

文章编号:1001-5078(2007)01-0072-04

## 浸没膜厚度对固体浸没透镜系统分辨力的影响

施华萍,张耀举,孙 策

(温州大学物理与电子信息学院,浙江 温州 325027)

**摘 要:**考虑了光在固体浸没透镜(SIL)和观测样品之间的薄膜的厚度效应,应用矢量衍射理论研究了半球形 SIL 系统的光场分布。分析和计算指出,光斑的强度、边瓣强度和光斑大小随薄膜的厚度发生振荡。当厚度一定时,在样品内表面附近,随着离开界面的距离的增加,光斑大小和边瓣强度基本不变,但光强先增大后减小,焦点略微向样品内迁移。薄膜材料的折射率与 SIL 的折射率相匹配时成像效果较好、分辨率较高。

**关键词:**半球形固体浸没透镜;衍射;显微

**中图分类号:**O438.2 **文献标识码:**A

## The Influence of the Thickness between the Sample and Solid Immersion Lens on the Resolution of Microscopy System

SHI Hua-ping, ZHANG Yao-ju, SUN Ce

(College of Physics and Electronic Information, Wenzhou University, Wenzhou 325027, China)

**Abstract:** Considering the effects of the thickness of the film between the solid immersion lens (SIL) and the microscopy sample, the optical field distribution of the SIL system is analyzed using the vector diffraction theory. The analyses and calculations show that the intensity of spot, spot size and sidelobe intensity oscillate with the thickness of the film. When the thickness of the film is given, the spot size and sidelobe intensity is basically unchanged in the vicinity of the sample's surface, but the intensity of spot increases at the beginning of increasing the depth into the sample and then decreases. The focus of the system slightly shifts into the sample. It is found that the resolution is higher when the refractive index of gap material matches the SIL's refractive index.

**Key words:** hemisphere solid immersion lens; diffraction; microscopy

### 1 引 言

在远场衍射的条件下,显微镜的光斑大小近似为  $\lambda/2NA_e$ ,  $NA_e = n\sin\alpha$  是系统的等效数值孔径 ( $n$  是物空间的折射率,  $\alpha$  是透镜的汇聚角)。由此可见,有三个途径可以提高显微镜的分辨率。一是减小波长  $\lambda$ , 如采用蓝光照明;二是制造具有高孔径角透镜(即增加  $\alpha$ ),但是,透镜的孔径角过大,既不容易制造又会产生难以避免的、巨大的像差,将会使成像质量下降;三是采用浸没介质,即把物体浸没在折射率较大的液体或固体中。自从1990年 Mansfield 和 Kino 将固体透镜浸没透镜(SIL)技术引入到显微镜中以来<sup>[1]</sup>, SIL 技术得到

了巨大的发展,并在生物样品分析<sup>[2]</sup>、高密度光存储<sup>[3]</sup>、光刻<sup>[4]</sup>、和半导体纳米结构研究<sup>[5]</sup>等方面获得了广泛的应用。

许多研究者从理论上研究了 SIL 透镜系统的光场分布<sup>[6-9]</sup>,这些分析对于 SIL 表面显微系统是有效的。然而,在光存储<sup>[3]</sup>、半导体集成电路检测<sup>[5]</sup>以及许多生物样品亚表面成像分析中<sup>[2]</sup>,样品并不是直接与 SIL 接触,在样品与 SIL 之间常常有间隔薄膜层存在。因此有必要分析间隔薄膜层对 SIL 显

**作者简介:**施华萍(1984-),女,在校,主要从事光学显微研究。

**收稿日期:**2006-04-11; **修订日期:**2006-05-22

微系统的影响。本文应用高数值孔径透镜矢量衍射理论和薄膜光学方法详细分析了这种间隔薄膜层的效应。

2 理论与公式

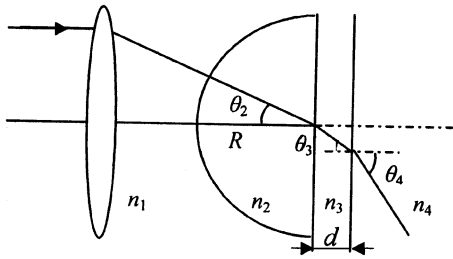


图1 SIL系统示意图

图1是所考虑的半球形SIL(h-SIL)系统示意图。h-SIL放在会聚透镜的右边,它的平面表面位于透镜的焦平面。 $n_1$ 为空气的折射率; $R$ 为球的半径; $n_2$ 为它的折射率。样品(折射率为 $n_4$ )与SIL之间有一间隔薄膜层。薄膜层的厚度为 $d$ ,折射率为 $n_3$ 。这个系统可以模拟实际中的光存储和一些亚表面生物样品显微。 $d$ 相当于飞行头的高度(光存储中)或相当于盖玻璃的厚度(生物显微中)。按照Helseth的论文中所提出的方法和步骤<sup>[6]</sup>,我们推导出了h-SIL系统的透射场的分布为:

$$E_4(\rho_c, \phi_c, z_c) = \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} A(\theta_2, \phi) \exp(ik_4 z_c \cos\theta_4) \exp[i(k_2 \rho_c \sin\theta_2 \cos(\phi - \phi_c))] \sin\theta_2 d\theta_2 d\phi \quad (1)$$

$$A(\theta_2, \phi) = P(\theta_2, \phi) B(\theta_2, \phi) \quad (2)$$

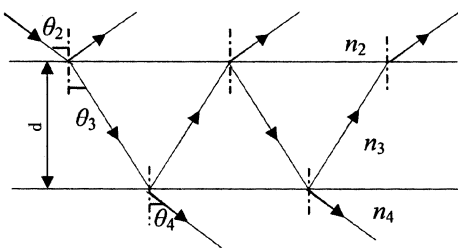


图2 光在薄膜中的多次反射

其中, $\alpha$ 是透镜的汇聚角; $B(\theta_2, \phi) = \sqrt{\cos\theta_2}$ 是透镜的正弦切趾函数。

根据折射定律可以得到 $\theta_4$ 与 $\theta_2$ 的关系为:

$$\theta_2 = \arcsin\left(\frac{n_4}{n_2} \sin\theta_4\right) \quad (3)$$

在式(1)中, $P(\theta_2, \phi)$ 是偏振矢量,它可以表达为:

$$P(\theta_2, \phi) = R^{-1}(\phi) L(\theta_4) T_1 L^{-1}(\theta_2) T_2 L(\theta_2) R(\phi) P_0(\theta_2, \phi) \quad (4)$$

其中,

$$P(\theta_2, \phi) = \begin{bmatrix} a(\theta_2, \phi) \\ b(\theta_2, \phi) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5)$$

它是入射平面波的偏振矢量;

$$R(\phi) = \begin{bmatrix} \cos\phi & \sin\phi & 0 \\ -\sin\phi & \cos\phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (6)$$

它描述平面直角坐标转化成柱坐标;

$$L(\varphi_j) = \begin{bmatrix} \cos\varphi_j & 0 & \sin\varphi_j \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\varphi_j & 0 & \cos\varphi_j \end{bmatrix} \quad (7)$$

它描述柱坐标在s和p偏振方向上的投影;

$$T_1 = \begin{bmatrix} t_{1p} & 0 & 0 \\ 0 & t_{1s} & 0 \\ 0 & 0 & t_{1p} \end{bmatrix} \quad (8)$$

它描述在SIL的球面界面的透射菲涅尔透射系数矩阵;

$$T_2 = \begin{bmatrix} t_{23p} t_{34p} / (1 - r_{23} r_{34} e^{-i\delta}) & 0 & 0 \\ 0 & t_{23s} t_{34s} / (1 - r_{23} r_{34} e^{-i\delta}) & 0 \\ 0 & 0 & t_{23p} t_{34p} / (1 - r_{23} r_{34} e^{-i\delta}) \end{bmatrix} \quad (9)$$

它代表间隔薄膜层的等效透射菲涅尔透射系数矩阵。考虑到光在薄膜内的多次反射,我们用薄膜光学方法<sup>[10]</sup>求出了薄膜的等效菲涅尔透射系数:

$$t_{2s} = t_{23s} t_{34s} / (1 - r_{23} r_{34} e^{-i\delta}) \quad (10)$$

$$t_{2p} = t_{23p} t_{34p} / (1 - r_{23} r_{34} e^{-i\delta}) \quad (11)$$

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} n_3 d \cos\theta_2 \quad (12)$$

将式(5)~式(12)代入式(4)中,经过运算后得到偏振矢量:

$$P(\theta_2, \phi) = \begin{bmatrix} t_{1p} t_{2p} \cos\phi (a \cos\phi + b \sin\phi) \cos\phi_4 + t_{1s} t_{2s} \sin\phi (a \sin\phi - b \cos\phi) \\ t_{1p} t_{2p} \sin\phi (a \cos\phi + b \sin\phi) \cos\phi_4 - t_{1s} t_{2s} \cos\phi (a \sin\phi - b \cos\phi) \\ -t_{1p} t_{2p} (a \cos\phi + b \sin\phi) \sin\phi_4 \end{bmatrix} \quad (13)$$

当x-偏振光入射( $a=1, b=0$ ),有:

$$P(\theta_2, \phi) = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} (t_{1p} t_{2p} \cos\theta_4 + t_{1s} t_{2s}) + \frac{1}{2} (t_{1p} t_{2p} \cos\theta_4 - t_{1s} t_{2s}) \cos 2\phi \\ \frac{1}{2} (t_{1p} t_{2p} \cos\theta_4 - t_{1s} t_{2s}) \sin 2\phi \\ -t_{1p} t_{2p} \sin\theta_4 \cos\phi \end{bmatrix} \quad (14)$$

将式(2)和式(14)代入式(1),得到了在样品中的光场分布:

$$E_4 = E_0 \begin{bmatrix} -i(I_0 + I_2 \cos 2\phi_c) \\ -iI_2 \sin 2\phi_c \\ -2I_1 \cos 2\phi_c \end{bmatrix} \quad (15)$$

$$I_0 = \int_0^\alpha (t_{1s}t_{2s} + t_{1p}t_{2p} \cos \theta_4) \sqrt{\cos \theta_2} \sin \theta_2 J_0(k_2 \rho_c \sin \theta_2) \exp(ik_4 z_c \cos \theta_4) d\theta_2 \quad (16)$$

$$I_1 = \int_0^\alpha t_{1p}t_{2p} \sin \theta_4 \sqrt{\cos \theta_2} \sin \theta_2 J_1(k_2 \rho_c \sin \theta_2) \exp(ik_4 z_c \cos \theta_4) d\theta_2 \quad (17)$$

$$I_2 = \int_0^\alpha (t_{1s}t_{2s} + t_{1p}t_{2p} \cos \theta_4) \sqrt{\cos \theta_2} \sin \theta_2 J_2(k_2 \rho_c \sin \theta_2) \exp(ik_4 z_c \cos \theta_4) d\theta_2 \quad (18)$$

其中,  $J_n$  是第一类  $n$  阶贝塞尔(Bessel)函数。

### 3 数值计算

为了便于分析讨论,首先定义几个参数,  $I$  表示中心光强,  $G$  表示光斑大小,它被定义为中心光斑的全宽半高(FWHM, full-width at half-maximum),  $M$  表示相对于中心光强的最大边瓣强度。

图3计算出了当薄膜的厚度  $d = 0.3\lambda$  时,样品内不同深度处的径向光强分布。计算时所用的参数为:聚焦透镜的数值孔径  $NA = 0.6$ ,  $n_1 = 1$ ,  $n_2 = 1.83$ ,  $n_3 = 1$ , 记录介质的折射率  $n_4 = 1.656 - i0.004$ 。由图可以看出,当深度不太大时,光斑大小和边瓣强度基本不变,但是光斑的强度随深度的增加先增加而后减小。这说明,界面的存在可以导致焦移现象。当深度较大时,光斑很大,成像质量严重下降。

图4显示出了在样品的表面,成像参数随着样品与SIL平面表面之间薄膜层的厚度的变化。计算参数与图3中的相同。显然,随着薄膜厚度的变化,光斑的强度  $I$ 、光斑大小  $G$  和边瓣强度  $M$  都产生振荡。振荡的原因是由于光在薄膜中多次反射使得透射场产生的干涉效应而造成的。仔细观察会发现,光斑较小时光强和边瓣强度比较大。这说明用改变薄膜厚度的方法提高分辨率(减小光斑大小)是以光强的减小为代价的。实

际使用时,应根据对光强或光斑大小的要求来选择一定的薄膜厚度。

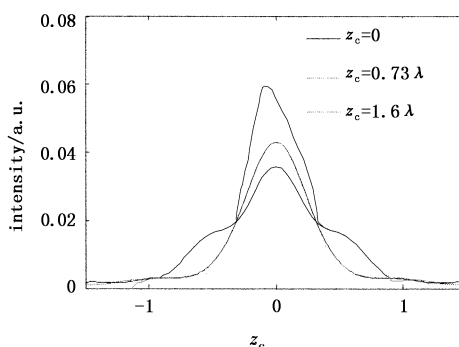


图3 当薄膜厚度为  $0.3\lambda$  时,样品内不同深度处光场的径向分布

成像质量不仅与间隔薄膜的厚度有关,而且与薄膜材料即折射率( $n_3$ )有关,图5显示了这种变化行为。薄膜材料的折射率大于1时(即不是空气层),中心光强开始随折射率的增大而增大,且在1.65和1.8之间保持最大值不变,之后又呈递减趋势(见图5(a))。光斑大小在薄膜材料的折射率大于1.1之后趋于稳定,大小基本保持不变(见图5(b))。边瓣强度的变化行为与光斑大小的变化相似。比较图5中各曲线发现,当中心光强很大时,光斑大小和边瓣强度都很小。因此,间隔薄膜材料的折射率在1.65~1.8之间,即薄膜材料的折射率与SIL的折射率相匹配时,可以得到最佳成像效果。

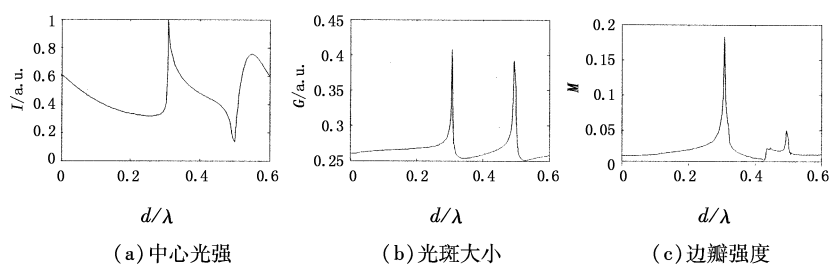


图4 在径向偏振照明下,样品表面的光强随薄膜厚度的变化  
计算参数:  $n_1 = 1, n_2 = 1.83, n_3 = 1, n_4 = 1.656 - 0.004i, NA = 0.6$

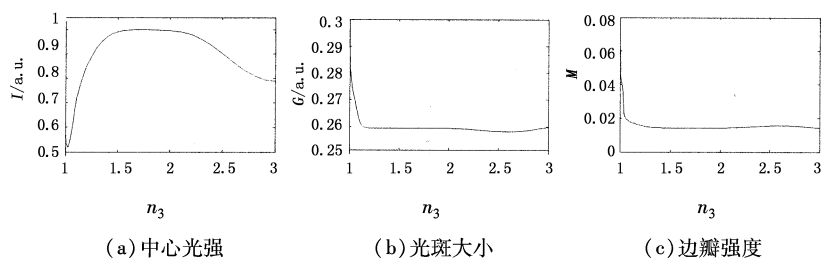


图5 在径向偏振照明下,光强随着薄膜材料折射率的变化(计算参数同图4)

#### 4 结 论

我们应用矢量衍射理论,考虑了间隔薄膜层的效应,着重分析了成像特性随薄膜的厚度和折射率的变化。结果发现,有薄膜存在时,在内样品表面附近,光斑大小和边瓣强度基本不变,但是光斑的强度随深度的增加先增加而后减小;当深度较大时,光斑很大,成像质量严重下降。光斑的强度  $I$ 、光斑大小  $G$  和边瓣强度  $M$  都随薄膜的厚度发生振荡。光强比较大时,光斑也比较大。光斑的大小和强度也与薄膜材料的折射率有关。薄膜材料的折射率与 SIL 的折射率相匹配时成像效果较好、分辨率较高,对于生物样品显微,可以通过改变盖玻片的折射率来实现。但是,对于光存储,很难使两者的折射率相匹配,因此,只有靠调整间隔薄膜的厚度来改变成像质量。

#### 参考文献:

- [1] Mansfield S M, Kino G S. Solid immersion microscope [J]. Appl. Phys. Lett., 1990, 57(24): 2615 - 2616.
- [2] Yoshita M, Koyama K, Baba M, et al. Fourier imaging study of efficient near-field optical coupling in solid immersion fluorescence microscopy [J]. J. Appl. Phys., 2002, 92(2): 862 - 865.

(上接第 71 页)

余弦型 Y 分支光波导的三个重要参数进行了逐一优化分析,得出传输损耗的变化趋势:随过渡区长度的增长而减小;分支高度的增加而增大;波导宽度的增加而减小。并针对具体的折射率参数,得到了一组优化参数,将其应用到 MZI 上,结果表明:Y 分支为余弦型的 MZI 归一化功率值在端口处明显高于直接转型。

#### 参考文献:

- [1] P Granstrand, et al. Strictly nonblocking  $8 \times 8$  integrated optical switch matrix [J]. Electron. Lett., 1986 22 (6): 816 - 818.
- [2] P S Chung, H P Chan, E Y B Pun. Novel design of integrated optical beam splitters using symmetric Y-branch structures [J]. IEEE J. Quant. Electron., 1990, 137 (5): 340 - 344.
- [3] L A White. Radiation from bends in optical waveguides: the volumn-current method [J]. Microwave Opt. Acoust., 1979, 8 (3): 186 - 188.
- [4] H P Chan, S Y Cheng, et al. Low loss wide-angle sym-

- [3] Terris B D, Mamin H J, Ruger D. Near-field optical data storage using a solid immersion lens [J]. Appl. Phys. Lett., 1994, 65(4): 388 - 390.
- [4] Ghislain L P, Elings V B, Crozier K B, et al. Near-field photolithography with a solid immersion lens [J]. Appl. Phys. Lett., 1999, 74(4): 501 - 503.
- [5] Zhao H, Moehl S, Wachter S, et al. Hot exciton transport in ZnSe quantum wells [J]. Appl. Phys. Lett., 2002, 80 (8): 1391 - 1393.
- [6] Helseth L E. Roles of polarization, phase and amplitude in solid immersion lens [J]. Opt. Commun., 2001, 191: 161 - 172.
- [7] 谢建平,鲁拥华,王沛,等.用角谱方法分析固体浸没透镜的近场分布 [J]. 光学学报, 2002, 22(4): 413 - 416.
- [8] Zhang Y, Zhang C, Zou Y. Focal-field distribution of the solid immersion lens system with an annular filter [J]. Optik, 2004, 115: 277 - 280.
- [9] Lu Y, Xie J, Ming H. Binary pure-phase filter optimized the optical distribution, of solid immersion lens [J]. Opt. Commun., 2003, 215: 251 - 255.
- [10] 母国光,战元令. 光学 [M]. 北京:人民教育出版社, 1978, 438 - 440.
- metric Y-branch waveguide [J]. Electron. Lett., 1996, 32 (7): 652 - 654.
- [5] H H Hamid, L C Park, J L Max. A new low-loss wide-angle y-branch configuration for optical dielectric slab waveguides [J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1994, 6 (4): 528 - 530.
- [6] J M Hsu, C T Lee. Systematic design of novel wide-angle low-loss symmetric y-junction waveguides [J]. IEEE J. Quant. Electron., 1998, 34(4): 673 - 679.
- [7] Zheng H L, Chen F S. Bending Loss of Two Kinds of Y-Branch Optical Waveguides [J]. Semiconductor Optoelectronics. 2005, 26(1): 30 - 33. (in Chinese)
- [8] Koai K T, Liu P L. Modeling of Ti:LiNbO<sub>3</sub> waveguide devices: Part-II S-shaped channel waveguide bends [J]. IEEE J. Lightwave Technol., 1989, 7(7): 1016 - 1022.
- [9] A J MarcattiliE, S E Miller. Improved relations describing directional control in electromagnetic wave guidance [J]. Bell Syst. Tech. J., 1969, 48 (9): 2166 - 2188.
- [10] T M Benson, P Sewell, A Vokovic, et al. Advance in the finite difference beam propagation method [J]. ICTON, 2001, 9 (2): 36 - 41.