

# 金属覆层光纤探针近场特性研究

王学恩 范兆忠 张 禄 唐天同

(西安交通大学电子与信息工程学院, 西安 710049)

**摘 要** 采用有限积分法对用于近场光学显微镜的旋转对称光纤探针进行了数值模拟计算,研究了光纤探针开口附近亚波长范围的电磁场及其能量密度的分布. 计算结果表明,在探针外,光场为沿探针轴线方向的近逝波,其空间光场的分布与激励光场及其极化方向有关,在激励光场的极化方向出现了由感应电荷引起的边缘增强效应. 同时研究了近场光纤探针的空间分辨率和样品处的电磁场能量,结果表明光纤探针孔的尺寸及其与样品的作用距离是影响探针的分辨率和样品内电磁场能量的重要因素.

**关键词** 近场光学; 光纤探针; 有限积分法; 扫描近场光学显微镜

**中图分类号** TH253 **文献标识码** A

## 0 引言

扫描近场光学显微镜 (Scanning Near-Field Optical Microscope, SNOM), 突破了光聚焦和成像分辨率的衍射限制, 实现了亚波长的超分辨率<sup>[1-3]</sup>. 它的核心部件是以超过衍射限制在小尺度产生或收集近场光场的光学探针. 一种重要的近场光学探针由一端为锥形的并附有金属覆层和亚波长开孔的光纤构成的, 称为光纤探针. 近来, 光纤探针不仅用于显微镜作微观形貌观察, 还用来发展超高密度的光学存储、亚微米与纳米微细加工和亚波长局域光谱分析等技术<sup>[4]</sup>. 这时, 不仅要求超衍射的高分辨率, 还希望有足够高的近场光功率. 因而同时研究光纤探针的近场光场的空间分布和能量传输效率, 对于 SNOM 技术的发展具有重要的意义.

由于光纤探针的复杂几何形状的材料结构和亚波长的结构尺寸, 近场光场只能采用数值分析方法进行模拟和计算研究. 研究近场光学的电磁场全数值计算方法已经有若干研究工作报道. 曾有学者采用时域有限差分法 (Finite Difference Time Domain, FDTD)、多重多极法和边界元法对比较接近实际的锥形光纤探针模型进行了计算研究<sup>[5-8]</sup>.

有限积分法 (Finite Integration Method, FIM) 是一种新型的电磁场全数值计算方法. FIM 的数学模型是积分形式的 Maxwell 电磁场方程组, 具有很好的通用性和适应性, 可以用向量形式分析计算亚波长的电磁场结构. 我们采用 FIM 方法, 利用了商用的 Mafia 软件<sup>[9]</sup>, 对光纤探针光场分布进行了数值模拟和计算研究, 着重研究了光纤探针开口部分的近场及其能量密度的空间分布.

## 1 有限积分法

有限积分法的基础是积分形式的 Maxwell 电磁场方程组. 其特点是将计算区域按坐标系方向离散成为网格单元, 在各个网格单元体积上利用积分形式的 Maxwell 电磁场方程组构成单元的电场和磁场矢量的方程组, 各单元的方程组组合起来, 便可直接求解各网格节点上的电场和磁场矢量数值.

由于有限积分法要在基本网格单元体积上计算电场和磁场矢量的几种积分, 为了积分计算的便利, 使用了两套网格<sup>[9]</sup>. 具体的办法是, 在空间分割时, 电场的采样网格节点和磁场的采样网格节点相差半个网格单元. 设电场和磁场采样网格节点形成的网格空间分别为  $G$  和  $\bar{G}$ .  $G$  网格空间定义为: 1) 空间  $G$  连接于  $R^3$ , 并且包含于  $R^3$ ; 2)  $G$  由一系列有限的非零子体元  $V_i$  构成; 3) 定义两个子体元交界的非零面元为  $A_i$ ; 4) 两个面元的交线定义为线元  $L_i$ ; 5) 线元的交点定义为点元  $P_i$ .  $\bar{G}$  网格空间的定义类似  $G$  网格空间的定义, 其体元、面元、线元和点元分别表示为  $\bar{V}_i, \bar{A}_i, \bar{L}_i$  和  $\bar{P}_i$ .

在  $G$  网格空间中定义电位差  $e_i$  和磁通量  $b_i$  分别为

$$e_i = \int_{L_i} E dl, b_i = \int_{A_i} B dS \quad (1)$$

在  $\bar{G}$  网格空间中定义磁位差  $h_i$ 、电通量  $d_i$ 、电流  $i_i$  和电量  $q_i$  分别为

$$h_i = \int_{L_i} H dl, d_i = \int_{A_i} D dS, i_i = \int_{L_i} J dS, q_i = \int_{V_i} \rho dV \quad (2)$$

这时可以在各个网格单元上构成积分形式的 Maxwell 方程组的网格单元离散表达式, 即 Maxwell 方程组积分形式 网格单元上的离散形式

$$\oint_{\partial A} E dl = \int_A \frac{\partial}{\partial t} B dS \quad \sum_k c_{ik} e_k = -\frac{\partial b_i}{\partial t}$$

$$\begin{aligned} \oint_{\partial V} B dS &= 0 & \sum_k s_{ik} b_k &= 0 \\ \oint_{\partial A} H dl &= \iint_A (J + \frac{\partial D}{\partial t}) dS & \sum_k \bar{c}_{ik} h_k &= \frac{\partial d_i}{\partial t} + i_i \\ \oint_{\partial V} D dS &= \iiint_V \rho dV & \sum_k \bar{s}_{ik} d_k &= q_i \end{aligned} \quad (3)$$

在以上表示式中网格单元上的电位差  $e$  和电通量  $d$  分别定义为独立的变量, 实际上它们通过媒质构成方程  $D = \epsilon E$  相互联系. 定义

$$f_{\epsilon,i}(D, E) = \frac{\iint_{A_i} D dS}{\int_{L_i} E dl} = D_{\epsilon,i} \quad (4)$$

式中  $D_{\epsilon,i}$  与空间介电常数的分布和网格的结构有关, 从而  $D = \epsilon E$  可以离散为

$$d = D_{\epsilon} e \quad (5)$$

式中  $d, e$  和  $D_{\epsilon}$  分别为  $d_i, e_i$  和  $D_{\epsilon,i}$  构成的矩阵. 与之类似另外两个媒质构成方程

$$B = \mu H \text{ 和 } J = \sigma E \quad (6)$$

可以离散为

$$b = D_{\mu} h \text{ 和 } i = D_{\sigma} e \quad (7)$$

式中  $b, h$  和  $i$  分别为  $b_i, h_i$  和  $i_i$  构成的矩阵,  $D_{\mu}$  和  $D_{\sigma}$  分别为与网格结构有关的空间磁导率和电导率离散矩阵.

从以上 FIM 的离散过程可以看出, Maxwell 方程组在各个网格单元的离散形式即方程组 (3) 是严格准确的. 它不象 FDTD 在离散化 Maxwell 方程组时, 采用差分方程近似代替微分关系. FIM 的近似只是来自在计算方程 (1) 和方程 (2) 时对网格单元的体、面和线上电磁场变量分布的近似假定.

联立方程 (3)、(5) 和 (7), 可得

$$\frac{\partial}{\partial t} b = -C e, \quad \frac{\partial}{\partial t} e = D_{\epsilon}^{-1} \bar{C} D_{\mu}^{-1} b - D_{\sigma}^{-1} i \quad (8)$$

式中  $C$  和  $\bar{C}$  分别为  $C_{i,k}$  和  $\bar{C}_{i,k}$  构成的矩阵. 通常在时间离散化时对电场和磁场的采样不同步, 相差半个采样时间间隔. 设采样时间间隔为  $\delta t$ ,  $n\delta t$  的磁场值记为  $b^n$ ,  $(n+1/2)\delta t$  的电场值记为  $e^{n+1/2}$ , 式 (8) 可以对时间离散为

$$\begin{aligned} b^{n+1} &= b^n - \delta t C e^{n+1/2}, \quad e^{n+3/2} = \\ e^{n+1/2} &+ \delta t D_{\epsilon}^{-1} \bar{C} D_{\mu}^{-1} b^{n+1} - \delta t D_{\sigma}^{-1} i^{n+1} \end{aligned} \quad (9)$$

定义  $A = \begin{pmatrix} I & -\delta t C \\ \delta t D_{\epsilon}^{-1} \bar{C} D_{\mu}^{-1} & I - \delta t^2 D_{\epsilon}^{-1} \bar{C} D_{\mu}^{-1} C \end{pmatrix}$ ,  $f^n =$

$\begin{pmatrix} b^n \\ e^{n+1/2} \end{pmatrix}$ ,  $s^n = \begin{pmatrix} 0 \\ -\delta t D_{\sigma}^{-1} i^n \end{pmatrix}$ , 则式 (9) 可以表示为如下的叠代关系

$$f^{n+1} = A f^n + s^n \quad (10)$$

通过上式当知道电磁场的初值, 通过叠代可以求得以后任意时刻场的分布.

## 2 数值计算及其结果分析

### 2.1 计算结构

由于实际光纤探针的结构和材料均比较复杂, 并且具有亚波长结构, 需要进行电磁场的矢量计算, 上述的 FIM 方法处理具有多种介质的问题比较方便. 我们用 FIM 方法对旋转对称的光纤探针进行了数值计算研究. 一个旋转对称的光纤探针的子午面截面结构原理图如图 1 所示. 探针置于空气中, 它的前段可视为一段向左无限延伸的充有介质的金属圆波导, 后段是锥形结构及亚波长的圆形开口. 这一计算结构充分地反映了近场光纤探针的实际电磁结构.

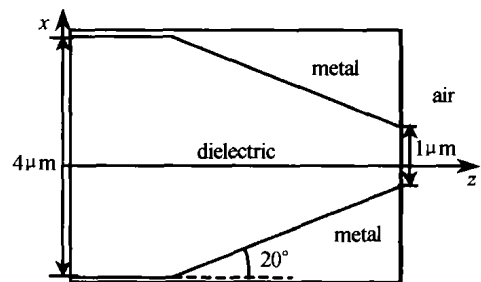


图 1 探针模型子午面截面结构图

Fig. 1 2-D diagram of the SNOM probe model

计算时圆波导的直径取为  $4 \mu\text{m}$ , 波导内介质的相对介电常数为 2.25, 探针的锥角为  $20^\circ$ , 开口的大小为  $1 \mu\text{m}$ , 均匀波导的金属覆层厚度为  $0.1 \mu\text{m}$ . 激励光波由探针的左端进入, 它的真空波长为  $7 \mu\text{m}$ .

在左端离锥形结构足够远的均匀圆波导部分, 其光场可以用圆波导的本征模式之一描述. 因而在计算时, 首先计算了圆波导的本征模. 可能存在的低阶行波模有  $\text{TE}_{11}$  和  $\text{TM}_{01}$  模, 我们选用  $\text{TE}_{11}$  模作为激励模式. 考虑到均匀圆波导该模的极化简并性, 采用水平 ( $x$  轴) 极化的  $\text{TE}_{11}$  模. 激励模式的幅度已按照均匀圆波导行波的传输功率归一化为相对单位.

### 2.2 计算结果 - 近场电磁场的分布

光学探针近场的电磁场和能量密度的空间分布表征了探针近场的作用范围、强度以及探针分辨率等性质. 在探针与样品作用中, 电场起着主导作用, 所以主要讨论近场中电场和磁场的能量密度的空间分布.

计算结果表明, 虽然探针尖端孔径较小, 激励的  $\text{TE}_{11}$  模在接近开孔处已处于截止状态, 但是在开孔附近横截面上电场的分布仍然接近于圆波导  $\text{TE}_{11}$  模的基本场形, 具有一定的极化方向. 这说明在光纤探针中, 激发模式非常重要, 它决定了探针口附近场分布的基本图样.

图 2 给出了电场和磁场能量密度的时间平均值

沿  $z$  轴的变化关系. 在探针尖端的内部, 在轴向形成了驻波, 其电场的峰值能量密度为  $1.54 \times 10^{-9}$  (相对单位). 而探针外, 在开口处能量密度仅为  $4.53 \times 10^{-13}$ , 并且随着到探针的距离的增大不断减

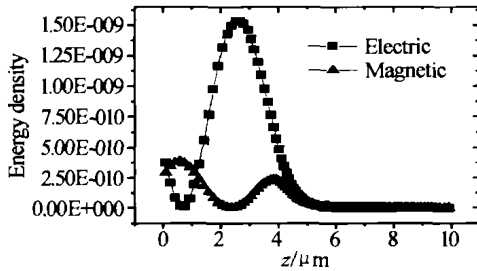


图2 电磁场能量密度沿  $z$  轴的变化关系  
Fig. 2 Distribution of energy density along axis  $z$

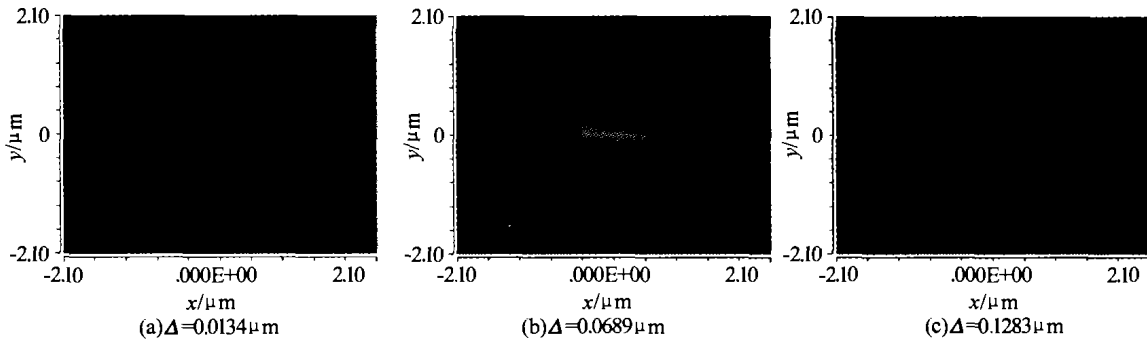


图3 探针外不同横截面上电场能量密度的分布(长度单位:  $\mu\text{m}$ )  
Fig. 3 Distributions of electric energy density on transverse cross-sections out of probes (unit:  $\mu\text{m}$ )

为了分析沿  $x$  轴和  $y$  轴方向上光斑大小的空间变化关系, 图4给出了不同横截面上沿  $x$  轴和  $y$  轴方向电场能量密度的时间平均值的分布. 从图4可以看出在距离探针开口较近时  $x$  轴方向为双峰, 随着距离的增大逐渐过渡为单峰, 而在  $y$  轴方向始终为单峰.  $x$  方向光斑宽度基本上和探针孔径相近, 并且随着与探针孔的距离增加而加大.  $y$  方向光斑较

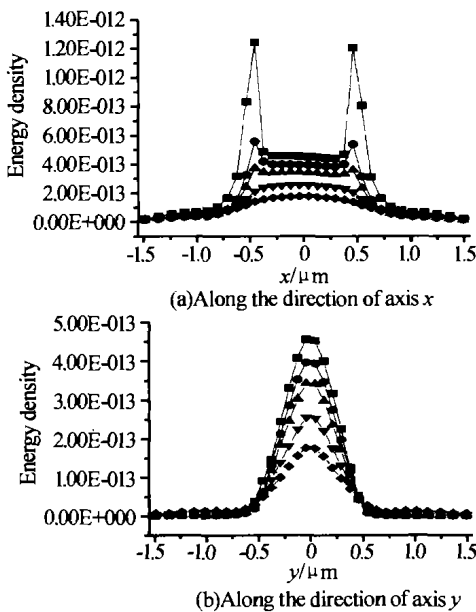


图4 探针外不同横截面上电场能量密度沿坐标轴方向的分布( $\Delta$  单位:  $\mu\text{m}$ )  
Fig. 4 Distributions of electric energy density along axes on transverse cross-sections out of probes

小. 这说明探针的能量传输效率很低, 在探针外电场沿着  $z$  方向具有近逝波的形式.

图3给出了在光纤探针外离探针距离为  $\Delta$  的不同横截面上电场能量密度的时间平均值的分布. 它表明探针外横截面上电场能量密度的分布与激励光场的极化方向有关. 沿激励光场的极化方向 ( $x$  轴), 探针内金属覆层界面有电场的法向分量, 存在感应面电荷, 从而在探针开口处有边缘增强效应, 表现为在非常接近探针开口的横截面上沿水平方向 ( $x$  轴) 有两个光斑. 随着到探针开口的距离的增大, 边缘增强效应逐渐减弱, 表现为水平方向的两个光斑不断增大并且逐渐靠近, 最终成为一个光斑.

$x$  方向的光斑小, 在适当的距离范围内可能小于探针孔径. 因而在 SNOM 中, 为了达到亚波长的超分辨率, 光纤探针开的口应为亚波长, 并且距离样品应在亚波长范围内; 光纤探针开口的大小及其与样品的作用距离是决定 SNOM 的分辨率的重要因素.

### 3 结论

介绍了电磁场计算的 FIM 方法原理和特点. 采用 FIM 方法计算了 SNOM 的光纤探针的近场电磁场及其能量密度的分布. 探针轴线方向能量密度的分布表明, 在探针外沿轴线方向具有近逝波的特征. 探针外横截面上近场和能量密度的分布表明, 探针外场的分布与激励场及其极化方向有关, 在激励场的极化方向出现了由感应电荷引起的边缘增强效应, 形成了在此方向较长的光斑; 光纤探针开口的大小及其与样品的作用距离, 对于 SNOM 的分辨率和传输到样品的能量, 都是决定性的重要因素.

本研究的数值计算工作, 得到了北京真空电子学研究所廖复疆和李淑汉等同志的支持, 作者谨在此表示诚挚的感谢.

### 参考文献

- 1 Pohl D W, Denk W, Lanz M. Optical stethoscopy: image recording with resolution  $\lambda/20$ . *Appl Phys Lett*, 1984, **44** (7): 651 ~ 653
- 2 Reddick R C, Warmack R J, Ferrell T L. New form of

- scanning optical microscopy. *Phys Rev B*, 1989, **39**(1):767 ~ 770
- 3 Betzig E, Finn P L, Weiner J S. Combined shear force and near-field scanning optical microscopy. *Appl Phys Lett*, 1992, **60**(20):2484 ~ 2486
  - 4 张树霖. 近场光学显微镜及其应用. 北京: 科学出版社, 2000. 95  
Zhang S L. Scanning Near-Field Optical Microscopy and Its Applications. Beijing: Science Press, 2000. 95
  - 5 Tanaka M, Tanaka K. Boundary integral equations for computer-aided design and simulations of near-field optics: two-dimensional optical manipulator. *J Opt Soc Am A*, 1998, **15**(1): 101 ~ 108
  - 6 Novotny L, Pohl D W, Hecht B. Scanning near-field optical probe with ultrasmall spot size. *Opt Lett*, 1995, **20**(9):970 ~ 972
  - 7 周庆, 朱星, 李宏福. 近场光学中光纤探针的光强分布. 物理学报, 2000, **49**(2):210 ~ 214  
Zhou Q, Zhu X, Li H F. *Acta Physica Sinica*, 2000, **46**(2): 210 ~ 214
  - 8 Christensen D A. Analysis of near field tip patterns including object interaction using finite-difference time-domain calculations. *Ultramicroscopy*, 1995, **57**(2): 189 ~ 195
  - 9 Manual of software MAFIA, 2000

## Study on the Optical Near Field of Metal-clad Optical Fiber Probes

Wang Xue'en, Fan Zhaozhong, Zhang Lu, Tang Tiantong

School of Electronic & Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049

Received date: 2004-01-09

**Abstract** Distributions of the near-field electromagnetic field and its energy density of rotationally symmetrical optical fiber probes used in scanning near-field optical microscopes (SNOM) are numerically studied using finite integration method (FIM). The results indicate that an evanescent wave exists out of the probe and that the polarization direction of the near field is related to that of the excitation field of the fiber probe. An edge enhancement effect, caused by the induced charges on the surface of metal cover, is observed along the polarization direction. The computed results also prove that the resolution of the probe and the electromagnetic energy within the samples are mainly determined by the aperture size of the probe and the distance between the sample and the probe aperture.

**Keywords** Near-field optics; Optical fiber probe; Finite integration method; Scanning near-field optical microscope



**Wang Xue'en** was born in 1972, and he works as a teacher in Xidian University after receiving the Master's degree at physical department of Nanjing University in 1998. Currently he is pursuing his Ph. D. degree in Xi'an Jiaotong University. He is interested in the optical information process, near-field optics and integrated optics.