

文章编号: 0253-2239(2003)11-1281-6

用数值方法分析微孔激光器出射光的近场特性*

焦小瑾¹ 王颖² 鲁拥华¹ 明海¹ 谢建平¹

1 中国科技大学物理系, 合肥 230026
2 厦门大学自动化系, 厦门 361005

摘要: 微孔激光器作为应用于近场光信息存储系统中的一种新型光源, 它的出射光斑的近场特性对于近场光存储是十分重要的。针对纳米孔径运用角谱进行 Fox-Li 数值迭代, 得到不同孔径微孔激光器的基模光强分布, 然后运用二维非线性时域有限差分法分析微孔激光器出射端即微孔金属膜的近场光学性质, 模拟计算了不同孔径和厚度的微孔金属膜的光强近场分布, 从应用于近场光存储的角度, 给出反映其近场光学特性的相关数据。发现由于 TM 模式下金属存在局域表面等离子增强效应, 使得其出射强度比 TE 模式高一个数量级, 从而更适于作为实际中近场光存储系统和原理试验的光学头。

关键词: 近场光学; 近场光信息存储; 微孔激光器; 二维非线性时域有限差分法; Fox-Li 数值迭代

中图分类号: O438; TP333.4 文献标识码: A

1 引 言

通过突破传统的光学衍射极限, 近场光存储已成为提高信息存储密度的一种有效途径, 并得到越来越多研究者的重视^[1-3]。如何得到高输出、高耦合的近场光源是一个重要的研究课题。在 1999 年, Partovi^[4]首次提出了使用微孔激光器 (VSAL) 作为近场光源进行近场光存储的设想, 并证明在小孔直径相当的情况下, 微孔激光器的输出光功率比锥形镀膜光纤探针提高了 10^4 倍。同年, Shinada 等^[5]提出了微孔垂直腔面发射激光器 (VCSEL) 的设计, 有效降低了微孔垂直腔自发射激光器的阈值, 并运用有限元法 (FEA) 分析了微孔垂直腔自发射激光器出射光斑的近场光学性质^[6]。Shinada 等的工作是微孔激光器一个应用实例, 它充分揭示了微孔激光器用于近场光存储的潜力。但作为近场光源, 微孔激光器出射光斑在近场区域内的特性及环境变量对其的影响需要系统细致的研究。时域有限差分法 (FDTD) 凭借其精确、直观、易移植等鲜明优点^[7], 已成为近场光存储领域主要的数值研究方法。而由 Judkins 和 Ziolkowski 提出的非线性时域有限差分法 (NL-FDTD)^[8]突破了常规时域有限差分法不能

精确模拟非线性介质的限制。我们已经成功地运用该方法对微孔激光器出射端面即微孔膜区域进行了模拟分析^[9]。Fox-Li 数值迭代法^[10]是一种计算平行平面腔本征模的数值方法。这里由于腔面上纳米孔径的存在, 传统 Fox-Li 迭代法中的惠更斯积分是不适用的。我们参考 Kowarz 运用角谱方法分析纳米孔径的近场衍射^[11]的思路, 运用角谱实现 Fox-Li 数值迭代。将二维非线性时域有限差分法和角谱的 Fox-Li 数值迭代法相结合, 对微孔激光器的简化理论模型进行数值模拟, 研究微孔激光器不同孔径和膜厚的出射端的近场特性。

2 理论模型和数值方法

图 1 为微孔激光器典型结构。为了研究微孔激光器的近场光学特性, 将模型简化为两部分。1) 将微孔激光器的谐振腔简化为经典的平行平面腔 (即法布里-珀罗腔), 在代表出射端的腔面上有一个纳米量级微孔; 2) 将微孔激光器出射端简化为无限大

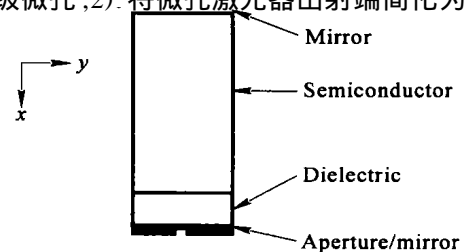


Fig. 1 The detail of the VSAL

*国家自然科学基金 (19974042) 和国家科技部 863 计划 (2002AA313030) 资助课题。

E-mail: puma@mail.ustc.edu.cn

收稿日期: 2002-09-29; 收到修改稿日期: 2002-11-25

的微孔金属(Au)膜。简化的理论模型如图 2 所示。

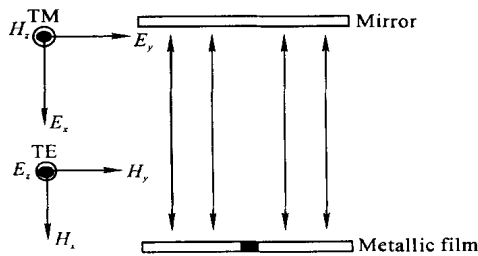


Fig.2 The theoretic model and coordinates

对微孔激光器的数值分析相应分为两步。第一步,运用角谱的 Fox-Li 迭代方法计算微孔谐振腔的基模分布。第二步,将具有该分布的平面波垂直照射在无限大的 Au 膜上,运用非线性时域有限差分法研究出射光斑的近场特性。

角谱的 Fox-Li 数值迭代法在一个腔面上设定一个初始的光强分布,计算另一个腔面上的光强分布。由于本文腔面上纳米孔径的存在,我们使用角谱的方法代替传统的惠更斯积分来计算光强分布。接着用同样的方法计算初始腔面上的光强分布。如此循环,得到稳定的基模光场分布。由于微孔激光器的典型大小是 750 μm × 300 μm × 150 μm。我们取腔面宽度为 200 μm。在两个腔面上反射的角谱如下所示:

$$A_1(f_y) = \frac{k}{2} \left[\int_{-a/2}^{a/2} U_1(y) \times \exp(-ikf_y y) dy - \int_{-b/2}^{b/2} U_1(y) \times \exp(-ikf_y y) dy \right],$$

$$A_2(f_y) = \frac{k}{2} \left[\int_{-a/2}^{a/2} U_2(y) \times \exp(-ikf_y y) dy \right],$$

其中 $a = 200 \mu\text{m}$ 为腔面宽度, b 为孔径。角谱迭代式如下:

$$A_2(f_y) = A_{1i}(f_y) + A_{1h}(f_y) = A_1(f_y) \times \exp[ikd(1 - f_y^2)] + A_1(f_y) \times \exp[-kd(f_y^2 - 1)], \quad (1)$$

其中 A_i 为隐失波部分, A_h 为传播波部分, $d = 750 \mu\text{m}$ 为谐振腔长度。

对于腔面上角谱和振幅的计算,分别采用离散傅里叶正、逆变换得到。假定初始腔面为有孔面,初始的光波可取 $U_1(y) = 1$ 。通过循环迭代,得到稳定的腔面光强分布,即为谐振腔基模分布。

对于第二部分的模拟,采用二维非线性时域有限差分法。非线性时域有限差分法通过引入洛伦兹线性色散模型,使模拟介质信息中包含了金属膜具有的色散关系,从而实现贵金属的精确模拟^[8]。其 TE 模式迭代式如下所示:

$$H_x(i, j) = H_x(i, j) + \frac{1}{2} \times [E_z(i, j) - E_z(i, j - 1)],$$

$$H_y(i, j) = H_y(i, j) + \frac{1}{2} \times [E_z(i + 1, j) - E_z(i, j)],$$

$$E_z(i, j) = E_z(i, j) + \frac{c \times \epsilon_0 \times t}{s - J(i, j)} [H_y(i, j) - H_y(i, j) + H_x(i, j - 1) - H_x(i, j)],$$

$$J_z(i, j) = \frac{1/\epsilon_0 - \epsilon_0/2}{1/\epsilon_0 + \epsilon_0/2} \times J_z(i, j) + \frac{\epsilon_0}{1/\epsilon_0 + \epsilon_0/2} \times \left[\frac{\epsilon_0 \times E_z(i, j)}{c} - P_z(i, j) \right],$$

$$P_z(i, j) = P_z(i, j) + t \times J_z(i, j),$$

式中 E_z 为电场 z 分量, H_x 、 H_y 分别为磁场 x 、 y 分量, P_z 、 J_z 为极化强度和极化电流密度的 z 分量, ϵ_0 和 ϵ 分别为介电常量、电导率和极化率, ω_0 为共振频率, γ 为阻尼系数, s 、 t 分别为网格常数和 时间间隔。

TM 模式下可有类似结果。需要注意的是:在推导过程中,所得结果必须满足边界条件。对于 TE 模式,由于 E_z 位于单位网格中心,而实际介质

边界位于网格边缘,电场的边界条件是自动满足的,但是在 TM 模式下, H_z 位于单位网格中心,为了满足电场边界条件,每个电场分量所在的格点上极化电流 J 和介电常量 ϵ 必须通过将临近格点上的 J 和空间平均来得到。

计算采用二维正方形网格和二阶切比雪夫吸收边界条件,参量如表 1 所示。计算空间为 600 × 600, 即 5880 nm × 5880 nm。

Table 1 Parameter values used in the simulations

Phys. quantity	Symbol	Value
Wavelength	/ nm	980
Velocity (vacuum)	$C / (m/s)$	3×10^8
Grid unit	s / nm	9.8
Time unit	t / s	1.63×10^{-17}
Refraction index	n_{Au}	$0.175 - j4.91$

我们将 Fox-Li 迭代结果作为非线性时域有限差分法计算的初始光源,将这两种方法有机地结合起来,从而实现了微孔激光器简化模型的模拟计算。

3 结果和分析

本文均采用电场模平方 $|E|^2$ 分布来表述光强相对分布,并以 y 向光强分布的半峰全宽 (FWHM) 作为光斑尺寸。在计算当中,我们将光场分为 TE 模式和 TM 模式进行模拟,方向如图 2 所示。

图 3 为运用 Fox-Li 数值迭代法得到的 100 nm 孔径微孔谐振腔的基模光强分布。腔面中心处光强最大,从中心向边缘光强逐渐下降。可以看到,孔径大小的变化对微孔谐振腔的基模光强分布的影响是非常微小的。由 (1) 式分析可知,对于远小于波长 (980 nm) 的微孔,隐失波的角谱 (A_i) 起着重要作用,但是 A_i 的强度随着距离的增大会急剧下降,对于腔长 $750 \mu m$ 的距离,隐失波的影响已经可以忽略。另外因为腔面宽度为 $200 \mu m$,100 nm 孔径透过的传播波也是非常微小,所以孔径变化对基模光强的影响不大。但是随着孔径的增大至等于或者大于波长时,它对基模光强分布的影响也在加剧。我们在二维非线性时域有限差分法模拟计算区域 ($5880 nm \times 5880 nm$) 内考察曲线,图 4 为孔径为 30 nm、400 nm、800 nm 的微孔谐振腔的基模光强在该区域内的分布。通过比较可以发现它的变化趋势:对于大孔径谐振腔,光强从中心向边缘下降的幅

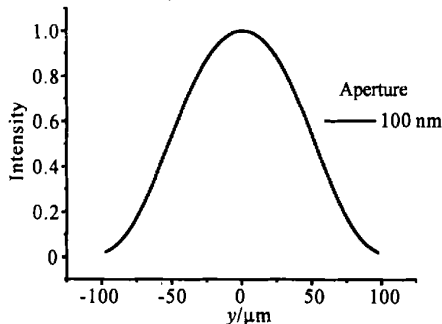


Fig. 3 The intensity profile of the base mode of the resonator with aperture 100 nm wide

度较小。并且,随着孔径的增大,基模光强的这种变化幅度加剧。

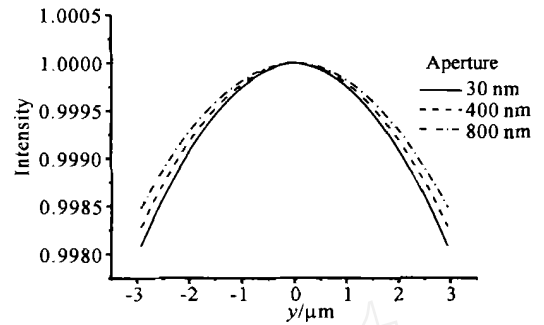


Fig. 4 Intensity profiles of the base modes of the resonator with aperture of different widths

我们将得到的不同孔径的微孔谐振腔的基模光强分布作为二维非线性时域有限差分法计算中的初始光源,通过模拟,得到后面的结果。图 5 为 TM 模式下,将 100 nm 孔径的微孔谐振腔的基模光场垂直照射在带有相应孔径的 Au 膜上,对于 30 nm 和 50 nm 的膜厚,在膜后 s (9.8 nm) 处得到的 y 方向上的光强分布。可以看到由于在 TM 偏振光照射下,金属层会产生局域表面等离子体增强效应^[12],光强在靠近孔径边界处有很大的增强,分布曲线有两个极大值。另外,在不同膜厚的情况下,光强分布曲线的线形十分相似,半峰全宽也近似相等,均为 98 nm,近似等于孔径大小 (100 nm),从而得到了突破衍射极限的光斑。比较远离孔径中心的部分,30 nm 厚 Au 膜对应的光强更强,这是由于不同的金属都具有一定的穿透深度,30 nm 和 50 nm 金属厚度均远小于波长,光可以部分透过,从而形成背景噪声。厚度越小,光的透过率越大,背景噪声也相应变强,但对于 TM 模式,由于增强效应的存在,使得在两种厚度下,噪声的变化可以忽略不计,因此对光斑大小的影响不大。

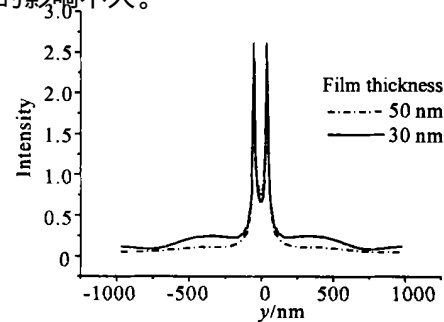


Fig. 5 Intensity profiles along y of the output through the 100 nm wide aperture with different thickness for TM mode

在 TE 模式下金属膜的厚度对光斑质量会有很大影响。如图 6 所示。在 TE 模式下,膜后光强 y 向分布不同于 TM 模式,由于没有局域表面等离子体增强效应^[12],孔径中心光强最大,向两侧递减。相当于光在微孔的衍射。由于孔径远小于波长,膜后光强非常小,比相同条件下的 TM 模式要小一个量级。所以在这种情况下,膜厚度造成的背景噪声的变化,对光斑影响非常明显。从图中看出,50 nm 厚 Au 膜的光斑大小约为 117 nm,而 30 nm 厚 Au 膜的光斑大小约为 80 nm。所以,TE 模式下,光斑的质量无法得到有效的保证。

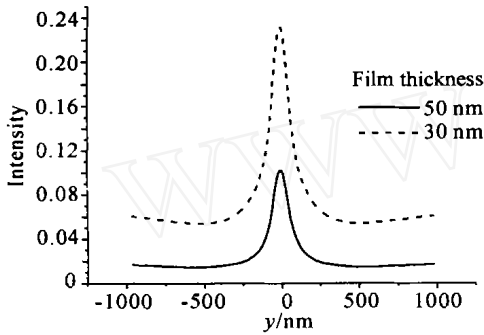


Fig. 6 Intensity profiles along y of the output through the 100 nm wide aperture with different thickness for TE mode

对于不同孔径(30 nm、50 nm、100 nm、200 nm、400 nm)的金属膜,我们分别用相应模场分布的 TM 偏振光和 TE 偏振光垂直照射,得到在微孔中心沿着光传播方向(x)的平均光强分布曲线。利用图 7 所示曲线,考察 TM 模式光在膜后出射光强的增强和衰减情况。可以非常直观地看到局域表面等离子体增强的存在:光场在金属膜微孔附近区域都有不同程度的增强。随着金属微孔直径的减小,增强幅度增大,膜后光强的衰减加快。光强分布曲线的极大点随着孔径的减小向左微移。这种微移规律是由孔径的变化引起的边界条件的变化造成的。通过比较

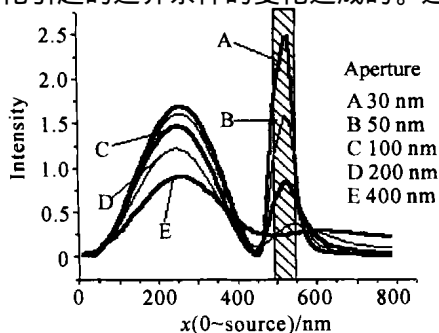


Fig. 7 Intensity profile along x through Au film 50 nm thick with different aperture at the center for TM mode

我们知道在 TM 模式下,出射光的功率越强,光强的衰减也越快。在实际试验和应用中,首先考虑记录材料的阈值,保证光斑光强高于其阈值,但是不能一味地减小孔径来增强出射光功率,同时要确定系统的操作精度,选择可操作的衰减距离。一般采用 100 nm 孔径比较适宜。

TE 模式下的出射光强的衰减情况和 TM 类似,但是通过比较两种不同模式的平均光强分布曲线,如图 8 所示,我们看到,TE 模式下不存在增强,此时,在近场范围内,占主导地位的隐失场能量衰减很快。TM 模式下虽然衰减也很强,但是由于增强效应的存在,该模式下在实际存储中对距离的控制要求没有前者那么高。可见由于能量和距离控制两方面的原因,TM 模式光更适于进行近场光信息存储的原理试验和实际应用。

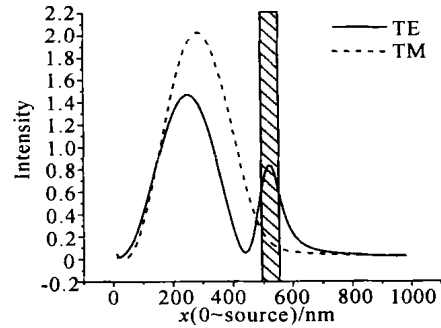


Fig. 8 Intensity profile along x through 50 nm thickness Au film at 100 nm wide aperture for TM and TE mode

为了得到出射光斑尺寸与孔径尺寸和出射距离的关系,我们通过对孔径尺寸为 100 nm,厚度为 50 nm 的 Au 膜的模拟计算,得到不同出射距离(s 、 $3 \times s$ 、 $5 \times s$ 、 $7 \times s$)处的光强分布曲线。分析曲线所得结果如图 9 所示。可以看到,光斑大小随膜后距离的增大而增大,且增加幅度越来越小。当距离大于 $5 \times s$ (约 50 nm)时,TE 模式下的光斑尺寸

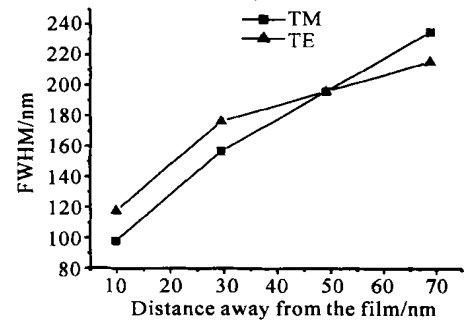


Fig. 9 The spot size (FWHM) as a function of the distance away from the film for TM and TE mode (thickness:50 nm, aperture:100 nm)

小于 TM 模式。图 10 是固定膜后距离 s (9.8 nm), 改变孔径大小所得到的分析结果。由该图我们知道光斑大小随孔径尺寸的增大而增大, 增加幅度基本上不变。当微孔直径大于 170 nm 时, TE 光斑尺寸小于 TM 光斑。

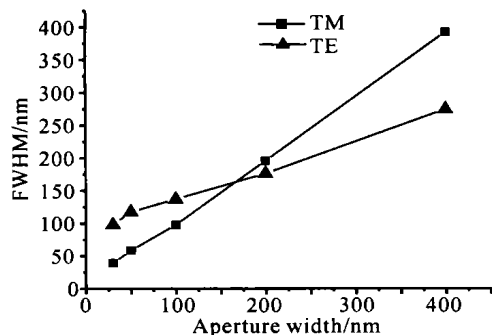


Fig. 10 The spot size (FWHM) as a function of the aperture width for TM and TE mode (Thickness: 50 nm, aperture: 100 nm)

结论 为了研究微孔激光器出射光斑的近场光学特性, 将微孔激光器简化为带有纳米量级微孔的经典平行平面腔和一带有微孔的无限大金属 (Au) 屏两部分。首先用角谱的 Fox-Li 数值迭代法计算得到不同孔径微孔谐振腔的基模分布, 然后用具有基模振幅分布的线偏振平行光垂直照射微孔金属 (Au) 膜模拟出射光斑。通过运用二维非线性时域有限差分法对该过程进行精确的模拟分析, 给出了 TM 和 TE 两种模式下, 出射电场分量模平方 $|E|^2$ 的近场分布, 并针对其在近场光存储方面的应用进行了讨论分析。

计算结果表明: 由于微孔孔径远小于波长, 腔长和腔面宽度, 所以孔径的改变对基模光强分布影响很微小。但随着孔径的增大, 基模分布的变化幅度加剧。出射光斑尺寸在 TM 和 TE 两种模式下, 均随着孔径尺寸的减小而减小, 随着膜后距离的增大而增大。由于 TM 模式下存在局域表面等离子增强效应, 膜后近场区域内光强衰减幅度远大于 TE 模式, 且孔径尺寸愈小, 光强衰减得愈厉害, 这种迅速衰减会对近场光存储带来困难, 所以选择孔径尺寸, 必须要综合考虑各方面因素, 一方面光斑光强要高于存储阈值才可以有效存储, 另一方面出射端面后的距离要适度。在 TM 模式下, 当孔径为 100 nm, 膜后 9.8 nm 处可计算得到近似于孔径大小的光斑尺寸 98 nm。当金属膜厚度为 50 nm 时, TE 模式下的出射光斑尺寸在孔径大于 170 nm 或膜后距

离大于 50 nm 时, 小于 TM 模式下的出射光斑。但是由于 TM 模式下金属存在局域表面等离子增强效应, 使得其出射强度比 TE 模式高一个数量级。正是由于这一点, 当膜后距离增大时, 不影响系统对 TM 光斑分辨, 但是 TE 光斑由于与背景光强强度在同一量级, 光斑质量不高。所以, TM 模式的光源更适于作为实际中近场光存储系统和原理试验的光学头。

本文将角谱的 Fox-Li 数值迭代二维非线性时域有限差分法相结合, 对微孔激光器的简化模型的基模光强分布和出射光斑尺寸进行了研究, 为了考察考虑出射光斑能量特性, 需要将增益介质加入到物理模型中, 这是我们的后继研究工作。

参 考 文 献

- Ohtsu M. *Near-Field Nano/Atom Optics and Technology*. New York: Springer-Verlag New York Incorporated, 1998
- Liu Kai, Bai Ming, Lu Yonghua *et al.*. Electromagnetic propagation of fiber probe for near field optical recording using 3D FDTD method. *Chin. J. Lasers (中国激光)*, 2001, **A28**(3): 253 ~ 256 (in Chinese)
- Xie Jianping, Lu Yonghua, Wang Pei *et al.*. Analysis of near-field distribution of solid immersion lens by angular spectrum. *Acta Optica Sinica (光学学报)*, 2002, **22**(3): 413 ~ 416 (in Chinese)
- Partovi A, Peale D, Wuttigetc M. High-power laser light source for near-field optics and its application to high-density optical data storage. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **75**(11): 1515 ~ 1517
- Shinada S, Koyama F, Nishyama N *et al.*. Fabrication of micro-aperture surface emitting laser for near field optical storage. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1999, **38**(11B): 1327 ~ 1329
- Shinada S, Koyama F, Suzuki K *et al.*. Near-field analysis of micro-aperture surface emitting laser for high density optical data storage. *Opt. Rev.*, 1999, **6**(6): 486 ~ 488
- Wang Changqing, Zhu Xili. *Electromagnetic calculation with the finite difference time domain method*. Beijing: Peking University Press, 1994 (in Chinese)
- Judkins J B, Zolkowski R W. Finite-difference time-domain modeling of nonperfectly conducting metallic thin-film gratings. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1995, **12**(9): 1974 ~ 1983
- Jiao Xiaojin, Lu Yonghua, Ming Hai. Near-field analysis of the output light of the VSAL for near-filed optical storage with 2D-NL-FDTD method. *Chin. J. Lasers (中国激光)*, 2003, **30**(7): 619 ~ 623 (in Chinese)
- Fox A G, Li Tingye. Resonant modes in a maser interferometer. *The Bell System Technical Journal*, 1961, **40**(2): 453 ~ 489
- Kowarz M W. Homogeneous and evanescent contributions in scalar near-field diffraction. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(17): 3055 ~ 3063

12 Agranovich V M, Mills D L. *Surface Polaritons-
Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces.*

Amsterdam: North-Holland, 1982

Numerical Analysis of Micro-Aperture Laser for Near Field Optical Data Storage

Jiao Xiaojin¹ Wang Ying² Lu Yonghua¹ Ming Hai¹ Xie Jianping¹

1 Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026
2 Department of Automation, Xiamen University, Xiamen 361005

(Received 29 September 2002; revised 25 November 2002)

Abstract : The very small aperture laser (VSAL) is an important light source used in the near-field optical storage system. The near-field property of VSAL's output light is studied. The optical characteristics and the intensity distribution in the near-field of the output region, that is, micro-aperture metallic film, of the VSAL have been numerically simulated by using two-dimensional nonlinear finite difference time domain (2D-NL-FDTD) method and the Fox-Li method with angle spectrum. Through analyzing the results from the viewpoint of the optics, the possible application in the near-field optical recording have been discussed, and some curves indicating the near-field optical characteristics of the output light have been presented. It is found that because of the localized surface plasmon enhancement for the TM mode, the output of TM mode is about ten times stronger than the one of TE mode and more suitable for being used in the near-field optical storage system.

Key words : near-field optics; near-field optical storage; micro-aperture laser; two-dimensional nonlinear finite difference time domain (2D-NL-FDTD); Fox-Li method