

干涉高斯光诱导的表面等离子激元驻波场的分析

黄频波 邹文栋 郭 斐 江茂清

(南昌航空大学教育部无损检测技术重点实验室, 江西 南昌 330063)

摘要 考虑到实际入射光强的空间分布不均匀, 基于 Kretschmann 模型并采用角谱方法分析模拟了两束高斯光干涉诱导表面等离子激元(SPP)驻波场。与理想平面波不同, 高斯光诱导的 SPP 干涉条纹幅值大小不等, 分布复杂, 这表明光强空间非均匀程度会严重地影响到曝光深度的分布。还分析了金属薄膜的厚度、损耗以及光刻胶的介电常数对 SPP 驻波场的影响, 并得出不恰当的金属板厚和细微损耗都会极大削弱 SPP 驻波场, 而如果光刻胶的介电常数过大则有可能产生不了表面等离子体共振的结论。

关键词 相干光学; 干涉光刻; 高斯光; 表面等离子激元

中图分类号 O436.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.1024003

Analysis of Surface Plasmon Polaritons Standing Wave Field Induced by Interference Gaussian Beams

Huang Pinbo Zou Wendong Guo Fei Jiang Maoqing

(Key Laboratory of Nondestructive Test, Ministry of Education, Nanchang Hangkong University, Nanchang, Jiangxi 330063, China)

Abstract As the actual light intensity has nonuniform spatial distribution, the surface plasmon polariton (SPP) standing wave field induced by two interference Gaussian beams is simulated using angular spectrum representation on the basis of the Kretschmann model. The Gaussian beams-induced SPP interference fringes have complex amplitude distribution, which is distinctly different from those induced by ideal plane wave. This indicates that the spatial non-uniformity of light intensity can seriously affect the distribution of exposure depth. The effects of the thickness, loss of metal films and the photoresist dielectric constant on the standing wave field are also investigated, and the results show that inappropriate metal thickness and tiny absorption loss will greatly weaken field intensity of the standing wave. Besides, the surface plasmon resonance will not be generated if the photoresist dielectric constant is too large.

Key words coherence optics; interference lithography; Gaussian beam; surface plasmon polaritons

OCIS codes 240.6680; 220.4241; 220.3740

1 引 言

常规的光刻技术会受到衍射极限的严格限制而不能制造出小于 $1/4$ 波长的纳米电子元器件, 于是人们提出了固体浸没技术^[1~4]、倏逝波全反射技术^[5~9]等。固体浸没技术是通过使用半球形固体浸没透镜(SIL)以及搭配复杂的光学布局实现的, 这种技术不仅依赖于浸没材料的折射率而且实现超高

分辨率光刻的代价高昂。全反射倏逝波光刻技术(TIR-EWL)主要利用光束在高折射率介质中发生全内反射时在界面上形成波矢为复数离开表面迅速衰减的倏逝波, 通过亚波长掩膜或多束倏逝波干涉制作纳米器件。全反射倏逝波技术由于简单可行且能极大增强分辨率, 所以在光刻、显微成像等领域具有广泛应用。表面等离子激元(SPP)是在金属与电

收稿日期: 2011-03-22; 收到修改稿日期: 2011-05-06

基金项目: 江西省自然科学基金(2008GZW0011)资助课题。

作者简介: 黄频波(1988—), 男, 硕士研究生, 主要从事微纳光电信息技术方面的研究。E-mail: 541896919@163.com

导师简介: 邹文栋(1965—), 男, 教授, 硕士生导师, 主要从事微纳光子学及应用等方面的研究。

E-mail: 18979106189@189.cn(通信联系人)

介质的界面上自由电子和光子相互作用形成的激发态倏逝波,在共振条件下会产生巨大的透射增强效果。近几年,基于表面等离子激元的倏逝波光刻技术(SPPIL)受到关注^[10~16],并发展出有掩膜 SPPIL 和无掩膜 SPPIL。有掩膜 SPPIL 是通过衍射金属光栅获得短波长的 SPP,实现高分辨率,但制作金属掩膜往往很困难。无掩膜 SPPIL 则利用多束激光在多棱锥镜耦合下形成 SPP 驻波场,从而得到大面积、高对比度的纳米尺度阵列图形,因此有必要对无掩膜 SPP 干涉光刻技术作进一步研究。由于大多文献在理论分析 SPP 干涉时多半假设入射光为理想平面波,未考虑激光光强的空间分布,这与实际情况不符。因此本文着重讨论锥形高斯光激发产生 SPP 驻波场的情况以及分析不同参数对 SPP 驻波场的影响。

2 理论分析

如图 1 所示,平面 $z = 0$ 为多棱锥镜与光胶介质的界面,假设 $z > 0$ 为棱镜, $z < 0$ 为光胶,若有一束平面光入射到 $z = 0$ 平面并发生全反射,则在 $z = 0$ 界面下会形成透射倏逝波,根据电磁场理论,可以推导出该倏逝波的表达式

$$\psi_t = \Phi_t(x, y, z) \exp(ik_t \cdot r), \quad (1)$$

式中 $\Phi_t(x, y, z)$ 表示透射电场强度 $E_t(x, y, z)$ 或磁场强度 $H_t(x, y, z)$,透射波矢

$$k_t = 2\pi\sqrt{\epsilon_1}(\sin\theta_i \cos\phi_i i + \sin\theta_i \sin\phi_i j) / \lambda - 2\pi\sqrt{\epsilon_1} \cos\theta_i k / \lambda, \quad r_i = x i + y j - z k,$$

式中 $\theta_i, \phi_i, \theta_t$ 分别为入射角、入射方位角和透射角。研究表明 $\Phi_t(x, y, z)$ 可以写成三维矢量矩阵乘积的形式^[8]:

$$\Phi_t(x, y, z) = \mathbf{R} \times \mathbf{M} \times \mathbf{T} \times \Phi(s, p, k), \quad (2)$$

式中

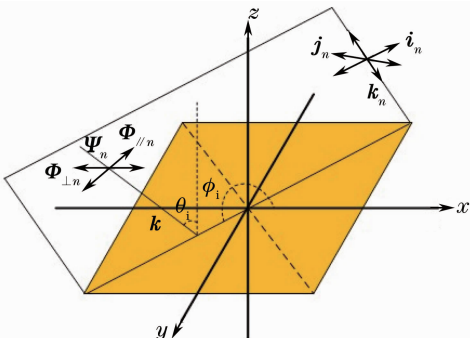


图 1 在三维空间的全内反射

Fig. 1 Total internal reflection in 3D space

$$\Phi = \begin{bmatrix} \Phi_s \\ \Phi_p \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{T} = \begin{bmatrix} t_s \\ t_p \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_t & \sin\theta_t \\ 0 & -\sin\theta_t & \cos\theta_t \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \sin\phi_t & \cos\phi_t & 0 \\ -\cos\phi_t & \sin\phi_t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Φ 用来描述电磁波垂直极化和水平极化, \mathbf{T} 表示透射系数矩阵, t_s, t_p 代表 s 波、p 波的透射系数,具体表达式可根据连续边界条件求出。 \mathbf{M} 和 \mathbf{R} 是将坐标系 (s, p, k) 转换到全局坐标系 (x, y, z) 。当 n 束光从不同方位入射并都发生全反射,则在界面下会有 n 束倏逝波发生干涉。若进一步考虑在锥镜上镀有一层金属膜,同时入射光为 TM 波且波矢满足表面等离子共振条件

$$k_0 \sqrt{\epsilon_1} \sin\theta_{\text{spp}} = k_0 [\epsilon_2 \epsilon_3 / (\epsilon_2 + \epsilon_3)]^{1/2}, \quad (3)$$

式中 $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ 分别表示锥镜、金属、光刻胶的介电常数, θ_{spp} 为共振角。则金属板上表面和下表面的倏逝波会共振随之发生光子隧道效应形成 SPP,一般 SPP 的强度要比仅经过全反射得到的倏逝波大数十倍到百倍。

由于激发 SPP 只能是 TM 波,令 $\Phi_s = H_s, \Phi_p = 0$,同时给定入射波长和介质的介电常数,根据(1),(2)式和共振条件,就能得出 SPP 驻波场分布。需要注意的是上述讨论只针对理想平面波激发 SPP,但实际的入射光束在它的横截面上以及轴向上都会有能量的变化,典型的入射光就是单色高斯光束。为了简化问题,本文利用角谱方法^[17]表征二维高斯光束,将其分解为许多不同入射角度但有相同空间频率的平面波。如图 2 所示,Kretschmann 模型在 z 轴上有 3 个区域,区域 1 和区域 3 可看成半无限介质空间,它们分别为棱镜介质($\epsilon_1, \mu_1 = 1, z < 0$)和光刻胶($\epsilon_3, \mu_3 = 1, z \geq d$);区域 2 是厚度为 d 的金属板($\epsilon_2 < 0, \mu_2 = 1, 0 \leq z < d$),考虑有两束 p 偏振(H_y)的高斯光在界面 $z = 0$ 发生干涉,则各区域的

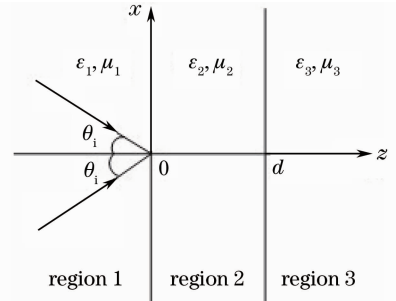


图 2 Kretschmann 平板结构

Fig. 2 Schematic diagram of Kretschmann plate

磁场分布可用角谱表示为

$$H_{y1} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \varphi(k_x) [\exp(ik_{1z}z) + r \exp(-ik_{1z}z)] \times [\exp(ik_x x) + \exp(-ik_x x)], \quad (4)$$

$$H_{y2} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \varphi(k_x) [A \exp(ik_{2z}z) + B \exp(-ik_{2z}z)] [\exp(ik_x x) + \exp(-ik_x x)], \quad (5)$$

$$H_{y3} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \varphi(k_x) t \exp[ik_{3z}(z-d)] \times [\exp(ik_x x) + \exp(-ik_x x)], \quad (6)$$

$$\varphi(k_x) = \frac{g}{\sqrt{2\pi}} \exp[-g^2(k_x - k_1 \sin \theta_i)^2/4],$$

$$k_{iz} = \sqrt{k_i^2 - k_x^2}, \quad (7)$$

式中 θ_i 为入射角, $k_1 \sin \theta_i$ 为锥形高斯光波角谱的中心, g 为光束宽度参数, 当 $z = 0$ 时, $|x| = g$ 处的场值降至中心的 $1/e$ 。而 t, r, A, B 这些传输系数可以根据 $z = 0$ 和 $z = d$ 边界处切向磁场连续推导出

$$t = \frac{4 \exp[i(k_{2z} - k_{3z})d]}{(1 + p_{12})(1 + p_{23})[1 + r_{12}r_{23} \exp(i2k_{2z}d)]}, \quad (8)$$

$$r = \frac{r_{12} + r_{23} \exp(i2k_{2z}d)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(i2k_{2z}d)}, \quad (9)$$

$$A = \frac{1 + r - t \exp(ik_{2z}d)}{1 - \exp(i2k_{2z}d)}, \quad (10)$$

$$B = 1 + r - A, \quad (11)$$

$$\text{式中 } p_{ij} = \frac{\epsilon_i k_{iz}}{\epsilon_j k_{iz}}, \quad r_{ij} = \frac{1 - p_{ij}}{1 + p_{ij}}.$$

根据(4)~(11)式,即可得二维干涉高斯光激发 SPP 驻波场分布,考虑到 SPP 驻波场与区域 1 的入射干涉场和反射场有很大关联,定义一个广义透射系数 T_d ,即某一角谱的总透射场幅值与其入射场和反射场的幅值之和之比为

$$T_d = \frac{|H_{y3}^i|}{|H_{y1}^i| + |H_{y1}^r|} = \frac{|t|}{1 + |r|}, \quad (12)$$

显然 T_d 是与切向波矢 k_x , 金属板厚 d 以及三层介电常数有关的。

3 仿真结果和讨论

若入射光为 TM 平面波,考虑两种情况:1)不镀膜;2)在锥镜上镀有厚度 $d = 45 \text{ nm}$ 的金膜。设多面锥镜的介电常数 $\epsilon_1 = 1.65^2$, 磁导率 $\mu_1 = 1$, 金膜的介电常数 $\epsilon_2 = -5.28 + 0.2i$, 磁导率 $\mu_2 = 1$, 光刻胶的介电常数 $\epsilon_3 = 1.3^2$, 磁导率 $\mu_3 = 1$, 波长 $\lambda = 355 \text{ nm}$, 幅值 $H_{is} = 1$, 入射角 $\theta_i = \theta_{\text{spp}}$ 。由于光强 $I = |\mathbf{E}_x|^2 + |\mathbf{E}_y|^2 + |\mathbf{E}_z|^2 \propto |\mathbf{H}_s|^2$, 故本文只讨论 $|\mathbf{H}|^2$ 的分布。图 3(a) 是 4 束方位角 ϕ_i 分别为 0° ,

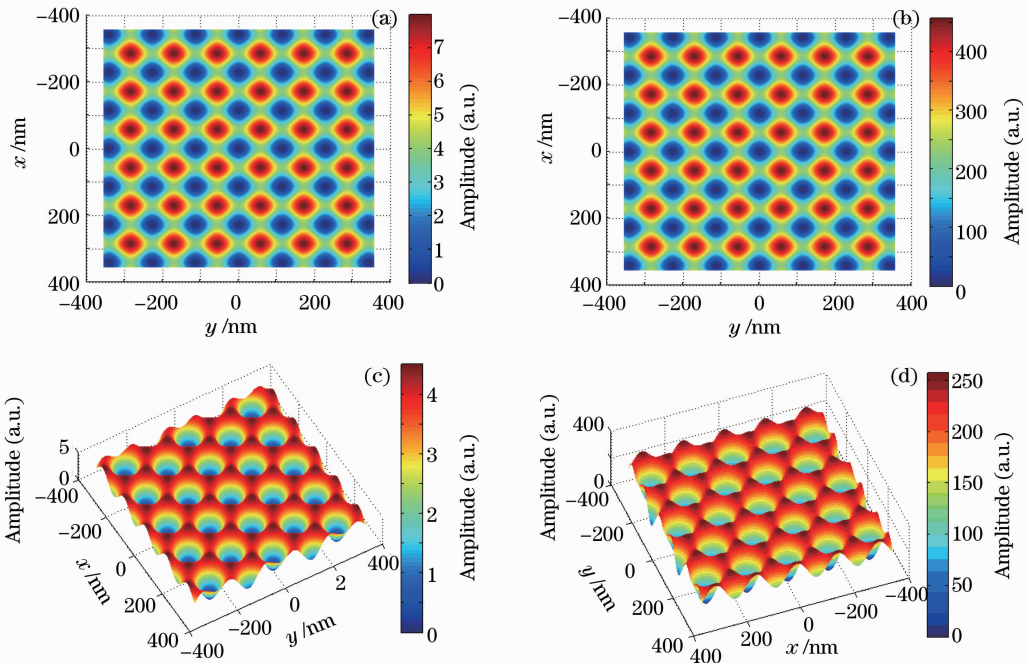


图 3 (a),(c)未镀膜锥镜的倏逝波干涉场;(b),(d)镀有 45 nm 金膜锥镜的 SPP 驻波场

Fig. 3 (a),(c) Evanescent wave interference field of the conic prism without coating; (b),(d) SPP standing wave field of the conic prism with coating 45 nm gold film

90°, 180°和 270°的 TM 波,以共振角入射到未镀膜的多面锥镜内全反射产生的倏逝波干涉场;图 3(b)为镀上金膜后,得到的 4 束 SPP 干涉图样;图 3(c)是 3 束方位角分别为 0°, 120°, 240°的 TM 平面波入射到未镀膜锥镜的情况;而图 3(d)为 3 束 SPP 干涉场的分布情况。比较图 3(a)与 (b)和 (c)与 (d),发现锥镜镀上金膜后 $|\mathbf{H}|^2$ 的幅值大幅度增加,这说明了在表面等离子体共振条件下,金膜内发生了光子隧道效应,从而透射能量得到增强。而比较图 3(b)与 (d)可以发现,随着 SPP 数目增加,在固定区域($2\lambda_0 \times 2\lambda_0$)内,极值点数目增多,极值周期减小,横向分辨率增大。根据多光束干涉的原理,不难得出极值周期 T_s 与 SPP 数目 n 之间的关系,以及对应的分辨率 R_s 为

$$T_s = \frac{2\pi}{2k_{\text{spp}} \sin(\pi/n)},$$

$$R_s = \frac{\lambda_0}{4 \sin(\pi/n)} \sqrt{\frac{\epsilon_2 + \epsilon_3}{\epsilon_2 \epsilon_3}}. \quad (13)$$

保持上述参数不变,只将入射波改为 p 偏振的锥形高斯光($g = 0.6\lambda$)。为保证在 $z \geq d$ 区域中仅有倏逝波分量,切向波矢 k_x 的大小应大于 k_3 ,采用空间频率截断方法,令 k_x 的取值范围为($k_3 k_1$)。图 4 为两束干涉高斯光入射到区域 1 后,能流密度在各区域的分布。在区域 1 中,2 束干涉高斯光发生全反射并且在靠近 $z = 0$ 界面处出现能量空白,这是由于

这部分能量以光子隧道的方式透射出去,在区域 2 内除了与其他介质阻抗不匹配引起反射而存在较弱的能流分布外,绝大部分能量同样以光子隧道输运出去,故在 $z = d$ 界面上出现明亮的 SPP 干涉条纹。与平面波不同,两束锥形高斯光激发的 SPP 干涉条纹分布并不是简单的正弦波形,如图 5(a)所示,它是以 z 轴对称分布,在 $x=0$ 处条纹幅值最大,其两侧交替出现一系列极小值点和极大值点,而这些极小值构成 M 型下包络线,极大值构成高斯型上包络线,整个 SPP 条纹幅值随着 $|x|$ 增大在包络线中振荡衰减。这表明光强空间非均匀情况会严重地影响到曝光深度的分布。图 5(b)为高斯光中某些角谱入射后切向磁场强度 $|\mathbf{H}_y(\mathbf{k}_x)|$ 在 z 轴上的分布,其中任意角谱的 $|\mathbf{H}_y|$ 都相对自己在区域 1 中的磁场强度作归一化处理以消除 $\varphi(\mathbf{k}_x)$ 对角谱幅值的限制。当 k_x 等于 $0.83k_1$ 时,会发现在 $z=0$ 和 $z=d$ 处有微弱的峰值,这两个峰值分别对应金膜的上表面($z=0$)和下表面($z=d$)倏逝波振动模式,且下表面倏逝波要弱于上表面倏逝波。当 k_x 增到 $0.90k_1$ 时, $z=d$ 处的峰值开始高于 $z=0$ 处的峰值,而当 k_1 增至 $0.95k_1$ 时, $z=d$ 处的峰值剧增, $z=0$ 的峰值消失,这表明上表面倏逝波与下表面倏逝波发生耦合共振产生简并态模式从而区域 1 与区域 3 连通,使得能量可以隧穿。

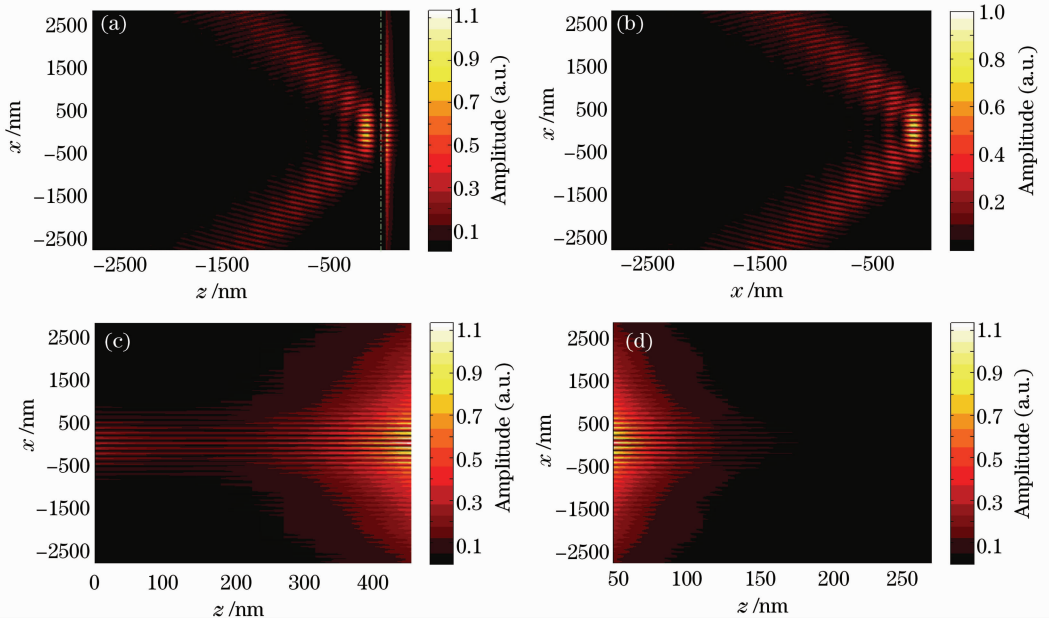


图 4 能流密度的分布情况。(a)全区域(1,2,3);(b)区域 1;(c)区域 2;(d)区域 3

Fig. 4 Distribution of energy flux density. (a) All regions (1,2,3); (b) the region 1; (c) the region 2; (d)the region 3

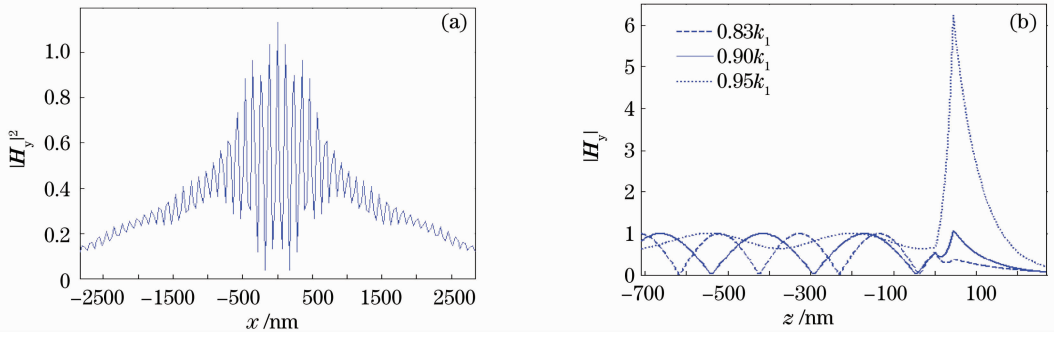

 图 5 (a) $|H_y|^2$ 在 $z=d$ 界面上的分布情况；(b) $|H_y|$ 在 z 轴上的分布

 Fig. 5 (a) Distribution of $|H_y|^2$ at the interface $z=d$; (b) distribution of $|H_y|$ along the axis z

除声明的参数以外,继续保持上述参数不变,最后讨论不同参数对 SPP 驻波场的影响。如图 6(a) 所示,广义透射系数 T_d 的幅值随切向波矢 k_x 的大小发生变化并存在一个极大值,通过对 T_d 求 k_x 的偏导发现只有当 $\partial|r|/\partial k_x$ 和 $\partial|t|/\partial k_x$ 同时为零, $\partial T_d/\partial k_x$ 才会等于零,因此 T_d 的极大值点对应的切向波矢就是 k_{spp} 。图 6(b) 表示 T_d 与金膜介电常数的虚部 δ 之间的关系,显然 T_d 对 δ 异常敏感, δ 稍一增大, T_d 的峰值就迅速衰减,这说明微小损耗

的引入都会极大地减弱光子隧道效应。图 6(c) 表明金膜厚度很薄时,几乎不发生表面等离子体共振,随着金膜厚度增加,SSP 逐渐增强并伴随透射峰缓慢向左移动,而金膜厚度超过一定数值后,光子隧道效应再次减弱,幅值迅速减小,可见在变化过程中一定存在最佳金膜厚度。而图 6(d) 说明即使在满足 $\epsilon_3 < \epsilon_1$ 的前提下,增大 ϵ_3 到一定数值后,也有可能产生不了表面等离子体共振。

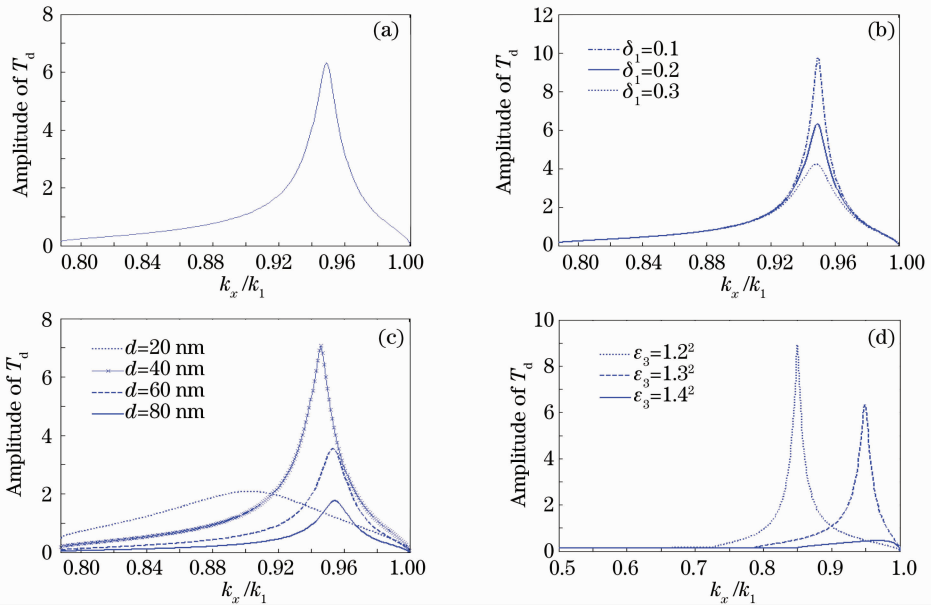

 图 6 广义透射系数 T_d 的幅值与(a)切向波矢 k_x ; (b)损耗 δ ; (c)金膜厚度 d ; (d)介电常数 ϵ_3 的关系曲线

 Fig. 6 Amplitude curve of generalized transmission coefficient T_d versus (a) tangential wave vector k_x ; (b) loss δ ; (c) thickness of gold film; (d) the dielectric constant ϵ_3

4 结 论

利用倏逝波的三维矢量矩阵形式,得出多束 TM 平面波激发 SPP 干涉可获得高分辨率的周期性纳米阵列图形。但考虑到实际入射光强是非均匀分布,于是将入射平面波改成锥形高斯光,结果发现

两束高斯光诱导的 SPP 干涉条纹幅值在高斯型上包络线与 M 型下包络线之间振荡衰减,这说明了入射光强的空间非均匀特性可能会带来光刻加工误差。结果表明,SPP 是由金属膜的上表面与下表面的倏逝波耦合共振形成的,而切向波矢、损耗、膜厚、

光刻胶的介电常数都会影响到 SPP 驻波场。

参 考 文 献

- 1 B. D. Terris, H. J. Mamin, D. Rugar. Near-field optical data storage [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, **68**(2): 141~143
- 2 L. P. Ghislain, V. B. Elings, K. B. Crozier *et al.*. Near-field photolithography with a solid immersion lens[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **74**(4): 501~503
- 3 D. Nam, T. D. Milster, T. Chen. Potential of solid immersion lithography using I-line and KrF light source[C]. *SPIE*, 2004, **5754**: 1049~1055
- 4 T. Milster, Tao Chen, Dongseok Nam *et al.*. Maskless lithography with the solid immersion lens nanoprobe[C]. *SPIE*, 2004, **5567**: 545~556
- 5 R. J. Blaikie, S. J. McNab. Evanescent interferometric lithography[J]. *Appl. Opt.*, 2001, **40**(10): 1692~1698
- 6 Y. Ohdaira, S. Hoshiyama, T. Kawakami *et al.*. Fabrication of surface relief gratings on azo dye thin films utilizing an interference of evanescent waves[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, **86**(5): 051102
- 7 B. W. Smith, Yongfa Fan, Jianming Zhou *et al.*. Evanescent wave imaging in optical lithography [C]. *SPIE*, 2006, **6154**: 100~108
- 8 J. K. Chua, V. M. Murukeshan, S. K. Tan *et al.*. Four beams evanescent waves interference lithography for patterning of two dimensional features [J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(6): 3437~3451
- 9 V. M. Murukeshan, J. K. Chua, S. K. Tan. Nano-scale three dimensional surface relief features using single exposure counterpropagating multiple evanescent waves interference phenomenon [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(18): 13857~13870
- 10 Q. W. Zhan. Evanescent Bessel beam generation via surface plasmon resonance excitation by a radially polarized beam[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(11): 1726~1728
- 11 P. S. Tan, X. C. Yuan, J. Lin *et al.*. Analysis of surface plasmon interference pattern formed by optical vortex beams[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(22): 18451~18457
- 12 X. Luo, T. Ishihara. Surface plasmon resonant interference nanolithography technique [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, **84**(23): 4780~4782
- 13 W. Srituravanich, S. Durant, H. Lee *et al.*. Deep sub-wavelength nanolithography using localized surface plasmon modes on planar silver mask[J]. *J. Vac. Sci. Technol.*, 2005, **23**(6): 2636~2639
- 14 Hong Xiaogang, Xu Wendong, Zhao Chengqiang *et al.*. Effect of probe on surface plasmon resonance [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(10): 3049~3053
洪小刚, 徐文东, 赵成强 等. 探针对表面等离子体共振的影响 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(10): 3049~3053
- 15 Jin Fengze, Fang Liang, Zhang Zhiyou *et al.*. Photonic crystal fabrication based on surface plasmon polaritons interference nanolithography [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(4): 1076~1078
金凤泽, 方亮, 张志友 等. 表面等离子体干涉制备纳米光子晶体的模拟分析[J]. *光学学报*, 2009, **29**(4): 1076~1078
- 16 Zhao Chengqiang, Xu Wendong, Hong Xiaogang *et al.*. Probe inducing surface plasmon resonance nanolithographic system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(2): 473~475
赵成强, 徐文东, 洪小刚 等. 探针诱导表面等离子体共振纳米光刻系统[J]. *光学学报*, 2009, **29**(2): 473~475
- 17 Jin Au Kong, Bae-Ian Wu, Yan Zhang. A unique lateral displacement of a Gaussian beam transmitted through a slab with negative permittivity and permeability [J]. *Microwave. Opt. Technol. Lett.*, 2002, **33**(2): 136~139