

引用格式: WANG Bo-yun, CHENG Jia-bao, ZHU Yue-hong, *et al.* Plasmon Induced Transparency Effect Based on Two Stub Cavities Side-coupled Waveguide[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, **49**(2):0227002

王波云,程加宝,朱月红,等. 基于双矩形腔边耦合波导的等离子体诱导透明效应[J].光子学报,2020,**49**(2):0227002

基于双矩形腔边耦合波导的等离子体诱导透明效应

王波云^{1,2},程加宝¹,朱月红¹,令永红²,曾庆栋¹,熊良斌¹,杜君¹,
王涛²,余华清¹

(1 湖北工程学院 物理与电子信息工程学院,湖北 孝感 432000)

(2 华中科技大学 武汉光电国家研究中心,武汉 430074)

摘 要:为了降低功耗、实现超快速响应,设计了一种基于双矩形腔边耦合等离子体波导系统,并研究了其等离子体诱导透明效应.采用光学 Kerr 效应超快调控石墨烯-Ag 复合材料波导结构,实现 1 ps 量级的超快响应时间.动态调控等离子体波导的传输相移,当泵浦光强为 5.83 MW/cm² 时,等离子体诱导透明系统能够实现透射光谱 π 相移,这是因为基于石墨烯-Ag 复合材料结构等离子体波导具有大的等效光学 Kerr 非线性系数,表面等离子体激元局域光场和等离子体诱导透明效应慢光对光学 Kerr 效应产生了协同增强作用,大大降低了系统获得透射光谱 π 相移的泵浦光强.等离子体诱导透明效应透明窗口的可调谐带宽为 40 nm,系统的群延时控制在 0.15 ps 到 0.85 ps 之间,并且光波通过间接耦合或者相位耦合机制实现了等离子体诱导透明效应相移倍增效应.耦合模式理论计算结果很好地吻合了时域有限差分法仿真模拟结果,研究结果对于低功耗、超快速非线性响应和紧凑型光子器件的设计和制作具有一定的参考意义.

关键词:等离子体波导;等离子体诱导透明;时域有限差分;石墨烯;光学 Kerr 效应;矩形腔

中图分类号:TN256

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20204902.0227002

Plasmon Induced Transparency Effect Based on Two Stub Cavities Side-coupled Waveguide

WANG Bo-yun^{1,2}, CHENG Jia-bao¹, ZHU Yue-hong¹, LING Yong-hong², ZENG Qing-dong¹,
XIONG Liang-bin¹, DU Jun¹, WANG Tao², YU Hua-qing¹

(1 School of Physics and Electronic-information Engineering, Hubei Engineering University, Xiaogan, Hubei 432000, China)

(2 Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: In order to reduce the power and realize ultrafast response time, a plasmonic waveguide system based on two stub cavities side-coupled is designed, and a plasmon induced transparency effect is investigated. The plasmonic waveguide based on graphene-Ag composite material structures is tuned by the optical Kerr effect. An ultrafast response time of the order of 1 ps is reached. With dynamically tuning the propagation phase of the plasmonic waveguide, π -phase shift of the transmission spectrum in the

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 11647122, 61705064),湖北省自然科学基金(Nos. 2018CFB672, 2018CFB773)

第一作者:王波云(1985-),男,讲师,博士,主要研究方向为表面等离子体激元、石墨烯、超材料和超表面理论及应用. Email: wangboyun913@126.com

通讯作者:余华清(1971-),男,教授,博士,主要研究方向为微纳光子学及生物光子学. Email: yuhuaqing@126.com

收稿日期:2019-10-30;录用日期:2019-12-04

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

plasmon induced transparency system is achieved under excitation of a pump light with an intensity as low as 5.83 MW/cm^2 . The pump light intensity is reduced by adopting graphene-Ag composite material structures. The reason is that the optical Kerr effect is enhanced by the local electromagnetic field of surface plasmon polaritons, the slow light of the plasmon induced transparency effect and the plasmonic waveguide based on graphene-Ag composite material structures with giant effective Kerr nonlinear coefficient. The tunable bandwidth of about 40 nm is obtained. The group delay is controlled between 0.15 ps and 0.85 ps. Moreover, for the indirect coupling between two stub cavities or the phase coupling scheme, the phase shift multiplication effect of the plasmon induced transparency effect is found. The theoretical results are in good agreement with finite difference time domain simulations. Research results are of reference significance in design and fabrication of nanoscale integration plasmonic photonic devices with low power consumption and ultrafast nonlinear responses.

Key words: Plasmonic waveguide; Plasmon induced transparency; Finite difference time domain; Graphene; Optical Kerr effect; Stub nanocavities

OCIS Codes: 270.5585; 230.3120; 230.5750; 230.7370; 240.6680; 250.5403

0 引言

电磁诱导透明(Electromagnetically Induced Transparency, EIT)效应是光与物质相互作用中电磁场与原子能级系统之间产生的一种量子干涉效应,这种量子干涉效应改变了媒质的光学响应,以致在共振激发频率处,光波的吸收和折射均被消除^[1].在二能级原子系统中,当相干探测场与物质原子的一对跃迁能级相互作用时,物质会在共振激发频率处对入射光场有较大的吸收.在三能级原子系统中,如果在跃迁能级与另外的原子能级之间加入一个较强的耦合场,当耦合场和原探测场满足一定的条件时,在透射光谱中会形成一个透明尖峰^[2-3].但是,产生 EIT 效应需要超大型装置和低温环境等条件,不适合应用在集成芯片上.另外,EIT 效应窄的透明窗口和原子系统本身的复杂性也限制了它的实际应用.

为了更好地利用 EIT 效应,研究人员提出了等离子体诱导透明(Plasmon Induced Transparency, PIT)效应,类似于原子系统中的 EIT 效应,相干激光场驱动干涉效应,不同光学路径的光波模式之间的相干干涉作用导致 PIT 效应^[4].PIT 效应是类 EIT 效应与等离子体相结合的产物,因此其兼具二者的优点,除了具有类 EIT 效应的可在室温下连续操作、易于芯片集成、光谱变化陡峭、可诱导产生慢光等优点外,基于 PIT 效应的光子器件的尺寸可达到亚波长量级,并且结合表面等离子体激元(Surface Plasmon Polaritons, SPPs)强的局域光场增强特性,可增强结构中的光学非线性效应,因此具有非常广阔的应用前景.当前,实现 PIT 效应的基本结构主要有:纳米腔耦合等离子体波导结构^[4]、超材料结构^[5-9]、光栅结构^[10]、石墨烯结构^[11-15]等,并且在太赫兹波段 PIT 效应获得了实验验证^[16].

早在 2006 年,康奈尔大学的 XU Q 等利用硅基双微环耦合波导结构在实验上实现了类 EIT 效应,他们采用热效应调制机制,利用频率和相位失谐量调谐的方式实现了类 EIT 效应相位和慢光的动态可调谐机制^[17],并且研究了静态器件系统中类 EIT 效应相位和慢光的动态连续可调谐机理,打破了静态器件系统的延迟-带宽积的限制^[18-19].但是,采用的热效应调谐速度太慢(响应时间为微秒量级),不能满足光子器件超快速调谐的需求.另外,硅基双微环耦合波导结构的器件尺寸太大,不能满足纳米量级尺寸和紧凑型光子器件集成的应用需要.

为了实现低功耗、超快速、纳米量级尺寸和动态可调谐的 PIT 效应,本文研究了一种基于双矩形腔边耦合波导的 PIT 效应.通过动态调控 SPPs 波导的传输相移,当泵浦光强为 5.83 MW/cm^2 时,双腔边耦合波导系统能够实现 PIT 效应透射光谱 π 相移.采用的石墨烯结构具有 1 ps 量级的超快响应时间.类似于量子系统中的 EIT 效应,PIT 系统在强色散域中能够实现诱导透明尖峰和慢光,并且 PIT 系统的群延时控制在 0.15 ps 到 0.85 ps 之间,可实现一种低功耗、超快速和动态可调谐的 PIT 效应,并且该双矩形腔边耦合波导结构具有很好的慢光特性.

1 模型设计与理论分析

1.1 PIT 系统模型的设计与分析

PIT 系统模型结构主要包括金属-电介质-金属等离子体波导和两个不对称的边耦合纳米矩形腔.在 PIT

系统中, 金属包层为 Ag, 双腔之间的电介质为石墨烯-空气, 采用基于石墨烯-Ag 复合材料 SPPs 波导结构能够增强光学 Kerr 效应. Ag 设置在 SiO₂ 衬底之上, Ag 的厚度为 300 nm, U 型等离子体波导的深度为 150 nm. SPPs 波导、腔 1 和腔 2 的宽度均为 50 nm, 腔 1 和腔 2 的长度分别为 200 nm 和 180 nm, 双腔设置在 SPPs 波导的两边, 双腔间距 L 为 280 nm, 双腔之间的石墨烯的长度也为 280 nm, 并且本文采用的是单层石墨烯. 两腔不对称设置, 使两腔的共振波长失谐, 有利于 PIT 效应的产生. 当横磁偏振光注入并耦合进 SPPs 波导中时, 在 Ag-空气界面处激发并形成 SPPs 波, SPPs 波被限制在等离子体波导中向前传输, 当 SPPs 波通过腔-波导之间的耦合接口时, 由于近场耦合作用, SPPs 波耦合进入矩形腔中. 基于石墨烯-Ag 复合材料结构双矩形腔边耦合等离子体波导系统结构示意图如图 1 所示.

实验制作方案为: 用等离子体增强化学气相沉积技术的溅射系统沉积金属 Ag, 然后进行金属 Ag 的刻蚀工艺, 在 SiO₂ 衬底上形成 U 型等离子体波导和双矩形腔. 采用的 Kerr 非线性材料为石墨烯, 利用化学气相沉积法在铜衬底上生长石墨烯膜^[20-21], 然后用干法转移工艺, 将石墨烯转移到 PIT 系统结构上^[21], 接着用纳米石墨烯图形化设计和感应耦合等离子体刻蚀技术^[21], 将覆盖于两腔之间等离子体波导以外区域的石墨烯刻蚀掉, 最终石墨烯只存在于两腔之间的等离子体波导之上, 如图 1 所示.

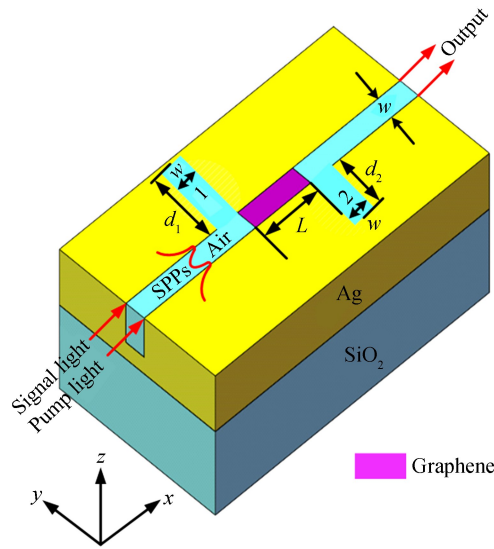


图 1 双矩形腔边耦合等离子体波导系统结构示意图

Fig.1 Schematic of two stub cavities side-coupled to a plasmonic waveguide system

图 2 显示了实现 PIT 效应的原理示意图, 采用瞬时耦合模式理论分析系统的动态透射光谱特性, 波导中的光波传输损耗和耦合损耗可以忽略不计. 对于时谐场 $e^{-j\omega t}$, 腔模式振幅 a_i ($i = 1, 2$) 的动态方程为^[22]

$$\frac{da_1}{dt} = (-j\omega_1 - \kappa_{\text{int},1} - \kappa_{c,1})a_1 + \sqrt{\kappa_{c,1}}f_{+,in}^{(1)} + \sqrt{\kappa_{c,1}}f_{-,in}^{(1)} - j\mu_{12}a_2 \quad (1)$$

$$\frac{da_2}{dt} = (-j\omega_2 - \kappa_{\text{int},2} - \kappa_{c,2})a_2 + \sqrt{\kappa_{c,2}}f_{+,in}^{(2)} + \sqrt{\kappa_{c,2}}f_{-,in}^{(2)} - j\mu_{21}a_1 \quad (2)$$

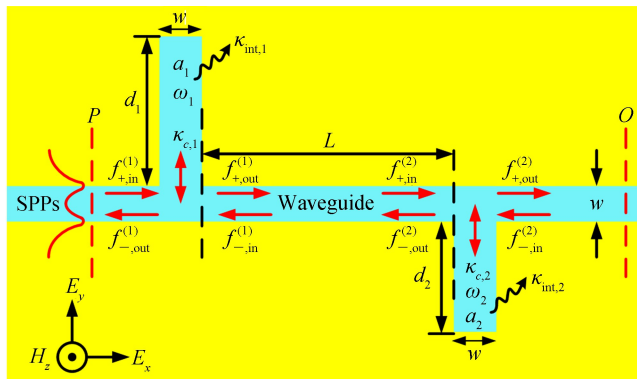


图 2 PIT 效应的实现原理示意图

Fig.2 Schematic diagram of realizing principle of the PIT effect

式中, $a_{1,2}$ 为两个腔的模式振幅; $f_{p,\text{in}}^{(i)}$ 和 $f_{p,\text{out}}^{(i)}$ ($i=1,2$) 分别为输入和输出光波的波导模式振幅, 下标 $p=\pm$ 表示波导模式的两个传输方向; $\omega_{1,2}$ 为两个腔的本征谐振频率; $\kappa_{\text{int},i}$ 为本征衰减率, 其与对应的本征品质因子 $Q_{\text{int},i}$ 的关系为 $\kappa_{\text{int},i}=1/\tau_{\text{int},i}=\omega_i/(2Q_{\text{int},i})$; $\kappa_{c,i}$ 为腔-波导之间的耦合衰减率, 其与对应的耦合品质因子 $Q_{c,i}$ 的关系为 $\kappa_{c,i}=1/\tau_{c,i}=\omega_i/(2Q_{c,i})$ ($i=1,2$); μ_{12} 和 μ_{21} 分别为两腔谐振模式之间的耦合系数, $\mu_{12}=\omega_2/(2Q_c)$, $\mu_{21}=\omega_1/(2Q_c)$, Q_c 为两个矩形腔直接耦合相关的品质因子.

根据能量守恒定律, 波导中传输波振幅满足关系式

$$f_{-, \text{in}}^{(1)} = f_{-, \text{out}}^{(2)} e^{j\phi/2} \quad (3)$$

$$f_{+, \text{in}}^{(2)} = f_{+, \text{out}}^{(1)} e^{j\phi/2} \quad (4)$$

$$f_{+, \text{out}}^{(1)} = f_{+, \text{in}}^{(1)} - \sqrt{\kappa_{c,1}} a_1 \quad (5)$$

$$f_{-, \text{out}}^{(1)} = f_{-, \text{in}}^{(1)} - \sqrt{\kappa_{c,1}} a_1 \quad (6)$$

$$f_{+, \text{out}}^{(2)} = f_{+, \text{in}}^{(2)} - \sqrt{\kappa_{c,2}} a_2 \quad (7)$$

$$f_{-, \text{out}}^{(2)} = f_{-, \text{in}}^{(2)} - \sqrt{\kappa_{c,2}} a_2 \quad (8)$$

式中, $\phi=2m\pi+2\Delta\phi$ (m 为整数), 表示双腔的往返相位差; $\Delta\phi=\Delta\phi_1+\Delta\phi_2$, 为两腔之间的单程相移; $\Delta\phi_1$ 为静态条件下满足等离子体波导色散方程的相位差, $\Delta\phi_2$ 为动态可调谐条件下石墨烯-Ag 复合材料结构区域光学 Kerr 效应调制导致的波导信号光相移. 当两腔之间的往返相位差为 $2m\pi$ 时, 出射光波的振幅是相同的, 因此, 在计算两腔之间的往返相位差 ϕ 时, 只需考虑 $\Delta\phi$.

为了简化模型, 假设 $f_{-, \text{in}}^{(2)}=0$, PIT 系统输出透射系数为

$$t = \frac{f_{+, \text{out}}^{(2)}}{f_{+, \text{in}}^{(1)}} = e^{j\phi/2} + \left(\alpha_1 \frac{1}{\tau_{c,2}} + \alpha_2 \frac{1}{\tau_{c,1}} + \beta_2 \sqrt{\frac{1}{\tau_{c,1}\tau_{c,2}}} e^{j\phi/2} + \beta_1 \sqrt{\frac{1}{\tau_{c,1}\tau_{c,2}}} e^{-j\phi/2} \right) (\alpha_1\alpha_2 - \beta_1\beta_2)^{-1} e^{j\phi/2} \quad (9)$$

式中, $\alpha_1 = j\omega - j\omega_1 - 1/\tau_{\text{int},1} - 1/\tau_{c,1}$, $\alpha_2 = j\omega - j\omega_2 - 1/\tau_{\text{int},2} - 1/\tau_{c,2}$, $\beta_1 = e^{j\phi/2} (\tau_{c,1}\tau_{c,2})^{-1/2} + j\mu_{21}$, $\beta_2 = e^{j\phi/2} (\tau_{c,1}\tau_{c,2})^{-1/2} + j\mu_{12}$.

输出光谱透射率 $T(\omega)$ 、PIT 效应透射光谱相移 $\varphi(\omega)$ 和系统群延时 τ_g 分别为 $T(\omega) = |t|^2$ 、 $\varphi(\omega) = \arg(t)$ 和 $\tau_g = \partial\varphi(\omega)/\partial\omega$.

1.2 等离子体波导色散

在静态条件下, 由于等离子体波导色散效应, 两腔之间的相位差 $\Delta\phi_1$ 为^[4]

$$\Delta\phi_1 = \frac{\omega_s \text{Re}(n_{\text{eff}}) L}{c} \quad (10)$$

式中, ω_s 为输入信号光的频率, L 为双腔间距, c 为真空中的光速, n_{eff} 为满足等离子体波导色散方程的有效折射率. 等离子体波导色散方程为

$$\epsilon_m \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \epsilon_d} \tanh\left(\frac{\omega\pi \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \epsilon_d}}{\lambda}\right) + \quad (11)$$

$$\epsilon_d \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \epsilon_m} = 0$$

式中, ϵ_m 和 ϵ_d 分别为金属 Ag 和电介质波导的介电常数, 等离子体波导宽度 $\omega=50$ nm, 金属包层的相对介电常数为 $\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty - \omega_p^2/(\omega^2 + j\omega\gamma)$, 这里, ϵ_∞ 为无穷大频率处的介电常数, γ 和 ω_p 分别为自由电子振荡频率和 bulk 等离子体频率^[23]. 在等离子体波导结构中, Ag 的相关参数为 $\epsilon_\infty=3.7$, $\omega_p=9.1$ eV 和 $\gamma=0.018$ eV; 空气的介电常数为 $\epsilon_d=1$. 通过求解等离子体波导色散方程式(11), 得到有效折射率的实部如图 3 所示.

图 3 显示了满足等离子体波导色散方程的有效折射率和静态条件下的相移随波长的变化关系. 黑点表示在波长 781 nm 处, 静态条件下满足等离子体波导色散关系的相移为 π . 由图可知, 在近红外区域, 有效折射率的实部和静态条件下的相移都随波长的增加而减小, 另外, 随着波长的增加, 相移呈现出饱和趋势. 当波

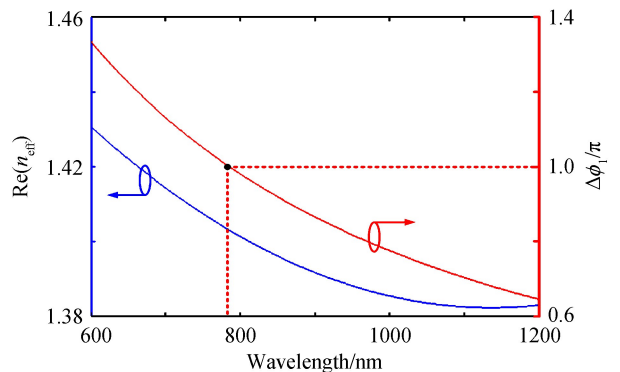


图 3 满足等离子体波导色散方程的有效折射率曲线和相移曲线, 等离子体波导宽度 $\omega=50$ nm
Fig.3 The effective refractive index and phase shifts which satisfy the dispersion equation in the plasmonic waveguide with plasma waveguide width of $\omega=50$ nm

长增加到 781 nm 时, 通过等离子体波导的 SPPs 波可以获得 π 相移, 当 $\lambda = 2[\text{Re}(n_{\text{eff}})]L$ 时, $\Delta\phi_1$ 为 π . 当双腔间距为 280 nm 时, SPPs 波获得 π 相移的最佳波长为 781 nm.

1.3 光学 Kerr 效应调制与 Q 值

为了实现低功耗、超快速和动态可调谐的 PIT 效应, 采用基于石墨烯-Ag 复合材料的 SPPs 波导结构, 该结构具有大的等效光学 Kerr 非线性系数, 并且 SPPs 局域光场对光学 Kerr 效应具有大的增强特性, 因此能够有效降低可调谐 PIT 效应的功耗. 另外, 石墨烯的超快响应时间为 1 ps 量级, 能够实现 PIT 效应的超快速响应.

光学 Kerr 效应诱导的等离子体波导有效折射率的变化量为^[24]

$$\Delta n_{\text{Kerr}} = n_{2\text{eff}} I \quad (12)$$

式中, $n_{2\text{eff}}$ 为有效 Kerr 非线性系数, I 为泵浦光强. 石墨烯的有效折射率 n 为

$$n = n_0 + n_2 I \quad (13)$$

式中, n_0 为石墨烯的有效线性折射率, $n_0 = 2.4$; n_2 为 Kerr 非线性系数, $n_{2\text{eff}} \approx n_2 = -1.2 \times 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{W}$. 在动态调谐的条件下, 当泵浦光作用于基于石墨烯-Ag 复合材料结构 SPPs 波导调制区域时, 由于光学 Kerr 效应的调制作用, 等离子体波导有效折射率的变化导致波导信号光相移为

$$\Delta\phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_s} \Delta n_{\text{eff}} L \quad (14)$$

式中, $\Delta n_{\text{eff}} \approx \Delta n_{\text{Kerr}}$, λ_s 为输入信号光的波长.

由数值计算可得, 当泵浦光强分别为 $5.83 \text{ MW}/\text{cm}^2$ 和 $11.66 \text{ MW}/\text{cm}^2$ 时, 对应的诱导信号光相移分别为 0.5π 和 π . 相比于其他研究结果, 本文得到的诱导信号光 0.5π 相移需要的泵浦光强明显下降, 这是因为基于石墨烯-Ag 复合材料结构具有大的等效 Kerr 非线性系数, 以及 SPPs 局域光场和 PIT 效应慢光对光学 Kerr 效应产生了大的协同增强作用.

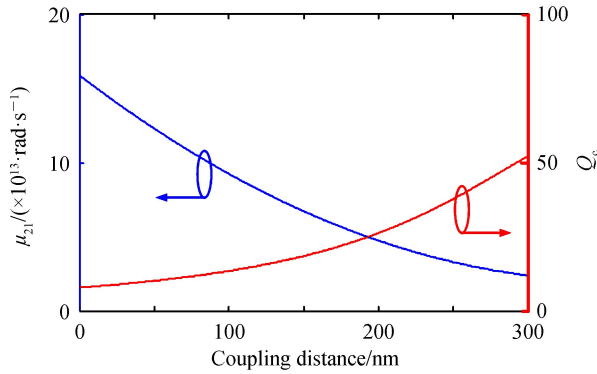


图 4 耦合系数和耦合 Q 值随双腔间距的变化

Fig.4 The coupling coefficient and the coupling quality factor versus the coupling distance L

边耦合腔的总品质因子为 $Q_t = \lambda_0 / \Delta\lambda$, λ_0 为反射谱的峰值波长, $\Delta\lambda$ 为反射谱的半高宽. 在 $Q_{\text{int}} \gg Q_c$ 的条件下, 本征 Q 值为 $Q_{\text{int}} = Q_c Q_t / (Q_c - Q_t)$. 采用时域有限差分 (Finite Difference Time Domain, FDTD) 法仿真确定品质因子的数值^[25-26], 仿真的时间精度为 3 000 fs, 采用完美匹配层边界条件吸收输出光波, 时间和空间步长分别设置为 $\Delta x = \Delta y = 2 \text{ nm}$ 和 $\Delta t = \Delta x / 2c$, 输入信号光的波长为 781 nm, 泵浦光的工作波长为 830 nm. FDTD 仿真得到 Q_t 为 37. 由图 4 可知, 当双腔间距为 280 nm 时, 耦合系数 μ_{21} 为 $2.685 \times 10^{13} \text{ rad/s}$, 对应的耦合品质因子 Q_c 为 46, 因此可以得到本征品质因子 Q_{int} 为 185. 模拟仿真得到腔 1 和腔 2 的谐振波长分别为 761 nm 和 801 nm, 透明波长为 781 nm. 对于等离子体波导色散, 当 $\Delta\phi_1$ 为 π 和双腔间距为 280 nm 时, 输出光的波长为 781 nm, 这很好地吻合了 FDTD 仿真模拟的结果.

2 仿真结果与讨论

图 5 仿真了 PIT 效应归一化透射光谱、对应的透射光谱相移和群延时随泵浦光强 ($0 \sim 11.66 \text{ MW}/\text{cm}^2$) 或者双腔相位差 ($\pi \sim 0$) 的变化关系. 采用耦合模式动态方程和 FDTD 仿真分析 PIT 效应的透射光谱, 理论

计算结果很好地吻合了 FDTD 仿真结果.图 5(a)(i)和 5(a)(v)表明,当双腔的往返相位差调谐了 π 时,PIT 效应在透明波长处的透射率是一样的,但是,系统获得的是不对称的 PIT 效应透明峰,这是因为两矩形腔之间的直接耦合作用导致了不对称的 PIT 效应透射光谱.由图 5(b)(i)到 5(b)(v)可知,由于光学 Kerr 效应导致了等离子体波导有效折射率的减小,PIT 效应透射光谱相移变化了 2π .当两腔之间的往返相位差为 $2m\pi$ 时,会导致 Fabry-Perot 谐振,双腔之间满足强耦合干涉条件,因此,能够得到 PIT 效应在透明波长处的最大群延时值,如图 5(c)(i)和 5(c)(v)所示.PIT 效应大的群延时是透明窗口强色散效应导致的,大的群延时特性表明光波会花费更多的时间在两腔之间谐振.

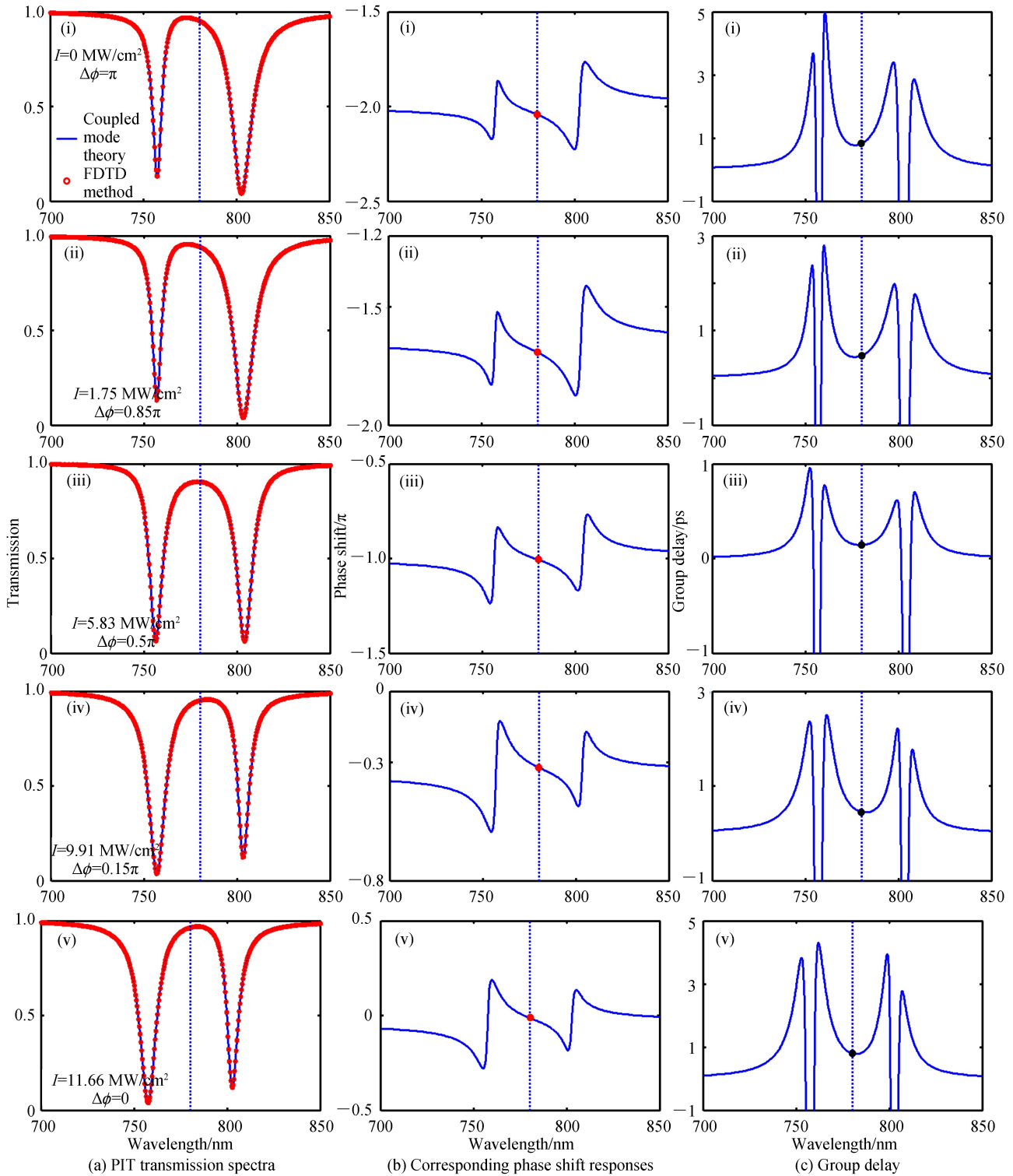


图 5 PIT 效应仿真分析
Fig.5 PIT simulation analysis

当 $\Delta\phi \in [\pi, 0.5\pi]$ 时, PIT 效应透明窗口红移, 透射强度峰值减小, 如图 5(a)(i)到 5(a)(iii)所示; 当 $\Delta\phi \in [0.5\pi, 0]$ 时, PIT 效应透明窗口红移, 透射强度峰值增加, 如图 5(a)(iii)到 5(a)(v)所示. 在图 5(a)(ii)和 5(a)(iv)中, 由于两腔之间的往返相位差不为 $2m\pi$, 双腔之间不满足耦合干涉条件, 并且两矩形腔之间存在直接耦合作用, 这将导致不对称的 PIT 效应透射光谱和群延时谱, 但是, 在透明波长处的群延时值是相同的, 如图 5(c)(ii)和 5(c)(iv)所示.

当 $\Delta\phi = 0.5\pi$ 时, 由于双腔之间满足弱耦合干涉条件, 双腔之间的耦合干涉强度最弱, 在透明波长处光波产生了相干相消, PIT 效应透射光谱的透明峰值表现为最小值, 如图 5(a)(iii)所示. 因此, PIT 效应在透明波长处出现了最小群延时值, 如图 5(c)(iii)所示. 特别地, 在 PIT 效应透明波长 781 nm 处, 透射光谱相移值分别为 $-2.04\pi, -1.70\pi, -\pi, -0.33\pi$ 和 -0.04π , 如图 5(b)(i)到 5(b)(v)所示; 群延时值分别为 0.85 ps、0.46 ps、0.15 ps、0.46 ps 和 0.85 ps, 如图 5(c)(i)到 5(c)(v)所示.

图 6 通过 FDTD 仿真模拟了谐振波长处的 $|H_z|^2$ 磁场分布. 图 6(a)为腔 1 的谐振波长 761 nm 的磁场分布; 图 6(b)为 PIT 效应透明波长 781 nm 的磁场分布, 对应的 PIT 效应透射光谱如图 5(a)(v)所示; 图 6(c)为腔 2 的谐振波长 801 nm 的磁场分布. 由图 6 可知, 光波在两矩形腔之间存在 Fabry-Perot 谐振, 提出的结构系统能够形成很好的 PIT 效应.

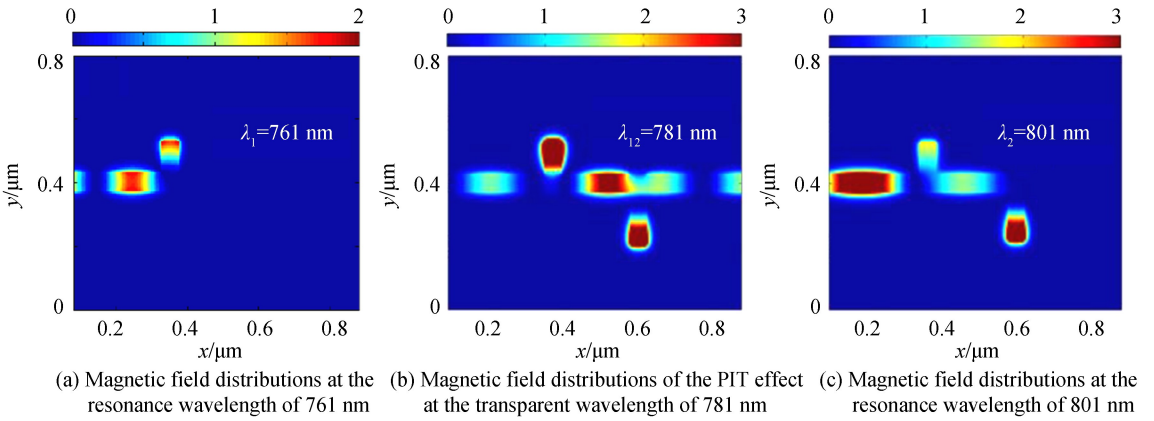


图 6 谐振波长处的 $|H_z|^2$ 磁场分布
Fig.6 Magnetic field distributions of $|H_z|^2$ at the resonance wavelength

图 7 显示了在透明波长 781 nm 处, 波导信号光相移与 PIT 效应透射光谱相移之间的关系. 可知当波导信号光相移为 0.5π 时, PIT 效应透射光谱相移为 $-\pi$. 表明当等离子体波导的传输相位调谐 0.5π 相移时, PIT 效应透射光谱获得 π 相移. 因此, 在双矩形腔边耦合波导系统中发现了 PIT 效应相移倍增效应. 利用 PIT 效应相移倍增效应, 泵浦光使波导传输相位变化 0.5π 时, 系统能够获得 PIT 效应透射光谱 π 相移, 所以能够有效降低系统获得 π 相移的泵浦光强.

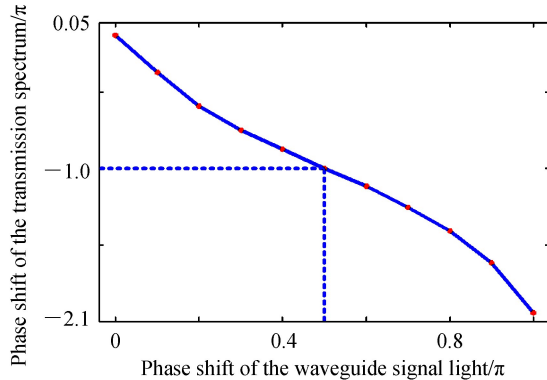


图 7 PIT 效应透射光谱相移与波导信号光相移之间的关系
Fig.7 Relationship between phase shifts of the PIT transmission spectrum and phase shifts of the waveguide signal light

当 $\Delta\phi = 0.5\pi$ 时, 双腔之间满足弱耦合干涉条件, 其耦合干涉强度最弱, 两腔之间只存在间接相互作用,

光波通过间接耦合或者相位耦合机制实现 PIT 效应,因此,在弱耦合干涉条件下,PIT 效应相移倍增效应没有受到双腔之间直接耦合作用的影响.如图 7 所示,当波导信号光相移为 0 和 π 时,PIT 效应透射光谱相移分别为 -0.04π 和 -2.04π .表明在强耦合干涉条件下,光波通过直接耦合和间接耦合共同作用实现 PIT 效应,PIT 效应透射光谱相移受到了双腔之间直接耦合和间接耦合作用的共同影响.

类似于原子系统中的 EIT 效应,PIT 效应也具有慢光特性,通常用群折射率 n_g 来描述慢光效应,群折射率 n_g 为^[4]

$$n_g = \frac{c}{v_g} = \frac{c}{l} \tau_g = \frac{c}{l} \cdot \frac{\partial \varphi(\omega)}{\partial \omega} \quad (15)$$

式中, v_g 为 PIT 系统的群速度, l 为 PIT 系统的总长度, l 设置为 $1 \mu\text{m}$.

如图 5(c)(i)到 5(c)(v)所示,通过动态调谐等离子体波导的传输相移,系统的群延时控制在 0.15 ps 和 0.85 ps 之间.随着泵浦光强的增加,PIT 效应透明波长 781 nm 处的群延时值减小,但是,当两腔之间的往返相位差达到 π 时,群延时值增加.这表明,PIT 系统的群延时受到两腔之间耦合干涉强度的影响.当 $\Delta\phi = 0.5\pi$ 时,系统满足弱耦合干涉条件,系统获得的 PIT 效应透明波长处最小群延时值为 0.15 ps.因此,两腔之间存在非常弱的相干相互作用,此时,系统的群延时主要来源于直接路径延时.当 $\Delta\phi = m\pi (m = 0, 1)$ 时,系统满足强耦合干涉条件,系统获得的 PIT 效应透明波长处最大群延时值为 0.85 ps,此时两腔之间的相干相互作用最强,表明光波花费更多的时间在两腔之间谐振,并且光波在两腔之间还存在直接耦合相互作用.

3 结论

在基于石墨烯-Ag 复合材料结构的双矩形腔边耦合等离子体波导系统中,本文研究了一种低功耗、超快速、纳米量级尺寸和动态可调谐的 PIT 效应及其慢光特性.采用光学 Kerr 效应调制机制实现了超快速调控.通过动态调控等离子体波导的传输相移,当泵浦光强为 5.83 MW/cm^2 时,PIT 系统能够实现透射光谱 π 相移,这是因为基于石墨烯-Ag 复合材料结构等离子体波导具有大的等效光学 Kerr 非线性系数,以及表面等离子体激元局域光场和 PIT 效应慢光对光学 Kerr 效应产生了大的协同增强作用,大大降低了系统获得透射光谱 π 相移的泵浦光强.PIT 效应透明窗口的可调谐带宽为 40 nm,系统的群延时控制在 0.15 ps 到 0.85 ps 之间,并且发现了光波通过间接耦合或者相位耦合机制实现的 PIT 效应相移倍增效应.本文提出的 PIT 系统既能够降低功耗,实现超快速动态调控.研究结果对集成光子回路中紧凑型超高灵敏度传感器、超快相位调制器、光学逻辑器件和光存储器的设计和制作具有参考意义.

参考文献

- [1] HARRIS S E. Electromagnetically induced transparency[J]. *Physics Today*, 1997, **50**(7): 36-42.
- [2] YANG X D, YU M B, KWONG D L, *et al.* All-optical analog to electromagnetically induced transparency in multiple coupled photonic crystal cavities[J]. *Physical Review Letters*, 2009, **102**(17): 173902.
- [3] YANG X D, YU M B, KWONG D L, *et al.* Coupled resonances in multiple silicon photonic crystal cavities in all-optical solid-state analogy to electromagnetically induced transparency[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2010, **16**(1): 288-294.
- [4] LU H, LIU X M, MAO D. Plasmonic analog of electromagnetically induced transparency in multi-nanoresonator-coupled waveguide systems[J]. *Physical Review A*, 2012, **85**(5): 053803.
- [5] YAN X C, WANG T, XIAO S Y, *et al.* Dynamically controllable plasmon induced transparency based on hybrid metal-graphene metamaterials[J]. *Scientific Reports*, 2017, **7**(13917): 1-10.
- [6] LING Y H, HUANG L R, HONG W, *et al.* Polarization-controlled dynamically switchable plasmon-induced transparency in plasmonic metamaterial[J]. *Nanoscale*, 2018, **10**(41): 19517-19523.
- [7] GU J, SINGH R, LIU X, *et al.* Active control of electromagnetically induced transparency analogue in terahertz metamaterials[J]. *Nature Communications*, 2012, **3**(1151): 1-6.
- [8] ZHANG S, GENOV D A, WANG Y, *et al.* Plasmon-induced transparency in metamaterials[J]. *Physical Review Letters*, 2008, **101**(1): 047401.
- [9] LIU N, LANGGUTH L, WEISS T, *et al.* Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency at the Drude damping limit[J]. *Nature Materials*, 2009, **8**(9): 758-762.
- [10] CHAI Z, HU X Y, ZHU Y, *et al.* Low-power and ultrafast all-optical tunable plasmon-induced transparency in plasmonic nanostructures[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, **102**(20): 201119.
- [11] XIAO S Y, WANG T, LIU T, *et al.* Active modulation of electromagnetically induced transparency analogue in

- terahertz hybrid metal-graphene metamaterials[J]. *Carbon*, 2018, **126**: 271-278.
- [12] XIA S X, ZHAI X, WANG L L, *et al.* Dynamically tunable plasmonically induced transparency in sinusoidally curved and planar graphene layers[J]. *Optics Express*, 2016, **24**(16): 17886-17899.
- [13] FU G L, ZHAI X, LI H J, *et al.* Tunable plasmon-induced transparency based on bright-bright mode coupling between two parallel graphene nanostrips[J]. *Plasmonics*, 2016, **11**(6): 1597-1602.
- [14] XIA S X, ZHAI X, HUANG Y, *et al.* Graphene surface plasmons with dielectric metasurfaces[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2017, **35**(20): 4553-4558.
- [15] XIAO S Y, WANG T, LIU Y, *et al.* Tunable light trapping and absorption enhancement with graphene ring arrays[J]. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2016, **18**(38): 26661-26669.
- [16] CHEN L, LIAO D G, GUO X G, *et al.* Terahertz time-domain spectroscopy and micro-cavity components for probing samples: a review[J]. *Frontiers of Information Technology & Electronic Engineering*, 2019, **20**(5): 591-607.
- [17] XU Q, SANDHU S, POVINELLI M L, *et al.* Experimental realization of an on-chip all-optical analogue to electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2006, **96**(12): 123901.
- [18] XU Q, SHAKYA J, LIPSON M. Direct measurement of tunable optical delays on chip analogue to electromagnetically induced transparency[J]. *Optics Express*, 2006, **14**(14): 6463-6468.
- [19] XU Q, DONG P, LIPSON M. Breaking the delay-bandwidth limit in a photonic structure[J]. *Nature Physics*, 2007, **3**(6): 406-410.
- [20] LI X, CAI W, AN J, *et al.* Large-area synthesis of high-quality and uniform graphene films on copper foils[J]. *Science*, 2009, **324**: 1312-1314.
- [21] SUK J W, KITTE A, MAGNUSON C W, *et al.* Transfer of CVD-grown monolayer graphene onto arbitrary substrates [J]. *ACS Nano*, 2011, **5**(9): 6916-6924.
- [22] CAO G, LI H, ZHAN S, *et al.* Uniform theoretical description of plasmon-induced transparency in plasmonic stub waveguide[J]. *Optics Letters*, 2014, **39**(2): 216-219.
- [23] HAN Z H, BOZHEVOLNYI S I. Plasmon-induced transparency with detuned ultracompact Fabry-Perot resonators in integrated plasmonic devices[J]. *Optics Express*, 2011, **19**(4): 3251-3257.
- [24] ZHU Y, HU X Y, YANG H, *et al.* On-chip plasmon-induced transparency based on plasmonic coupled nanocavities[J]. *Scientific Reports*, 2014, **4**(3752):1-7.
- [25] QIN M, WANG L L, ZHAI X, *et al.* Multispectral plasmon induced transparency in a defective metasurface plasmonic nanostructure[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2018, **30**(11): 1009-1012.
- [26] HE X Y, LIU F, LIN F T, *et al.* Graphene patterns supported terahertz tunable plasmon induced transparency[J]. *Optics Express*, 2018, **26**(8): 9931-9944.