

# 激发双线波导中的对称和反对称等离子体波导模式的新型耦合器

张国皓 陈跃刚

贵州大学物理系, 贵州 贵阳 550025

**摘要** 在亚波长光学集成中,波导中表面等离子体传输模式的激发是一个重要的问题。利用表面全息法设计结构,并对表面等离子体波进行整形。将平面等离子体波匹配到双线波导中的对称和反对称模式,从而实现波导中两种模式的有效激发。利用时域有限差分法对设计结构进行验证,发现双线波导中两种模式能够有效激发。对结构参数进行优化,对称与反对称模式的激发效率分别达到8.7%和10.8%。

**关键词** 集成光学; 表面等离子体; 亚波长结构; 等离子体波导

中图分类号 O436;O431.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.1113003

## New Coupler for Exciting Symmetric and Antisymmetric Plasmon Modes in Double-Wire Transmission Lines

Zhang Guohao Chen Yuegang

Department of Physics, Guizhou University, Guiyang, Guizhou 550025, China

**Abstract** In the subwavelength optical integration, the excitation of surface plasmon polaritons (SPPs) propagation mode in waveguide is important. The structure is designed by using the surface electromagnetic wave holography (SWH) method, and the surface plasmon polariton waves are shaped. The well-designed structures can match plane surface plasmon polaritons waves to the symmetric and antisymmetric modes in double-wire waveguides. The effective excitation of the two modes in waveguide is realized. The designed structures are validated by the finite-difference time-domain method. The results show that two modes can be excited effectively. The excitation efficiencies of symmetric and antisymmetric modes can reach 8.7% and 10.8%, respectively, after optimizing structure parameters.

**Key words** integrated optics; surface plasmons; subwavelength structures; plasmonic waveguide

**OCIS codes** 130.3990; 240.6680; 310.6628

## 1 引言

表面等离子体(SPP)是金属表面自由电子集体振荡所形成的一种特殊的电磁波模式,其局限于金属和介质的界面,沿着金属表面传播<sup>[1-3]</sup>。基于表面等离子体独特的近场增强效应和突破衍射极限的特点,已在亚波长光学<sup>[4]</sup>、数据存储<sup>[5]</sup>、传感器<sup>[6]</sup>和生物学<sup>[7]</sup>等领域得到广泛研究。在表面等离子体集成光学中,波导是一种基本的元件,它突破了光学衍射极限操控能量在纳米尺度的传输<sup>[8]</sup>。目前,已有多种不同结构的表面等离子体波导被提出,例如光子晶体波导<sup>[9]</sup>、金属条形波导<sup>[10]</sup>、金属-绝缘体-金属波导<sup>[11]</sup>和金属双纳米线波导<sup>[12]</sup>等。

在双线波导中传输的表面等离子体存在对称与反对称模式<sup>[13-16]</sup>。对于对称模式,表面等离子体在金属线上相位差为0,电场主要分布在金属线两侧,具有较低的有效折射率、高群速以及低损耗<sup>[17-18]</sup>。对于反对称模式,

收稿日期: 2015-05-07;收到修改稿日期: 2015-07-26

基金项目: 国家自然科学基金(11104041)

作者简介: 张国皓(1990—),男,硕士研究生,主要从事表面等离子体方面的研究。E-mail: mzzlw2009@163.com

通信简介: 陈跃刚(1978—),男,博士,副教授,主要从事表面等离子体、光子晶体方面的研究。

E-mail: yg\_chenyg@sina.com(通信联系人)

金属线上表面等离子体波相位差为  $\pi$ , 电场主要集中在两条金属线中间并被增强<sup>[19]</sup>。2003年, Prodan 等<sup>[20]</sup>提出在复杂纳米结构中存在等离子体的杂化模式。2011年, Taubert 等<sup>[21]</sup>利用法布里-珀罗谐振原理, 通过控制纳米天线距离激发对称和反对称模式。2013年, Geisler 等<sup>[22]</sup>通过控制入射光的偏振和照射区域激发对称与反对称模式。2014年, Dai 等<sup>[23]</sup>通过在两条金属线中引入光程差实现对称模式与反对称模式之间的转换。

平面等离子体波作为表面等离子体的一种传播形式, 它激发简单, 可应用于不同的光学系统和器件<sup>[24]</sup>。因此, 对平面等离子体波与波导耦合的研究是很有意义的。本文将平面等离子体波耦合到双金属纳米线波导中, 激发双线波导中的对称和反对称模式。利用表面全息法(SWH)设计结构对表面等离子体进行波面整形, 将平面等离子体波匹配到双线波导中的对称和反对称模式, 并用有限时域差分法对设计结构进行验证。

## 2 利用表面全息法聚焦平面波

### 2.1 表面电磁波全息

表面全息法是一种设计纳米结构控制表面等离子体的方法<sup>[25-26]</sup>, 它包括写入和读出两个过程, 如图 1 所示。在写入过程中, 表面等离子体物波  $U_o = A_o(x, y)\exp[-i\psi_o(x, y)]$  与参考波  $U_w = A_w(x, y)\exp[i\psi_w(x, y)]$  干涉。干涉图案在金属表面的强度分布为

$$I = (U_o + U_w) \times (U_o + U_w)^* = A_o^2 + A_w^2 + U_o U_w^* + U_o^* U_w \quad (1)$$

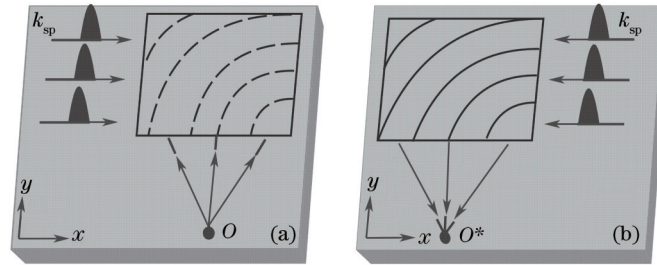


图 1 利用表面全息术示意图。(a) 写入过程; (b) 读出过程。

Fig.1 Schematic diagram of the SWH. (a) Writing process; (b) reading process.

在光强极大值的地方,  $\psi_o - \psi_w = 2m\pi$ ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , 刻下凹槽, 表面其余地方保持平整。当金属表面凹槽的宽度和深度的尺寸很小时(如  $\lambda/10$ ), 那么它对经过它的表面波的强度和相位的影响可以忽略。考虑到凹槽的尺寸远小于波长, 利用离散近似的方法引入一个  $\delta$  函数来表示凹槽的散射作用。由凹槽组成的全息图对表面波的散射函数为

$$F(x, y) = \sum_m F_m(x, y) = \sum_m a_m(x, y) \delta(\psi_o - \psi_w - 2m\pi) \quad (2)$$

这里  $F(x, y)$  表示任意一点  $A(x, y)$  的散射强度,  $a_m(x, y)$  表示散射波的强度。只有在凹槽处才会有表面等离子体被散射。

在读出过程中, 根据全息理论, 要重现物点信息需要一束与  $U_w$  共轭的参考光  $U_w^*$  照射全息图。如图 1 (b) 所示, 沿金属表面传播的参考光  $U_w^*$  被全息图中的凹槽散射。散射光的强度分布为

$$S(x, y) = U_w^*(x, y) F(x, y) = a \sum_m \delta(\psi_o - \psi_w + 2m\pi) A_w(x, y) \exp[-i\psi_w(x, y)] \quad (3)$$

根据惠更斯-菲涅耳原理, 在原物点  $O^*(x', y')$  处的振幅为所有凹槽散射次波的相干叠加, 考虑整个全息图区域  $C$ , 积分为

$$U(x', y') = \iint_C S(x, y) \frac{\exp(-ik_{sp}|r' - r|)}{\sqrt{|r' - r|}} dx dy = \iint_C a A_w \exp(-ik_{sp}x) \times \frac{\exp\left[-ik_{sp}\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}\right]}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} dx dy \quad (4)$$

式中  $k_{sp}$  为表面等离子体在金属表面传播的波数,  $k_{sp} = n_{eff}k_0$ ,  $n_{eff}$  为表面等离子体的有效折射率,  $k_0$  为真空中波数。利用表面全息法设计结构对表面等离子体进行波面整形, 控制波面的强度和相位分布。

### 2.2 两点的聚焦以及相位的控制

将平面等离子体波聚焦于点  $P_0(-2.5 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m})$  和  $P_1(0.5 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m})$ , 控制两点间的相位差分别为  $\Delta\phi = 0$

和  $\Delta\phi = \pi$ 。入射光的波长为  $\lambda=1.064 \mu\text{m}$ , 构成全息结构和波导的材料为金, 介电常数  $\epsilon_m = -48.75 + 3.64i$ , 表面等离子体传播的波数  $k_{sp}=1.01k_0$ 。在写入过程中, 将平面表面等离子体波  $U_w = A_w \exp(ik_{sp}x)$  与由  $P_0$  点发出的等离子体波  $U_0 = A_0(x,y)\exp[-i\psi_0(x,y)]$  和  $P_1$  点发出的等离子体波  $U_1 = A_1 \exp(ik_{sp}|r - r_1| - i\Delta\phi)/\sqrt{|r - r_1|}$  干涉, 在光强极大值处刻下凹槽得到全息图。图 2(a) 和 (d) 分别为  $\Delta\phi = 0$  和  $\Delta\phi = \pi$  所对应的全息图, 凹槽位于  $-10 \mu\text{m} < x < 10 \mu\text{m}$  和  $9 \mu\text{m} < y < 25 \mu\text{m}$  的区域并且宽和深分别为  $120 \text{ nm}$  和  $80 \text{ nm}$ 。读出过程中, 利用与  $U_w$  共轭的平面表面等离子体波  $U_w^*$  照射全息图, 重现物点  $P_0$  和  $P_1$ 。如图 2(b) 和 (e) 所示, 平面表面等离子体波经过全息图散射后会聚于点  $P_0$  和  $P_1$ 。图 2(c) 和 (f) 为表面等离子体电场  $E_s$  的分布图, 从图中可以看出等离子体波面逐渐会聚。在图 2(c) 中, 点  $P_0$  和  $P_1$  处的电场具有相同的振动方向, 也就是说两个聚焦点的表面等离子体具有相同的相位分布; 图 2(f) 中点  $P_0$  和  $P_1$  处的电场振动方向相反, 即它们具有  $\Delta\phi = \pi$  的相位差。

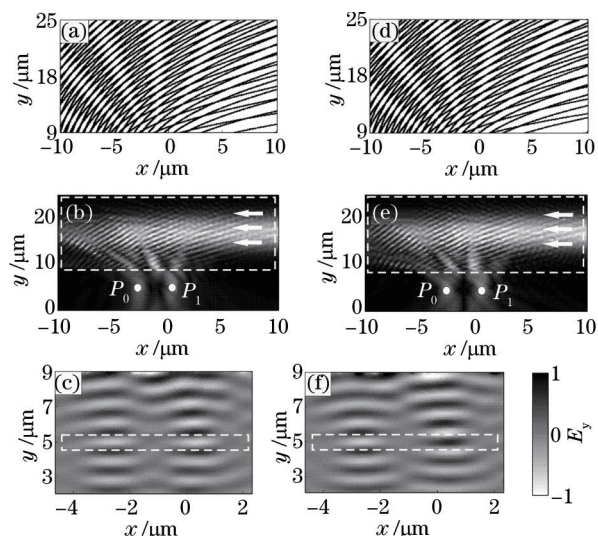


图 2 聚焦平面等离子体波到两个点。(a) 和 (d) 为全息图; (b) 和 (e) 为  $xy$  面电场分布图; (c) 和 (f) 为电场  $E_y$  的分布。

Fig. 2 Focusing plane SPPs to dual points on metal surface. (a) and (d) Groove patterns of the hologram; (b) and (e) electric field distributions in  $xy$  plane; (c) and (f) electric field  $E_y$  distributions

### 3 结构模型

如图 3(a) 所示, 平面表面等离子体波聚焦到两点后, 将表面等离子体耦合到金属双纳米线波导中。由于会聚点的宽度大于波导宽度, 为了将更多的能量耦合进波导提高耦合效率, 在波导前端设计楔形结构。波导和楔形结构的材料为金, 并放置在金属板上。如图 3(b), 楔形结构与全息图相连处的宽度  $w_1=2 \mu\text{m}$ , 长度  $l_1=4 \mu\text{m}$ , 厚度  $h=150 \text{ nm}$ 。单根金属线宽度为  $w_2=150 \text{ nm}$ , 长度为  $l_2=15 \mu\text{m}$ , 间隙宽度  $g=80 \text{ nm}$ 。聚焦点  $P_0$  和  $P_1$  位于楔形结构底边  $w_1$  之上, 并定义楔形结构的斜边与波导外边缘的夹角为楔角  $\theta$ 。

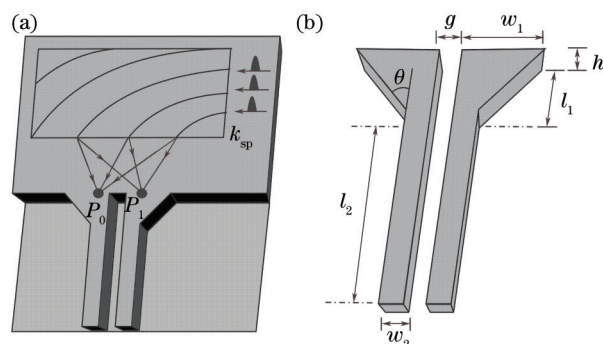


图 3 结构模型示意图。(a) 表面等离子体与波导耦合的示意图; (b) 楔形结构示意图。

Fig.3 Schematic diagrams of structural model. (a) Schematic diagram of surface plasmon polaritons and waveguide coupling; (b) schematic diagram of wedge structure

## 4 模拟结果

图4(a)和(d)为波导中表面等离子体在 $xy$ 面的电场分布,从图中可以看出表面等离子体被耦合到了双线性波导中。图4(b)和(e)为 $x = 8 \mu\text{m}$ 处波导 $yz$ 面上表面等离子体的场分布,从图中可以看到对称模式与反对称模式的模场分布不同。图4(b)中,表面等离子体以对称模式在波导上传输,电场主要分布在波导外边缘,模式面积较大。图4(e)中,表面等离子体以反对称模式在波导上传输,电场主要分布在金属线中间。表面等离子体在金属双纳米线上传输模式不同时具有不同的模场分布,波导对表面等离子体的限制能力不同,因此表面等离子体在金属双纳米线波导上传输时衰减不同。图4(c)和(f)为波导中表面等离子体在 $xy$ 面的相位分布。图4(c)中,波导上表面等离子体的相位分布相同,即表面等离子体以对称模式在波导上传输;图4(f)中,波导上表面等离子体有 $\pi$ 的相位差,即表面等离子体以反对称模式在波导上传输。在距离楔形结构和波导连接处 $1 \mu\text{m}$ 的波导上取大小为 $0.6 \mu\text{m} \times 0.6 \mu\text{m}$ 的横截面作为检测面,定义对称与反对称模式的耦合效率为流过此检测面的总能流与入射到凹槽区域的平面等离子体波的入射总能流之比。图4(g)考察表面等离子体以对称与反对称模式传输时随传输距离的衰减。从图中可以看出,当表面等离子体以对称模式传输时,由于波导对表面等离子体的限制较小,表面等离子体沿金属线外边缘传输时衰减较小;当表面等离子体以反对称模式传输时,波导对表面等离子体具有较强的限制,表面等离子体沿金属线中间传播并有较大的衰减。

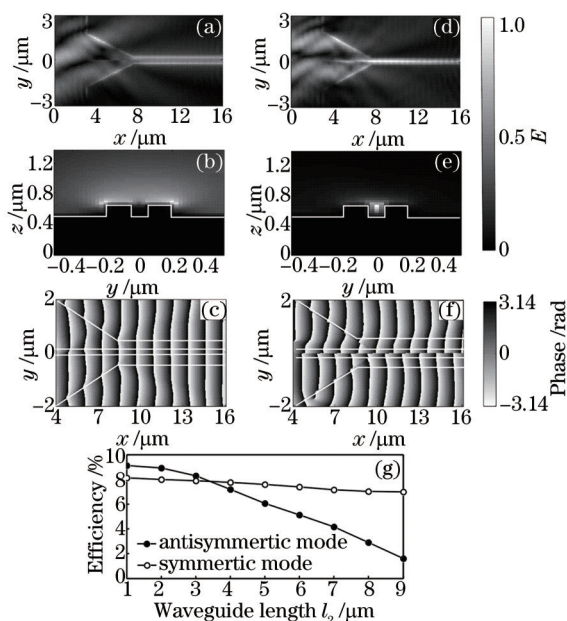


图4 对称与反对称模式的激发。(a)和(d)为 $xy$ 面的电场分布; (b)和(e)为 $yz$ 面的电场分布; (c)和(f)为表面等离子体的相位分布; (g)表面等离子体在波导上的衰减

Fig. 4 Excitation of symmetric mode and antisymmetric mode. (a) and (d) Electric field distributions in the  $xy$  plane; (b) and (e) electric field distributions in the  $yz$  plane; (c) and (f) phase distributions; (g) decay of plasmons in the waveguide

## 5 结构参数对耦合效率的影响

如图5(a)所示,保持楔形结构其他参数不变,改变楔形结构的宽度 $w_1$ ,从 $w_1 = 1.3 \mu\text{m}$ 开始,每次增加 $0.1 \mu\text{m}$ ,考察耦合效率的变化。表面等离子体以对称模式传输时,可以看到当 $w_1$ 从 $1.3 \mu\text{m}$ 增加到 $1.6 \mu\text{m}$ 时,耦合效率逐渐提高,直到 $w_1 = 1.6 \mu\text{m}$ 时最大,继续增加 $w_1$ 耦合效率逐渐减小。表面等离子体以反对称模式传输时,耦合效率随着 $w_1$ 的增加逐渐提高,直到 $w_1 = 1.7 \mu\text{m}$ 时达到最大值,继续增加 $w_1$ 耦合效率下降。由于经过全息图会聚得到的两个点的宽度大于波导的宽度,因此当楔形结构宽度 $w_1$ 与会聚点的宽度匹配时,会聚的等离子体波束能最有效地激发波导中的导模。考察楔形结构长度 $l_1$ 对耦合效率的影响。考察范围为 $3.5 \sim 8.5 \mu\text{m}$ 时耦合效率随 $l_1$ 变化情况如图5(b)所示。从图中可以看出,表面等离子体以对称模式传输时,固定 $w_1 = 1.6 \mu\text{m}$ 不变,耦合效率随着 $l_1$ 的增加而增大,当 $l_1 = 5.5 \mu\text{m}$ 时耦合效率达到最大,继续增加 $l_1$ 耦合效率减小;表面等离子体以反对

称模式传输时,固定  $w_1=1.7 \mu\text{m}$  不变,当  $l_1=6.5 \mu\text{m}$  时耦合效率达到最大,继续增加  $l_1$  耦合效率减小。随着  $l_1$  长度的增加,楔形结构的楔角  $\theta$  逐渐减小,表面等离子体更多地被斜边反射进入波导。另一方面,随着  $l_1$  长度的增加,表面等离子体到达效率检测面之前传播距离变长,损耗总量增加。当由楔角减小引起的耦合效率的增加与表面等离子体由传播距离引起的衰减达到平衡时便得到最大的耦合效率。定义表面等离子体会聚点与楔角顶点的距离为  $d$ ,改变会聚点的位置,考察参数  $d$  对耦合效率的影响,如图 5(c)所示。激发表面等离子体以对称模式时,固定  $w_1=1.6 \mu\text{m}$  和  $l_1=5.5 \mu\text{m}$ ,当  $d=4.5 \mu\text{m}$  时为最佳耦合点;激发表面等离子体以反对称模式时,固定  $w_1=1.7 \mu\text{m}$  和  $l_1=6.5 \mu\text{m}$ ,当  $d=5.5 \mu\text{m}$  时为最佳耦合点。如图 5(d)所示,双金属线的间隙宽度  $g$  对耦合效率有也一定的影响。 $g$  的取值范围从 80 nm 到 110 nm,当表面等离子体以对称模式传输时, $g$  对耦合效率的影响很小,最大耦合效率为 8.7%。当表面等离子体以反对称模式传输时, $g$  对偶和效率的影响非常明显,并且当  $g=80 \text{ nm}$  时得到最高的耦合效率为 10.8%。

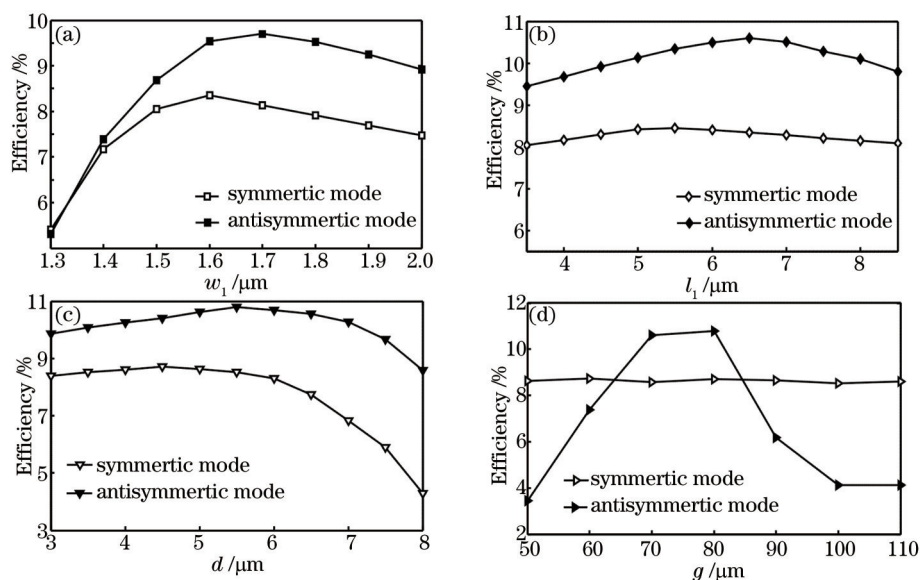


图 5 结构参数对耦合效率的影响

Fig.5 Influence of structure parameters on the excitation efficiency

## 6 结 论

将平面等离子体波作为入射光源,利用表面全息法设计全息图,实现了在面内对平面表面等离子体的聚焦以及与波导的耦合。利用全息图对表面等离子体传输相位的控制,实现了对称模式与反对称模式的激发。考察了楔形结构和会聚点位置对表面等离子体对称与反对称模式耦合效率的影响,优化结构参数可以提高耦合效率达到 8.7% 和 10.8%。这种由全息图与楔形结构组成的耦合器可以将平面、柱面等复杂波面的等离子体波耦合到双线波导中。这种结构可以为表面等离子体波与等离子体波导的耦合以及模式的激发提供一定的参考。

## 参 考 文 献

- 1 Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, *et al.*. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays[J]. Nature, 1998, 391(6668): 667-669.
- 2 Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W, *et al.*. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(14): 824-830.
- 3 Atwater H A, Polman A. Plasmonics for improved photovoltaic devices[J]. Nature Materials, 2010, 9(3): 205-213.
- 4 Fu Kangyin, Chen Yuegang. Focusing and beam splitting of metal sub-wavelength waveguide array[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(5): 0523003.
- 5 Mansuripur M, Zakharian A R, Lesuffleur A, *et al.*. Plasmonic nano-structures for optical data storage[J]. Opt Express, 2009, 17(16): 14001-14014.

- 6 Chen Qianghua, Luo Huifu, Wang Sumei, *et al.*. Measurement of air refractive index based on surface plasmon resonance and phase detection by dual-frequency laser interferometry[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(1): 0108001.  
陈强华, 罗会甫, 王素梅, 等. 基于表面等离子体共振和双频激光干涉相位测量的空气折射率测量[J]. 中国激光, 2013, 40(1): 0108001.
- 7 Smith E, Thomas W, Kiessling L, *et al.*. Surface plasmon resonance imaging studies of protein-carbohydrate interactions[J]. J Am Chem Soc, 2003, 125(20): 6140-6148.
- 8 Chen Yuegang, Chen Yuhui, Li Zhiyuan, *et al.*. Direct method to control surface plasmon polaritons on metal surfaces[J]. Opt Lett, 2014, 39(2): 339-342.
- 9 Zhang Liang, Zhang Wei, Nie Qiuhua, *et al.*. Research progress of two-dimensional photonic crystal waveguides[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(3):030008.  
章 亮, 张 巍, 聂秋华, 等. 二维光子晶体波导研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(3): 030008.
- 10 Lindsey J E Anderson, Zhen Yurong, Nordlander P. Gold nanobelts as high confinement plasmonic waveguides[J]. Nano Lett, 2013, 13(12):6256-6261.
- 11 Luo Xin, Zou Xihua, Wen Kunhua, *et al.*. Narrow-band filter of surface plasmon based on dual-section metal-insulator-metal structure [J]. Acta Optica Sinica. 2013, 33(11):1123003.  
罗 昕, 邹喜华, 温坤华, 等. 双节 MIM 结构表面等离子体窄带光学滤波器[J]. 光学学报, 2013, 33(11): 1123003.
- 12 Krenz P M, Olmon R L, Lail B A, *et al.*. Near-field measurement of infrared coplanar strip transmission line attenuation and propagation constants[J]. Opt Express, 2010, 18(21): 21678-21686.
- 13 Schnell M, Alonso Gonzalez P, Arzubiaga L, *et al.*. Nanofocusing of mid-infrared energy with tapered transmission lines [J]. Nat Photonics, 2011, 5(5): 283-287.
- 14 Hung Y-T, Huang C-B, Huang J-S, *et al.*. Plasmonic mode converter for controlling optical impedance and nanoscale light-matter interaction[J]. Opt Express, 2012, 20(18): 20342-20355.
- 15 Forchel A, Biagioni P, Hecht B, *et al.*. Mode imaging and selection in strongly coupled nanoantennas[J]. Nano Lett, 2010, 10(6): 2105-2110.
- 16 Sun S, Chen H-T, Zheng W-J, *et al.*. Dispersion relation, propagation length and mode conversion of surface plasmon polaritons in silver double-nanowire systems[J]. Opt Express, 2013, 21(12): 14591-14605.
- 17 Bergman D J, Stockman M I. Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: Quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems[J]. Phys Rev Lett, 2003, 90(2): 027402.
- 18 Berini P, De Leon I. Surface plasmon-polariton amplifiers and lasers[J]. Nat Photonics, 2012, 6(1): 16-24.
- 19 Chang D E, Hemmer P R, Lukin M D, *et al.*. Quantum optics with surface plasmons[J]. Phys Rev Lett, 2006, 97(5): 053002.
- 20 Prodan E, Radloff C. Halas N J, *et al.*. A hybridization model for the plasmon response of complex nanostructures[J]. Science, 2003, 302(17): 419-422.
- 21 Taubert R, Ameling R, Weiss T, *et al.*. From near-field to far-field coupling in the third dimension: Retarded interaction of particle plasmons[J]. Nano Lett, 2011, 11(10): 4421-4424.
- 22 Geisler P, Razinskas G, Krauss E, *et al.*. Multimode plasmon excitation and in situ analysis in top-down fabricated nanocircuits[J]. Phys Rev Lett, 2013, 111(18): 193901.
- 23 Dai Wenhua, Lin Fancheng, Huang Chenbin, *et al.*. Mode conversion in high-definition plasmonic optical nanocircuits[J]. Nano Lett, 2014, 14(7): 3881-3886.
- 24 Liu Tianran, Shen Yang, Shin Wonseok, *et al.*. Dislocated double-layer metal gratings: An efficient unidirectional coupler[J]. Nano Lett, 2014, 14(7): 3848-3854.
- 25 Chen Yuhui, Zhang Mingqian, Gan Lin, *et al.*. Holographic plasmonic lenses for surface plasmons with complex wavefront profile[J]. Opt Express, 2013, 21(15): 17558-17566.
- 26 Chen Yuegang, Yang Fengying, Liu Ju, *et al.*. Broadband focusing and demultiplexing of surface plasmon polaritons on metal surface by holographic groove patterns[J]. Opt Express, 2014, 22(12): 14727-14737.

栏目编辑: 王晓琰