

# 非对称共振腔结构的可调等离子体诱导透明效应

孙林 王小赛 梁修业 刘诚 王继成

江南大学理学院, 江苏 无锡 214122

**摘要** 设计了一种可调的等离子体诱导透明(PIT)效应的双槽谐振器的金属-绝缘体-金属(MIM)表面等离子体波导结构。利用微腔共振模式实现对表面等离子体在波导中传输操控。分别改变槽的长度,两槽之间的距离和槽填充材料的介电常数实现特定滤波效应,结合电场分布分析表面等离子体在波导中共振产生的电磁诱导透明现象,并设计动态可调的等离子体诱导透明效应器件。利用有限元法(FEM)对设计进行数值模拟。

**关键词** 光学器件; 等离子体波导; 金属-绝缘体-金属结构; 等离子体诱导透明; 有限元法

**中图分类号** TN256

**文献标识码** A

**doi:** 10.3788/LOP53.012302

## Tunable Plasmonically Induced Transparency with Unsymmetrical Resonators

Sun Lin Wang Xiaosai Liang Xiuye Liu Cheng Wang Jicheng

School of Science, Jiangnan University, Wuxi, Jiangsu 214122, China

**Abstract** The tunable plasmonic-induced transparency (PIT) is proposed numerically in the plasmonic system composed of dual unsymmetrical resonators shaped metal-insulator-metal (MIM) waveguide. The specific filtering effects are realized by changing the length of the groove and dielectric constant. The phenomena of the plasmonic-induced transparency caused by the surface plasmonic resonance in the waveguide are analyzed according to the electric field distributions. The finite element method (FEM) method is conducted to verify numerical simulation. The structure is applied widely in optical communication, integrated optics, and lithography.

**Key words** optical devices; plasmonic waveguide; metal-insulator-metal structures; plasmonic-induced transparency; finite element method

**OCIS codes** 230.3990; 240.6680; 250.5403

### 1 引言

表面等离子体激元(SPPs)是强烈束缚在导体与电介质分界面的自由电子与具有相同共振频率的光波发生的一种集体振荡,它是存在于金属表面的一种非辐射局域模式<sup>[1-3]</sup>。基于SPPs的光子器件能够打破衍射极限的限制,可以将光束束缚在亚波长结构中传播,有利于光器件的集成化发展<sup>[4-5]</sup>。在纳米尺度实现操控光子的方法之一就是基于表面等离子体。相比光子晶体,利用SPPs可以将光学操控的维度从三维降为二维。利用SPPs的特殊色散关系可以实现突破衍射极限的光传输,同时可在纳米尺度上电磁能量局域汇聚放大<sup>[6]</sup>。利用光波-SPPs间可相互耦合转换的性质以及可控性使其在亚波长光子器件的应用方面提供了新的途径<sup>[7-10]</sup>。金属-介质-金属(MIM)波导因为可以支持SPPs模式传输并将模式束缚在电介质层中,具有空间尺度受限、场空间局域增强等特点,对光具有较强的局域能力,具有简单且易于高度集成的优点,在光通信器件、微纳传感探测、太阳能电池及其集成光子线路领域具有重要应用<sup>[11-14]</sup>。

收稿日期: 2015-05-06; 收到修改稿日期: 2015-06-18; 网络出版日期: 2015-12-28

基金项目: 国家自然科学基金(11504139)、江苏省自然科学基金(BK2012548, BK20140167)、国家大学生创新训练计划项目(201410295027)

作者简介: 孙林(1989—),女,硕士研究生,主要从事表面等离子体光学、微纳光学器件等方面的研究。

E-mail: sunlin19890203@163.com

导师简介: 王继成(1980—),男,博士,副教授,硕士生导师,主要从事表面等离子体光学、微纳光学器件、量子光学与信息等方面的研究。E-mail: jcwang@jiangnan.edu.cn(通信联系人)

近几年来表面等离子体亚波长波导结构器件中的电磁诱导透明(EIT)及 Fano 效应研究成为微纳光学领域的热点。EIT的本质是通过强耦合光对介质的作用使两个能级之间形成相干叠加态,从而使另一个基态与上能级之间的共振失谐实现着两个能级之间吸收透明<sup>[15-17]</sup>。由于光子吸收,在透射光谱图上一个尖锐的透明窗口可以实现 EIT 效应。等离子体诱导透明(PIT)也称为类电磁诱导透明(EIT-like),是 EIT 在等离子体方向的一种现象,但又与 EIT 借助外界光束控制窗口不同,PIT 可以通过明、暗两种共振模式的耦合实现窗口控制,其中暗模式是由相邻共振元中间的等离子体共振亮模式(即外界模式)转化成的。并且只有当亮模式和暗模式的频率达到相同时,PIT 现象才能够发生。利用 MIM 等离子结构特点,可以构造具有 EIT 及慢光效应的微纳光学器件,在慢光信号处理、光存储以及光开关的光学器件的应用上具有很好的前景<sup>[18-20]</sup>。

本文利用有限元法(FEM)进行数值模拟计算,提出了一种能动态调控 PIT 光学效应的 MIM 的等离子体波导结构。通过改变波导结构的几何参数以及波导电介质材料的折射率来达到操控 SPPs 在表面等离子体的传播,基于耦合共振腔理论,当光波与 SPPs 满足干涉相消时,达到滤波效果,从而实现滤波器对特定频率的光波进行有效滤除的设计方案<sup>[21]</sup>。此外在相邻波导腔中,SPPs 之间的耦合比损耗大时,可以观察到正常的色散并且产生透明窗口及 PIT 效应。上述结构在光通信、集成光学等方面有着广泛的应用前景。

## 2 理论模型

本文采用的是 MIM 结构的表面等离子体波导,如图 1(a)所示,选择银作为金属材料,银的介电常数通过 Drude 模型得到<sup>[22]</sup>

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\gamma\omega), \quad (1)$$

式中  $\omega_p = 1.38 \times 10^{16}$  Hz,  $\varepsilon_\infty = 3.7$ ,  $\gamma = 2.73 \times 10^{13}$  Hz, 其中  $\omega_p$  表示等离子体共振频率,即自由的传导电子在金属银中传播的自然振荡频率, $\varepsilon_\infty$  表示金属在频率趋于无穷大时的相对介电常数, $\gamma$  是金属中自由电子的碰撞衰减频率, $\omega$  为入射光的角频率。表面等离子体波导结构的几何参数以及波导电介质材料的折射率影响着 SPPs 在波导中的传播,对 SPPs 在波导中传播的操控研究方法采用 FEM 法,激发 SPPs 的光源采用 TM 极化平面波<sup>[20]</sup>。

由于 MIM 波导的宽度远小于入射光波长,MIM 波导只支持基本的 TM<sub>0</sub> 模式。根据 Maxwell 方程和边界条件,可以得到在 MIM 波导中 TM<sub>0</sub> 模式色散方程<sup>[22-24]</sup>,表达式为

$$k_d \varepsilon_m + k_m \varepsilon_d \coth\left(-\frac{ik_d \omega}{2}\right) = 0. \quad (2)$$

根据动量守恒, $k_d$  和  $k_m$  可以表示为

$$k_d = \sqrt{\varepsilon_d k_0^2 - \beta^2}, \quad (3)$$

$$k_m = \sqrt{\varepsilon_m k_0^2 - \beta^2}, \quad (4)$$

式中  $\varepsilon_d$  和  $\varepsilon_m$  分别为绝缘体和金属的介电常数。 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  是真空中波矢, $k_d$  和  $k_m$  分别为绝缘体和金属的传播常数。由(2)~(4)式可以得到有效折射率  $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ 。

图 1(b)为 MIM 波导中有效折射率实部与波导宽度  $W$  以及入射波长  $\lambda$  函数关系的三维图。从图 1(b)可以看出,当波导宽度  $W$  固定时,有效折射率实部随着入射波长  $\lambda$  的增大而减小;而当入射波长  $\lambda$  固定时,随着波导

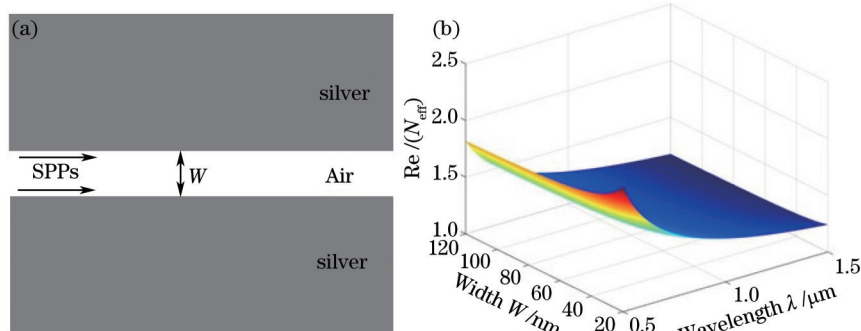


图 1 (a)基本的 MIM 波导结构;(b)MIM 波导中有效折射率实部关于入射波长  $\lambda$  与波导宽度  $W$  的三维图

Fig.1 (a) Schematic diagram of MIM waveguide; (b) real part of the effective refractive index  $n_{\text{eff}}$  versus the incident wavelength  $\lambda$  and the groove width  $W$  in the MIM waveguide

宽度  $W$  的增大,有效折射率实部也减小,即波导宽度  $W$  大小与入射波长  $\lambda$  对有效折射率实部都有影响。

### 3 数值仿真分析

图2给出了构造的非对称双槽耦合谐振腔结构的MIM波导示意图。波导结构参数如下:波导宽度  $W=50\text{ nm}$ ,波导与耦合谐振器的间隙宽度  $g=25\text{ nm}$ ,两个谐振腔的高度均为  $d=80\text{ nm}$ ,两个谐振腔之间的距离  $L=75\text{ nm}$ 。MIM波导结构中主波导中的绝缘体材料采用的是空气,金属采用的是银。对于MIM波导结构中的双槽耦合谐振器的设定,第一个槽的长度固定为  $L_1=250\text{ nm}$ ,所填充材料也是固定为空气,第二个槽长度  $L_2$  以及所填充材料的介电常数作为讨论的可调参数。在进行数值模拟时用完全匹配层(PML)吸收外向的电磁波,为了更好的收敛性在  $x$  和  $z$  方向上的空间网格大小划分为  $5\text{ nm}\times 5\text{ nm}$ , $y$  方向上无限大。在图2结构上设置了两个端口 port1 和 port2,分别用来监测入射能量与出射能量,当  $\text{TM}_0$  模式波入射波导时,激发的SPPs模式沿波导传播,在图2结构上在端口 port1 和 port2 分别设置了能流探测器,分别用来监测入射功率  $P_1$  与出射功率  $P_2$ ,获得电磁波在该结构中的传输谱,透射率定义为  $T=P_2/P_1$ 。

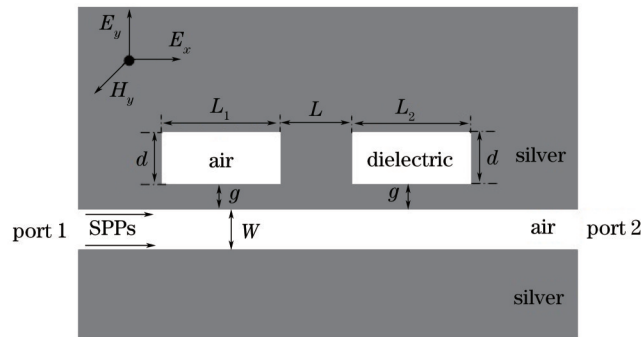


图2 双槽耦合谐振器结构的MIM波导结构示意图

Fig.2 Schematic diagram of MIM waveguide coupled to two groove resonators

图3为图2波导结构改变第二个槽长度  $L_2$  的透射光谱图,此时第二个槽填充的材料为空气,介电常数为1。图3(a)~(f)中, $L_2$ 由256 nm变为266 nm,间隔为2 nm。从透射光谱图中可以明显看出,每一个  $L_2$  对应的透射光谱图在410~430 nm波长范围内有一个明显的透射衰减,对应为二阶模态。同时随着  $L_2$  的增大,在700~800 nm波长范围内一阶模态位置会出现越来越明显的两个透射谷。如图3(f)中,当  $L_2=266\text{ nm}$  时,两个透射谷分别为  $\lambda=746\text{ nm}$  和  $\lambda=788\text{ nm}$ 。可以利用MIM波导的这种特点,实现对特定入射光波的有效滤波。

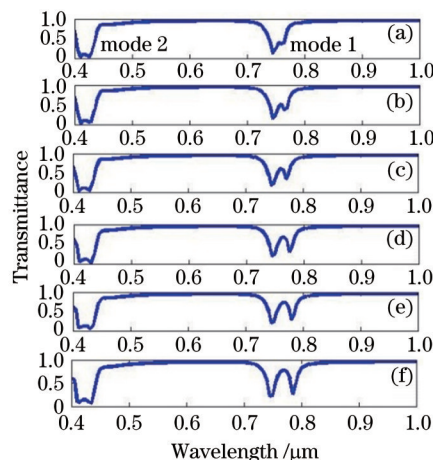


图3 MIM波导随着  $L_2$  变化的透射光谱图。(a)  $L_2=256\text{ nm}$ ; (b)  $L_2=258\text{ nm}$ ; (c)  $L_2=260\text{ nm}$ ; (d)  $L_2=262\text{ nm}$ ; (e)  $L_2=264\text{ nm}$ ; (f)  $L_2=266\text{ nm}$

Fig.3 Transmission spectra versus different  $L_2$ . (a)  $L_2=256\text{ nm}$ ; (b)  $L_2=258\text{ nm}$ ;

(c)  $L_2=260\text{ nm}$ ; (d)  $L_2=262\text{ nm}$ ; (e)  $L_2=264\text{ nm}$ ; (f)  $L_2=266\text{ nm}$

为了更加清晰地观察SPPs波在MIM波导中的传输,图4为当  $L_2=262\text{ nm}$  时5个特定波长的电场分布。从

图4可以看出,当入射波从右端口 port1 进入波导后,会出现两列波,一列是在直波导中传播的 SPPs 波,另一列是谐振腔中反射的电磁波。当两列波在波导系统中耦合时,由于相位不同,两列波耦合时相位的矢量叠加不同,故在波导中的传输能量值也会不同。当在直波导中传播的 SPPs 波与谐振器反射的电磁波满足共振条件时,相位反向相消,会形成驻波模式,驻波模式阻碍或者完全阻止能量的传递,使得能量被束缚在谐振器中;当在直波导中传播的 SPPs 波与谐振器反射的电磁波不满足共振条件时,两列波在传播过程中相遇,相位同向叠加,能量增加,从而能够低损耗通过波导。如图4(b)所示,波长 $\lambda$ 为745 nm时,两列波在第一个谐振腔相遇时即满足共振条件,能量相消,被束缚在第一个谐振腔中。如图4(d)所示,波长 $\lambda$ 为775 nm时,在第二个谐振腔处满足共振条件,故能量被束缚在第二个谐振腔中。如图4(c)所示,当波长 $\lambda$ 为760 nm时,两列波在波导系统中传播不满足完全共振条件,但是相位方向相反,因此能量的传输受到了阻碍,通过波导的 SPPs 波能量减弱,大部分能量耦合进两个谐振腔中,小部分能量继续在波导中传播。如图4(a)和(e)所示,当波长 $\lambda$ 分别为700 nm和800 nm时,两列波通过波导系统时相位方向相同,能量增大,故可以在波导中低损耗通过。

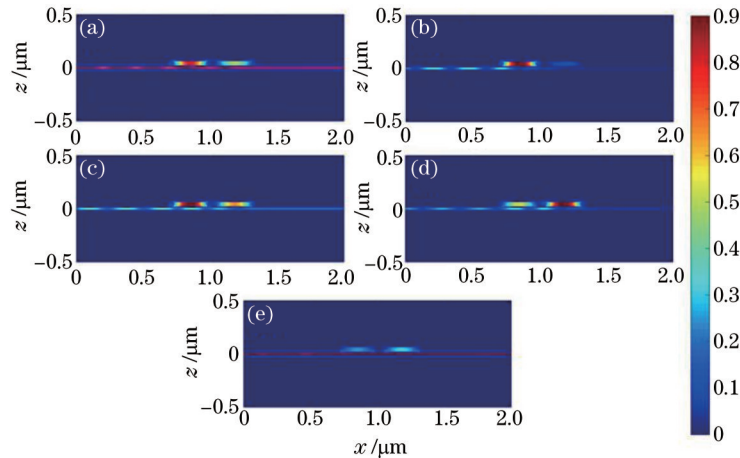


图4  $L_2=262$  nm时数值模拟电场分布图。(a)  $\lambda=700$  nm; (b)  $\lambda=745$  nm; (c)  $\lambda=760$  nm; (d)  $\lambda=775$  nm; (e)  $\lambda=800$  nm

Fig.4 Numerical simulation of electric field distribution with  $L_2=262$  nm. (a)  $\lambda=700$  nm; (b)  $\lambda=745$  nm; (c)  $\lambda=760$  nm; (d)  $\lambda=775$  nm; (e)  $\lambda=800$  nm

从图3中可以看出,波长700~800 nm之间一个透射谷逐渐被劈成两个,出现了EIT窗口现象。随着 $L_2$ 的增大,EIT窗口越来越明显,通过改变 $L_2$ 的值可以动态调节PIT窗口的开关,并且透过峰的位置发生红移。但是品质因数却越来越低,所以必须选取合适的 $L_2$ 以满足对器件的要求。PIT现象可以用法布里珀罗(F-P)理论来解释,它是由两个共振模式相互干涉产生的。其中一个共振模式是通过外场激发并且导致能量的吸收,称之为亮态。而另一个共振模式不能直接通过外场激发,称之为暗态。在本文中,外界电场由port1进入波导,光子与金属表面自由震荡的电子这两个共振模式在一个系统中耦合时,能量被吸收,把这种激发状态称为亮态,外场激发的亮态通过两个不对称结构激发出两种模式的光,这两个模式之间的耦合作用间接激发暗态,与此同时两模式之间产生相互作用使得亮态的吸收谱分裂成两个吸收谱,而在两个吸收谱之间将会出现一低损耗的高透过窗口,从而实现所谓的由吸收变为透过的PIT现象。PIT现象在光学器件的应用中具有潜在的前景,可以通过调节槽长度 $L_2$ ,不仅能够实现纳米光开关的设计,还可以在超灵敏的传感器和高度集成光学电路等慢光器件中被广泛应用。

为了实现更多的调节PIT现象方法,下面研究改变绝缘体介电常数对EIT效应的影响。图5所示为改变第二个槽中绝缘材料的介电常数 $\epsilon$ 的透射光谱图,此时第二个槽的长度 $L_2=250$  nm,与第一个槽相等。图5(a)~(f)中 $\epsilon$ 从3.75增大到5,间隔为0.25。从透射光谱中可以看出,每一个介电常数 $\epsilon$ 对应的透射光谱图都会在某些特定波长范围内有一个明显的透射衰减。与之前改变槽长度相同,可以利用MIM波导的这种特点,实现对特定入射光波的有效滤波。随着介电常数 $\epsilon$ 的增大,500 nm及750 nm附近出现PIT窗口从无到最大值的可调开关现象,PIT窗口位置随着介电常数 $\epsilon$ 的增大产生红移现象。

图6所示为当 $\epsilon=4$ 时特定5个波长的电场分布图。与图4类似,从图6中可以看出,不同的介电常数 $\epsilon$ 对应不同的能量传输,从(1)~(3)式可知,波导结构参数与材料的介电常数都会对有效折射率 $n_{\text{eff}}$ 产生影响,共



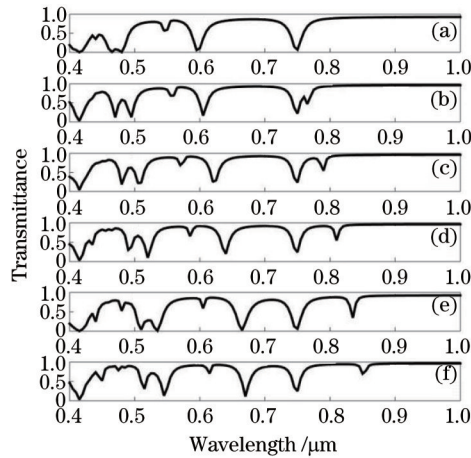


图5  $L_2=250$  nm时MIM波导随着绝缘体介电常数 $\epsilon$ 变化的透射光谱图。

(a)  $\epsilon=3.75$ ; (b)  $\epsilon=4$ ; (c)  $\epsilon=4.25$ ; (d)  $\epsilon=4.5$ ; (e)  $\epsilon=4.75$ ; (f)  $\epsilon=5$  nm

Fig.5 Transmission spectra versus different  $\epsilon$  with  $L_2=250$  nm. (a)  $\epsilon=3.75$ ; (b)  $\epsilon=4$ ; (c)  $\epsilon=4.25$ ; (d)  $\epsilon=4.5$ ;

(e)  $\epsilon=4.75$ ; (f)  $\epsilon=5$  nm

振的条件由  $n_{\text{eff}}$  决定。所以改变的两个参数包括结构参数和材料介电常数都能达到调控 EIT 窗口现象。此外,通过改变两个谐振腔之间的距离也可以调控 EIT 效应。

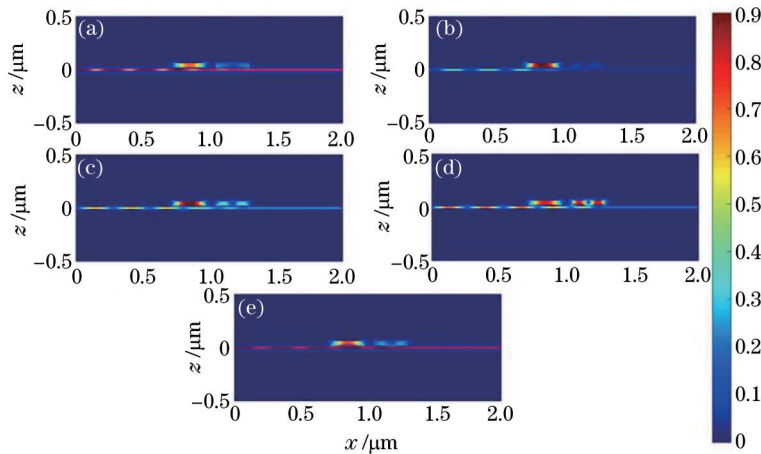


图6  $\epsilon=4$ 时数值模拟电场分布图。(a)  $\lambda=700$  nm;(b)  $\lambda=750$  nm;(c)  $\lambda=762$  nm;(d)  $\lambda=770$  nm;(e)  $\lambda=800$  nm

Fig.6 Numerical simulation of electric field distribution with  $\epsilon=4$ .

(a)  $\lambda=700$  nm;(b)  $\lambda=750$  nm;(c)  $\lambda=762$  nm;(d)  $\lambda=770$  nm;(e)  $\lambda=800$  nm

图7所示为两谐振腔距离  $L$  的透射光谱图,此时第一个槽的长度  $L_1=300$  nm,第二个槽的长度  $L_2=262$  nm,且第二个槽的填充材料为空气。图7(a)~(f)中  $L$  从 50 nm 增大到 175 nm,间隔为 25 nm。从透射光谱中可以看出,每一个谐振腔距离  $L$  对应的透射光谱图都会在某些特定波长范围内有一个明显的透射衰减。与之前改变槽长度相同,可以利用 MIM 波导的这种特点,实现对特定入射光波的有效滤波。随着谐振腔距离  $L$  的增大,700 nm 及 800 nm 附近出现 PIT 窗口从无到最大值的可调开关现象,PIT 窗口位置随着谐振腔距离  $L$  的增大产生蓝移现象。

图8所示为当  $L=100$  nm 时特定 5 个波长的电场分布图。与图4类似,从图8中可以看出,不同的谐振腔距离  $L$  对应不同的能量传输,从(1)~(4)式可知,波导结构参数会对有效折射率  $n_{\text{eff}}$  产生影响,共振的条件由  $n_{\text{eff}}$  决定。

## 4 总 结

提出了一种可以动态调控 PIT 效应的非对称双谐振腔结构的 MIM 表面等离子体波导,并且可以对特定波长的 SPPs 波实现滤波效果。利用 FEM 数值模拟 MIM 波导结构中 SPPs 的传输。通过 SPPs 与光场之间相互作用,能够实现对光传播的主动操控。在很多方面具有广阔的应用前景,如制作调制器、

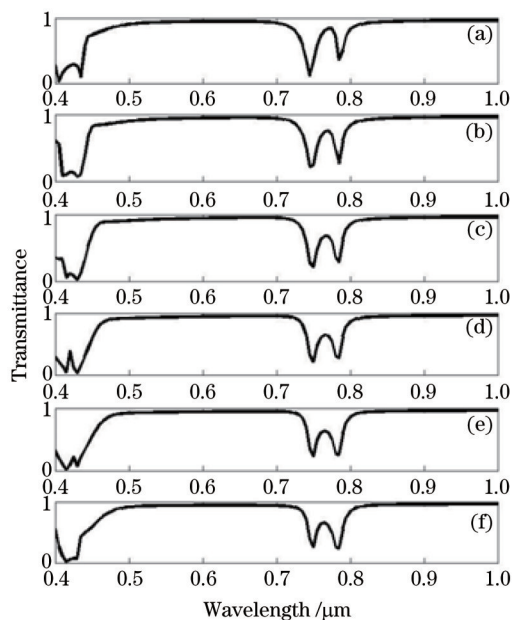


图7  $L_2=265$  nm时MIM波导随着谐振腔距离 $L$ 变化的透射光谱图。(a)  $L=50$  nm; (b)  $L=70$  nm; (c)  $L=100$  nm; (d)  $L=125$  nm; (e)  $L=150$  nm; (f)  $L=175$  nm

Fig.7 Transmission spectra versus different  $L$  with  $L_2 = 265$  nm. (a)  $L=50$  nm; (b)  $L=70$  nm; (c)  $L=100$  nm; (d)  $L=125$  nm; (e)  $L=150$  nm; (f)  $L=175$  nm

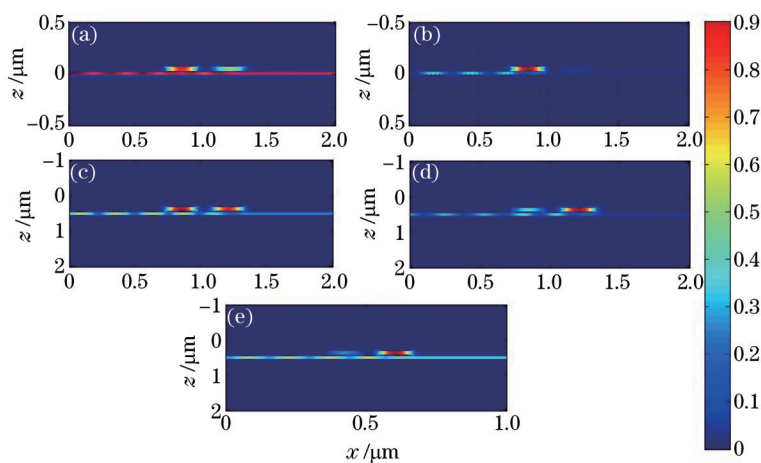


图8  $L=100$  nm时数值模拟电场分布图。(a)  $\lambda=700$  nm; (b)  $\lambda=750$  nm; (c)  $\lambda=770$  nm; (d)  $\lambda=785$  nm; (e)  $\lambda=800$  nm

Fig.8 Numerical simulation of electric field distribution with  $L=100$  nm.

(a)  $\lambda=700$  nm; (b)  $\lambda=750$  nm; (c)  $\lambda=770$  nm; (d)  $\lambda=785$  nm; (e)  $\lambda=800$  nm

耦合器、传感器以及开关,在亚波长数据存储、超分析成像和纳米光刻技术也具有潜在的应用价值。

### 参考文献

- 1 Wang Bing, Teng Jinghua, Yuan Xiacong. Inelastic scattering of surface plasmons in scillating metallic waveguides[J]. Appl Phys Lett, 2011, 98(26): 263111.
- 2 Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- 3 Neutens P, Van Dorpe P, De Vlamincq I, *et al.*. Electrical detection of confined gap plasmons in metal-insulator-metal waveguides[J]. Nat. photonics, 2009, 3: 283-286.
- 4 Yao Xiankun. Wavelength demultiplexing in metal-insulator-metal plasmonic waveguides[J]. Mod Phys Lett B, 2014, 28(4): 1450025.
- 5 Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I. Plasmonics beyond the diffraction limit[J]. Nat Photonics, 2010, 4(2): 83-91.
- 6 Shi Weihua, Wu Jing. Photonic crystal fiber sensor based on surface plasmonic and directional resonance coupling[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(2): 0206002.

- 施伟华, 吴静. 基于表面等离子体共振和定向耦合的光子晶体光纤传感器[J]. 光学学报, 2015, 35(2): 0206002.
- 7 Matsuzaki Y, Okamoto T, Haraguchi M, *et al.*. Characteristics of gap plasmon waveguide with stub structures[J]. Opt Express, 2008, 16(21): 16314-16325.
- 8 Lin Xianshi, Huang Xuguang. Tooth-shaped plasmonic waveguide filters with nanometric sizes[J]. Opt Lett, 2008, 33(23): 2874-2876.
- 9 Xia Xiushan, Wang Jicheng, Liang Xiuye, *et al.*. A dual-way directional surface-plasmon-polaritons launcher based on asymmetric slanted nanoslits[J]. J Mod Opt, 2015, 62(5): 358-363.
- 10 Zhu Qionggan, Tan Wei, Wang Zhiguo. The combined effect of side-coupled gain cavity and lossy cavity on the plasmonic response of metal-dielectric-metal surface plasmon polariton waveguide[J]. J Phys, 2014, 26(25): 255301.
- 11 Chen Quansheng, Tong Yuying, Zhuang Yuan, *et al.*. Unidirectional excitation of surface plasmon based on metallic slit-groove structure[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(5): 0510001.
- 陈全胜, 佟玉莹, 庄园, 等. 基于金属狭缝凹槽结构单向激发表面等离子体[J]. 中国激光, 2014, 41(5): 0510001.
- 12 Wang Jicheng, Jiang Yalan, Wang Yueke, *et al.*. Directional couplers based on the MIM plasmonic waveguide structures[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(2): 0217001.
- 王继成, 蒋亚兰, 王跃科, 等. 基于MIM结构等离子体波导定向耦合器[J]. 中国激光, 2015, 42(2): 0217001.
- 13 Zhu W, Rukhlenko I D, Premaratne M. Manipulating energy flow in variable-gap plasmonic waveguides[J]. Opt Lett, 2012, 37(24): 5151-5153.
- 14 Hansik Y, Lee S Y, Kim K Y, *et al.*. Hybrid states of propagating and localized surface plasmons at silver core/silica shell nanocubes on a thin silver layer[J]. Opt Express, 2014, 22(7): 8383-8395.
- 15 Zhang Z, Zhang L, Li H, *et al.*. Plasmon induced transparency in a surface plasmon polariton waveguide with a comb line slot and rectangle cavity[J]. Appl Phys Lett, 2014, 104: 231114.
- 16 Miyata M, Hirohata J, Nagasaki Y, *et al.*. Multi-spectral plasmon induced transparency via in-plane dipole and dual-quadrupole coupling [J]. Opt Express, 2014, 22(10): 11399-11406.
- 17 Chen J J, Li Z, Yue S, *et al.*. Plasmon-induced transparency in asymmetric T-shape single slit[J]. Nano Lett, 2012, 12(5): 2494-2498.
- 18 Biswas S, Duan J S, Nepal D, *et al.*. Plasmon induced transparency in the visible via self-assembled gold nanorod heterodimers[J]. Nano Lett, 2013, 13: 6287-6291.
- 19 Wang Guoxi, Lu Hua, Liu Xueming. Dispersionless slow light in MIM waveguide based on a plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency[J]. Opt Express, 2012, 20(19): 20902-20907.
- 20 Wang Jicheng, Sun Lin, Hu Zhengda, *et al.*. Plasmonically induced transparency of asymmetrical grooves shaped plasmonic waveguide[J]. AIP Advances, 2014, 4(12): 123006.
- 21 Guoxi Wang, Hua Lu. Unidirectional excitation of surface plasmon polaritons in T-shaped waveguide with nanodisk resonator [J]. Opt Commun, 2012, 285: 4190-4193.
- 22 S I Bozhevolnyi, J Jung. Scaling for gap plasmon based waveguides[J]. Opt Express, 2008, 16(4): 2676-2679.
- 23 J Park, H Kim, B Lee. High order plasmonic Bragg reflection in the metal-insulator-metal waveguide Bragg grating[J]. Opt Express, 2008, 16(1): 413-425.
- 24 Sun Yuanchao, Chen Quansheng, Wang Yueke, *et al.*. Theoretical study on quasiperiodic surface plasmons Bragg gratings [J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(8): 0808003.
- 孙原超, 陈全胜, 王跃科, 等. 准周期的表面等离子体布拉格光栅的理论研究[J]. 中国激光, 2015, 42(8): 0808003.

栏目编辑: 张雁