

光子扫描隧道显微镜光场模拟与分析*

金 振 王克逸 黄文浩 林 松

(中国科学技术大学精密机械与精密仪器系, 合肥 230026)

摘 要 采用‘分割光束’的方法模拟计算了光子扫描隧道显微镜样品表面近场光强。用平面波对一维结构光盘进行的初步计算结果表明其表面近场光强分布相当复杂, 一般情况下近场光强分布并不能真实地描述表面结构, 近场光强受到表面结构很强的调制。当针尖与样品间距增大时, 光强分布上会迭加上一些微小的波动。光强分布和样品表面结构之间会产生位移, 这可能影响利用扫描近场光学显微镜进行纳米加工和定位。将数值计算结果与他人的实验结果进行了比较。

关键词 分割光束, 近场, 光强分布。

1 引 言

利用扫描近场光学显微镜(SNOM)和光子扫描隧道显微镜(PSTM)检测近场光学行为来研究样品表面的光学性质, 突破了普通光学显微镜受到的瑞利衍射极限的限制^[1]。与其他探针技术类似, 由于扫描近场光学显微镜和光子扫描隧道显微镜是通过检测近场中光强的信息来获得图像, 因而表面结构对近场光强的调制使图像质量受到很大影响。本文提出了近场光强近似的计算模型, 分析了数值结果并将它与他人的实验结果作了比较。

2 理论处理

2.1 一维模型

在作具体的理论分析前, 先看一个光盘的理想化结构, 并以它作理论的模板演示主要的结果。并且, 亦以它为数值模拟的主要对象。

考虑一个周期为 $(a + b)$ 的一维结构, 如图 1(a) 所示, 折射率分别为 n_1 、 n_2 , 并且 $a \gg h$, $n_1 > n_2$, 令 $n = n_1/n_2$ 。

2.2 一些假设

只考虑表面结构为浅结构的情况。并作以下假设:

- 1) 由于 $h \ll a$, 不考虑由于孔径效应引起的波振面畸变(小孔隙附近的场分布, 在文献 [2, 3] 中有较详尽的讨论);
- 2) 假设表面结构为浅结构, 不必考虑多重反射和折射的影响;

* 国家自然科学基金资助课题。

收稿日期: 1997-02-23; 收到修改稿日期: 1997-06-28

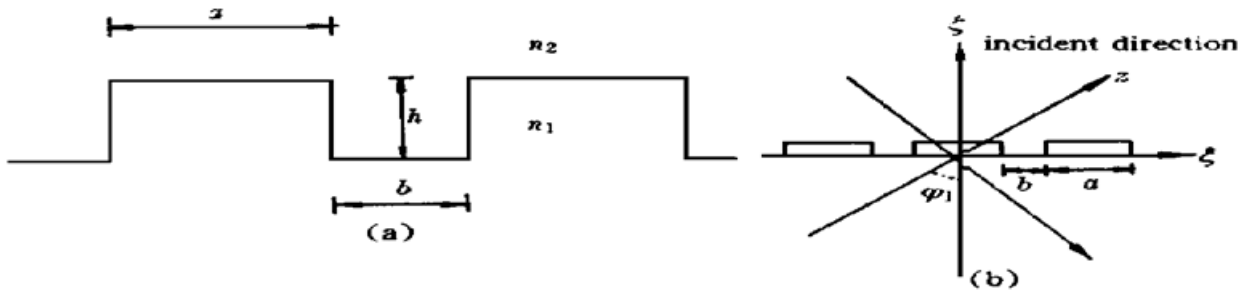


Fig. 1 Scattering geometry in the PSTM configuration. (a) is the one-dimension structure, (b) is the definition of coordinates

3) 计算结果与实验比较时, 不考虑探测针尖对近场光强分布的影响, 将针尖视为被动式针尖^[4]。

2.3 理论描述

1) 基本思想: 本文的目的在于计算近场光强, 为此, 只需求出相应的电矢量。数值计算的核心思想是将入射光束分割为一系列次级光束, 称为“分割光束”。应用傅里叶分析, 将每个次级光束分解为一系列平面波的叠加, 并对每一个傅里叶分量利用菲涅尔(Fresnel)公式进行处理, 最后利用线性叠加原理, 算出各点的电场矢量之和即可求出结果, 如图 2 所示。

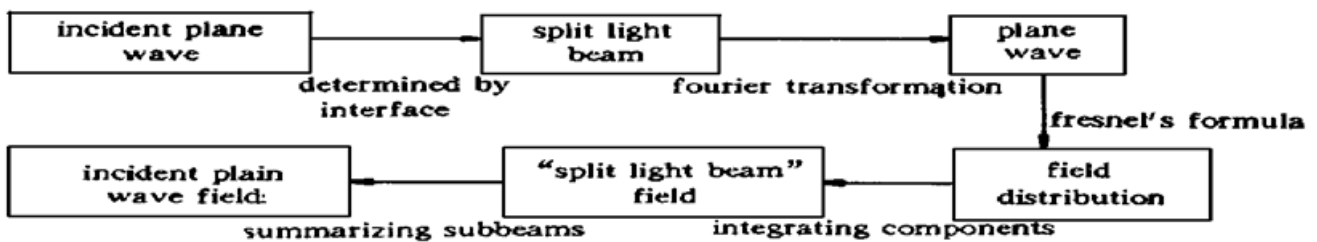


Fig. 2 Schematic of the calculation processes

2) 假设入射光为 TM 模的偏振光, 振幅是归一化的, 表示为 $\exp(ikz)$ 。表面是由一些平面“碎块”组成的, 沿着入射光方向按照“碎块”的大小将平面波分解为一系列光束, 称之为“分割光束”。

在图 1(a) 中, 可以按一个周期内的 a 区和 b 区对光束进行分割。对每一个“分割光束”进行傅里叶分析。对于 a 区, 频域中 p 分量的大小为^[5]:

$$a(p) = \int_{-\infty}^{\infty} h(a \frac{\cos \varphi_1}{2}) \exp(-ipx) dx = 2 \sin(\frac{pa \cos \varphi_1}{2})/p \quad (1)$$

其中 φ_1 是入射角, $h(x)$ 为截断函数, 除了在区间 $[-x, x]$ 为 1 外, 函数值为 0。 p 分量波的表达式为:

$$\psi_p = \frac{1}{2\pi} a(p) \exp[i(px + kz)] \quad (2)$$

其中 k 为入射光的波矢。根据图 1(b) 中的坐标关系, 上式又可以写作,

$$\psi_p = \frac{1}{2\pi} a(p) \exp[i(p \cos \varphi_1 + k \sin \varphi_1)\xi + (k \cos \varphi_1 - p \sin \varphi_1)\zeta] \quad (3)$$

令 $p^2 + k^2 = K^2$, $\theta = \arctg(\frac{p \cos \varphi_1 + k \sin \varphi_1}{k \cos \varphi_1 - p \sin \varphi_1})$ 。从而 p 分量波的表达式变为:

$$\psi_p = \frac{1}{2\pi} a(p) \exp[iK(\sin \theta \xi - \cos \theta \zeta)] \quad (4)$$

它表示一个振幅为 $a(p)/2\pi$ 、沿 θ 角入射、波矢为 K 的平面波。对于 TM 模的偏振光, 根据菲涅尔公式^[5], 对每一个傅里叶分量积分, 可以得到“分割光束”在界面另一侧所产生的电场分布:

$$E(\xi, \zeta) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\pi} a(p) \frac{2n \cos \theta}{\cos \theta + n \cos \varphi_2} \exp \left[\frac{iK}{n} (\xi \sin \varphi_2 + \zeta \cos \varphi_2) \right] dp \quad (5)$$

其中:

$$\sin \varphi_2 = n \sin \theta;$$

当 $|n \sin \theta| > 1$ 时, $\cos \varphi_2 = i \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}$;

可以对 b 区进行同样的处理。只须将(1)式至(5)式中的 a 变成 b 即可。

最后, 对所有“分割光束”求和, 就可得到入射光所产生的近场分布。求和时, 必须注意各光束之间的位相差与相对坐标之间的关系。所以实际上 $E(\xi, \zeta)$ 应该写作 $E(\xi, \zeta, \delta)$, 可以写出最后电场强度为:

$$E_t(\xi, \zeta) = \sum_i E(\xi_i, \zeta, \delta_{i0}) + \sum_j E(\xi_j, \zeta, \delta_{j0}); \quad (6)$$

这里 i, j 分别表示对 a 区及 b 区的无穷个周期进行求和。

以上为了计算方便, 设入射光为 TM 模的偏振光。对 TE 模的偏振光只需要将(5)式中的分母改为 $n \cos \theta + \cos \varphi_2$ 就可以一样处理。在振幅表达式中没有考虑时间相因子, 它对光强没有贡献。

假设入射光为非平面波, 可以将它写成傅里叶积分的形式, 进而入射波可以被看成是一系列平面波的迭加, 重复上面的操作即可得到相应的近场光分布。这里虽然只处理一维问题, 但对二维情形该理论的基本原理是一样的, 依然可以有效处理。

3 数值模拟

典型的入射光及介质的参数值为 $\lambda = 670 \text{ nm}$, $\theta = 45^\circ$, $n = 1.513$ 。

首先, 用“分割光束”来计算平面波在无限大平面上的折射。取图 1 中的 $a = 1100 \text{ nm}$, $b = 500 \text{ nm}$, 计算结果见图 3。由图 3 看出该模型得到了比较满意的结果。

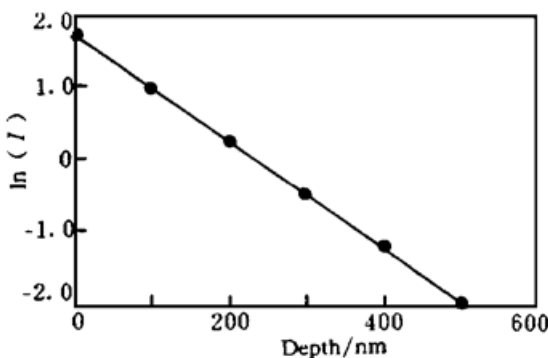


Fig. 3 Light intensity distribution vs. height up to 500 nm of nonstructure surface shows the intensity decays exponentially with height

在近场光学中, 衰减常数是一个很重要的参量。理想平面波平面上的衰减常数为 $\gamma = 2k(n^2 \sin^2 \varphi - 1)^{1/2}$ 。对图 3 的计算条件, 代入数值知: $\gamma = 7.1317 \mu\text{m}^{-1}$, 由图 3 得到的衰减常数为 $\gamma = 7.3382 \mu\text{m}^{-1}$, 与理论计算结果相比相对误差为 3%, 该误差可能与积分误差有关。

考虑一个一维周期结构, 如前面模型所示, 取 $a = 1100 \text{ nm}$, $b = 500 \text{ nm}$, $h = 100 \text{ nm}$ 。区域 b 镀上不透光的金属膜。平行光束波长为 670 nm , 以 45° 入射。模拟计算的结果如图 4 所示。

对于 TE 模与 TM 模的偏振, 以上参数的计算结果是相似的(图 4)。还计算了波长为 780 nm TM 模偏振光的情形, 得到类似的结果(见图 5)。当波长增大时, 距界面较高处的小峰变

小, 光强分布结构趋于简单。

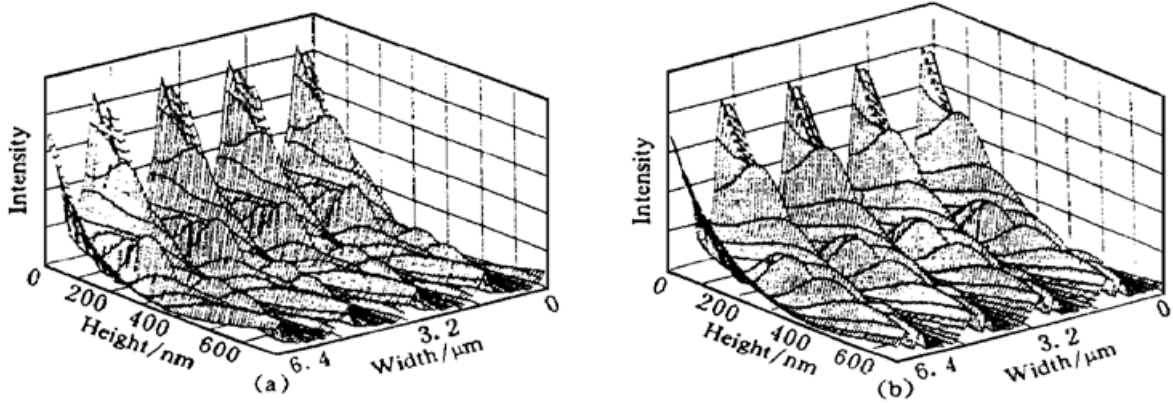


Fig. 4 The 3-D intensity distribution generated by periodic structure with calculating height up to 700 nm and wave length 670 nm. (a) TE mode, (b) TM mode

由图 4 和图 5 可看出, 在波长范围内光场结构非常复杂, 很难对整个光场定义一个衰减系数^[6]。Inouye^[7]用近场扫描方法测量了光盘的光强分布, 光盘结构参数与计算图 4、图 5 时所用的一致。在扫描高度大约为 10 nm 时, 测量结果见图 6。作为比较, 图 7 为计算结果(计算高度 10 nm)。

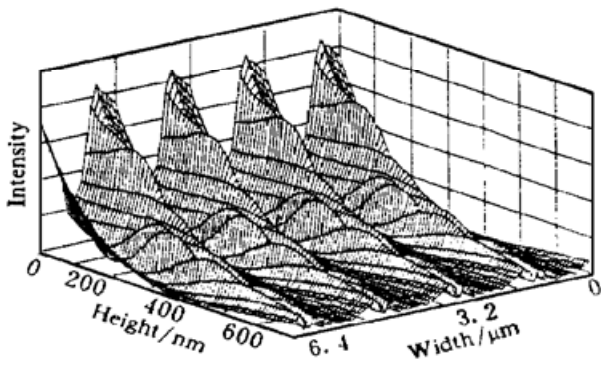


Fig. 5 The 3-D intensity distribution generated by periodic structure with calculating height up to 700 nm and wave length 780 nm

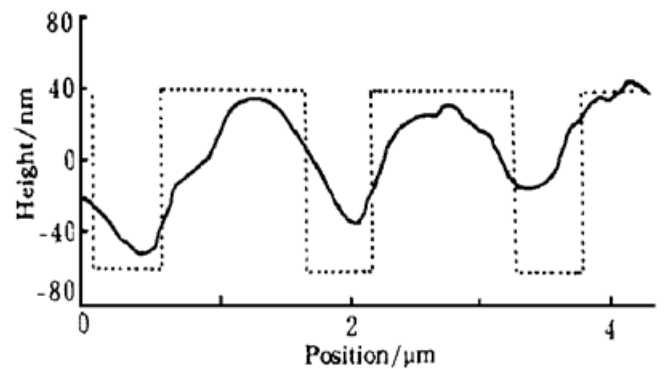


Fig. 6 The measured result by Y. Inouye of CD, Ref. [7]

两图有相似的结构, 在大的结构基础上叠加有一些小峰。在图 6 中环境波动、系统不稳定性以及入射的高斯光束特性均会有一些影响。从图 6、图 7 可以看出光强的极小值位置并不位于下凹区域的中心。主峰随高度变化情况见图 8。在入射光为 45°时光强峰值沿与全反射面法向夹角 54.6°方向。该现象可能与 Goos-H nchen 位移有关。

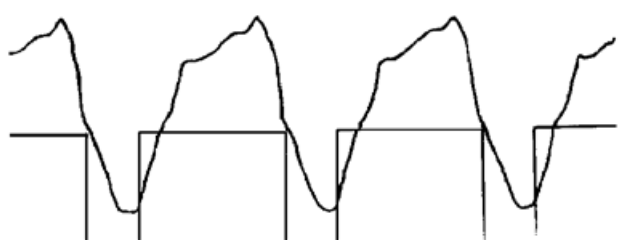


Fig. 7 The calculated result by our model

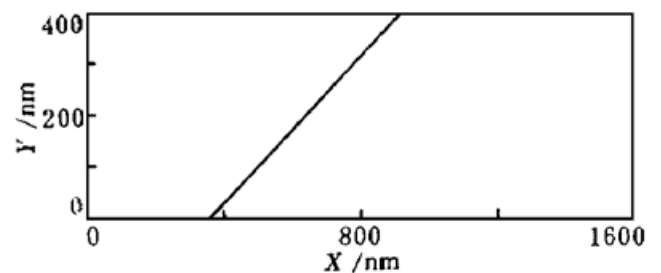


Fig. 8 The position of intensity center vs. height

光强峰值位置随高度增加而平移的现象对探针的定位有明显的影响。首先,对多功能探针,如光子扫描隧道显微镜、扫描近场光学显微镜与原子力显微镜(AFM)、扫描隧道显微镜(STM)的工作方式结合时,光子扫描隧道显微镜、扫描近场光学显微镜得到的是光强分布图像而原子力显微镜、扫描隧道显微镜得到的图像更接近于形貌。由于光强中心平移有可能使两种图像之间产生位置偏差,造成图像解释上的困难,在纳米加工或信息存取过程中造成位置定位困难。如果读和写数据采用了不同的工作方式,即从光子扫描隧道显微镜或扫描近场光学显微镜信号中读信息,用原子力显微镜或扫描隧道显微镜工作方式写入数据,要在正确的位置上进行加工或写入,必须克服两种图像之间的偏移。以原子力显微镜/扫描近场光学显微镜结合的^[9]的工作方式为例,探针以谐振方式工作,探针与样品间距为 35 nm 左右,如果在光子扫描隧道显微镜方式工作则有可能造成图像与样品间较大的偏移。

探针与样品间距用探针接收到的光强控制。在实际测量中,一般位置上光强与距离关系并不满足理论上的指数关系,实际光强高度曲线上常出现一些小峰,从而影响高度控制。所以近场图像一般情况下不能反映真实的表面结构。图 9 是从图 4(a)中得到的高度与光强关系。

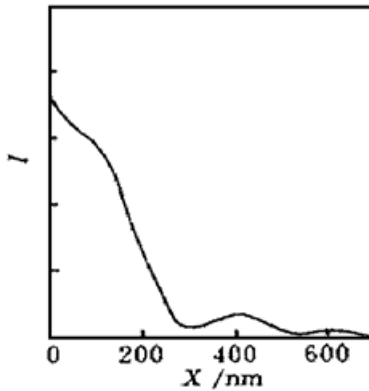


Fig. 9 The light intensity vs. height at one position on the 1-D structure

从以上讨论可以看出,要想通过近场测量获得表面形貌的精细结构,针尖与样品间距要小。远离样品表面后,本底光强会产生波动,从而降低了信噪比,限制分辨率。从计算结果看, λ 增大对抑制近场光强波动有益。对需要探针快速移动的场合如信息读取、纳米加工等,希望探针离样品的距离远一些,以防止探针与样品凸起处相碰。从前文分析知道近场图像与样品形貌之间的偏移有可能造成加工点位置确定困难,并且随探针高度增大偏移量增大。如果通过增大加工点尺寸,可使两图像偏移相对减少,但是,这又会降低信息存储密度。要获得准确的加工位置,需要在软件或探头结构设计上采取措施。

结 论 本文用“分割光束”的方法数值模拟计算了近场光强。对平面波,限制光束以及光盘结构产生的近场光强进行了计算。计算说明光强分布相当复杂,样品表面光学性质对近场光强有很强的调制作用,同时,在大的结构基础上叠加了许多小的结构,表明光的波动性对检测结果有明显的影 响,文中将计算结果与实验结果作了初步比较,证实了光强峰值位置对结构中心有偏移,并存在次级结构。

参 考 文 献

- [1] U. Durig, D. W. Pohl, F. Rohner, Near-field optical-scanning microscopy. *J. Appl. Phys.*, 1986, **59**(10): 3318~ 3327
- [2] Yehuda Leviatan, Study of near-zone fields of a small aperture. *J. Appl. Phys.*, 1986, **60**(5): 1577 ~ 1583
- [3] J. D. Jackson, 经典电动力学(上册). 北京:人民教育出版社, 1979. 487
- [4] R. Carminati, J. J. Greffet, Two-dimensional numerical simulations of the photom scanning tunneling microscope, Concept of transfer function. *Opt. Commun.*, 1995, **116**(4/6): 316~ 321
- [5] 久保田广[日], 波动光学, 北京:科学出版社, 1983.

- [6] R. C. Reddick, R. J. Warmack, D. W. Chilcott *et al.*, Photon scanning tunneling microscopy. *Rev. Sci. Instrum.*, 1990, **61**(12) : 3669~ 3677
- [7] Yasushi Inotye, Satoshi Kawata, Near-field scanning optical microscope with a metallic tip. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(3) : 159~ 161
- [8] 白春礼, 扫描隧道显微镜技术及其应用. 上海: 上海科学技术出版社, 1992. 129
- [9] Norio Chiba, Hiroshi Muramatsu, Tatsuaki Ataka *et al.*, Observation of topography and optical image of optical fiber end by atomic force mode scanning near-field optical microscope. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Part 1, 1995, **34**(1) : 321~ 324

Simulation and Analysis of PSTM Light Field

Jin Zhen Wang Keyi Huang Wenhao Lin Song
(*Department of Precision Machinery and Precision Instrumentation,*
University of Science and Technology of China, Hefei 230026)
(Received 23 February 1997; revised 28 June 1997)

Abstract A numerical simulation is used to calculate the near-field intensity by “split light beam”. The preliminary results of the calculation on one dimension compact disk sample using plane wave are demonstrated. It shows that the near-field intensity profiles have rather complicated structures. In many cases the near-field intensity does not represent the actual surface profile. The near-field intensity is strongly modulated by the surface structure. When the distance between the sample and the probe becomes larger, some subtle perturbation is added to the intensity profile, and a shift between the surface profile and the intensity distribution became more remarkable. The shift may cause some problems when we use the optical probe as a multi-function probe to do some lithograph work or to position. A comparison between the calculation and other experimental results is also made.

Key words split light beam, near-field, intensity distribution.