

doi:10.3788/gzxb20144309.0923002

一种带有支节的 MIM 型表面等离子体 T 型分束器

蒋亚兰,王继成,王跃科,刘红娇,刘诚,高淑梅

(江南大学 理学院, 江苏 无锡 214122)

摘 要:基于金属-电介质-金属结构,提出了一种带有支节的表面等离子体 T 型分束器,采用有限时域差分法研究其透射率与结构参量之间的关系. 计算结果表明:改变 T 型波导中支节的宽度和长度,输出波导表面等离子体功率周期性变化;改变支节在 T 型波导支路中的纵向位置,金属-电介质-金属波导中表面等离子体分束比周期性变化;当分束比达到最大(或最小)时,T 型分束器实现表面等离子体的定向传播. 此外,采用表面等离子体干涉理论解释了分束比呈周期性变化的原因.

关键词:表面等离子体;分束器;时域有限差分法;有效折射率;波导;传播特性

中图分类号:TN256

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2014)09-0923002-5

A MIM Surface Plasmon T-splitter Based on a Stub Structure

JIANG Ya-lan, WANG Ji-cheng, WANG Yue-ke, LIU Hong-jiao, LIU Cheng, GAO Shu-mei
(School of Science, Jiangnan University, Wuxi, Jiangsu 214122, China)

Abstract: A T-shaped splitter of the surface plasmon waveguide with a stub based on metal-insulator-metal structure was proposed. The relationship between transmission and structure parameters was investigated by Finite-difference time-domain method. The simulation results show that the periodical changes of surface plasmons power can be achieved by changing the width and length of stub structure in T-shaped waveguide. Also, the periodical changes of splitting ratio for changes of surface plasmons can be obtained by changing the stub structure position of the output port in the metal-insulator-metal waveguide structure. When the splitting ratio get maximum (or minimum), T-shaped splitter can achieve the unidirectional propagation of changes of surface plasmons. Besides, the periodical changes of splitting ratio was explained based on the changes of surface plasmons interference theory.

Key words: Surface plasmons; Splitter; Finite-difference time-domain; Effective refraction index; Waveguide; Property of propagation

OCIS Codes: 230.3990;240.6680;250.5403

0 引言

常规电介质波导或光纤由于受衍射效应的限制,传播光束直径一般限制在波长量级的范围内,若其横向尺寸小于几微米量级,则光不能有效传播. 表面等离子体(Surface Plasmons, SPs)是金属与电介质交界面存在的一种电子与光子相互作用形成的集体震荡行

为^[1],是一种准粒子,具有表面电磁波的传播性能,其最大的优点在于可将电磁场能量聚集在纳米尺度,打破传统光学器件的衍射极限.

由于 SPs 仅在垂直于金属表面的方向才被局限在纳米量级,为获得真正意义上的纳米波导,研究人员利用 SPs 原理提出了金属-电介质-金属(Metal-Insulator-Metal, MIM)型波导结构,并在理论和实验上证明了

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 21206053, 11347196, 11347214,.)、江苏省自然科学基金(No. BK2012548)和国家大学生创新训练计划项目(No. 201310295038)资助

第一作者:蒋亚兰(1990-),女,硕士研究生,主要研究方向为微纳光学器件、表面等离子体光学. Email: yalan1212oo@126.com

导师(通讯作者):刘诚(1971-),男,博士,教授,主要研究方向为微纳光学、光学成像等. Email: cheng.liu@hotmail.co.uk

收稿日期:2014-01-17; **录用日期:**2014-03-25

<http://www.photon.ac.cn>

MIM 型结构的电介质层中可以支持 SPs 模式传输并将模式束缚在电介质层中^[2-3],对光具有较强的局域能力.多个研究小组设计了各种类型的亚波长 SPs 波导,包括 90°型弯曲^[4]、Y 型弯曲^[5]和十字型^[6-7]分支波导等等,结果表明 MIM 波导结构具有低传输损耗、容易制造和适合高密度集成等特点.2005 年 Dionne 等人^[8]从 Helmholtz 理论出发,分析了光在金属-电介质-金属和电介质-金属-电介质两种波导中传输的模式特性和光强分布特性,为 MIM 波导提供了理论支持.同年,Veronis^[9]等人提出 90°MIM 波导弯曲与分束器,在不考虑损耗时 SPs 可以接近 99% 的通过 90°波导弯曲.2008 年,Matsuzaki^[10]等人提出了带有单支节的 MIM 型 SPs 波导滤波结构,验证得出调节支节结构的宽度或深度就可以实现对 SPs 信号的调制.随后,Liu Jianglong 等人^[11]和 Pannipitiya^[12]等人提出了单支节及多支节结构的传输线模型,通过改变支节的长度可以实现良好的窄带滤波功能.SPs 原理应用在 MIM 结构可以设计各种高性能、微结构的光通信元器件,具有较好的应用前景^[13-15].

本文主要研究了通信波段(1550 nm)的 SPs 信号在 MIM 型波导分束器内的传输特性.首先给出了在节点处带有支节的 MIM 波导分束器的理论模型,通过改变波导结构的支节长度和宽度,实现 SPs 在两个输出波导的透射率的周期性变化.然后给出了出射波导带有支节的 MIM 波导分束器的理论模型,通过改变支节的纵向位置,实现 SPs 在两个输出波导中分束比的周期性变化,并且获得高分束比($S=24$).最后,本文基于 SPs 干涉理论解释了分束比呈周期性变化的原因.

1 理论模型

带有支节的 MIM 型表面等离子体 T 型分束器的俯视图示意图如图 1 所示.图 1(a)为在节点处带有支节的 MIM 波导分束器,支节的竖直位置与入射波导相同.图 1(b)为出射波导带有支节的 MIM 波导分束器,以 T 型交叉节点到出射波导支节位置的纵向距离记为 m ,规定向上为正方向,即 $m>0$.由于结构对称, $m<0$ 与 $m>0$ 的效果相同,因此只讨论 $m>0$ 的情况.图 1(a)和(b)分别简称结构 1 和结构 2.如图 1 所示,空白区域表示电介质,其介电常量为 ϵ_d ;深灰部分表示金属,介电常量为 ϵ_m ,其值与入射光的频率有关.本文入射光为单色横磁(Transverse Magnetic, TM)波,波长设为 1550 nm,电介质为空气 $\epsilon_d=1$,金属材料为银.选空气为电介质材料,主要原因是空气的相对介电常量为 1,便于模拟计算.但在实验制备中有一定难度,若将电介质材料换为 SiO_2 ,其现象几乎一致,故从实验制备和实用角度来说可选 SiO_2 为电介质材料,本文为方便讨论说明,选空气为电介质.在通信波段,Drude 模

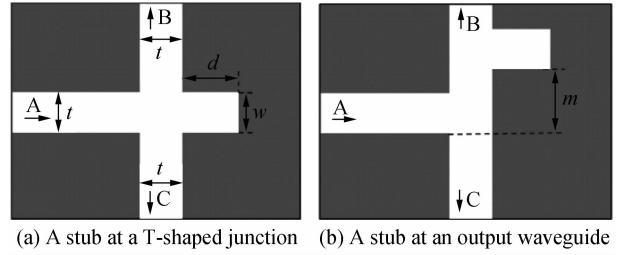


图 1 MIM 型表面等离子体 T 型分束器示意图

Fig. 1 Schematic of SPs splitter based on the T-shaped MIM waveguide

型能够比较准确地给出金属银的介电常量^[13],即

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (1)$$

式中 $\epsilon_\infty = 3.7$, $\omega_p = 1.38 \times 10^{16}$ Hz, $\gamma = 3.72 \times 10^{13}$ Hz, ω 为入射光的角频率.本文采用有限时域差分(Finite Difference Time Domain, FDTD)方法数值模拟 T 型波导分束器中 SPs 的传播特性.为确保结构模拟计算的稳定性与准确性,在 x 和 z 方向上的网格大小分别为 $2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm}$, y 方向上无限大;整个计算区域的大小为 $2 \mu\text{m} \times 3.45 \mu\text{m}$,在计算区域四周利用完美匹配层(PML)吸收外向电磁波.时间步长 $\Delta t = \Delta x / 2c = 1 \times 10^{-18}$ s,其波数为 $k_0 = \omega / c$,波长为 $\lambda_0 = 2\pi / k_0$.波导 A 是分束器的入射波导,波导 B、C 是分束器的两个出射波导,波导 A、B、C 的宽度 t 为 50 nm,为了方便比较,支节宽度记为 w ,支节长度记为 d .当 $w < \lambda/2$ 时,MIM 波导腔中只存在 SPs 模式^[14],SPs 模式由入射波导 A 自左向右传播至节点处,分成两支 SPs 模式分别沿着输出波导 B 和 C 传播,在距离出射波导边缘 30 nm 处对出射能流进行积分,分别得到出射功率 P_b 和 P_c ,入射能流的积分 P_a ,则透射率为 $T_b = P_b / P_a$, $T_c = P_c / P_a$,分束比为 $S = P_c / P_b$.

2 数值模拟与结果分析

当 SPs 模式由 A 波导水平进入结构 1 时,SPs 将沿着两个输出波导支路传播.图 2(a)为 TM 波经结构 1 的透射率 T_b (或 T_c)与支节长度 d 的模拟计算关系图,图中带有十字叉、圆圈、三角形、正方形的线条分别表示支节宽度为 $w=50 \text{ nm}$ 、100 nm、150 nm 和 200 nm 时透射率的变化规律. w 一定时,透射率 T_b (或 T_c)随 d 呈周期性变化. w 增大时,透射率的变化周期也随之增大.当 $w=50 \text{ nm}$ 、100 nm、150 nm、200 nm 时,透射率 T 的变化周期分别为 560 nm、611 nm、664 nm、690 nm.当 $w=50 \text{ nm}$ 时,输出波导 B、C 能量最大可达到 0.496.图 2(b)、(c)是用 FDTD 模拟 $w=50 \text{ nm}$, d 分别为 272 nm 和 550 nm 时的稳态磁场分布图.从输出波导的场分布可看出, $d=272 \text{ nm}$ 时结构可使 SPs 全反射,而 $d=550 \text{ nm}$ 时结构使 SPs 完全透过.上述结果表明,T 型波导支节结构具有较好的分束性能,改变 d

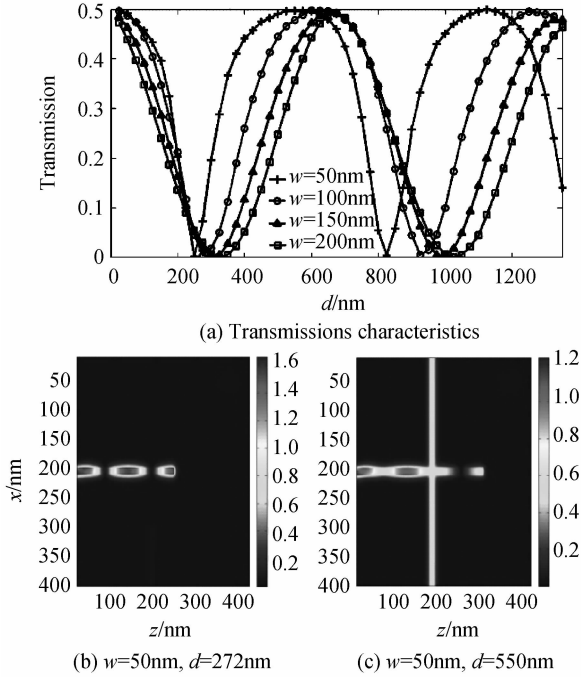


图2 结构1波导分束器的透射率 T 随支节长度 d 变化关系图及磁场分布

Fig. 2 Transmissions characteristics for different length of stub and steady magnetic field distributions in MIM waveguide (structure 1)

可以调节 SPs 的透射率. MIM 支节或波导中存在的 SPs 模式满足色散方程^[15-16]

$$\tanh\left(\frac{-ik_d\tau w}{2}\right) = -\frac{\epsilon_d k_m}{\epsilon_m k_d} \quad (2)$$

式中, k_d, k_m 分别表示 SPs 在电介质和金属中的衰减常量, 即, $k_d = \sqrt{\beta_{\text{spp}}^2 - \epsilon_d k_0^2}$, $k_m = \sqrt{\beta_{\text{spp}}^2 - \epsilon_m k_0^2}$. 由式(2)求出支节中 SPs 的传播常量 β_{spp} , T 型波导中传播的 SPs 的有效折射率 n_{eff} 可以写成^[17]

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta_{\text{spp}}}{k_0} = \frac{\beta_{\text{spp}}\lambda}{2\pi} \quad (3)$$

图3给出了支节或波导中有效折射率实部与 w 的关系. 由图3可知, 有效折射率的实部与波导宽度成反比; 波导宽度越大, 有效折射率的实部越小, 导致传输损耗增大而缩短了传输距离, MIM 结构对光的约束能

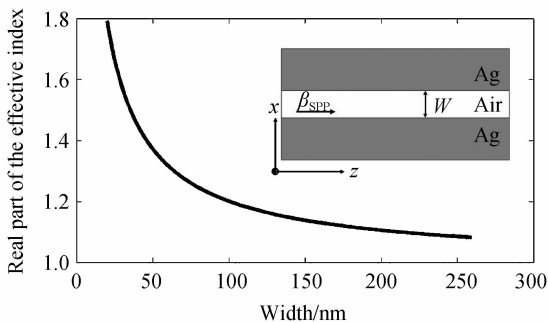


图3 MIM 中有效折射率实部与波导宽度关系图

Fig. 3 Real part of the effective index of refraction versus the width of a MIM slit waveguide structure

力也越小. 反之, 当波导宽度越小, 波导内的 SPs 之间相互作用越大, 限制性变强, 损耗减小, 传输距离变长; 因此 MIM 结构对光在亚波长量级内的约束能力更大.

当支节中 SPs 的有效折射率 n_{eff} 满足条件 $n_{\text{eff}} d = n\lambda/2$ (n 为整数) 时, 相邻周期的表面电磁反射波 (SPs) 光程差相差波长的整数倍, 产生共振, SPs 全发射, 故出现图2出射波导的透射率呈现规律的周期性变化.

当 SPs 模式在结构2中传播时, 我们可以通过改变 m , 来获得 T 型分束器两个输出波导透射率的变化, 从而得到分束比 S 的周期性变化, 结果如图4所示 ($w=50\text{nm}$). 图4(a)给出了当支节长度 $d=200\text{nm}$, 300nm 和 400nm 时, 分束比 S 与 m 的关系图, 其他参量与结构1设置相同. 模拟计算得出, 当 $w=50\text{nm}$, $d=300\text{nm}$ 时, 若 $m=255\text{nm}$, 分束比 $S=24.417$, SPs 模式定向沿着 C 传播; 若 $m=550\text{nm}$, 分束比最小 $S=0.405$, SPs 模式沿着 B 定向传播. d 分别取 200nm , 300nm 和 400nm 时, 分束比随支节纵向位置 m 的变

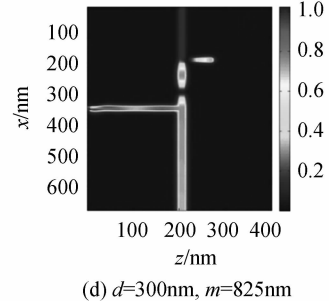
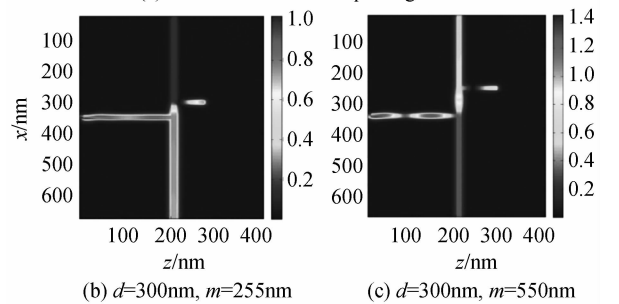
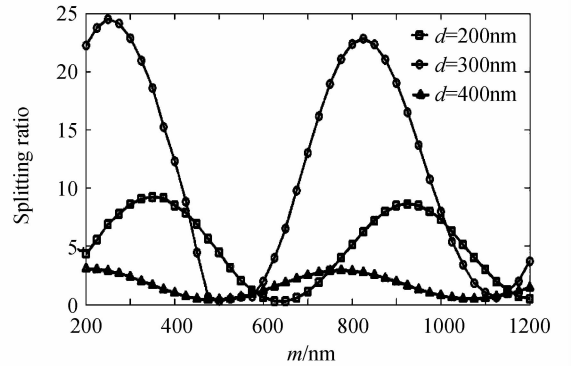


图4 SPs 分束比 S 随 m 变化及电磁波经过结构2的稳态磁场分布

Fig. 4 Variation of the SPs splitting ratio with m for three cases and steady magnetic field distributions in MIM waveguide (structure 2)

化周期分别为 563 nm、570 nm 和 569 nm. 图 4(b)、(c) 和(d) 图为上述分束比达到波峰和波谷时(即 m 分别为 255 nm、550 nm 和 825 nm) 对应的磁场分布图, 分别对应于 SPs 模式沿着 C、B 和 C 定向传播.

为了解释分束比 S 随 m 的变化规律, 我们利用 SPs 干涉原理进行解释. 当 SPs 由 A 水平入射时, 经过 T 型节点 SPs 分为两支, 一支入射到分支波导 B 中, 此入射 SPs 模式记为 SP_{S_1} , 沿着波导 B 传播到支节处发生反射产生向下传播的反射 SPs 模式 SP_{S_2} ; 经过 T 型节点的另一支 SPs 直接入射到分支波导 C. 将 T 型节点界面与位于波导 B 中的支节所在界面围成的矩形波导看成谐振腔, 在谐振腔内 SP_{S_1} 与 SP_{S_2} 之间发生相长干涉时, 入射 SPs 在节点处的相位 φ 满足^[18-20]

$$\varphi + 2k_{\text{spp}}m_1 = \varphi + 2n\pi \quad (4)$$

$$\varphi + 2k_{\text{spp}}m_2 = \varphi + 2(n+1)\pi \quad (5)$$

式中 m_1, m_2 表示分束比达到相邻的两个峰值时支节纵向位置, n 表示正整数. 将式(5)与式(4)相减得

$$k_{\text{spp}}(m_2 - m_1) = 2\pi \quad (6)$$

由式(6)可知, 分束比的变化周期 $M = m_2 - m_1$ 仅与 k_{spp} 有关, 当 ω 与 λ 一定时, k_{spp} 也为定值, 将上述参量代入式(3)和式(6)中得到理论计算结果 $M = 562.8$ nm. 对比 FDTD 模拟计算所得周期 (563 nm、570 nm 和 569 nm) 可知, SPs 干涉理论结果与数值模拟计算结果几乎一致. 图 4(b) 和 (d) 中向下传播的 SPs 模式发生相长干涉, 故分束比达到最大值, 图 4(c) 中向下传播的 SPs 模式发生相消干涉, 故分束比达到最小值. 因此, SPs 干涉理论可以很好地解释分束比的周期性变化.

基于两端透射率数值之比可判断 SPs 传输方向, 当分束比达到最大时, SPs 在 C 端口的透射率远大于 B 端口, 近似看成只有 C 端口有能量输出, 故此时波导结构可视为 C 端口的定向激发传输. 同理, 当分束比达到最小时, SPs 在 B 端口的透射率远大于 C 端口, 此时分束器可视为 B 端口的定向激发传输; 即分束比达到最大值和最小值时, SPs 分别向上和向下定向传播. 而当分束比为 1 时, SPs 均匀沿着上下两臂传播. 可见在出射波导处带有支节的 MIM 型波导 T 型分束器可实现 SPs 的定向传播.

此外, 本文理论设计的 T 型分束器波导结构较为简单, 可以通过实验进行制备. 由于表面等离子体沿着金属与介质的表面传输, 对金属表面结构极其敏感, 因此表面等离子体波导对制备工艺准确度有较高要求. 目前广泛使用剥离法制作表面等离子体器件, 其表面平整度好. 本文理论提出的带有支节的基于 MIM 结构的表面等离子体 T 型分束器, 在实验制备中, 可采用电子束曝光和剥离工艺或反应离子刻蚀制作. 首先在衬底上镀上一层金属层, 该衬底为非吸收性材料, 如 SiO_2 等. 其次在上述金属层上利用电子束曝光和剥离工艺

或反应离子刻蚀技术刻蚀 T 型分束器结构. 在利用电子束曝光曝光时可以选择正、负两种光刻胶. 使用正光刻胶制作出来的结构为金属凹槽型结构, 使用负光刻胶制作出来是金属脊型结构, 因此可采用负光刻胶制作金属凹槽型 T 型分束器结构.

3 结论

本文设计了一种 T 型带支节的 MIM 型波导分束器, 可以用其操控 SPs 在波导中的传播. 对于节点处带有支节的 T 型 SPs 波导分束器, 通过改变支节宽度和长度, 可以得到输出波导 SPs 功率的周期性变化. 对于出射波导带有支节的 T 型 SPs 波导分束器, 通过改变支节位置, 得到了分束比的周期性变化, 当分束比取最大或最小值时, 可以实现 SPs 模式的定向传播, 并得出对于不同的支节宽度, 分束比的变化周期基本相同, 且利用 SPs 干涉理论进行了解释. 该理论设计结构简单, 可用于未来光通信领域的集成器件^[21,22] 设计, 具有较好的应用前景.

参考文献

- [1] WILLIAM L B, ALAIN D, THOMAS W T. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, **424**(14): 824-830.
- [2] WANG Xiang, YU YAN-qing, CHU Jia-ru, Simulation and research on reflection properties of two-dimension micro/nano structure surface by FDTD method [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2012, **41**(2): 159-165.
王翔, 余彦清, 褚家如, 二维微纳米结构表面反射特性的时域有限差分法模拟研究[J]. *光子学报*, 2012, **41**(2): 159-165.
- [3] MIKHAIL A K, WOOLF D, BLANCHARD R, *et al.* Spoof plasmon analogue of metal-insulator-metal waveguides [J]. *Optics Express*, 2011, **19**(16): 14860-14871.
- [4] LIU Liu, HAN Zhang-hua, SAILING H. Novel surface plasmon waveguide for high integration [J]. *Optics Express*, 2005, **13**(17): 6645-6650.
- [5] WEN Kun-hua, YAN Lian-shan, PAN Wei, *et al.* A four-port plasmonic quasi-circulator based on metal-insulator-metal waveguides [J]. *Optics Express*, 2012, **20**(27): 28025-28032.
- [6] LEE T W, GRAY S K. Subwavelength light bending by metal slit structures [J]. *Optics Express*, 2005, **13**(24): 9652-9659.
- [7] ZHU jia-hu, HUANG Xu-guang, TAO Jin, *et al.* A nanoscale plasmonic long-wavelength cut-off filter [J]. *IEEE Trans Nanotechnol*, 2011, **10**(4): 817-821.
- [8] DIONNE J A, SWEATLOCK L A, ATWATER H A. Plasmon slot waveguides: Towards chip-scale propagation with subwavelength-scale localization [J]. *Physical Review B*, 2006, **73**(3): 035407-035416.
- [9] GEORGIOS V, FAN Shan-hui. Bends and splitters in metal-Insulator-metal subwavelength plasmonic waveguides [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, **87**(26): 1311021-131102.
- [10] YOSUKE M, TOSHIHIRO O, MASANOBU H, *et al.* Characteristics of gap plasmon waveguide with stub structures [J]. *Optics Express*, 2008, **16**(21): 16314-16326.
- [11] LIU Jian-long, FANG Guang-yu, ZHAO Hai-fa, *et al.* Surface plasmon reflector based on serial stub structure [J]. *Optics Express*, 2009, **17**(22): 20134-20139.
- [12] PANNIPITIYA A, IVAN D R, MALIN P, *et al.* Improved

- transmission model for metal-dielectric-metal plasmonic waveguides with stub structure[J]. *Optics Express*, 2010, **18**(6): 6191-6204.
- [13] LI Zhi-quan, FENG Si-yuan. Design of a silicon-based slot surface plasmonic waveguide[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2014, **43**(2): 0213002.
李志全,冯思远. 一种硅基金属狭缝表面等离子体波导的设计[J]. *光子学报*, 2014, **43**(2): 0213002.
- [14] TANG Wei-min, WANG Zheng-ling, JIANG Wen-fan. Optical propagation and interference in the sub-wavelength metallic waveguide[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2013, **42**(4): 386-391.
唐伟民,王正岭,姜文帆. 亚波长金属波导的光传播和干涉特性研究 [J]. *光子学报*, 2013, **42**(4): 386-391.
- [15] ZAYATS A V, SMOLYANINOV I I, MARADUDIN A A. Nanooptics of surface plasmon polaritons [J]. *Physics Report*, 2005, **408**(34): 5-12.
- [16] QI Ji-wei, CHEN Zong-qiang, CHEN Jing, *et al.* Independently tunable double Fano resonances in asymmetric MIM waveguide structure [J]. *Optics Express*, 2014, **22**(12): 14688-14696.
- [17] WANG Yue-ke, ZHANG Xue-ru, YANG Kun, *et al.* Manipulating surface plasmon polaritons in a T-shaped metal-insulator-metal plasmonic waveguide with a joint cavity[J]. *Photonic Technology Letters*, 2010, **22**(17): 1041-1135.
- [18] WANG Yue-ke, ZHANG Xue-ru, TANG Hai-jun, *et al.* A tunable unidirectional surface plasmon polaritons source[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(22): 20457-20464.
- [19] MARYARM F, NOSRAT G, MOHAMMAD R. Improved plasmonic splitters and demultiplexers [J]. *Photonics and Nanostructures*, 2013, **11**(2): 157-165.
- [20] LIN X M, GOH L P, ROBERTS P A. Plasmonic lenses formed by two-dimensional nanometric cross-shaped aperture arrays for Fresnel-region focusing[J]. *Nano Letters*, 2010, **10**(5): 1936-1940.
- [21] MARYARM F, NOSRAT G, MOHAMMAD R. Broadband zero reflection plasmonic junctions[J]. *The Journal of the Optical Society of America B*, 2012, **29**(7): 1722-1731.
- [22] PILE D F P, OGAWA T. Two-dimensionally localized modes of a nanoscale gap plasmon waveguide[J]. *Applied Physics Letters*, 2005, **87**(26): 261114-261116.