

文章编号: 1001-3806(2005)02-0213-03

## 固体浸没透镜的近场光场分析

张东玲, 汤清彬, 戴启润\*

(信阳师范学院 物理电子信息工程学院, 信阳 464000)

**摘要:** 采用二维时域有限差分法 (2D-FDTD method) 研究了线偏振的高斯光束透过固体浸没透镜 (SIL) 的近场矢量光场分布特性。分析模拟结果表明, SIL 底面的出射光场发生了退极化, 产生了与入射光偏振方向垂直的退极化分量; 退极化分量的存在使出射总光场的光斑得到一定程度的“加宽”; 与入射光偏振方向相同的分量场的光斑均小于总场的光斑, 且 SIL 的折射率越大, 两者的差别也越大。

**关键词:** 固体浸没透镜; 近场光场; 时域有限差分法; 偏振光; 隐失场

**中图分类号:** O434 TP333.4 **文献标识码:** A

### Analysis of the near-field optical field of solid immersion lens

ZHANG Dong-ling, TANG Qing-bin, DAI Qi-run

(College of Physics & Information Electronic Engineering Xinyang Normal University, Xinyang 464000, China)

**Abstract** Using two-dimension finite-difference time-domain (2D-FDTD) method, the optical fields of solid immersion lens are studied when illuminated by linear polarized focusing Gaussian beam. The simulated results reveal that the portrait optical field is produced, which broadens the emitted beam radius. The beam of the component field whose polarization is parallel to the incident beam is smaller than that of the total optical field and the higher the refractive index is, the larger the contrast is.

**Key words** solid immersion lens (SIL); near-field optical field; finite-difference time-domain method; polarized light; evanescent field

### 引 言

随着信息的多媒体化和网络通讯的普及, 要求存储设备具有更大的容量和更快的存取速度。提高存储密度一直是光存储技术的主要发展目标之一。在目前传统的光存储技术中, 激光束通过物镜聚焦在存储介质层上记录, 属于远场光记录, 存储密度终将受到瑞利衍射极限的限制。近 10 年新发展起来的近场光学数据存储技术以其能够突破衍射极限的限制、理论上可获得无限制缩小的记录光点这一优势逐渐成为高密度光存储技术的主要发展方向之一。

目前, 研究人员提出了多种近场存储方案, 如探针型近场 (NSOM) 存储<sup>[1]</sup>、固体浸没透镜 (solid immersion lens SIL) 近场存储<sup>[2]</sup>、超分辨近场结构 (super-RENS) 存储<sup>[3]</sup>等。其中 SIL 近场存储具有光传输效率高、存储密度大、存取速度快等优点, 在近场超高密度光存储方面有较大的发展前景。SIL 近场光存储是利用高折射率的 SIL 来提高光学头的有效数值孔径, 通过近场耦合的方式将光能传到记录介质中来实现高密

度光记录的。由于 SIL 底面近场区域的光场不服从瑞利判据, 且在小于一个波长的区域范围内变化很大, 所以, 弄清楚 SIL 底面出射的近场光场分布对优化 SIL 光存储系统、提高光存储性能有一定的指导作用。由于 SIL 光存储系统光学头的有效数值孔径较大, 标量衍射理论不再适用, 需采用矢量光学理论<sup>[4~7]</sup>或数值解法<sup>[8~10]</sup>对其进行分析。本文中采用二维时域有限差分法 (2D-FDTD method) 模拟分析了线偏振的高斯光束经过半球形 SIL 的近场矢量光场分布特性。与其它计算电磁场问题的方法相比, FDTD 法具有简单、直观、精密度高等优点, 被广泛应用于近场光学领域。

### 1 SIL 二维模型的建立和 2D-FDTD

由于半球形 SIL 和通过光学头后的聚焦高斯光束的波阵面都呈旋转对称分布的, 因此, 只需计算 SIL 一个中心轴截面上的场强分布; 可将半球形的 SIL 简化为如图 1 所示的二维模型,  $\theta_c$  为全反射临界角。假定计算模型中入射激光束是沿  $x$  方向线性偏振的, 那么在不考虑从光盘表面反射回的光对透镜底面出射光场的影响<sup>[6]</sup>的情况下, 可略去和入射光偏振方向相垂直的  $z$  分量场, 采用二维时域有限差分法对其进行分析。尽管这种模型与实际的三维空间模型存在着一定的差异, 但这种差异很小<sup>[6,8]</sup>。若计算空间中不存在电场

作者简介: 张东玲 (1978-), 女, 硕士研究生, 主要从事近场光学和高密度光存储方面的研究工作。

\* 通讯联系人。Email: daig@xgtec.edu.cn

收稿日期: 2004-02-24 收到修改稿日期: 2004-06-28

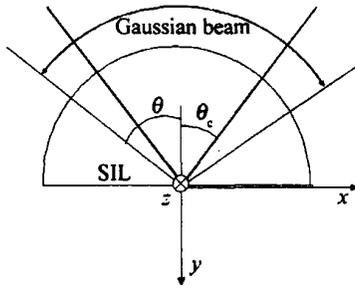


Fig 1 The calculating model

分量  $E_z$ , 只有  $E_x$  和  $E_y$ , 则在无源区域, 直角坐标系中 Maxwell 方程可简化为<sup>[11]</sup>:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \left( \sigma + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) E_x \quad (1)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = - \left( \sigma + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) E_y \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} = \left( s + \mu \frac{\partial}{\partial t} \right) H_z \quad (3)$$

变为 Yee 氏网格的差分式为:

$$E_x^{n+1}(i+1/2, j) = C_x(i+1/2, j) \{-D_x(i+1/2, j) \times E_x^n(i+1/2, j) + [H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2)] / \Delta y\} \quad (4)$$

$$E_y^{n+1}(i, j+1/2) = C_y(i, j+1/2) \{-D_y(i, j+1/2) \times E_y^n(i, j+1/2) - [H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) - H_z^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2)] / \Delta x\} \quad (5)$$

$$H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) = C_z'(i+1/2, j+1/2) \times \{-D_z'(i+1/2, j+1/2) H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) + [E_x^n(i+1/2, j+1) - E_x^n(i+1/2, j)] / \Delta y - [E_y^n(i+1/2, j+1/2) - E_y^n(i, j+1/2)] / \Delta x\} \quad (6)$$

(4)式 ~ (6)式中:  $C_\eta(i, j) = \{ \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} [\sigma_\eta(i, j) / 2 + \epsilon_\eta(i, j) / \Delta t] \}^{-1}$ ,  $D_\eta(i, j) = \{ \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} [\sigma_\eta(i, j) / 2 - \epsilon_\eta(i, j) / \Delta t] \}$ ,  $C_\eta'(i, j) = \{ \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} [S_\eta(i, j) / 2 + \mu_\eta(i, j) / \Delta t] \}^{-1}$ ,  $D_\eta'(i, j) = \{ \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} [S_\eta(i, j) / 2 - \mu_\eta(i, j) / \Delta t] \}$ 。下标  $\eta$  为  $x, y, z$  中任一个,  $H_z$  代表磁场的  $z$  分量场,  $\epsilon, \mu, \sigma, s$  分别为介质的电容率、磁导率、电导率和磁电阻率。

设波长为 630nm 的线偏振光通过光学头后沿半球形 SIL 轴线方向 ( $y$  轴) 入射, 并聚焦到 SIL 底面中心。每个 Yee 氏网格单元的空间步长  $\Delta x = \Delta y = 15\text{nm}$ , 时间步长  $\Delta t = \Delta x / 2c$ ,  $c$  为真空中的光速, 计算空间的网格数  $N_x = N_y = 400$ 。高斯光源某一波阵面在计算截面上可以等效为一段圆弧线, 设置的高斯光源的弧半径  $R(y) = 195 \times \Delta x$ , 光斑半径  $W(y) = 100 \times \Delta x$ , 波阵面弧线顶点距上边界的网格数为 5。电场分量  $E_y = 0, E_x$  的振幅沿光轴两侧的源弧线上呈指数衰减, 振幅最大值为  $1\text{V/m}$ 。则高斯光源的束腰半径  $w_0$  和束腰位置  $y$  可由下面两个关系式确定:

$$y = R(y) \{ 1 + [\lambda R(y) / \pi w_0^2(y)]^2 \}^{-1} \quad (7)$$

$$w_0^2 = w^2(y) \{ 1 + [\pi w^2(y) / \lambda R(y)]^2 \}^{-1} \quad (8)$$

这样设置的高斯光源的特性就可完全确定<sup>[12]</sup>。图 2 为所模拟的高斯光束在自由空间中传播的电场振幅分布图。在可见光波长范围, 光与物质之间的相互作用可以由电场分量表示, 本文中用电场分量模量的平方  $|E|^2$  表示 SIL 的光场分布, 光斑半径则定为该处  $|E|^2$  分布半峰值宽度的一半。

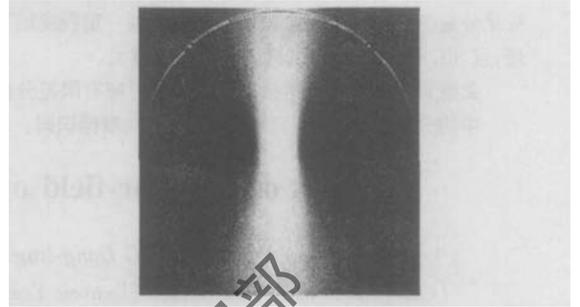


Fig 2 Amplitude distribution of the set Gaussian beam in vacuum

## 2 结果与讨论

图 3 是图 2 条件下的高斯光束分别经过折射率为 2.0, 2.5 和 3.0 的 SIL 并会聚在其底面中心时出射光场的电场振幅分布图。SIL 的折射率  $n$  越大, 聚焦在底面的光斑就越小, 其底面出射光束的发散角也越大,

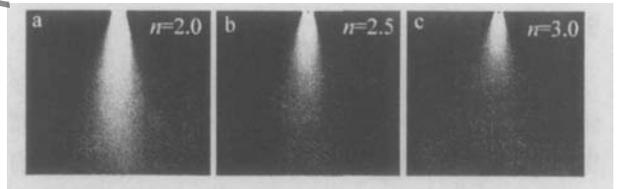


Fig 3 Emitted electrical field distribution at the bottom of SIL with different refractive index

光场沿光轴方向上衰减得也越快。这是由于 SIL 的折射率较大, 部分入射光束在 SIL 底面发生了全反射, 由全反射产生的折射波是沿光轴方向振幅呈类指数形式衰减的隐失波, 其衰减常数  $\alpha$  为<sup>[13]</sup>:

$$\alpha = 4\pi \sqrt{\sin^2 \theta - 1/n^2} / \lambda \quad (9)$$

式中,  $\theta$  为大于全反射临界角的入射角。而底面光场的衰减源于原辐射场的衰减和隐失场的衰减, 而隐失场的衰减程度远大于辐射场的衰减程度, 因此 SIL 的折射率越大, 光场衰减得越快。

图 4a~ 图 4c 分别是光通过折射率为 2.0, 2.5 和 3.0 时 SIL 底面焦平面上各分量场及总场的强度分布。可以看出, 线偏振的高斯光束经过 SIL 后产生了纵向场分量  $E_y$ , 其在  $y$  轴上的强度分布几乎为 0 而在  $y$  轴两侧有对称的峰值结构分布。这是由于 SIL 和空气两种媒质不同的折射率而造成的边界差异, 使得出射光场发生了退极化<sup>[14]</sup>: 产生与入射光场偏振方向垂直的电场分量。介质折射率的对比度越大, 退极化越

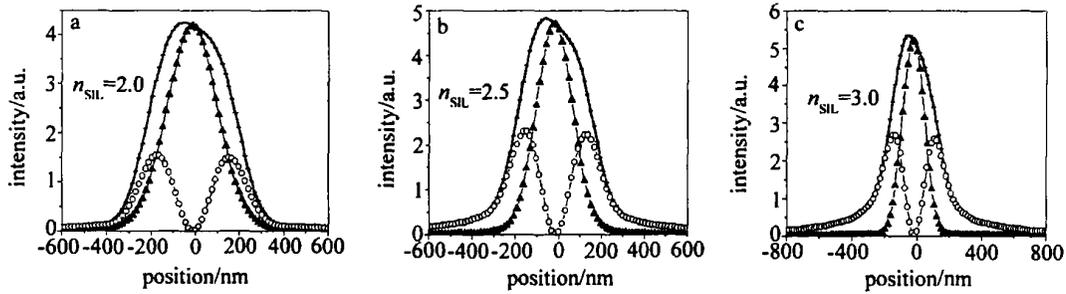


Fig 4 Intensity distribution of the electrical components and total electrical field at the focal plane ▲— $x$  component ○— $y$  component ——— total optical field

强,也就是说 SIL的折射率越大,退极化分量在光场中所占的比例就越大;图 4a~图 4c中退极化分量  $E_y$  的峰值强度与  $E_x$  的峰值强度的比值依次约为: 35%, 46.8%, 50%。退极化分量的存在,使平行于 SIL底面的总光场不再呈严格的高斯型分布,且其与  $x$  分量场相比,光斑有了一定程度的“增宽”现象,且 SIL的折射率越大,这种“增宽”的程度也越大。

图 5 为 SIL底面不同距离处光斑半径大小分布;图中曲线  $A_1$  和  $A_2$  分别代表光通过折射率为 2.0 的 SIL时底面总场和  $x$  分量的光斑大小分布,同样,  $B_1$  和  $B_2$ ,  $C_1$  和  $C_2$  是 SIL折射率为 2.5 和 3.0 时的情况。由

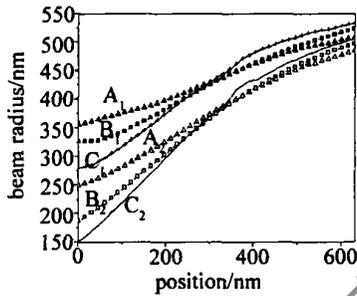


Fig 5 Beam radius at different distance from the bottom of SIL

图中可以看出,光透过某一折射率 SIL时,其底面出射的光斑半径随着距透镜底面的距离的增大而增大;且 SIL的折射率越大,光斑增大得越快,其原因与隐失波的衰减相关。在透镜底面一个波长范围内的任一距离处,  $x$  分量场的光斑与总场的光斑相比均有很大程度的缩小,如  $C_2$  与  $C_1$  相比,在距 SIL底面约 250nm 的范围内,  $C_2$  的值几乎为  $C_1$  值的一半。曲线  $A_2$  的值在一个波长的范围内均比  $B_1$ ,  $C_1$  小,且其增大的趋势也较  $B_1$ ,  $C_1$  缓慢。进一步的计算结果表明,在 SIL底面大于  $3/2$  波长的区域,总场和分量场基本重合,光斑分布不再有很大的差别。

在用 SIL进行近场光存储的实验系统中,为了获得足够小的光点,必须将高折射率的 SIL保持在距记录介质足够小的范围内。但在实际的工作中,这种近距离控制有一定的难度,且当两者距离很小时,高速运转的存储介质很容易碰撞光学头而导致读写系统损坏;这也是制约 SIL近场光存储走向实用化的关键因素之一。根据本文中的模拟结果,可以只利用与入射

光束偏振方向相同的光在小于波长的近场范围内进行存储,这样即可以在较大的范围内得到较小的光斑,且光斑中心的能量无太大损失。这对发展实际 SIL近场光数据存储由一定的参考价值。

### 3 结束语

采用 2D-FDTD模拟了线偏振的高斯光束透过不同折射率 SIL的近场矢量光场分布。由于 SIL和空气介质折射率的差异,SIL底面出射光场发生了退极化,产生了与入射光偏振方向相垂直的退极化分量;退极化分量的存在使出射总光场的光斑得到一定程度的“加宽”。对总场和分量场光斑大小的计算结果表明:在距透镜底面小于波长的近场区域,分量场的光斑均小于总场的光斑。因此,实际工作中如果只利用与入射光偏振方向相同的分量场进行存储,可在较大的范围内得到较小的光斑。

### 参 考 文 献

- [1] BETZIG E, TRAUTMAN JK, WOLFE R *et al*. Near field magnetooptics and high density data storage [J]. *A P L*, 1992, 61(2): 142~144
- [2] TERRIS B D, MANM N H J, RUGAR D *et al*. Near-field optical data storage using a solid immersion lens [J]. *A P L*, 1994, 65(4): 388~390
- [3] TOM NAGA J, NAKANO T, ATODA N. An approach for recording and readout beyond the diffraction limit with a Sb thin film [J]. *A P L*, 1998, 73(15): 2078~2080
- [4] IH MURA T, HAYASHI S, KNO G S. High density optical recording using a solid immersion lens [J]. *Appl Opt* 1997, 36(19): 4339~4348
- [5] MILSTER T D, J S HIROTA K. Roles of propagating and evanescent waves in solid immersion lens systems [J]. *Appl Opt* 1999, 38(23): 5046~5057.
- [6] GUO F, SCHLESINGER T E, STANCIL D D. Optical field study of near field optical recording with solid immersion lens [J]. *Appl Opt* 2000, 39(2): 324~332
- [7] YEH W H, MANSURIPUR M. Evanescent coupling in magnetooptical and phase change disk systems based on the solid immersion lens [J]. *Appl Opt* 2000, 39(2): 304~315.
- [8] JUDKINS J B, HAGGANS C W, ZIOLKOWSKI R W. Two-dimensional finite-difference time-domain simulation for rewritable optical disk surface structure design [J]. *Appl Opt* 1996, 35(14): 2477~2487.

(下转第 221 页)

正角  $\phi$  的增大而增大, 当  $\phi = 1.16^\circ$  和  $\phi = 1.18^\circ$  时, 偏离角在  $0^\circ$  附近变化平均不超过  $0.05^\circ$ , 但是当  $\phi = 1.2^\circ$  时, 偏离角又变大。因此, 具体设计时  $\phi$  可在  $1.16^\circ$  左右取值。

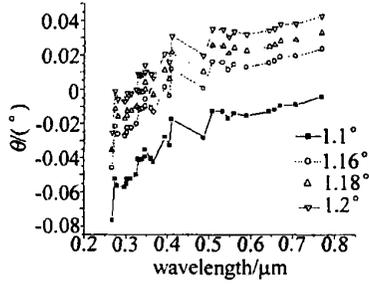


Fig 7 Calculated values of the transmission ray's deviation angle( $\theta$ ) of with modified angle  $\phi = 1.1^\circ, 1.16^\circ, 1.18^\circ, 1.2^\circ$

(2)修正的另一个方法是修改结构角, 经过分析后得知, 适当的增大 BaF<sub>2</sub> 晶体的结构角可以使光线垂直于端面出射。修改后的结构如图 8 所示。修改后的

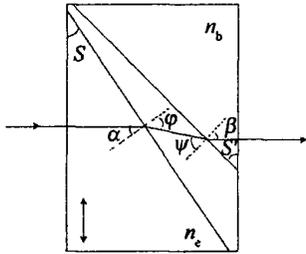


Fig 8 Modified structure angle of the calcite/BaF<sub>2</sub> UV polarizing prism and transmission ray of light

结构角记为  $S'$ 。由图 8 可看出各角度之间满足的关系为: (1) $S' = \beta$  (2) $\alpha = S$  (3) $\psi = \phi + S' - S$ ; (4) $n_b \sin \beta = \sin \psi$ ; (5) $n_e \sin \alpha = \sin \phi$ , 由此, 得:

$$S' = \arctan \frac{\sin(\arcsin n_e \sin S - S)}{n_b - \cos(\arcsin n_e \sin S - S)} \quad (4)$$

取  $S = 38^\circ$ , 计算的  $S'$  随波长的变化如图 9 所示。

从图 9 看出, 计算的修正结构角  $S'$  随波长的增加减小, 紫外部分变化率较大, 可见光部分变化较小。这和修正角  $\phi$  的变化相似, 考虑在紫外部分偏离角的变化, 取  $S' = 38.5^\circ, 38.56^\circ, 38.573^\circ, 38.58^\circ$  和  $38.6^\circ$ , 分别计算了修改后偏离角的值如图 10 所示。从图中看出, 在研究的光谱范围内, 当  $S' = 38.5^\circ$  和  $S' = 38.6^\circ$  时, 光线仍处在端面法线的上下两侧, 所以  $S'$  的值应取在这个范围内, 当  $S' = 38.57^\circ$  时, 紫外波段光线和端

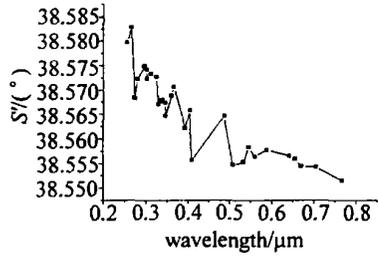


Fig 9 Calculated values of the modified structure angle ( $S'$ ) in the  $0.265\mu\text{m} \sim 0.768\mu\text{m}$

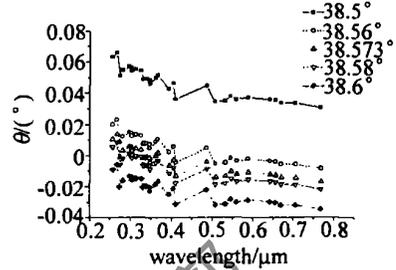


Fig 10 Calculated values of the transmission ray' angle( $\theta$ ) of deviation with modified structure angle  $S' = 38.5^\circ, 38.56^\circ, 38.573^\circ, 38.58^\circ, 38.6^\circ$

面的垂直情况较好, 保持在  $0.02^\circ$  以内。

比较这两种方法可以知道, 第 2 种方法的效果要好一些, 整个研究的光谱范围内不超过  $0.05^\circ$ , 优于第 1 种方法。

### 3 总 结

经过对冰洲石-氟化钡光束偏离角的光谱特性分析可知, 从  $265\text{nm} \sim 768\text{nm}$  的波长范围内, 偏离角不超过  $0.2^\circ$ , 紫外部分偏离角随波长的变化较大, 而可见光部分的变化较小, 在一些要求较高的情况中使用时应注意这一点。另外, 适当的减小结构角能够减小偏离角, 改善偏光镜的性能。

通过比较可以知道, 第 2 种修正方法的效果较好, 紫外波段偏离角  $0.02^\circ$  以内。但是实际制作时第 1 种方法较为容易实现。

### 参 考 文 献

- 1 WU F Q, LI G H, HUANG J Y *et al* Calcite/barium fluoride ultraviolet polarizing prism [J]. *Appl Opt* 1995, 34(19): 3668~ 3670.
- 2 李景镇, 苏世学, 赵俊民. 光学手册 [M]. 西安: 陕西科学技术出版社, 1986. 1298~ 1300.

(上接第 215 页)

- [9] LU W C, KOWARTZ M W. Vector diffraction from subwavelength optical disk structures - two dimensional modeling of near field profiles, far field intensity and detector signals from a DVD [J]. *Appl Opt* 1999, 38(17): 3787~ 3797.
- [10] 谢建平, 鲁拥华, 王 沛 *et al* 用角谱方法分析固体浸没透镜的近场光场 [J]. *光学学报*, 2002, 22(4): 413~ 416
- [11] 高本庆. 时域有限差分法 FDTD Method [M]. 北京: 国防工业出

- 版社, 1995 5~ 8.
- [12] 邹英华, 孙驹亨. 激光物理学 [M]. 北京: 北京大学出版社, 1991 26~ 55.
- [13] 张树霖. 近场光学显微镜及其应用 [M]. 北京: 科学出版社, 2000 30~ 32.
- [14] 刘秀梅, 王 佳. 用时域有限差分方法研究光纤微探针近场分布特性 [J]. *光学学报*, 2001 21(10): 1234~ 1238