

基于双短腔耦合系统等离子激元诱导吸收效应及多开关功能应用

胡金凤¹, 刘娟¹, 刘彬^{1*}, 陈佳², 梁红勤¹, 廖云程¹, 蔡旭辉¹

¹南昌航空大学, 江西省光电检测技术工程实验室, 江西 南昌 330063;

²南昌工学院机械与车辆工程学院, 江西 南昌 330108

摘要 提出了一种基于金属-绝缘体-金属(MIM)表面等离子激元波导的双短腔共振系统(DSR),通过双短腔腔模之间的相互干涉,实现了表面等离子激元诱导吸收(PIA)效应。利用时域有限差分(FDTD)方法对其传输特性进行了数值仿真分析。对相位响应特性进行仿真分析,发现PIA窗口会出现明显的反常色散现象,该反常色散效应可应用于实现表面等离子激元波导中的快光效应。另外,还提出一种基于PIA效应的多开关功能应用,并通过仿真分析了短腔腔长和折射率变化对PIA窗口的影响,优化了开关功能的结构参数。具备这些特性的结构在表面等离子激元光开关、滤波器等方面具有潜在的应用价值。

关键词 等离子激元诱导吸收; 快光; 光开关; 时域有限差分法

中图分类号 O539

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP55.102401

Plasmon-Induced Absorption Based on Double-Stub Resonator and Its Application for Multi-Switching

Hu Jinfeng¹, Liu Juan¹, Liu Bin^{1*}, Chen Jia², Liang Hongqin¹, Liao Yuncheng¹, Cai Xuhui¹

¹Jiangxi Engineering Laboratory for Optoelectronics Testing Technology, Nanchang Hangkong University, Nanchang, Jiangxi 330063, China;

²School of Mechanical and Vehicular Engineering, Nanchang Institute of Science & Technology, Nanchang, Jiangxi 330108, China

Abstract We propose a double-stub resonator (DSR) based on a metal-insulator-metal (MIM) surface plasmon waveguide. The plasmon-induced absorption (PIA) effect is achieved by mutual interference between the two stub cavity modes. The transmission properties of the system are numerically simulated by the finite-difference time-domain (FDTD) method. Anomalous dispersion phenomenon can be achieved with the PIA windows based on the simulation analysis of phase response characteristics. Such anomalous dispersion effect can be used for realizing fast light effect in surface plasmonic waveguide. In addition, a multi-switch function based on the PIA effect is proposed. By simulating the influence of the changes of stub cavity's length and the refractive index on the PIA window, the structural parameters of the switch function are optimized. Structures with these characteristics have potential applications in surface plasmon optical switches and filters and so on.

Key words plasmon-induced absorption; fast light; optical switch; finite-difference time-domain method

OCIS codes 240.6680; 120.2440; 350.2460

1 引言

表面等离子激元(SPPs)是由金属表面电子集体

振荡和界面光场的耦合产生的并沿金属介质界面传输的表面波^[1],它可以突破经典衍射极限,并且能在纳米领域操控光波^[2-4]。2011年,Fang等^[5]通过制

收稿日期: 2018-03-21; 修回日期: 2018-04-16; 录用日期: 2018-05-27

基金项目: 国家自然科学基金(61665007)、江西省自然科学基金(20161BAB202039)、南昌航空大学研究生创新专项资金项目(YC2017044)

* E-mail: liubin_d@126.com

备缺口的银纳米盘结构实现了 Fano 共振现象; 2016 年, Zu 等^[6]从理论和实验上研究了平板金纳米结构中表面等离子体 Fano 共振的光学响应。SPPs 被认为在高度集成光学电路中具有很好的应用前景。利用 SPPs 可以设计出大量新型的光学器件及设备, 如光学滤波器^[7]、传感器^[8-9]、光学开关^[10-11]、解复用器^[12]和高度集成光学电路中的光学器件等, 并且已经进行了理论和实验研究。这些器件在亚波长光学、光激发、数据存储、显微技术以及生物光子学等领域都具有广泛的应用前景。

在原子气体中, 量子干涉导致共振频率处光波的吸收被消除, 等效折射率变大, 在原子气体的吸收谱上表现为吸收峰的迅速消失和在共振频率处的狭窄透射峰的出现, 这种现象被称为电磁诱导透明 (EIT) 效应。EIT 效应首先在气相原子介质 (Sr 蒸气) 被观察到^[13-14], 通过对可控光场的调控, 成功抑制了三能级原子吸收系统, 在实验中实现了 EIT 效应, 为人们操控光子提供了很好的途径。由于在透明窗口处具有强烈的色散作用, EIT 效应在非线性光学进程、超快开关和光学数据存储等方面都有着潜在的应用, 具备 EIT 效应的材料成为研究非线性量子信息最合适的材料之一^[15]。不过, 在原子系统中, 实现 EIT 效应对外界的要求往往比较苛刻, 进行 EIT 实验时存在一定的困难, 特别是要灵活地操控 EIT 效应。庆幸的是, 在经典的等离激元谐振器系统中, 也很容易实现类 EIT 现象。

2008 年, 美国加利福尼亚大学 Zhang 等^[16]从理论上研究了等离激元诱导透明 (PIT)。在光场作用下, 特定介质中会产生类似 EIT 的现象, 被称为 PIT 效应^[17-18] 或类电磁感应透明 (an analogue of EIT or EIT-like) 效应^[19-20]。金属-绝缘体-金属 (MIM) SPPs 波导被认为是实现纳米集成光子电路中最可行的方式之一^[21-24]。表面 PIT 效应与经典 EIT 效应相似, 但 PIT 效应在透明窗口中的慢光效应^[25]更强, 能显著增强光与物质的相互作用^[26]。因此, 表面 PIT 效应在非线性光学和集成光子器件中有着重要应用。2008 年, Zhang 等^[16]首次在光波段提出了等离激元诱导透明的基本模型。Zhang 等^[16]和 Chen 等^[27]讨论了组成该人工电磁媒质基本单元的两个共振腔之间的间距对耦合强度的影响, 发现耦合强度随着两个共振腔的接近而增强。值得注意的是, 在经典系统中实现的电磁感应吸收 (EIA), 就像等离子体 EIT 一样, 是和 Fano 共振紧密联系的等离子体结构, 且两者都表示 Fano 共振

的特殊情况。与类 EIT 一样, 等离激元诱导吸收 (PIA) 在光开关、滤波器和光谱分离器等高集成度光路中具有潜在的应用前景。然而, 对于 MIM 波导 PIA 效应的研究还比较少。最近, Li 等^[28]数值实现了 MIM 等离子体波导耦合系统中的 PIA 现象。2016 年, Lin 等^[29]提出了一种 PIA 传感器, 它由一个带凹口的金属薄膜和一个被介电光栅分开的金属平面构成, 揭示了完美的吸收, 灵敏度为 $\sim 10^5$ 。2017 年, Wen 等^[30]基于亚波长的 MIM 波导, 提出了一种末端耦合复合狭缝空腔谐振器 (CSCR), 与用作法布里-珀罗 (FP) 谐振腔的理想槽腔相比, 在 CSCR 系统中实现了 PIA 效应。不过, PIA 现象的大部分研究工作都局限于 PIA 现象的实现, 对于 PIA 的形成和演化机制的研究还相对较少, 且其结构复杂, PIA 效应特性研究还不够完善^[31]。因此, 为了克服上述问题, 迫切需要一种简单的结构来实现完美的 PIA 效应, 对其形成和演化机制进行研究, 并探索其潜在的应用范畴。

本文提出了一种 SPPs 双短腔共振系统, 即通过两个 MIM 结构 SPPs 波导末端耦合两个竖直并排短腔, 利用短腔之间的模式干涉实现 PIA 效应。通过时域有限差分 (FDTD) 方法对结构的传输特性和性能进行仿真分析。主要研究了短腔的结构参数对传输特性、相位响应特性以及色散特性的影响。并探索了该结构在光开关方面的应用, 优化了开关功能的结构参数。

2 模型

图 1(a) 是一个基于 MIM 波导的单腔谐振器 (SSR), 短腔谐振器放置在两个 MIM 波导之间。白色区域表示的是熔融的二氧化硅 (SiO_2), 其中, MIM 波导的折射率用 n 表示, 短腔的折射率为 n_1 ; 紫色部分为金属银 (Ag)。MIM 波导的宽度为 d , 两 MIM 波导边界到短腔之间的距离为 w , 短腔的高和宽分别为 L_1 、 L_2 , 假定变量沿 x 方向保持不变。由于 MIM 波导的宽度比入射光小得多, 只有单一的传播模式 TM_0 可以在结构中存在, SPPs 在 MIM 波导中的色散关系可表示为^[32-33]

$$\begin{cases} \epsilon_i p = \frac{1 - \exp(kd)}{\epsilon_m k} \\ \frac{1 - \exp(kd)}{1 + \exp(kd)} \\ k = (\beta^2 - \epsilon_i k_0^2)^{1/2} \\ p = (\beta^2 - \epsilon_m k_0^2)^{1/2} \end{cases}, \quad (1)$$

式中, β 为 SPPs 的传播常数, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为自由空间的波数, λ 为入射光的波长, ϵ_i 和 ϵ_m 分别为绝缘

体介质和银的介电常数。这里,选取的金属材料为损耗较小的银,在频率较低的范围内,Drude 模型能比较准确地描述银的复介电常数。Drude 模型中银相对介电常数的表达式如下^[34]:

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

式中: $\epsilon_\infty=3.7$,表示无限角频率处的介电常数; $\omega_p=9.1$ eV,为等离子体频率,表示自由传导电子振荡的固有频率,这里 eV 表示单位电子伏特; $\gamma=0.018$ 为衰减常数,它反映了传导过程中电子能量的损耗; ω 为入射光的角频率。

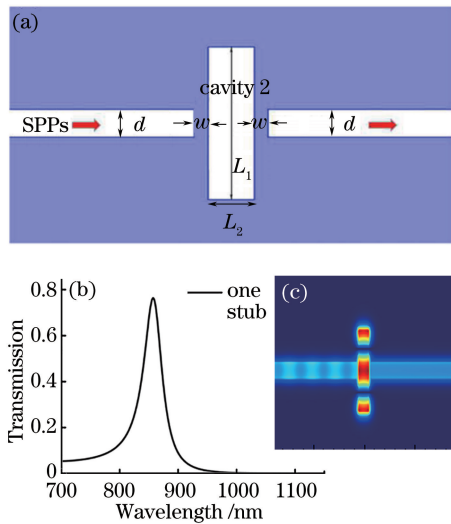


图 1 SSR 系统的传输特性。(a) SSR 系统的结构示意图; (b) SSR 系统的传输光谱图; (c) 峰值 $\lambda=857$ nm 对应的磁场分布图

Fig. 1 Transmission properties of SSR system. (a) Schematic diagram of SSR system; (b) transmission spectrum of SSR system; (c) magnetic field distributions of resonant peak at $\lambda=857$ nm

随后,利用二维时域有限差分(2D-FDTD)方法对系统的传输特性进行了数值仿真,网格分别取 $dx=1$ nm, $dy=1$ nm。在模拟域的所有边界处均使用完全匹配层(PML)吸收边界条件。其他结构参数为 $n=n_1=1.45$, $L_1=440$ nm, $L_2=100$ nm。当 $w=15$ nm 时,SSR 系统在波长为 700~1100 nm 之间的透射光谱图如图 1(b)中黑色实线所示。在共振波长 $\lambda=857$ nm 处能清楚地观察到一个透射峰。共振峰的半峰全宽(FWHM)约为 30 nm,具有带通滤波效果。图 1(c)为在波长为 857 nm 处的磁场分布图。基于 SPPs 耦合共振,入射 SPPs 耦合最后使 $\lambda=857$ nm 的透射峰进入 MIM 波导输出口。显然,SPPs 在腔 1

的左右端口来回反射,构成一个 FP 谐振器。FP 腔的共振条件可被表述为 $2\text{Re}(\beta_{\text{SPP}})_1 + 2\Phi = 2m\pi$ 。式中, Φ 是金属-空气界面的附加相移, m 是自然数表示的 FP 共振模式的阶。仿真结果显示,该 SSR 系统在波长为 857 nm 处的透射率高达 0.76。

3 数值仿真与分析

若想实现 PIA 效应,必须在 MIM 等离子体波导系统中构建敏感模式结构。为了实现 PIA 效应,在结构中再引入一个短腔谐振器,构成垂直耦合双短腔谐振器(DSR),如图 2(a)所示。图 1(a)中的矩形腔 1 可以看作一个亮谐振器,因为它可以被入射波直接激发。在腔 1 的正上方引入一个腔 2,在水平方向上,腔 2 的中心坐标与腔 1 保持一致。所增加的短腔 2 的宽和高分别为 L_2 和 L_3 ,折射率为 n_2 ,两短腔之间的距离为 w_1 ,令 $n=n_1=n_2=1.45$, $L_1=L_3=440$ nm,其他参数保持不变。增加的腔 2 可以看作是一个暗谐振器,因为它不能被入射波直接激发,但却可以通过近场耦合被作为亮谐振器的腔 1 激发。仿真计算得到 DSR 透射谱如图 2(b)中黑色实线所示,这里,将单短腔谐振器的透射谱也加入图 2(b)中作对比,用黑色虚线表示。正如所预期的那样,由于腔 2 的引入,在单腔透射峰附近的左右两侧出现了两个透明窗口。其中的 A、B、C 点分别表示两个透明窗口的波峰和波谷,很容易发现在特征波长 λ_B 处确实出现了零透射传输,产生了一个完美的 PIA 效应。广泛使用的三能级等离激元系统^[35]可以用来研究 PIA 现象的物理起源。此处,把 MIM 波导视为基态 $|1\rangle$,腔 1 和腔 2 分别视为辐射等离体态 $|2\rangle$ 和等离体态 $|3\rangle$ 。因此,两者之间传播途径 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 和 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |2\rangle$ 的破坏性干扰形成了完美的 PIA 效应。为了进一步研究 PIA 效应的物理机制,数值仿真了图 2(b)中 A、B 和 C 处的特征波长所对应的 H_z 分布,如图 2(c)~(e)所示。从图 2(c)~(e)可以看出,在 A、C 两个共振峰处,两腔之间的共振模式相互影响。在波长 λ_A 处,腔 2 的能量振荡比腔 1 的振荡强,故腔 2 的模式振荡起主导作用,而在 λ_C 处腔 1 的模式振荡起主导作用。并且比较图 2(c)和(e)很容易发现,腔 1 模式振荡起主导作用时的透射性能明显比腔 2 模式振荡起主导作用时的透射性能好,这是腔 1 直接受入射波激发所引起的。在 λ_A 和 λ_C 处透射窗口的透射率均高达 0.638。在波长 λ_B 处,两腔之间的共振耦合导致腔 2 的强烈振荡,从而以破坏性的方式

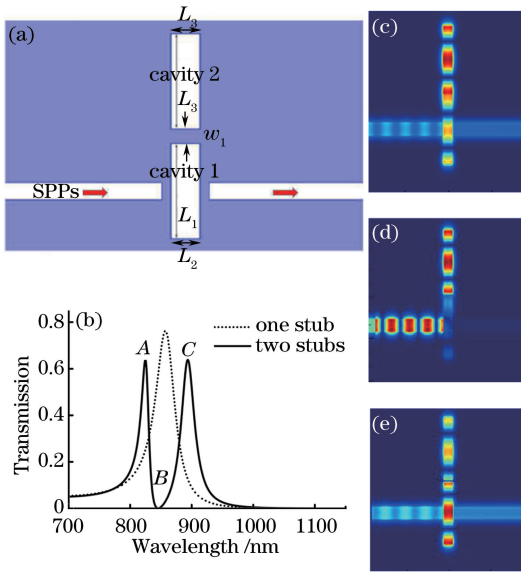


图 2 DSR 系统的传输特性。(a) DSR 的结构示意图；(b) SSR和 DSR 系统的透射光谱图；(c)~(e)图(b)中 A、B、C 点对应的磁场分布图

Fig. 2 Transmission properties of DSR system. (a) Structure schematic of DSR system; (b) transmission spectra of SSR and DSR systems; (c)-(e) magnetic field distributions of the transmission peaks at points A, B, C, respectively

抑制腔 1 的振荡,且 MIM 波导的抑制作用也增强。也就是说,两腔之间的相互作用导致了腔 1 的弱激励和腔 2 的强激励,MIM 波导与腔 1 之间的相互作用也导致了腔 1 的弱激励和 MIM 波导的强激励,如图 2(d)所示。因此,如图 2(b)所示,在 λ_B 处产生一个零透射传输。

接下来,对系统中短腔长度或折射率改变对传输特性的影响进行了分析,并分析了 PIA 效应的群延迟时间和相位响应的特性。腔 1 的长度 L_1 不变,改变 DSR 中腔 2 的腔长测得的不同的透射谱如图 3(a)所示。可以发现,由于左透射峰对应的光场分布主要集中在腔 2 中[如图 2(c)所示],PIA 窗口对应的光场分布也主要集中在腔 2 中[如图 2(d)所示],随着腔 2 长度 L_3 的减小,左透射峰和 PIA 窗口均向短波长方向移动,即发生蓝移。而如图 2(e)所示,右透射峰对应的光场分布主要集中在腔 1 中,在腔 2 中的分布很弱,所以右峰蓝移的量很小。

紧接着,研究了短腔长度和折射率改变时 PIA 系统中相位响应和群延迟时间的变化。短耦合双腔谐振器[如图 2(a)所示]可以看作一个 FP 谐振器,两垂直短腔放置在 MIM 波导的输入和输出之间。根据共振条件,一系列纵向谐振模式将会在腔中振荡,根据相位条件可以估算出波长 λ_m :

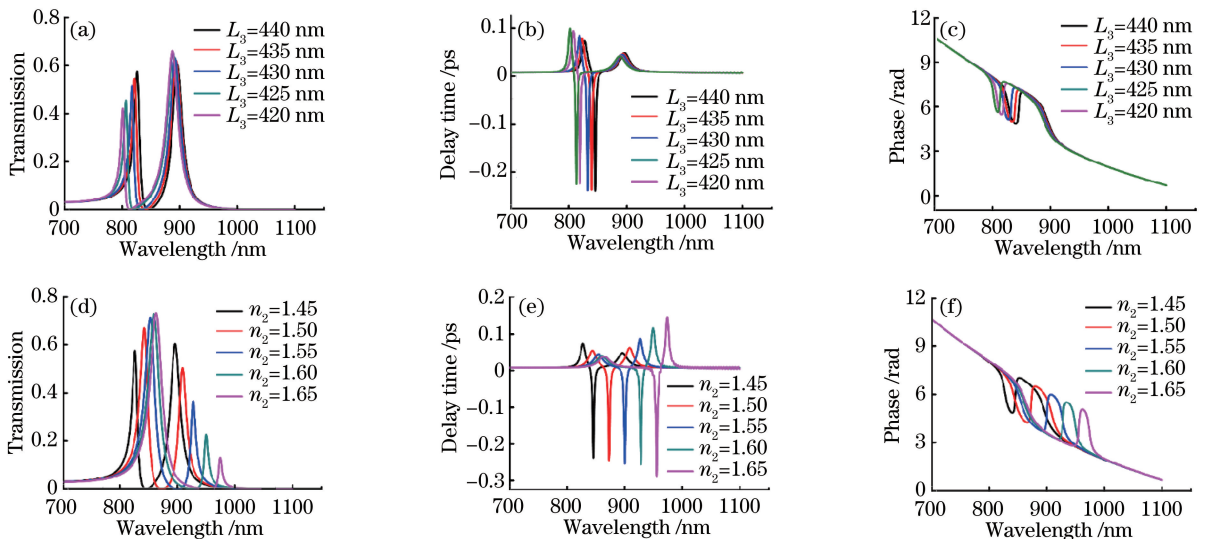


图 3 改变相应参量时透射谱线、群延迟时间和相位响应的变化图。(a)~(c)腔长;(d)~(f)折射率

Fig. 3 Transmission spectrum, delay time and phase response curves when changing corresponding parameters. (a)-(c) Stub length; (d)-(f) refractive index

$$\begin{cases} kL_1 + \Delta\theta = m\pi \\ k = 2\pi\text{Re}(n_{\text{eff}})/\lambda_m \end{cases}, \quad (3)$$

式中, L_1 为短腔 1 的长度, $\Delta\theta$ 为由 FP 面反射引起的相位变化, k 为波导内部的波数, $m=1, 2, \dots, \infty$ 为

FP 模的阶, n_{eff} 表示有效折射率,可以由色散方程计算得到^[36]。相位突变对应于相位曲线中的 PIA 窗口。相应的群延迟时间可以表示为 $\tau = -\lambda^2 d\theta / (2\pi c d\lambda)$, 其中, $d\lambda$ 为引起相应波长的变化, c 为真

空气中的光速^[37]。图 3(b)和 3(c)分别为改变腔 2 长度时相应的群延迟时间和相位响应的变化曲线图。可以看到,当腔 2 的长度 $L_3 = 440$ nm 时,在约为 845 nm 的 PIA 窗口处,出现了一个延迟时间为 -0.24 ps 的负群延迟。在 PIA 窗口附近的左、右透射峰上有轻微的正常色散产生,相应的群延迟时间分别对应于 0.074 ps 和 0.047 ps 的正延迟时间。而随着 L_3 的减小,PIA 窗口处的群延迟时间的波动范围为 $-0.24 \sim -0.22$ ps,PIA 窗口附近左、右透射峰的群延迟时间分别在 $0.074 \sim 0.099$ ps 和 $0.042 \sim 0.047$ ps 的范围内波动。图 3(c)为改变 L_3 时对应的相位的变化情况。从图中可以发现,当腔长 $L_3 = 440$ nm 时,在波长约为 840 nm 处,对应的 PIA 窗口有一个明显的相位突变,约为 $2\pi/3$ 相位,并表现出明显的反常色散。随着 L_3 的减小,相位朝着短波长方向移动,且均稳定在 $2\pi/3$ 相位。

图 3(d)~(f)为改变腔 2 的折射率时对应的透射谱、群延迟时间及相位响应的变化图。如图 3(d)所示,当腔 2 的折射率从 1.45 增大到 1.65 时,相当于腔 2 MIM 结构的有效折射率,左、右透射峰和 PIA 窗口均向长波长方向移动,即发生红移。并且,PIA 窗口由靠近左透射峰的位置逐渐往右透射峰的位置靠近。在这个过程中,左峰的透射率依次增大,增大的幅度依次降低;而右峰的透射率却依次减小,且减小的幅度逐渐增强,透射强度从 60.5% 减小到 13.6% 。当腔 2 的折射率 $n_2 = 1.45$ 时,在波长约为 845 nm 的 PIA 窗口处,产生了一个群延迟时间约为 -0.24 ps 的负延迟,如图 3(e)所示。且在 PIA 窗口附近的左、右透射峰上有正常色散产生,相应的群延迟时间分别为 0.074 ps 和 0.047 ps 的正延迟。随着 n_2 的增大,色散越来越明显。随着 n_2 的增大,PIA 窗口左侧的透射峰的群延迟时间逐渐减小,在 $0.074 \sim 0.039$ ps 的正延迟范围内变化;而 PIA 右侧的透射峰的群延迟时间却依次明显增大,为波动范围为 $0.047 \sim 0.145$ ps 的正延迟。当腔 2 的折射率 $n_2 = 1.45$ 时,PIA 窗口的群延迟时间比较稳定,且适合应用于快光的相关研究中。图 3(f)为改变 n_2 时对应相位的变化情况。出现了一个明显的相位突变,对应于相位曲线上的 PIA 窗口,相位变化表现出明显的反常色散。

综合分析图 3 中改变腔 2 长度 L_3 以及折射率 n_2 所对应的左、右两个透射峰和 PIA 窗口透射率、波长、相位和时间延迟曲线的变化规律,可以看出:当改变结构参数使得 PIA 窗口往左/右透射峰靠近

时,对应的透射峰的透射率会下降,时间延迟变大;反之,透射峰的透射率会增加,时间延迟减少。以上结果可以为 SPPs 快光的应用提供理论支持。

为了检验该系统是否具有光开关效应,又在谐振器中引入了一个腔 3,形成一个三腔谐振器(TSR),如图 4(a)所示。腔 3 的宽仍为 L_2 ,高为 L_4 ,折射率为 n_3 ,中心在水平方向上与腔 1、腔 2 保持一致。通过引入腔 3,可以形成一个双 PIA 系统。腔 2 与腔 3 之间的耦合距离为 w_2 ,令 $L_4 = 440$ nm, $w_2 = 15$ nm, $n_3 = 1.45$,其他结构参数保持不变。利用 FDTD 对该系统进行仿真的结果如图 4(b)所示,黑色虚线和黑色实线分别表示 DSR 和 TSR 所对应的透射谱。图 4(c)~(g)分别对应特征波长 λ_A 到 λ_E 处的 H_z 分布图。当腔 1 直接受入射波激发时,由于近场耦合,腔 2 和腔 3 的相互作用也增强。根据图 4(d)和(f)可以看出,在 B 、 D 两个共振峰处,振动模式与图 2(d)中的相同。两种传播途径 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 和 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |2\rangle$ 的破坏性干扰发生在腔 1 中。因此,腔 1 被强烈地抑制,并且没有 SPPs 传输到 MIM 波导的输出端,导致 B 和 D 的传输为零。新引入的腔 3 不能被入射波直接激发,假设存在等离子体态 $|4\rangle$,可以形成新的传播路径 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |4\rangle$ 。透射峰 C 由两种传播途径 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 和 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |4\rangle \rightarrow |3\rangle$ 之间的破坏性干扰产生。如图 4(e)所示,状态 $|3\rangle$ 被抑制,而 SPPs 可以传输到波导的输出端,产生峰值 C 。

此外,比较图 2(b)和图 4(b),很容易发现,在没有引入腔 3 时,图 2 中的透射谱在 λ_A 、 λ_B 和 λ_C 波长分别对应于 PIA 窗口的波峰,波谷和波峰;引入腔 3 之后,图 4 中的透射光谱在 λ_B 、 λ_C 和 λ_D (对应于图 2 中的 λ_A 、 λ_B 和 λ_C) 分别对应于 PIA 窗口的波谷,波峰和波谷。显然,有无腔 3 时 PIA 窗口的两种状态正好是相反的,正好符合开关的特性。因此,可以说当有无腔 3 时,透射谱在 λ_B 、 λ_C 和 λ_D 有开关效应,即多 PIA 结构具有光开关的功能。为了便于观察该系统是否具有光开关效应,将图 4(b)中 有无腔 3 时在 B 、 C 和 D 处传输谱的透射率用二进制表示出来。假定当透射率大于 0.5 时,表示开关的开,在数字电路中用 1 表示;反之,表示开关的关,记为 0。表 1 分别记录了透射率、开关的开/关和有无腔体 3 时在 λ_B 、 λ_C 和 λ_D 处的二进制表示。显然,有无腔 3 时开关的两种状态是正好相反的。在这里,也可以在 λ_B 、 λ_C 和 λ_D 处用二进制数组(101)表示无腔 3 时的效果,用二进制数组(010)表示有腔 3 的效果,

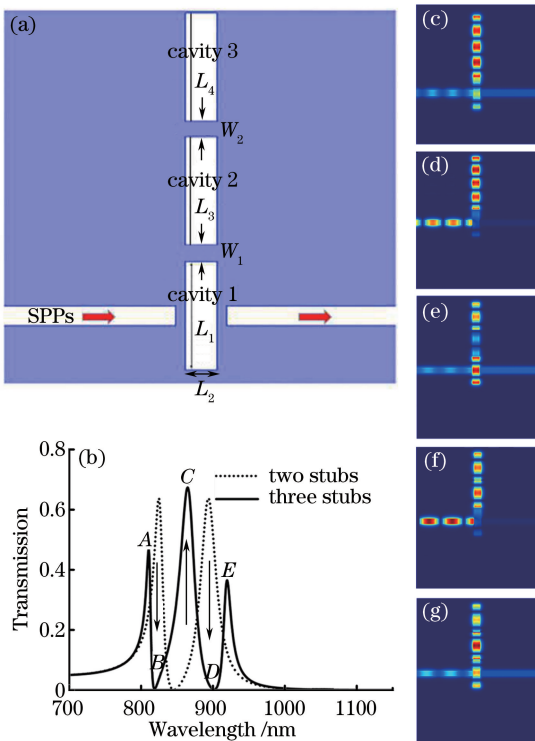


图 4 TSR 系统的传输特性。(a) TSR 系统的结构示意图；(b) DSR 和 TSR 系统的传输光谱图；(c)~(g) A~E 点的磁场分布图

Fig. 4 Transmission properties of TSR system. (a) Structure schematic of TSR system; (b) transmission spectra of DSR and TSR systems; (c)-(g) magnetic field distributions of the transmission peaks at A-E, respectively

表 1 PIA 的开关效应

Table 1 Switch effect of PIA

λ	Without cavity 3			With cavity 3		
	Trans- mission	On/ Off	Binary number	Trans- mission	On/ Off	Binary number
λ_B	0.638	On	1	0	Off	0
λ_C	0	Off	0	0.673	On	1
λ_D	0.638	On	1	0	Off	0

正如表 1 所观察的那样。以上结果在 SPPs 光开关器件中具有一定的应用价值。

4 结 论

基于短腔耦合共振系统,提出了由两个矩形短腔垂直耦合组成的多腔耦合共振系统,并通过 FDTD 方法对其传输特性和光开关应用进行了仿真分析。研究发现,在两个短腔系统中,腔 1 在与 MIM 波导以及腔 2 耦合时,两腔模式之间的相互作用导致了腔 1 的弱激励和腔 2 的强激励,且腔 1 受到了 MIM 波导和腔 2 的双重抑制,从而形成了一

个零传输。两离散腔模式之间的干涉使所提出的结构中产生了完美 PIA 效应。详细研究了腔长和折射率变化对透射光谱的影响,优化了开关功能的结构参数。可以通过增加一个矩形腔 3 形成双 PIA 系统,从而形成两个 PIA 窗口。有无腔 3 时的两种状态是正好相反的,明显符合光开关的特性。此外,还研究了相应的群延迟时间以及相位响应特性。通过分析 PIA 窗口的群延迟时间以及相位响应,发现了基于相位响应产生的反常色散效应,该效应可以用于研究 SPPs 快光传输。

参 考 文 献

- [1] Ozbay E. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions [J]. *Science*, 2006, 311(5758): 189-193.
- [2] Li F M, Wang D L, She Y C, *et al.* Controlling optical storage in semiconductor quantum dot electromagnetically induced transparency by phonon-assisted transition [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(8): 082701.
黎方名, 王登龙, 余彦超, 等. 利用声子辅助跃迁调控半导体量子点电磁感应透明的光存储[J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(8): 082701.
- [3] Hutter E, Fendler J H. Exploitation of localized surface plasmon resonance [J]. *Advanced materials*, 2010, 16(19): 1685-1706.
- [4] Shan H Y, Zu S, Fang Z Y. Research progress in ultrafast dynamics of plasmonic hot electrons [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(3): 030002.
单杭永, 祖帅, 方哲宇. 表面等离激元热电子超快动力学研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(3): 030002.
- [5] Fang Z Y, Cai J, Yan Z B, *et al.* Removing a wedge from a metallic nanodisk reveals a fano resonance [J]. *Nano Letters*, 2011, 11(10): 4475-4479.
- [6] Zu S, Bao Y J, Fang Z Y. Planar plasmonic chiral nanostructures [J]. *Nanoscale*, 2016, 8(7): 3900-3905.
- [7] Li H J, Wang L L, Liu J Q, *et al.* Investigation of the graphene based planar plasmonic filters [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(21): 211104.
- [8] Wu T S, Liu Y M, Yu Z Y, *et al.* The sensing characteristics of plasmonic waveguide with a ring resonator [J]. *Optics Express*, 2014, 22(7): 7669-7677.
- [9] Lu H, Liu X M, Mao D, *et al.* Plasmonic

- nanosensor based on Fano resonance in waveguide-coupled resonators [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(18): 3780-3782.
- [10] Liu J G, Kai G Y, Xue L F, *et al.* A all-optical switching based on highly nonlinear photonic crystal fiber Sagnac loop mirror [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, 56(2): 941-945.
刘建国, 开桂云, 薛力芳, 等. 基于高非线性光子晶体光纤 Sagnac 环形镜的全光开关 [J]. *物理学报*, 2007, 56(2): 941-945.
- [11] Lin R, Qian W C, Shang Y P, *et al.* Dual-channel all-optical switch based on plasmonic demultiplexer structure [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(2): 022401.
林蓉, 钱文超, 商云鹏, 等. 基于表面等离激元解复用器结构的双通道全光开关 [J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(2): 022401.
- [12] Wu Y D. High transmission efficiency wavelength division multiplexer based on metal-insulator-metal plasmonic waveguides [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2014, 32(24): 4844-4848.
- [13] Harris S E, Field J E, Imamoglu A. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency [J]. *Physical Review Letters*, 1990, 64(10): 1107-1110.
- [14] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E. Observation of electromagnetically induced transparency [J]. *Physical Review Letters*, 1991, 66(20): 2593-2596.
- [15] Du Y J, Yang Z Y, Xie X T, *et al.* Influence of higher nonlinearity to optical solitons in electromagnetically induced transparency medium [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(2): 0227002.
杜英杰, 杨战营, 谢小涛, 等. 电磁感应透明的高阶非线性效应对光孤子的影响 [J]. *光学学报*, 2015, 35(2): 0227002.
- [16] Zhang S, Genov D A, Wang Y, *et al.* Plasmon-induced transparency in metamaterials [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(4): 047401.
- [17] Ma P P, Zhang J, Liu H H, *et al.* Plasmon induced transparency in the trimer of gold nanorods [J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(21): 217801.
马平平, 张杰, 刘焕焕, 等. 金纳米棒三聚体中的等离激元诱导透明 [J]. *物理学报*, 2016, 65(21): 217801.
- [18] Artar A, Yanik A A, Altug H. Multispectral plasmon induced transparency in coupled meta-atoms [J]. *Nano Letters*, 2011, 11(4): 1685-1689.
- [19] Chen J X, Wang P, Chen C C, *et al.* Plasmonic EIT-like switching in bright-dark-bright plasmon resonators [J]. *Optics Express*, 2011, 19(7): 5970-5978.
- [20] Zhu B Q, Tsang H K. High coupling efficiency silicon waveguide to metal-insulator-metal waveguide mode converter [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2016, 34(10): 2467-2472.
- [21] Galvez F, del Valle J, Gomez A, *et al.* Plasmonic nanodevice with magnetic functionalities: fabrication and characterization [J]. *Optical Materials Express*, 2016, 6(10): 3086-3096.
- [22] Chen Z, Chen J J, Yu L, *et al.* Sharp trapped resonances by exciting the anti-symmetric waveguide mode in a metal-insulator-metal resonator [J]. *Plasmonics*, 2015, 10(1): 131-137.
- [23] Qi J W, Chen Z Q, Chen J, *et al.* Independently tunable double Fano resonances in asymmetric MIM waveguide structure [J]. *Optics Express*, 2014, 22(12): 14688-14695.
- [24] Li B X, Li H J, Zeng L L, *et al.* High-sensitivity sensing based on plasmon-induced transparency [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2015, 7(5): 1-7.
- [25] Yao M, Zhu K D, Yuan X Z, *et al.* Phonon mediated electromagnetically induced transparency and ultraslow light in strongly coupled exciton-phonon systems [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, 55(4): 1769-1773.
姚鸣, 朱卡的, 袁晓忠, 等. 声子辅助的电磁感应透明和超慢光效应的研究 [J]. *物理学报*, 2006, 55(4): 1769-1773.
- [26] Shen X R. Theory study on surface plasmon-induced transparency and slow light effect in MIM waveguides [D]. Wuxi: Jiangnan University, 2017.
申新茹. 几种 MIM 波导结构中的表面等离激元诱导透明及慢光效应的理论研究 [D]. 无锡: 江南大学, 2017.
- [27] Chen C Y, Un I W, Tai N H, *et al.* Asymmetric coupling between subradiant and superradiant plasmonic resonances and its enhanced sensing performance [J]. *Optics Express*, 2009, 17(17): 15372-15380.
- [28] Liu G D, Zhai X, Wang L L, *et al.* Actively tunable Fano resonance based on a T-shaped graphene nanodimer [J]. *Plasmonics*, 2016, 11(2): 381-387.
- [29] Lin Q, Zhai X, Wang L L, *et al.* A novel design of plasmon-induced absorption sensor [J]. *Applied Physics Express*, 2016, 9(6): 062002.
- [30] Wen K H, Hu Y H, Zhou J Y, *et al.* Plasmonic-

- induced absorption in an end-coupled metal-insulator-metal resonator structure [J]. *Optical Materials Express*, 2017, 7(2): 433-443.
- [31] Li H J, Zhai X, Wang L L. Realizing controlled plasmonically induced reflection in metal-insulator-metal plasmonic waveguide-resonator coupling systems[J]. *Applied Physics Express*, 2015, 8(9): 092201.
- [32] Zand I, Mahigir A, Pakizeh T, *et al.* Selective-mode optical nanofilters based on plasmonic complementary split-ring resonators [J]. *Optics Express*, 2012, 20(7): 7516-7525.
- [33] Chen Z, Song X K, Jiao R Z, *et al.* Tunable electromagnetically induced transparency in plasmonic system and its application in nanosensor and spectral splitting[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2015, 7(6): 4801408.
- [34] Cheng H, Chen S Q, Yu P, *et al.* Dynamically tunable plasmonically induced transparency in periodically patterned graphene nanostrips [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(20): 203112.
- [35] Yang S L, Yu D M, Liu G D, *et al.* Perfect plasmon-induced absorption and its application for multi-switching in simple plasmonic system [J]. *Plasmonics*, 2018, 13(3): 1015-1020.
- [36] Neo Y, Matsumoto T, Watanabe T, *et al.* Transformation from plasmon-induced transparency to -induced absorption through the control of coupling strength in metal-insulator-metal structure [J]. *Optics Express*, 2016, 24(23): 26201-26208.
- [37] Hu J F, Liu J, Liu B, *et al.* Plasmon-induced absorption and its applications for fast light and sensing based on double-stub resonators [J]. *Optik*, 2018, 159: 254-260.