 U(r, \theta, \varphi)}{\partial r \partial \varphi} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} R(r) \right] \frac{-m}{\sin\theta} P_v^m(\cos\theta) \sin(m\varphi), \\ H_r &= 0, \\ H_\theta &= \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial U(r, \theta, \varphi)}{\partial \varphi} = \frac{1}{r} R(r) \frac{-m}{\sin\theta} P_v^m(\cos\theta) \sin(m\varphi), \\ H_\varphi &= -\frac{1}{r} \frac{\partial U(r, \theta, \varphi)}{\partial \theta} = \frac{1}{r} R(r) \left[-\frac{\partial}{\partial \theta} P_v^m(\cos\theta) \right] \cos(m\varphi). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} H_r &= 0, \\ H_\theta &= \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial U(r, \theta, \varphi)}{\partial \varphi} = \frac{1}{r} R(r) \frac{-m}{\sin\theta} P_v^m(\cos\theta) \sin(m\varphi), \\ H_\varphi &= -\frac{1}{r} \frac{\partial U(r, \theta, \varphi)}{\partial \theta} = \frac{1}{r} R(r) \left[-\frac{\partial}{\partial \theta} P_v^m(\cos\theta) \right] \cos(m\varphi). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中 E_r, E_θ, E_φ 和 H_r, H_θ, H_φ 分别指电场 \mathbf{E} 、磁场 \mathbf{H} 所对应球坐标 r, θ, φ 的各场分量。赫兹函数对径向的依赖用 $R(r) = kr \cdot J_\nu(kr)$ 来表示, $J_\nu(kr)$ 是第一类非整数阶的球贝塞尔函数, 在物理上它描述的是驻波。可以把这种驻波视为两个行波 $h_\nu^{(1)}(kr), h_\nu^{(2)}(kr)$ 干涉叠加而成, 它们满足如下关系:

$$h_\nu^{(1)}(kr) + h_\nu^{(2)}(kr) = 2J_\nu(kr),$$

$h_\nu^{(1)}(kr), h_\nu^{(2)}(kr)$ 分别表示朝向圆锥顶点或背离圆锥顶点传输的行波。这里也考虑第一类球贝塞尔函数 $J_\nu(kr)$ 在宗量 kr 很小或很大时的渐近特性。 $J_\nu(kr)$ 在大宗量的情况下, 即离圆锥顶点很远的距离上 ($r \gg 1/k$) 时, $J_\nu(kr)$ 的渐近形式为^[11]:

$$J_\nu(kr) \xrightarrow{kr \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \cos\left(kr - \frac{\pi}{4} - \frac{\nu\pi}{2}\right), \quad (6)$$

这一渐近表达使得对径向依赖的关系变成:

$$R(r) \propto \sqrt{\frac{2kr}{\pi}} \cos\left(kr - \frac{\pi}{4} - \frac{\nu\pi}{2}\right), \quad (7)$$

从上述表达式可看出, 在距圆锥顶点的长度超过光波波长距离内, 锥形空心金属波导中的场是振荡的。

$J_\nu(kr)$ 在小宗量, 即离圆锥顶点很近的距离内 ($r \ll 1/k$), $J_\nu(kr)$ 的渐近形式为^[12]:

$$J_\nu(kr) \xrightarrow{kr \rightarrow 0} \frac{1}{\nu!} \left(\frac{kr}{2}\right)^\nu, \quad (8)$$

这个渐近表达式使得对径向的依赖关系变成:

$$R(r) \propto \frac{1}{2^\nu \nu!} (kr)^{\nu+1}, \quad (9)$$

从上述表达式我们可以看出, 靠近圆锥顶点的距离内, 锥形波导内的电磁场将急剧下降, 并在 $r = 0$ 处其值为零。

锥形波导中各电磁场分布对极角的依赖关系可以用 m 阶 ν 次的缔合勒让德函数 $P_v^m(\cos\theta)$ ^[12] 表示。方位角的对称性使得求解的 m 是整数, 然而 ν 是非整数, 它是由边界条件 $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$ 决定的。对于 TE

模, 依据边界条件使得在圆锥体中心的空气与完美导体的金属表面所形成的界面切向方向上电场为零, 即 $E_\varphi(\theta_0) = 0$ 。由此, 将 $E_\varphi(\theta_0) = 0$ 代入(2)式中可得 TE 模边界条件的另一表达形式为

$$\left. \frac{d}{d\theta} [P_v^m(\cos\theta)] \right|_{\theta=\theta_0} = 0, \quad (10)$$

同理, 对 TM 模, 边界条件使得在圆锥体中心的空气与完美导体的金属表面所形成的界面切向方向上电场为零, 即 $E_\varphi(\theta_0) = 0, E_r(\theta_0) = 0$ 。由此, 将 $E_\varphi(\theta_0) = 0, E_r(\theta_0) = 0$ 代入(4)式中可得 TM 模边界条件的另一表达形式为

$$P_v^m(\cos\theta) \big|_{\theta=\theta_0} = 0, \quad (11)$$

求解(11)式将获得 $\text{TM}_{\nu m}$ 模一系列的本征值 $\nu_{\nu m}$ 。对于一给定方位角上对称数目的 $m (m = 0, 1, 2, \dots)$, 指数 $\nu (\nu = 1, 2, 3, \dots)$ 表示的是(11)式相应的第 ν 个根。类似地, (10)式中每一对 (m, ν) 的值都决定一个可能存在的 $\text{TE}_{\nu m}$ 模。(10)式和(11)式中的本征值 $\nu_{\nu m}$ 的大小取决于锥形波导的半锥角 θ_0 的值, $\nu_{\nu m}$ 随着 θ_0 值的减小而增大。

3 数值模拟

波导中导波模的传输特性由多个物理量决定, 在这一部分我们将重点详细阐述时间平均场能量密度在亚波长锥形空心金属波导中的分布, 这个物理量与波导中光的透射大小、输出孔径外近场区域内场的行为特性有密切的联系。为了详细阐述可能存在的模式、光波波长、锥形波导的长度、输出孔径尺寸以及锥角对锥形空心金属波导内时间平均能量密度分布的影响, 我们把数值模拟的结果示于图 2~图 6。

图 2 分别给出的是 TE_{11} 模和 TM_{01} 模在锥形空心金属波导中时间平均能量密度分布。数值模拟的

各物理参量分别为:锥形波导的半锥角 $\theta_0 = \pi/6$ 、光波波长 $\lambda = 500$ nm, 径向坐标从 $r = 1600$ nm 到 $r = 16$ nm。从图 2 中我们可以看到在锥形空心金属波导内存在一准周期性的时间平均能量密度分布, 这种分布的准周期性是由相位相反的入射波和反射波相干叠加而形成驻波导致的结果。这个准周期的大小与传输的导波模有关。同时, 我们还观察到时间平均能量密度在径向分布上出现一个最大值, 对于

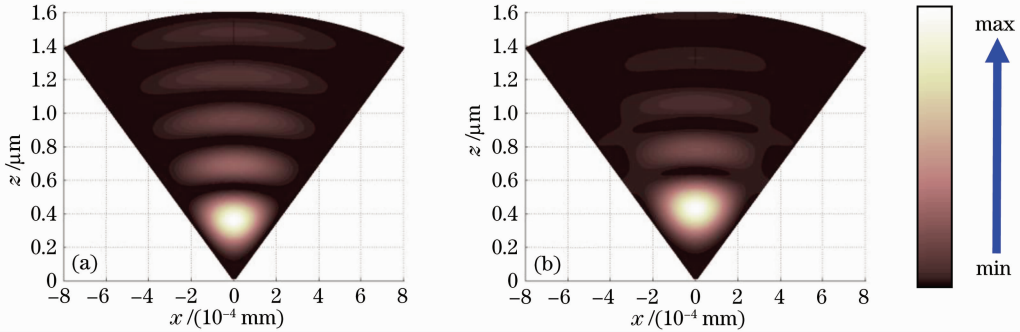


图 2 TE₁₁ 和 TM₀₁ 模在锥形空心金属波导中时间平均能量密度分布。(a) TE₁₁ 模; (b) TM₀₁ 模

Fig. 2 Time-averaged energy density distributions for TE₁₁ and TM₀₁ modes inside the hollow metallic conical waveguide.

(a) TE₁₁ mode; (b) TM₀₁ mode

图 3 和图 2(b) 描述的是锥形空心金属波导的锥角对波导内时间平均能量密度分布的影响。图 3(a) 示出的是 TM₀₁ 模在半锥角 $\theta_0 = \pi/3$ 、径向坐标从 $r = 1600$ nm 到 $r = 16$ nm 的锥形金属波导内的时间平均能量密度分布。图 3(b) 示出的是 TM₀₁ 模在半锥角 $\theta_0 = \pi/12$ 、 $r = 1600$ nm 到 $r = 16$ nm 的锥形金属波导内的时间平均能量密度分布。数值模拟选用的光波波长 $\lambda = 500$ nm。从图 2(b) 和图 3(a)、图 3(b) 中可以观察到准周期性的能量密度分布和在靠近波导输出端口小孔的位置上出现一个最大值。对于半锥角 $\theta_0 = \pi/3$, 如图 3(a) 所示, 最大值出现在 $r \approx 0.4\lambda$ 处; 对于半锥角 $\theta_0 = \pi/6$, 如图 2(b) 所示, 最大值出现在 $r \approx 0.8\lambda$ 处; 对于半锥角 $\theta_0 = \pi/12$, 如图 3(b)

TE₁₁ 模, 如图 2(a) 所示, 最大值出现在 $r \approx 0.6\lambda$ 处; 对于 TM₀₁ 模, 如图 2(b) 所示, 最大值出现在 $r \approx 0.8\lambda$ 处。这些最大值表现的是锥形波导内场能量的强聚焦。很明显, 最大值的位置越靠近圆锥波导的输出端口, 波导出射小孔处光的透射就越大。还可以看到在靠近圆锥输出端口的区域内, 时间平均能量密度出现强烈的下降, 这是由于亚波长横截面波导中消逝光场的特性导致的。

所示, 最大值出现在 $r \approx 1.6\lambda$ 处。从数值模拟的结果可以看出, 准周期的大小和出现最大值的位置也与锥形波导的锥角有关。锥角越大, 准周期值越小, 出现最大值的位置越靠近圆锥波导输出端口小孔, 即出射小孔处光的透射就越大。在靠近圆锥输出端口的区域内, 时间平均能量密度出现强烈的下降, 下降的变化程度也出现区别, 这种区别是由不同的锥角会产生不同的本征值导致的结果。例如, 满足 $m=0, n=1$ 低阶 TM_{mm} 模的边界条件对于这三个不同的半锥角会产生三个不同的本征值: 对于 $\theta_0 = \pi/3, v_{01} = 1.8361$; 对于 $\theta_0 = \pi/6, v_{01} = 4.0932$; 对于 $\theta_0 = \pi/12, v_{01} = 8.6743$ 。依据我们在第二部分论述小宗量的渐近特性可以得到锥形波导内时间平均能

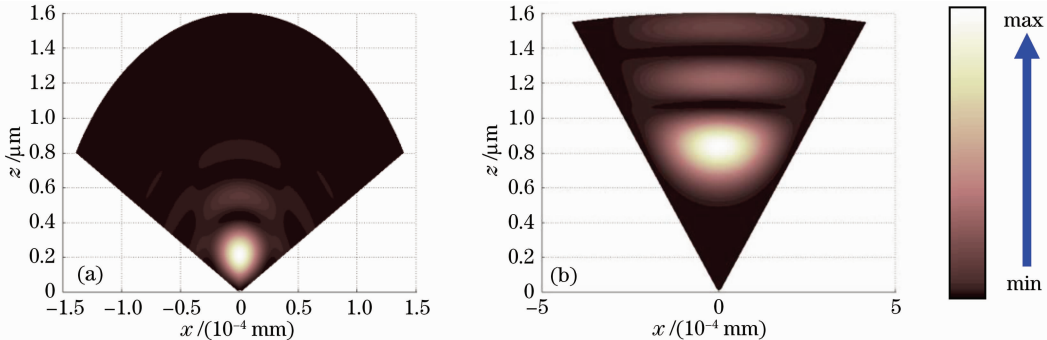


图 3 TM₀₁ 模在不同锥角空心金属波导内时间平均能量密度分布。(a) $\theta_0 = \pi/3$; (b) $\theta_0 = \pi/12$

Fig. 3 Time-averaged energy density distributions of TM₀₁ mode inside the hollow metallic conical waveguide for the different values of the half-cone angle. (a) $\theta_0 = \pi/3$; (b) $\theta_0 = \pi/12$

量密度与 $(kr)^{2\nu}$ 成正比例关系。从这一关系我们知道在很小的 r 时,即很靠近圆锥输出端口的区域内,时间平均能量密度值在大的 θ_0 情况下下降的速度要比在小的 θ_0 情况下慢。这意味着要获得更大的透射效率就要选择更大的锥角。光波波长对锥形波导内时间平均能量密度分布的影响可以从图 2(b)和图 4 所描述的能量密度分布情况的比较分析中得出。这些图形所描述的是 TM_{01} 模在半锥角 $\theta_0 = \pi/6$ 、径向坐标从 $r = 1600 \text{ nm}$ 到 $r = 16 \text{ nm}$ 的锥形

金属波导内的时间平均能量密度分布。数值模拟选用的光波波长分别是 $\lambda = 500 \text{ nm}$ 、 600 nm 、 800 nm 。对图 2(b)和图 4(a)、图 4(b)的比较分析中可以很容易看出锥形空心金属波导内时间平均能量密度分布的变化强烈依赖于光波波长。处在红外或可见光区域内光波波长越小,准周期值越小,出现最大值的位置越靠近圆锥波导输出端口小孔,即波导出射小孔处光的透射就越大。

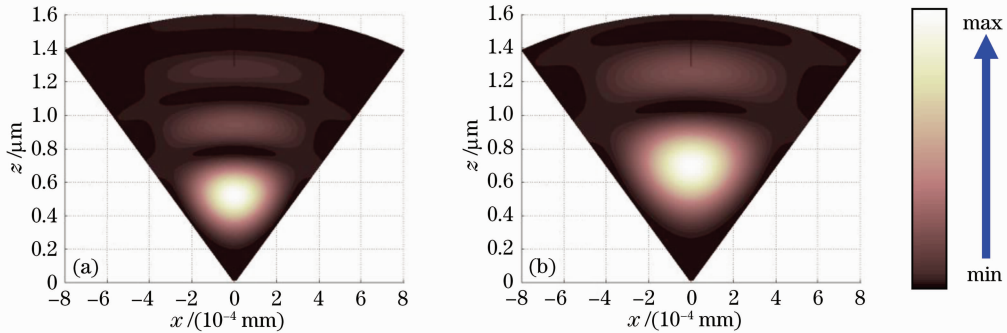


图 4 在不同光波波长情况下的 TM_{01} 模在锥形空心金属波导内时间平均能量密度分布。(a) $\lambda = 600 \text{ nm}$; (b) $\lambda = 800 \text{ nm}$
 Fig. 4 Time-averaged energy density distributions of TM_{01} mode inside the hollow metallic conical waveguide for the different values of the light wavelength. (a) $\lambda = 600 \text{ nm}$; (b) $\lambda = 800 \text{ nm}$

输出孔径大小对锥形波导内时间平均能量密度分布的影响可以从图 3(b)和图 5 所描述的能量密度分布情况的比较分析中得出。这些图形所描述的是 TM_{01} 模在半锥角 $\theta_0 = \pi/12$ 的锥形金属波导内的时间平均能量密度分布。数值模拟选用的光波波长是 $\lambda = 500 \text{ nm}$ 。输出孔径直径分别是: $2R_{ex} \approx 4.14 \text{ nm}$ 、

$2R_{ex} \approx 103.53 \text{ nm}$ 、 $2R_{ex} \approx 165.64 \text{ nm}$ 。从数值模拟的结果可以得出输出孔径不影响时间平均能量密度在波导内呈准周期性分布,但影响最大值与出射小孔间的距离。输出孔径越大,能量密度的最大值越靠近出射小孔,光的透射也就越大。

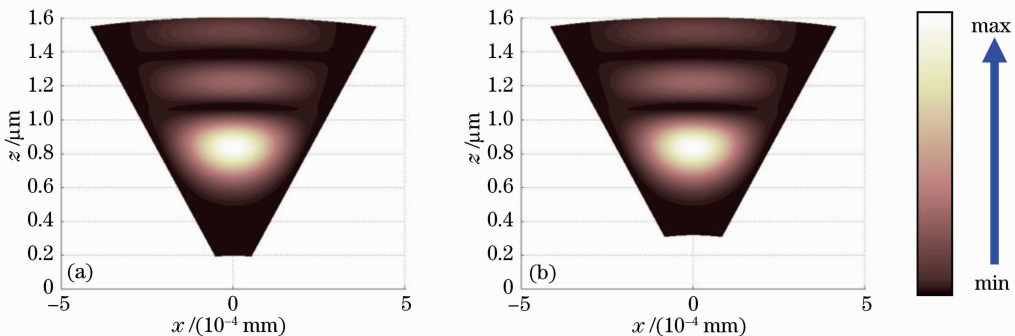


图 5 TM_{01} 模在不同输出孔径的锥形空心金属波导内时间平均能量密度分布。(a) $2R_{ex} \approx 103.53 \text{ nm}$; (b) $2R_{ex} \approx 165.64 \text{ nm}$
 Fig. 5 Time-averaged energy density distributions of TM_{01} mode inside the hollow metallic conical waveguide for the different values of the exit aperture diameter. (a) $2R_{ex} \approx 103.53 \text{ nm}$; (b) $2R_{ex} \approx 165.64 \text{ nm}$

图 6 给出了 TM_{01} 模在相等大小的输出孔径而不同长度 l 的锥形空心金属波导内时间平均能量密度分布的情况。锥形波导的半锥角为 $\theta_0 = \pi/12$,光波波长为 $\lambda = 500 \text{ nm}$ 。比较分析图 5(a)和图 6 可以

得出锥形波导的长度对波导内时间平均能量密度呈准周期性分布影响很小,但能量密度的强度会随波导长度 l 的增大而减小,从而减小在出射小孔处的光透射。

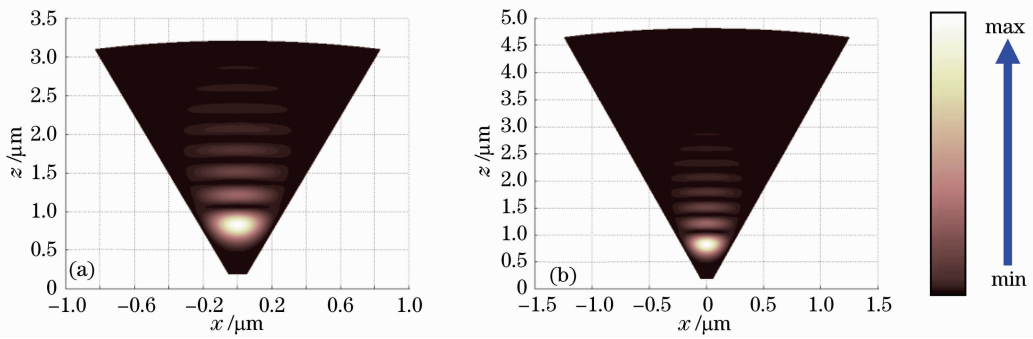


图 6 TM_{01} 模在不同长度 l 锥形空心金属波导内时间平均能量密度分布。(a) $l=3.09 \mu\text{m}$; (b) $l=4.64 \mu\text{m}$

Fig. 6 Time-averaged energy density distributions of TM_{01} mode inside the hollow metallic conical waveguide for the different values of the waveguide length. (a) $l=3.09 \mu\text{m}$; (b) $l=4.64 \mu\text{m}$

4 结 论

利用时谐电磁场和波导理论,详细分析了输出孔径是亚波长尺寸的锥形空心金属波导内时谐电磁场的空间分布,并且详尽阐述了球横电模和球横磁模在锥形波导中传输的特性及与锥形空心金属波导内光透射率有关的时间平均能量密度分布。基于球横电模和球横磁模解析描述的理论模型,推导出了锥形波导内各电磁场分量的空间分布的解析表达式。运用数值求解获得的精确本征值,讨论了光波波长、锥形波导的长度、输出孔径以及锥角对锥形空心金属波导内时间平均能量密度分布的影响。研究结果表明,时间平均能量密度分布在锥形金属波导内呈现准周期性变化,且周期与传输模式、锥角及光波波长有关,而与输出孔径、锥长无关。锥角越大,输出孔径越大,锥形波导中光透射也越大。

参 考 文 献

- 1 D. W. Pohl, W. Denk, M. Lanz. Optical stethoscopy: image recording with resolution $\lambda/20$ [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **44**(7): 651~653
- 2 A. Lewis, M. Isaacsson, A. Harootunian *et al.*. Development of a 500 Å spatial resolution light microscope. I. Light is efficiently transmitted through $\lambda/16$ diameter apertures [J]. *Ultramicroscopy*, 1984, **13**: 227~231
- 3 E. Betzig, R. J. Chichester. Single molecules observed by near-field scanning optical microscopy [J]. *Science*, 1993, **262**: 1422~

1425

- 4 M. Platkov, A. Tsun, L. Nagli *et al.*. A scanning near-field middle-infrared microscope for the study of objects submerged in water [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2008, **92**: 104104
- 5 Zheng Jianya, Yu Xiaoming, Zhang Tianhao *et al.*. Research of surface plasmon resonance on gold film using scanning near-field optical microscopy [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(8): 1236~1239
郑建亚, 于晓明, 张天浩 等. 用扫描近场光学显微镜技术研究金膜表面等离子体共振 [J]. *光学学报*, 2006, **26**(8): 1236~1239
- 6 Yan Feng, Zhou Ming, Fan Xiaomeng *et al.*. Near-field nanofabrication technology base on local field enhancement effect [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(s1): 176~180
言峰, 周明, 范晓萌 等. 基于局域场加强的近场纳米加工技术 [J]. *光学学报*, 2008, **28**(s1): 176~180
- 7 E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe *et al.*. Near-field magneto-optics and high density data storage [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, **61**: 142~144
- 8 Liu Xuedong, Pu Shouzhi, Zhang Fushi. Synthesis and application of organic near-field storage material [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(12): 1460~1464
刘学东, 蒲守智, 张复实. 有机近场存储材料的合成及其应用 [J]. *中国激光*, 2004, **31**(12): 1460~1464
- 9 V. R. Almeida, Q. Xu, C. A. Barrios *et al.*. Guiding and confining light in void nanostructure [J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**: 1209~1211
- 10 G. S. Wiederhecker, C. M. B. Cordeiro, F. Couny *et al.*. Field enhancement within an optical fibre with a subwavelength air core [J]. *Nature Photonics*, 2007, **1**: 115~118
- 11 R. F. Harrington. Time-Harmonic Electromagnetic Fields [M]. New York: IEEE Press, 2001
- 12 M. Abramowitz, I. A. Stegun. Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables [M]. New York: Dover Press, 1972