

光子扫描隧道显微镜的探测场

詹卫伸 郭 宁 陈印椿 潘 石 夏德宽

(大连理工大学物理系, 大连 116023)

摘要 通过修改光子扫描隧道显微镜(PSTM)探测场的计算模型, 推导出比较符合实际的探测场及透射系数的计算公式, 并利用这一新计算公式在微机上进行了数值模拟计算, 得到了一些过去未曾发现的现象, 对光子扫描隧道显微镜的实际探测具有一定的指导意义。

关键词 光子扫描隧道显微镜, 探测场, 透射系数, 数值模拟计算。

1 引 言

光子扫描隧道显微镜(PSTM)是九十年代初发展起来的扫描隧道显微技术, 具有三维分辨本领。当一束激光通过支承玻璃入射样品时, 如果入射角合适, 则在样品表面将产生全内反射, 此时, 在样品上方的空间内仍然存在消逝场。当引入光纤探针时将破坏全内反射, 而使光子耦合进探针, 形成光子隧道。对隧道光子的信息进行计算处理, 得到样品表面的几何起伏和折射率分布等信息^[1]。

光纤探针的引入, 将改变消逝场的分布。定义引入探针后, 探针所接收到的光强为探测场, 那么, 对于分析进入探针的光子信息来说, 探测场的计算就显得至关重要。对于实际形状的光纤探针, 探测场的计算是很困难的。目前只能将探针也考虑为无限大介质平面。过去的文献^[2, 3]计算探测场时, 没有考虑支承玻璃的存在, 认为玻璃和样品的折射率一致, 甚至在计算探测场时忽略了样品的存在。这与实际情况不符。

本文修改计算模型, 同时考虑到样品和支承玻璃的存在, 导出新的探测场计算公式, 用新的探测场理论公式进行数值模拟。

2 透射系数

图 1 所示为四层介质的情况。支承玻璃的折射率为 n_0 , 样品的折射率为 n_1 , 厚度为 l , 空气的折射率为 n_2 , 探针的折射率为 n_3 , 探针距样品表面 h , 激光入射角为 θ_0 , 激光波长为 λ

定义透射系数为: 探针中沿垂直于样品表面的能流与入射激光沿这一方向的能流之比, 即:

$$t(h) = \frac{(1/2)n_3 \cos \theta_3 E_3(h) E_3^*(h)}{(1/2)n_0 \cos \theta_0 E_0(h) E_0^*(h)} \quad (1)$$

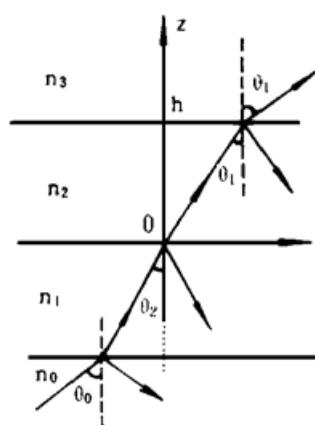


Fig. 1 The probe fields of four-model

$$P = \begin{vmatrix} C^2 & -U^2 \\ D^2 & V^2 \end{vmatrix}, \quad Q = \begin{vmatrix} F^2 & -U^2 \\ G^2 & V^2 \end{vmatrix}, \quad R = \begin{vmatrix} C & -F \\ D & G \end{vmatrix} W$$

$$U = \cos(2\pi l\beta_1/\lambda), \quad V = \sin(2\pi l\beta_1/\lambda), \quad W = \sin(4\pi l\beta_1/\lambda)$$

对于 S 偏振光

$$C = A_{012}B_{012} + A_{123}B_{123}, \quad D = A_{023}B_{023} + A_{112}B_{112}$$

$$F = A_{013}B_{013} - A_{122}B_{122}, \quad G = A_{022}B_{022} - A_{113}B_{113}$$

对于 P 偏振光

$$C = A_{123}B_{012} + A_{012}B_{123}, \quad D = A_{023}B_{112} + A_{112}B_{023},$$

$$F = A_{122}B_{013} - A_{013}B_{122}, \quad G = A_{113}B_{022} - A_{022}B_{113}.$$

3 探测场强度

定义探测场强度:

$$T(z) = \frac{I_0}{H} \int_s t(h) ds \quad (3)$$

其中, I_0 为入射的光强, H 为光纤探针的有效接收截面, $T(z)$ 为探针尖距样品表面为 z 时的探测场强度, $t(h)$ 是探针曲面上距样品表面为 h 时的透射系数。这样, 探测场强度的物理意义为探针所接收到的光强度。要说明的是, 这里定义的探测场强度是近似的, 即将具体形状的探针近似为无限大平面。

对于图 2 所示的圆抛物面形探针, 其圆抛物面方程为:

$$bg = x^2 + y^2 \quad (4)$$

式中 b 值表明了探针的尖锐程度。探测场强度为:

$$T(z) = \frac{I_0}{H} \int_s t(h) ds = \frac{2I_0}{a^2} \int_0^a t(z + \frac{\rho^2}{b}) \rho d\rho \quad (5)$$

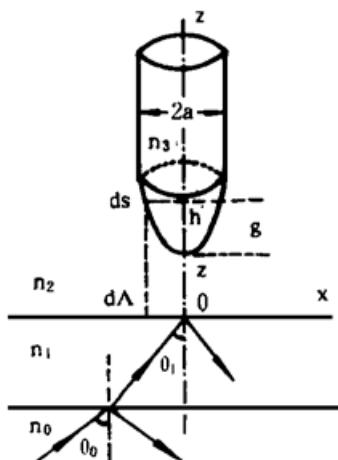


Fig. 2 The probe fields of the parabola tip

4 探测场的数值模拟计算及结果讨论

采用龙贝格数值积分法, 用 C 语言编程, 在微机上进行数值模拟计算, 并与实验结果比

式中 $E_3(h)$ 即为探测场的电场强度。设全反射发生在样品上表面与空气交界处, 解如图 1 所示的麦克斯韦电磁场边值问题, 得:

$$t(h) = \frac{8A_{012}B_{012}A_{123}B_{123}}{(P + Q) \cosh(rh) + R \sinh(rh) + (P - Q)} \quad (2)$$

式中 A 、 B 、 P 、 Q 、 r 、 R 均为常数, 其中

$$A_{ijk} = n_i n_j n_k, \quad i, j, k = 0, 1, 2, 3,$$

$$B_{ijk} = \beta_i \beta_j \beta_k, \quad i, j, k = 0, 1, 2, 3$$

$$\beta_0 = \cos \theta_0, \quad \beta_1 = \sqrt{1 - n_0^2 \sin^2 \theta_0 / n_1^2},$$

$$\beta_2 = \sqrt{n_0^2 \sin^2 \theta_0 / n_2^2 - 1},$$

$$\beta_3 = \sqrt{1 - n_0^2 \sin^2 \theta_0 / n_3^2}, \quad r = 4\pi \beta_2 / \lambda$$

$$P = \begin{vmatrix} C^2 & -U^2 \\ D^2 & V^2 \end{vmatrix}, \quad Q = \begin{vmatrix} F^2 & -U^2 \\ G^2 & V^2 \end{vmatrix}, \quad R = \begin{vmatrix} C & -F \\ D & G \end{vmatrix} W$$

较。如图 3 所示, 新的探测场理论计算结果与文献[2]所给出的实验结果相符。在 $z = 50\text{~}100\text{ nm}$ 内几乎是线性的, 在此区域内曲线的斜率最大, 扫描工作点可取 $z = 100\text{ nm}$ 。

纵向分辨率为 $\Delta z = 1\text{ nm}$ 的光子扫描隧道显微镜, 无论是 S 偏振光还是 P 偏振光, 能够分辨出探测场强度的变化均为:

$$\Delta T = 0.45 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}.$$

样品较厚时 ($l \geq 1\mu\text{m}$), $T(n_1)$ 是振荡函数, 而且随着样品的折射率远离支承玻璃的折射率即 $\Delta n = |n_1 - n_0|$ 的增加, 振幅增加, 如图 4 所示。纵向分辨率为 $\Delta z = 1\text{ nm}$ 的光子扫描隧道显微镜, 当 Δn 增大到一定程度 (S: $\Delta n \geq 0.005$, P: $\Delta n \geq 0.02$) 时, 光子扫描隧道显微镜就能分辨出 $T(n_1)$ 的振荡。因此, 对于较厚的样品, 只有折射率的起伏很小, 而且支承玻璃的折射率与样品的折射率几乎相等时, 才能用光子扫描隧道显微镜探测样品表面的几何起伏。

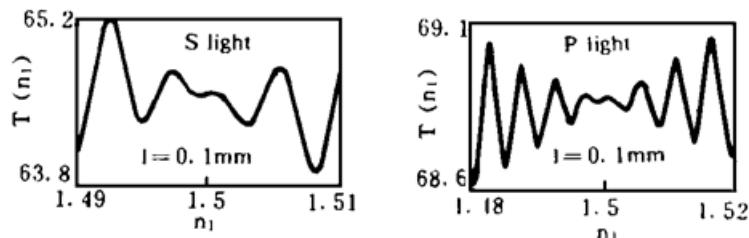
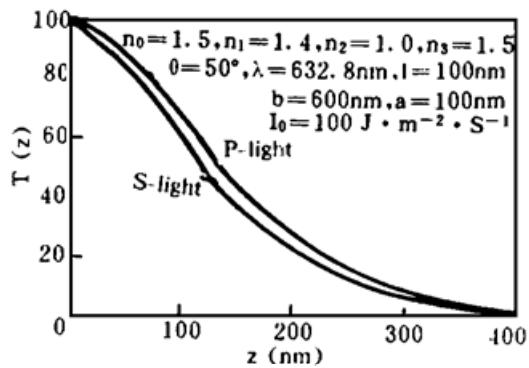


Fig. 3 The numerical simulation of the probe fields

Fig. 4 The $T(n_1)$ of the thicker sample

样品较薄时 ($l \leq 200\text{ nm}$), 如图 5 所示, $T(n_1)$ 是单调函数。 $l = 100\text{ nm}$ 时, 纵向分辨率为 $\Delta z = 1\text{ nm}$ 的光子扫描隧道显微镜能分辨出样品折射率的变化为 S: $\Delta n_1 = 0.01$, P: $\Delta n_1 = 0.04$; $l = 50\text{ nm}$ 时, 能分辨出样品折射率的变化为 S: $\Delta n_1 = 0.015$, P: $\Delta n_1 = 0.06$ 。可见, 样品越厚, 光子扫描隧道显微镜对样品折射率的变化越灵敏。因此, 光子扫描隧道显微镜探测样品表面的几何起伏时, 根据样品折射率起伏对样品的厚度有严格的限制。样品折射率分布的起伏越大, 要求样品的厚度越小。这样, 在光子扫描隧道显微镜图像中样品折射率分布的起伏可以忽略, 得到样品表面几何起伏图像。当探测样品折射率分布时, 使样品厚一些, 光子扫描隧道显微镜对样品折射率的变化很灵敏, 图像中主要是样品折射率分布。

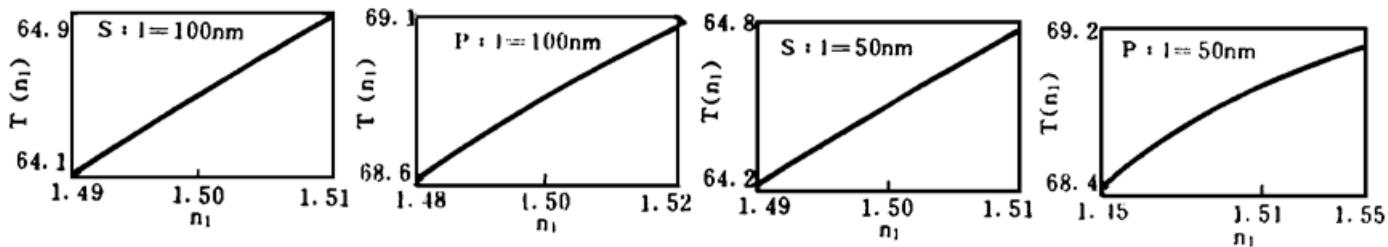


Fig. 5 The $T(n_1)$ of thinner sample

光子扫描隧道显微镜对激光波长稳定性有一定的要求。如图 6 所示。纵向分辨率为 $\Delta z = 1\text{ nm}$ 的光子扫描隧道显微镜对激光波长变化的灵敏度为 $\Delta\lambda = 6\text{ nm}$ 。可见, 光子扫描隧道显微镜对激光波长稳定性要求不高, 现代激光稳频技术完全可以满足这一要求。

光子扫描隧道显微镜对激光入射角变化也有一定的要求。如图 7 所示。纵向分辨率为 $\Delta z = 1\text{ nm}$ 的光子扫描隧道显微镜对激光入射角变化的分辨能力为 S: $\Delta\theta = 0.35^\circ$, P 光: $\Delta\theta =$

0.12°。可见,光子扫描隧道显微镜对激光入射角变化是很灵敏的。由于激光的发散角很小,可以满足这一要求。但对整个探测系统的防震条件要求非常高。

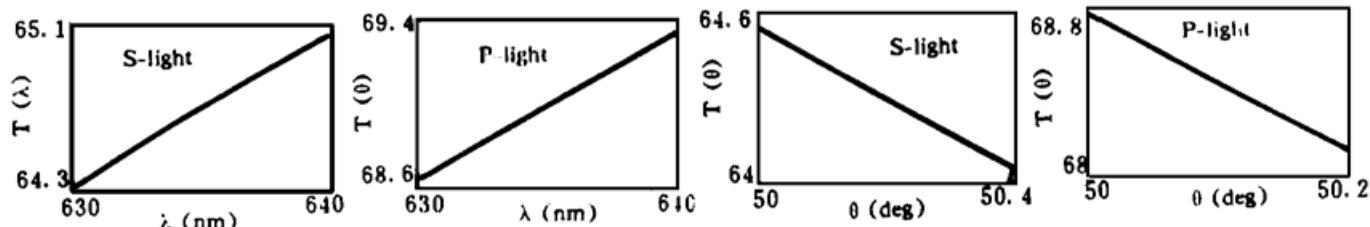


Fig. 6 The resolution of the wavelength of PSTM

Fig. 7 The resolution of the angle of incidence of PSTM

综合上述讨论,可见,本文得到的探测场计算公式不仅与实验相符,而且对光子扫描隧道显微镜的实际探测具有一定的指导意义。

参 考 文 献

- [1] 郭 宁, 夏德宽, 吴式法等, 光子扫描隧道显微镜的研制与显微成像技术. 物理, 1993, 22(12): 679~683
- [2] 郭 宁, 夏德宽, 光子扫描隧道显微镜探测场的数值模拟计算. 光电工程, 1994, 21(2): 20~26
- [3] R. C. Reddick, T. L. Ferrell, Photon scanning tunneling microscopy. *Rev. Scient. Instrum.*, 1990, 61(12): 3669~3675
- [4] F. de Fornel, M. Nevier, Resolution of photon scanning tunneling microscopy: influence of physical parameters. *Ultramicroscopy*, 1992, (42~44): 422~429
- [5] L. Salomon, F. De Fornel, J. P. Goudonnet, Sample-tip coupling efficiencies of the photon scanning tunneling microscopy. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1991, 8(12): 2009~2015

Probe Fields of the Photon Scanning Tunneling Microscopy

Zhan Weishen Guo Ning Chen Yinchun Pan Shi Xia Dekuan

(Department of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024)

(Received 3 November 1995; revised 12 February 1996)

Abstract We have modified the calculation model of the probe fields of the photon scanning tunneling microscopy (PSTM), and derived more practical calculation formula of the probe fields and transmission coefficient of PSTM. Using these calculation formula, we carried out the numerical imitate calculation on the computer and obtained some new results.

Key words photon scanning tunneling microscopy, probe fields, transmission coefficient, numerical simulation.