

应用分级凹槽阵列转换表面等离子极化激元为空间任意弯曲光束

李 辉^{1,2} 聂俊英¹ 徐永征¹ 王 刚¹ 付 统¹ 王 莉¹ 张中月¹

¹陕西师范大学物理学与信息技术学院, 陕西 西安 710062

²德宏职业学院, 云南 德宏 678400

摘要 应用勒让德变换反演任意弯曲目标曲线对应的相位函数,通过该相位函数与不同级数凹槽阵列相位间满足的关系,确定凹槽阵列位置;再利用凹槽阵列将金属表面等离子极化激元转换为空间任意弯曲光束。研究了目标曲线常数和结构参数对空间弯曲光束的影响。结果发现,空间弯曲光束的强度、弯曲形状以及传播距离依赖于弯曲曲线常数、槽深和槽宽。

关键词 表面光学; 表面等离子极化激元; 任意弯曲光束; 有限元法; 分级凹槽阵列

中图分类号 O436 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201636.1026020

Converting Surface Plasmon Polaritons to Spatial Arbitrary Bending Beams by Using Graded Groove Arrays

Li Hui^{1,2} Nie Junying¹ Xu Yongzheng¹ Wang Gang¹ Fu Tong¹

Wang Li¹ Zhang Zhongyue¹

¹School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an, Shaanxi 710062, China

²Dehong Vocational College, Dehong, Yunnan 678400, China

Abstract The phase function of a target curve is obtained using the Legendre transform and used to determine the position of graded grooves. In addition, the spatial arbitrary bending beams are generated by the interference of surface plasmon polaritons propagating on graded grooves. The effects of structural parameters are investigated. The results show that the intensity, shape and distance of propagation of spatial arbitrary bending beams rely on the constancy of target curve and the depth and width of the grooves.

Key words optics at surfaces; surface plasmon polaritons; arbitrary bending beams; finite-element method; graded groove arrays

OCIS codes 240.6680; 050.5082; 260.3910

1 引 言

早在1979年, Berry等^[1]初次在理论上证明了自由空间艾里波包是薛定谔方程的一个特解; 2007年, Siviloglou等^[2-6]实验证实了自由空间艾里光波的存在,它是近轴近似条件下亥姆霍兹方程的一个解,具有无衍射、自弯曲和自修复特性;后来许多研究者又发现了众多非近轴条件下空间无衍射、自弯曲光束,如贝塞尔光束^[7]、马蒂厄光束^[8]、韦伯光束^[9-10]、类贝塞尔光束^[11]以及空间其它任意弯曲光束等^[12-14]。这些空间弯曲光束的奇异特性被应用于构建自会聚光束、微粒操控、等离子导向、光子弹导航等方面^[15],同时在调节与控

收稿日期: 2016-05-04; 收到修改稿日期: 2016-06-08

基金项目: 国家自然科学基金(61575117)、中央高校基本科研业务费专项资助创新团队项目(GK201601008)、中央高校基本科研业务费专项资助自由探索类(博士生)项目(GK201604003)

作者简介: 李 辉(1986—),男,博士研究生,主要从事微纳光学与光子学、表面等离子极化激元学方面的研究。

E-mail: Huili009@126.com

导师简介: 张中月(1975—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事微纳光学与光子学、表面等离子极化激元学方面的研究。

E-mail: zyzhang@snnu.edu.cn(通信联系人)

制表面等极化激元方面也有着重要的应用。

表面等极化激元(SPPs)是金属表面区域的一种自由电子和光子相互作用形成的电磁波,具有很多独特的光学性质^[15-18],在生物传感、光学捕获、左手材料、亚波长光学等方面有着重要的应用^[19-21]。近年来随着研究的不断深入,对表面等极化激元的调节与控制备受关注。例如,通过在金属层表面制备相位光栅,应用光栅产生金属表面等极化激元艾里束^[22-24];通过在金属表面沉积不同厚度聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)产生反向弯曲表面等极化激元艾里束^[25];通过在金属表面制备纳米孔洞阵列,应用孔洞间的布拉格衍射,产生任意弯曲表面等极化激元束^[26-27];应用对称纳米孔洞间的布拉格衍射,产生准直的表面等极化激元束^[28];通过在金属表面制备全息相位掩模光栅,应用光栅产生任意弯曲表面等极化激元束^[29-30]、表面等极化激元马蒂厄束以及表面等极化激元韦伯束^[31]等。这些弯曲表面等极化激元束都是由平面波锥形叠加形成的,具有无衍射、自弯曲以及自修复特性。

近期研究者在光纤端口蒸镀金属膜,在金属膜表面制备缝槽结构,应用缝槽结构转换 SPPs 为空间类艾里光束^[32-33],它在空间传播距离可达 60 μm 。相比于空间类艾里光束,空间任意弯曲光束的光束轨迹更加多样,在更多领域有着更多的潜在应用。本文应用勒让德变换反演弯曲曲线对应的相位函数 $\phi(x)$;相位 $\phi(x)$ 与不同级凹槽阵列的相位 $\varphi(x)$ 间满足关系: $\varphi(x) = \phi(x)$,通过该关系确定凹槽阵列位置;利用凹槽阵列将 SPPs 转换为空间任意弯曲光束。研究了目标曲线常数和结构参数对空间弯曲光束的影响。

2 结构和计算方法

应用有限元法(COMSOL Multiphysics 电磁仿真软件)模拟了金属表面凹槽阵列转换 SPPs 为空间任意弯曲光束。COMSOL Multiphysics 是以有限元法为基础,通过求解偏微分方程(单场)和偏微分方程组(多场)来实现对真实物理的仿真,用数学方法来求解真实物理现象的数值仿真软件^[34]。图 1 为实验设计的金属/二氧化硅二维结构示意图。结构置于真空中,基底是厚度为 800 nm 的二氧化硅材料(折射率 $n = 1.45$),上层是厚度 $h = 200$ nm 的 Au 材料,其介电常数为 $\epsilon = -36.401 + 3.267i$,缝宽 $s = 130$ nm,Au 表面刻有单缝隙与分级凹槽阵列,通过优化选取凹槽宽度 $w = 260$ nm,凹槽深度 $h_0 = 80$ nm, b_n 为相邻两个凹槽阵列的距离。

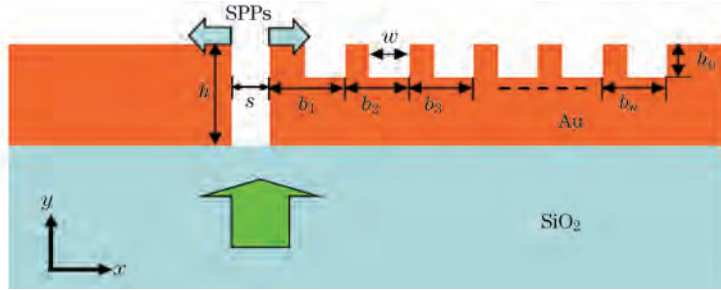


图 1 金属/二氧化硅结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of configuration of Au/SiO₂

应用勒让德变换^[12-13,29-30,35]反演空间弯曲目标曲线对应的相位函数,如图 2(a)所示,空间弯曲目标曲线函数为 $f(y)$,所对应的相位函数为 $\phi(x)$;曲线 $f(y)$ 在点 (x_0, y_0) 处的切线函数以及切线在 x 轴上的横向截距分别表示为

$$f'(y) = -\tan \theta, \quad (1)$$

$$x = f(y_0) + y_0 \tan \theta. \quad (2)$$

联立(1)式和(2)式消去变量 y_0 得到横向截距 x 与 θ 的关系式。根据相位差与光程差之间满足的关系可得

$$d\phi(x) = -k dx \sin \theta, \quad (3)$$

式中 k 是波数。在近轴近似条件下,满足 $\sin \theta \approx \tan \theta$,那么相位函数可表示为^[32-33]

$$\phi(x) = -\int k \sin \theta dx. \quad (4)$$

在非近轴条件下,满足 $\sin\theta = \tan\theta / \sqrt{1 + \tan^2\theta}$,那么相位函数可表示为^[32-33]

$$\phi(x) = - \int k \tan\theta / \sqrt{1 + \tan^2\theta} dx. \quad (5)$$

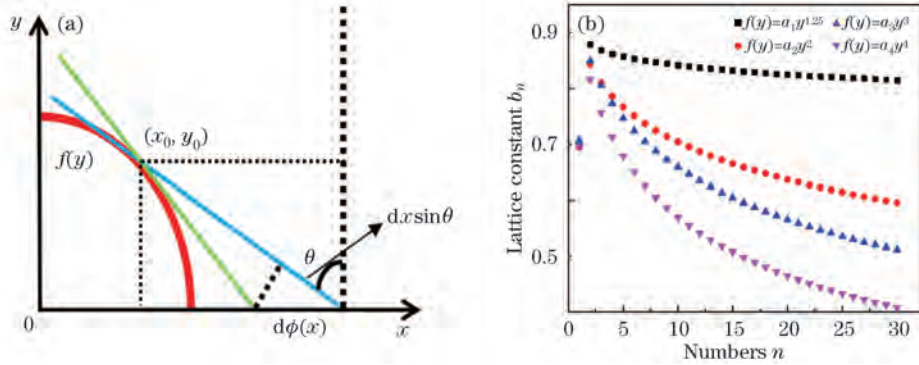


图 2 (a) 弯曲目标曲线相位推导几何关系图;(b) 曲线对应分级凹槽阵列级数与常数间关系图

Fig. 2 (a) Geometric diagram of bending convex trajectory and tangent line;
(b) calculated constant of graded groove arrays with different trajectory

由于给定频率的 SPPs 波矢 (k_{spp}) 大于自由空间波矢 (k_0),即满足关系^[35]: $k_0 \sin\theta = k_{\text{spp}} - k_g$,其中 $k_{\text{spp}} = k_0 \sqrt{\epsilon_m \epsilon_d / (\epsilon_m + \epsilon_d)}$, ϵ_d 和 ϵ_m 分别表示介质与金属的介电常数, $k_g = 2n\pi / \Lambda$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), Λ 表示光栅周期。用波长 $\lambda = 980 \text{ nm}$ 线偏振光(沿 x 方向)垂直于二氧化硅基底正对于单缝隙处($+y$ 方向)入射,激发 SPPs。SPPs 经过凹槽阵列后,相邻两个凹槽间有附加相位为 2π ,且由于凹槽的局域共振,波矢 k_{spp} 发生改变,产生附加相位 $\Delta\varphi$,但由于凹槽模式的有效折射率 $n_{\text{eff}} \approx 1$,附加相位 $\Delta\varphi$ 对弯曲光束的影响较小,因此经过任意级凹槽阵列后相位函数可近似表示为 $\varphi(x) = \varphi_0 + k_{\text{spp}}x - 2n\pi$ ($n = 1, 2, 3, \dots$),其中 φ_0 是初始相位。空间弯曲光束对应相位函数 $\phi(x)$ 与任意级凹槽阵列相位函数 $\varphi(x)$ 之间满足关系: $\phi(x) = \varphi(x)$,通过它可以确定不同级凹槽阵列的位置,图 2(b)是不同弯曲曲线所对应的常数 b_n 与凹槽阵列级数 n 间的关系图。

3 结果分析与讨论

在近轴近似条件下,空间弯曲曲线 $f(y) = -a_1 y^{1.25}$ 相应的相位函数 $\phi(x) = -1.37ka_1^{0.8}x^{1.2}$;抛物线曲线 $f(y) = -a_2 y^2$ 相应的相位函数 $\phi(x) = -1.33ka_2^{0.5}x^{1.5}$;三次方曲线 $f(y) = -a_3 y^3$ 对应的相位函数 $\phi(x) = -1.13ka_3^{0.33}x^{1.67}$;四次方曲线 $f(y) = -a_4 y^4$ 对应的相位函数 $\phi(x) = -0.141ka_4x^{1.75}$ 。图 3 所示为在近轴近似条件下,凹槽阵列级数 $n = 20$ 时所对应 xy 平面强度分布图,其中图 3(a)~(d) 分别对应曲线 $f(y) = -a_1 y^{1.25}$ 、 $f(y) = -a_2 y^2$ 、 $f(y) = -a_3 y^3$ 以及 $f(y) = -a_4 y^4$,图中黑色曲线是目标函数 $f(y)$ 曲线,常数 $a_1 \sim a_4$ 分别为 0.03, 0.005, 0.0003 和 0.0004。很明显,弯曲光束沿着目标曲线轨迹传播,具有横向自弯曲与无衍射特性;它们在空间传播距离可以达到 $60 \mu\text{m}$;光束弯曲度越大,光束在空间传播距离越短。

近轴近似条件下,半径为 r ,圆心 $(0, r)$ 的圆曲线 $f(y) = [r^2 - (y - r)^2]^{0.5}$ 对应的相位函数 $\phi(x) = -k \left[\frac{r}{2} \ln x - \frac{1}{4r} x^2 \right]$;椭圆曲线 $f(y) = b \left[1 - \left(\frac{y}{c} \right)^2 \right]^{0.5}$ 的相位函数是 $\phi(x) = \frac{k}{2b} \left(\frac{x \sqrt{x^2 - c^2}}{2} - \frac{c^2}{2} \ln \left| x + \sqrt{x^2 - b^2} \right| \right)$ 。图 4(a)和(b)分别是圆与椭圆所对应的 xy 平面强度分布图,黑色曲线是目标圆函数和椭圆函数轨迹。可以发现弯曲光束整体沿着目标圆和椭圆轨迹传播,且传播距离是四分之一圆弧或者椭圆弧,其中圆半径 $r = 5 \mu\text{m}$,椭圆长轴 $q = 2 \mu\text{m}$,短轴 $m = 1 \mu\text{m}$ 。

选用三次方曲线 $f(y) = -a_3 y^3$,选取常数 a_3 值为 0.0003 和 0.003,研究 a_3 对弯曲光束的影响。图 5(a)和(b)是对应的弯曲光束强度分布图;随着 a_3 值增大,光束弯曲度变大,传播距离变小。图 5(c)中曲线 1 对应常数 a_3 值是 0.003,曲线 2 对应常数 a_3 值是 0.0003,虚线 PA 、 EB 和 NB 分别表示两条曲线交于 x 轴 A 、 B 两点的切线。随着曲线常数增大,曲线弯曲度增大。根据(4)式和(5)式可知,当 k 固定时,相位 $\phi(x)$ 取决于 $f'(y)$,即仅与切线斜率有关;图 5(c)为两条曲线在 $y = M$ 处的两条切线(PA 和 EB)与 x 轴交

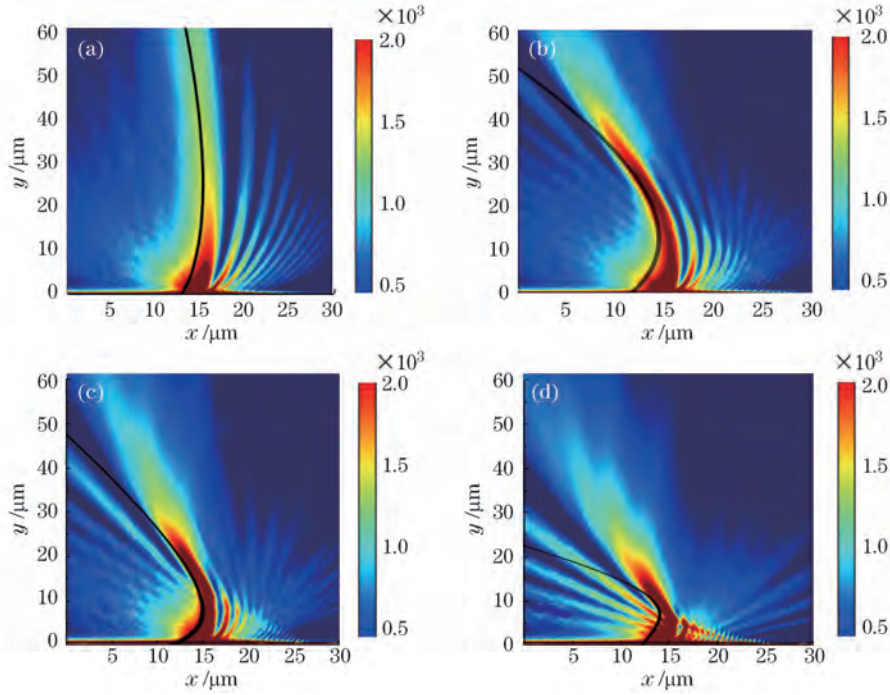


图 3 近轴近似条件下,弯曲光束强度分布图。(a) $f(y)=-a_1y^{1.25}$; (b) $f(y)=-a_2y^2$;
(c) $f(y)=-a_3y^3$; (d) $f(y)=-a_4y^4$

Fig. 3 Intensity distributions of bending beam under paraxial approximation. (a) $f(y)=-a_1y^{1.25}$;
(b) $f(y)=-a_2y^2$; (c) $f(y)=-a_3y^3$; (d) $f(y)=-a_4y^4$

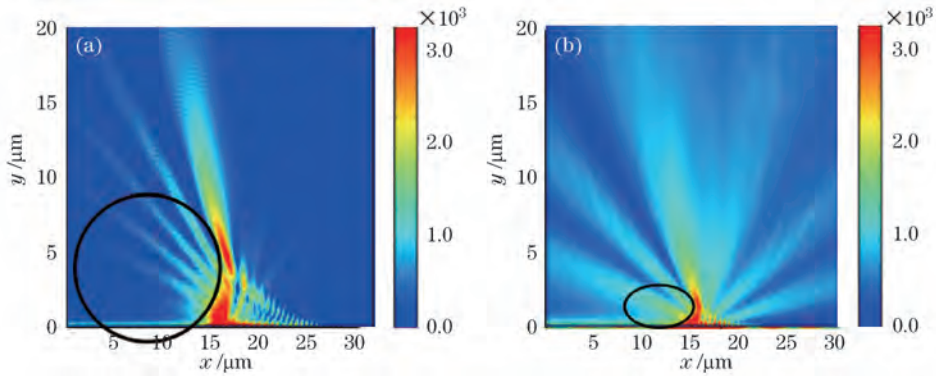


图 4 近轴近似条件下,弯曲光束强度分布图。(a) $f(y)=[r^2-(y-r)^2]^{0.5}$; (b) $f(y)=m[1-(y/q)^2]^{0.5}$

Fig. 4 Intensity distributions of bending beam under paraxial approximation.

(a) $f(y)=[r^2-(y-r)^2]^{0.5}$; (b) $f(y)=m[1-(y/q)^2]^{0.5}$

点位置不同($oA < oB$),即需要的凹槽阵列总条数不同;反过来,当凹槽阵列条数一定时(都选用 20 条凹槽阵列),曲线切点在不同高度处($BD > EF$),即随着曲线常数增大,光束弯曲度变大、传播距离变小。

选用 3 次方曲线 $f(y)=-a_3y^3$,选取常数 $a_3=0.0003$,槽宽 $w=260$ nm,研究了槽深度 h_0 对弯曲光束的影响。图 6(a)~(c)是槽深 $h_0=60,80,100$ nm 时所对应的 xy 平面强度分布图。可以发现随着槽深的增大,弯曲光束强度变强;但随着槽深的增大,SPPs 在槽里传播路径变长,后面的凹槽对弯曲光束强度贡献小,弯曲光束形状受影响。

选用 3 次方曲线 $f(y)=-a_3y^3$,选取常数 a_3 值为 0.0003,槽深 $h_0=80$ nm,研究了槽宽度 w 对弯曲光束的影响。图 7 是槽宽 $w=120,260,400$ nm 时所对应的 xy 平面强度分布图。发现随着槽宽的变化,由于 SPPs 在槽里传播路径不变,所以弯曲光束形状不受影响。但随着槽宽的增大,槽内向外辐射的模式增多,弯曲光束强度分布不连续,弯曲光束强度受到一定的影响。

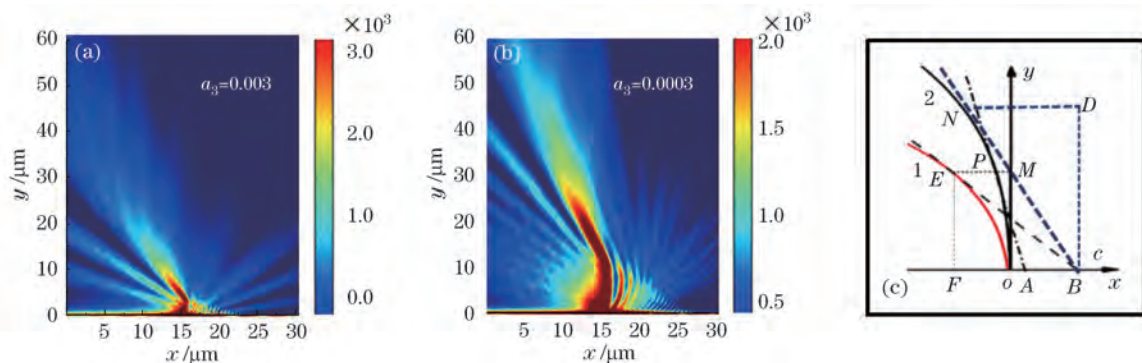


图 5 (a)(b)不同 a_3 值对应强度分布图; (c)不同 a_3 值对应曲线关系图

Fig. 5 (a)(b) Intensity distributions with different values of a_3 ; (c) relationship curves with different values of a_3

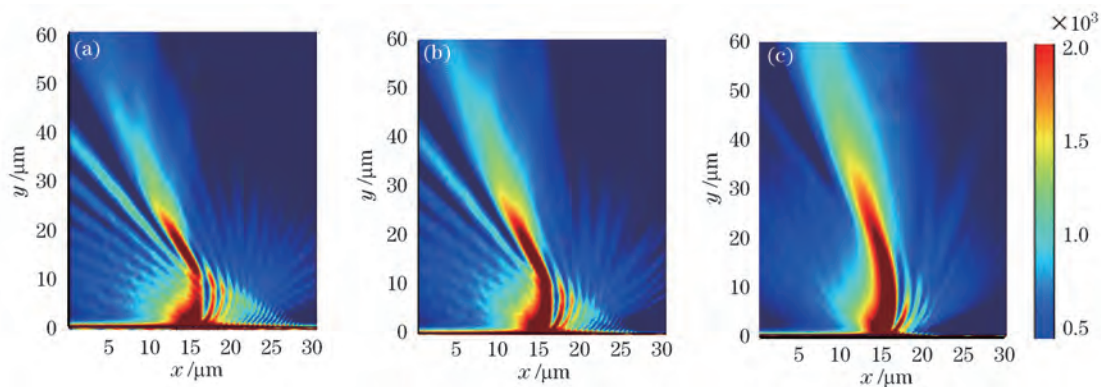


图 6 不同槽深对应的强度分布图。(a) 60 nm; (b) 80 nm; (c) 100 nm

Fig. 6 Intensity distributions with different depths. (a) 60 nm; (b) 80 nm; (c) 100 nm

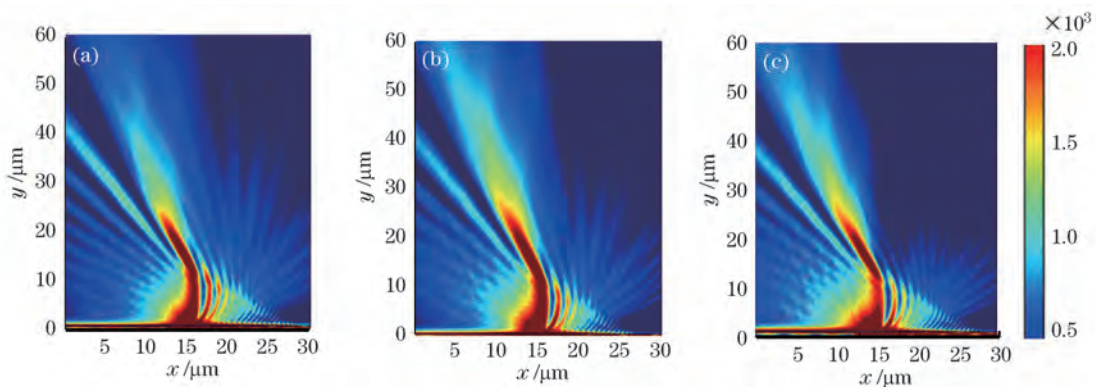


图 7 不同槽宽对应的强度分布图。(a) 120 nm; (b) 260 nm; (c) 400 nm

Fig. 7 Intensity distributions with different widths. (a) 120 nm; (b) 260 nm; (c) 400 nm

4 结 论

应用勒让德变换反演了弯曲曲线对应相位函数,然后应用相位函数与凹槽阵列产生的相位间的关系,确定凹槽阵列位置,再利用凹槽阵列将 SPPs 转换为空间任意弯曲光束。这些光束具有横向自弯曲特性与无衍射特性,它们在空间传播距离可以达到 $60 \mu\text{m}$ 。另外随着弯曲曲线常数增大,光束弯曲度增大,光束传播距离减小。随着槽深增大,弯曲光束强度增大,但弯曲光束形状受影响;随着槽宽增大,槽内向外辐射的模式增多,弯曲光束的强度分布不连续,但弯曲光束形状不受影响。这些结果在光纤传感、光学捕获、纳米操控及光学集成等方面有着重要的潜在应用。

参 考 文 献

- 1 Berry M V, Balazs N L. Nonspreading wave packets[J]. *Am J Phys*, 1979, 47(3): 264-267.
- 2 Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, *et al.* Observation of accelerating Airy beams[J]. *Phys Rev Lett*, 2007, 99(21): 213901.
- 3 Siviloglou G A, Christodoulides D N. Accelerating finite energy Airy beams[J]. *Opt Lett*, 2007, 32(8): 979-981.
- 4 Carretero L, Acebal P, Blaya S, *et al.* Nonparaxial diffraction analysis of Airy and SAiry beams[J]. *Opt Express*, 2009, 17(25): 22432-22441.
- 5 Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A, *et al.* Self-healing properties of optical Airy beams[J]. *Opt Express*, 2008, 16(17): 12880-12891.
- 6 Kaminer I, Bekenstein R, Nemirovsky J, *et al.* Nondiffracting accelerating wave packets of Maxwell's equations[J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 108(16): 163901.
- 7 Zhao Juanying, Deng Dongmei, Zhang Ze, *et al.* Theoretical and experimental study on self-accelerating Bessel-like Hermite-Gaussian beam[J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(4): 044204.
赵娟莹, 邓冬梅, 张 泽, 等. 自加速类贝塞尔-厄米-高斯光束的理论和实验研究[J]. *物理学报*, 2014, 63(4): 044204.
- 8 Zhang P, Hu Y, Li T, *et al.* Nonparaxial Mathieu and Weber accelerating beams[J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 109(19): 193901.
- 9 Aleahmad P, Miri M A, Mills M S, *et al.* Fully vectorial accelerating diffraction-free Helmholtz beams[J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 109(20): 203902.
- 10 Alpmann C, Bowman R, Woerdemann M, *et al.* Mathieu beams as versatile light moulds for 3D micro particle assemblies [J]. *Opt Express*, 2010, 18(25): 26084-26091.
- 11 Zhao J, Zhang P, Deng D, *et al.* Observation of self-accelerating Bessel-like optical beams along arbitrary trajectories[J]. *Opt Lett*, 2013, 38(4): 498-500.
- 12 Greenfield E, Segev M, Walasik W, *et al.* Accelerating light beams along arbitrary convex trajectories[J]. *Phys Rev Lett*, 2011, 106(21): 213902.
- 13 Froehly L, Courvoisier F, Mathis A, *et al.* Arbitrary accelerating micron-scale caustic beams in two and three dimensions [J]. *Opt Express*, 2011, 19(17): 16455-16465.
- 14 Dong Huiyuan, Wang Jin. Surface plasmon polariton manipulation using photonic crystals[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(9): 0916002.
董慧媛, 王 进. 利用光子晶体调控表面等离极化激元[J]. *光学学报*, 2013, 33(9): 0916002.
- 15 Kaganovsky Y, Heyman E. Wave analysis of Airy beams[J]. *Opt Express*, 2010, 18(8): 8440-8452.
- 16 Maier S A. *Plasmonics: Fundamentals and applications*[M]. Berlin: Springer Science & Business Media, 2007.
- 17 Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 824-830.
- 18 Yi Qiang, Zhou Fukun, Zhang Meng, *et al.* Dual-band S-shaped left-handed material for millimeter wave communication application[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(4): 0416003.
易 强, 周辅坤, 张 蒙, 等. 用于毫米波通信的双频带 S 型左手材料[J]. *光学学报*, 2014, 34(4): 0416003.
- 19 Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I. Plasmonics beyond the diffraction limit[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(2): 83-91.
- 20 Ebbesen T W, Genet C, Bozhevolnyi S I. Surface-plasmon circuitry[J]. *Physics Today*, 2008, 61(5): 44.
- 21 Sun Mei, Xu Degang, Xing Suxia, *et al.* Study on optical properties of subwavelength electromagnetic materials[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(1): 224-227.
孙 梅, 徐德刚, 邢素霞, 等. 亚波长环形电磁结构的光学特性研究[J]. *光学学报*, 2010, 30(1): 224-227.
- 22 Minovich A, Klein A E, Janunts N, *et al.* Generation and near-field imaging of Airy surface plasmons[J]. *Phys Rev Lett*, 2011, 107(11): 116802.
- 23 Salandrino A, Christodoulides D N. Airy plasmon: A nondiffracting surface wave[J]. *Opt Lett*, 2010, 35(12): 2082-2084.
- 24 Klein A E, Minovich A, Steinert M, *et al.* Controlling plasmonic hot spots by interfering Airy beams[J]. *Opt Lett*, 2012, 37(16): 3402-3404.
- 25 Liu W, Neshev D N, Shadrivov I V, *et al.* Plasmonic Airy beam manipulation in linear optical potentials[J]. *Opt Lett*, 2011, 36(7): 1164-1166.
- 26 Li L, Li T, Wang S M, *et al.* Plasmonic Airy beam generated by in-plane diffraction[J]. *Phys Rev Lett*, 2011, 107(12): 126804.
- 27 Li L, Li T, Wang S M, *et al.* Collimated plasmon beam: Nondiffracting versus linearly focused[J]. *Phys Rev Lett*,

- 2013, 110(4): 046807.
- 28 Li L, Li T, Wang S M, *et al.* Steering plasmon beam from a point source[J]. Opt Lett, 2012, 37(24): 5091-5093.
- 29 Epstein I, Arie A. Arbitrary bending plasmonic light waves[J]. Phys Rev Lett, 2014, 112(2): 023903.
- 30 Epstein I, Arie A. Dynamic generation of plasmonic bottle-beams with controlled shape[J]. Opt Lett, 2014, 39(11): 3165-3168.
- 31 Libster-Hershko A, Epstein I, Arie A. Rapidly accelerating Mathieu and Weber surface plasmon beams[J]. Phys Rev Lett, 2014, 113(12): 123902.
- 32 Guan C, Ding M, Shi J, *et al.* Experimental observation and analysis of all-fiber plasmonic double Airy beams[J]. Opt Express, 2014, 22(15): 18365-18371.
- 33 Guan C, Ding M, Shi J, *et al.* Compact all-fiber plasmonic airy-like beam generator[J]. Opt Lett, 2014, 39(5): 1113-1116.
- 34 Zhang Yongyuan, Luo Lina, Zhang Zhongyue. Surface plasmon polarations splitting properties of silver cross nanowires [J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(9): 097303.
张永元, 罗李娜, 张中月. 十字结构银纳米线的表面等离子极化激元分束特性[J]. 物理学报, 2015, 64(9): 097303.
- 35 Epstein I, Lilach Y, Arie A. Shaping plasmonic light beams with near-field plasmonic holograms[J]. J Opt Soc Am B, 2014, 31(7): 1642-1647.