

# 基于四盘形谐振腔耦合波导的三波段 等离子体诱导透明效应\*

朱子豪<sup>1)</sup> 高有康<sup>1)</sup> 曾严<sup>1)</sup> 程政<sup>1)2)</sup> 马洪华<sup>1)†</sup> 易煦农<sup>1)‡</sup>

1) (湖北工程学院物理与电子信息工程学院, 孝感 432000)

2) (暨南大学光子技术研究院, 广州 510632)

(2022年7月13日收到; 2022年8月8日收到修改稿)

为了降低功耗、实现超快速响应和动态可调谐, 设计了基于四盘形谐振腔耦合等离子体波导系统. 使用两种不同的方法理论分析了等离子体诱导透明 (PIT) 效应: 一种是明暗模式谐振腔之间的直接相消干涉, 另一种是谐振腔之间通过等离子体波导的间接耦合. 采用光学 Kerr 效应超快调控石墨烯-Ag 复合材料波导的传输相移, 实现了 1 ps 量级的超快响应时间. 当泵浦光强低至 11.7 MW/cm<sup>2</sup> 时, 等离子体诱导透明系统能够实现透射光谱  $2\pi$  相移. 通过耦合模式理论和时域有限差分法, 研究了模型的三波段 PIT 效应及其慢光特性. 研究表明, 系统透射谱的透射峰值超过 80%, 最大群折射率高达 368. 并且, 整个系统的尺寸小于 0.5  $\mu\text{m}^2$ . 研究结果为低功耗、超快速、超紧凑型 and 动态可调谐的多通道光滤波和光存储器件的设计和制作提供了思路.

**关键词:** 慢光, 等离子体诱导透明, 时域有限差分, 石墨烯

**PACS:** 42.25.Bs, 81.05.ue, 47.11.Bc

**DOI:** 10.7498/aps.71.20221397

## 1 引言

电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 是光与物质相互作用中产生的一种非线性光学效应<sup>[1]</sup>. 它是指在外加控制光场作用下, 若在不同能级间加入一个较强的耦合场, 原子或分子在不同能级之间发生跃迁时, 与探测光场发生耦合的量子跃迁通道之间发生相干干涉, 从而在透射光谱中产生一个狭窄的透射峰的现象. 但是, 实现 EIT 效应通常需要稳定的气体激光器、低温环境等极端的实验条件, 从而极大地限制了该效应在实际光学器件与设备中的集成应用<sup>[2]</sup>.

等离子体诱导透明 (plasmon induced transparency, PIT) 效应是 EIT 效应与表面等离子激元

(surface plasmon polaritons, SPPs) 相结合的产物. PIT 效应的形成可认为是宽带明模式和窄带暗模式间相干相消作用而形成的对称型的 Fano 谐振<sup>[3]</sup>. 该效应具有在室温下可操作、易于芯片集成、透射谱变化陡峭等优势. 此外, 基于 PIT 效应所设计的光子器件的尺寸可达到亚波长量级, 且结合 SPPs 强的局域场增强特性可增强结构中的光学非线性效应<sup>[4]</sup>. 由于 SPPs 可以克服经典衍射极限, 它能将入射光波限制在亚波长尺度进行传播, 从而能极大地减小光学器件的尺寸. 目前, 实现 PIT 效应的结构主要有等离子体波导结构<sup>[5-7]</sup>、超材料结构<sup>[8-15]</sup>、金属光栅与介质波导层耦合 (GCDWL) 结构<sup>[16]</sup>等, 其中超材料结构由于其良好的慢光特性和动态可调谐性<sup>[17]</sup>, 获得了研究人员的广泛关注. Liu 等<sup>[13]</sup>提出了一种新型多层太赫兹超材料结构, 由三个水

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11547017) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mhh\_0708@hbeu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: xnyi@szu.edu.cn

平的矩形条和一个垂直的单矩形条构成, 通过改变石墨烯谐振腔的费米能级, 三频段 PIT 能够演化成单频段和双频段 PIT 效应. 同时, 在三频段 PIT 效应的四个谐振频率处, 均实现了显著的幅度调制, 并在多个频率下实现了同步开关. Zhang 等<sup>[15]</sup>提出了一种石墨烯超材料结构, 包括 1 个大的石墨烯方块、4 个石墨烯条和由 9 个小石墨烯方块组成的石墨烯块, 实现了动态可调的四频段 PIT 效应. 值得注意的是, 由于结构的中心对称性和石墨烯结构之间的共轭变化, 四频段 PIT 效应对入射偏振光的角度不敏感, 这大大降低了实际应用中对于光入射角度的要求. 并且, 该结构的最大群折射率高达 321, 具有良好的慢光特性. 这为新型光电器件的设计提供了新的思路和参考, 引起了研究人员的广泛关注. 与此相比, 基于金属-绝缘体-金属 (metal-insulator-metal, MIM) 的等离子体波导结构具有强的光场限制能力, 有效减小了辐射损耗<sup>[18]</sup>. 并且, 相比于超材料和 GCDWL 结构, 等离子体波导和盘形谐振器更易于制作和集成, 因此在光滤波和光存储等方面获得了广泛的应用<sup>[18-22]</sup>. 由于传统金属波导结构在实现低功耗和可调谐性方面的不足, 传统金属材料已经逐步被新型二维材料所取代. 石墨烯是一种由单层碳原子堆积成蜂窝状的二维结构材料. 相比于金属材料, 在可见光和近红外区域, 石墨烯具有大的光学 Kerr 非线性系数. 因此, 采用石墨烯-Ag 复合材料结构, 通过增强型光学 Kerr 效应调谐机制可以有效地降低泵浦光强<sup>[6]</sup>. Nikolaenko 等<sup>[23]</sup>实验研究结果表明, 石墨烯具有 1 ps 量级的超快响应时间, 能够实现 PIT 系统的超快响应速率. 本文制作石墨烯的实验方案: 首先通过化学气相沉积法在铜衬底上生长石墨烯膜<sup>[24]</sup>; 然后采用干法转移工艺, 将石墨烯转移到 PIT 系统上<sup>[25]</sup>; 最后采用纳米石墨烯图形设计和 ICP 刻蚀技术, 将覆盖于其他区域的石墨烯刻蚀掉, 使得石墨烯只覆盖于 MIM 波导之上.

Lai 等<sup>[5]</sup>基于两个盘形谐振腔间发生明暗模式耦合, 通过调整结构参数, 实现了单波段 PIT 效应的静态调谐, 获得了高达 355 的群折射率. 然而, 大多数实际应用需要动态可调谐的 PIT 效应. Wu 等<sup>[26]</sup>在由超导电 NbN 薄膜制成的超材料中, 利用热效应调谐方法, 实现了 PIT 透明窗口在中心频率处 0.25 THz 的偏移. 但是, 热效应的调谐速度为微秒甚至毫秒级, 无法满足未来光通信对于超

快调制的要求. Lu 等<sup>[27]</sup>基于一种 Ag-BaO 的光学 Kerr 非线性材料, 设计了一种超快调制的全光开关器件. 但是, Ag-BaO 的三阶非线性极化率太小, 导致所需泵浦光强高达 650 MW/cm<sup>2</sup>. Chu 等<sup>[28]</sup>设计了一种等离子体波导边耦合金属矩形腔系统, 系统中矩形腔与波导之间引入开口狭缝, 通过改变开口狭缝的偏离位置和宽度, 实现了对单波段透明窗口的透射峰值的静态调控. 目前对于盘形腔与波导间不引入开口狭缝来实现低功耗、超快速、超紧凑型和高性能的动态可调的三波段 PIT 效应及其慢光特性还未见文献报道.

为了实现低功耗、超快速、超紧凑型和高性能的动态可调谐多波段 PIT 效应及其慢光特性, 本文基于 MIM 波导耦合四盘形腔, 结合明暗模式之间的直接相消干涉作用和波导与谐振腔之间的间接耦合机制, 产生了三波段 PIT 效应. 采用石墨烯-Ag 复合材料结构, 通过泵浦光动态调节 MIM 波导的传输相位, 当泵浦光强为 11.7 MW/cm<sup>2</sup> 时, 在 PIT 系统中实现了透射光谱的  $2\pi$  相移. 由于石墨烯材料大的非线性 Kerr 系数, 以及石墨烯-Ag 复合材料结构系统和慢光效应对光学 Kerr 效应的增强特性, 大大降低了 PIT 系统获得透射光谱  $2\pi$  相移的泵浦光强. 此外, 易于制作的盘形谐振腔具有高的耦合系数和本征品质因子, 并且采用小盘形谐振腔与波导直接耦合来取代大盘形谐振腔与波导耦合间的开口狭缝, 更有利于光的慢化. PIT 系统透射谱的透射峰值超过 80%, 最大群折射率高达 368. 这些结果为高性能多波段滤波器和光存储器的设计和制作提供了新思路.

## 2 单盘形谐振腔耦合 MIM 波导的模型设计与理论分析

首先, 分析单盘形谐振腔直接耦合 MIM 波导, 其结构如图 1(a) 所示. 该系统是一个二维模型, 波导和盘形谐振腔的电介质为空气, 金属包层 Ag 设置在 SiO<sub>2</sub> 衬底之上, 厚度为 300 nm, MIM 波导的宽度  $w = 52$  nm, 小盘形谐振腔的半径  $r = 65$  nm.

图 1(b) 给出了半径为  $r$  的小盘形谐振腔直接耦合 MIM 波导的透射谱. 当入射光在波导中传播时, 由于小盘形谐振腔起到了波导与谐振腔之间开口狭缝的作用, 同时作为单独的谐振腔边耦合 MIM 波导, 使得波导中的电磁能量能更有效地耦

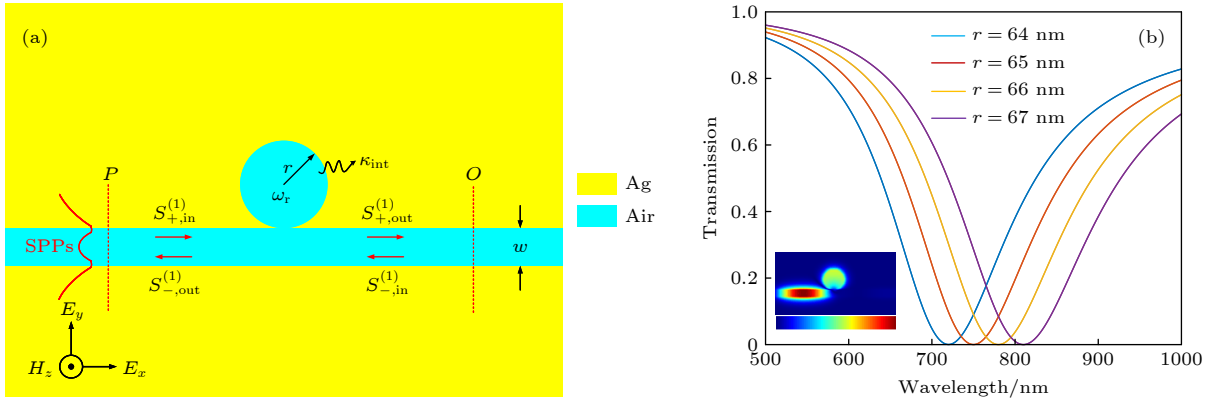


图 1 (a) 小盘形谐振腔直接耦合 MIM 波导的结构; (b) 小盘形谐振腔的半径  $r$  不同时, 结构的透射光谱 (图 (b) 插图为  $r = 65$  nm、波长为 749 nm 时透射凹陷处的磁场分布)

Fig. 1. (a) Schematic diagram of a small disk resonator directly coupled to a MIM waveguide; (b) transmission spectra of the structure with the different radius of the small disk resonator  $r$  (The inset in panel (b) shows the magnetic field distribution at the transmission dip wavelength of 749 nm with  $r = 65$  nm).

合到小盘形谐振腔中形成谐振, 从而在透射光谱中形成凹陷. 当小盘形谐振腔的半径  $r$  增加时, 系统的透射凹陷发生红移. 图 1(b) 中的插图小盘形谐振腔半径  $r = 65$  nm 时, 透射凹陷处所对应的磁场分布. 显然, 在小盘形谐振腔上可观察到明显的二阶谐振, 表现出带阻滤波的特征. 对于时域有限差分 (FDTD) 仿真, 仿真的时间精度为 3000 fs, 时间和空间步长分别设  $\Delta x = \Delta y = 2$  nm,  $\Delta t = \Delta x / (2c)$ ,  $c$  表示光速, 采用完美匹配层边界条件吸收输出光波. 根据耦合模式理论 (CMT), 小盘形谐振腔的谐振频率为  $\omega_r$  的系统透射谱为

$$T_r = |t_r|^2 = \left| \frac{S_{+,out}^{(1)}}{S_{+,in}^{(1)}} \right|^2 = \left| \frac{j(\omega - \omega_r) + \kappa_{int}}{j(\omega - \omega_r) + \kappa_{int} + \kappa_w} \right|^2, \quad (1)$$

式中,  $S_{p,in}^{(1)}$  和  $S_{p,out}^{(1)}$  分别表示输入和输出光波的透射波导模式幅度, 下标  $p = \pm$  表示光波的正负传播方向.  $\omega_r$  是小盘形谐振腔的谐振频率,  $\kappa_{int}$  为本征衰减率,  $\kappa_w$  为谐振腔与波导之间的耦合衰减率. 显然, 当入射光频率  $\omega = \omega_r$  时, 系统的透射光谱  $T_r$  的值最小. CMT 很好地解释了单盘形谐振腔直接耦合波导的透射谱.

### 3 三波段 PIT 效应的模型设计与理论分析

三波段 PIT 系统模型结构由 MIM 波导和 4 个盘形谐振腔组成 (图 2). 在 PIT 系统中, 金属包层为银, 采用基于石墨烯-Ag 复合材料结构的 MIM 波导. 这里, MIM 波导的宽度为 52 nm, 小盘形谐

振腔 1 和 3 的半径分别为 65 nm 和 67 nm, 大盘形谐振腔 2 和 4 的半径分别为 249 nm 和 255 nm. 盘形谐振腔 1 和 3 的波导间距  $L = 280$  nm. 当横磁 (TM) 偏振光通过小盘形谐振腔 1 和 3 时, 光波直接耦合进小盘之中. 此时, 小盘形谐振腔相当于耦合孔径, 能增加光耦合进大盘形谐振腔中的强度, 类似于 Wang 等 [6] 设计的矩形腔与波导直接相连. 由于小盘形谐振腔 1 和 3 直接与波导耦合, 可表现出强的、宽带的谐振激发, 因此被当作明模式谐振腔. 由于大盘形谐振腔 2 和 4 是通过与小盘形谐振腔 1 和 3 近场耦合作用与波导发生耦合, 所以大盘形谐振腔 2 和 4 作为暗模式谐振腔. 大小盘形谐振腔间的耦合距离为  $g_1 = g_2 = 10$  nm. 在这个超紧凑结构中, MIM 波导、小盘形谐振腔 1 和 3, 以及大盘形谐振腔 2 和 4 分别可作为基态  $|1\rangle$ 、激发态  $|2\rangle$  和亚稳态  $|3\rangle$ , 两条不同的光学路径  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  以及  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |2\rangle$  相消干涉产生 PIT 效应 [29].

图 3 给出了四盘形谐振腔耦合 MIM 波导的原理示意图, 通过 CMT 分析三波段 PIT 系统的透射光谱特性, 光波的传输损耗和耦合损耗忽略不计. 对于时谐场  $e^{-j\omega t}$ , 谐振腔  $a_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) 中的电磁场振幅的动态方程为

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dt} &= (j\omega_{01} - \kappa_{int,1} - \kappa_{w,1}) a_1 + \sqrt{\kappa_{w,1}} S_{+,in}^{(1)} \\ &+ \sqrt{\kappa_{w,1}} S_{-,in}^{(1)} - j\mu_{12} a_2, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{da_2}{dt} = (j\omega_{01} - \kappa_{int,2}) a_2 - j\mu_{12} a_1, \quad (3)$$

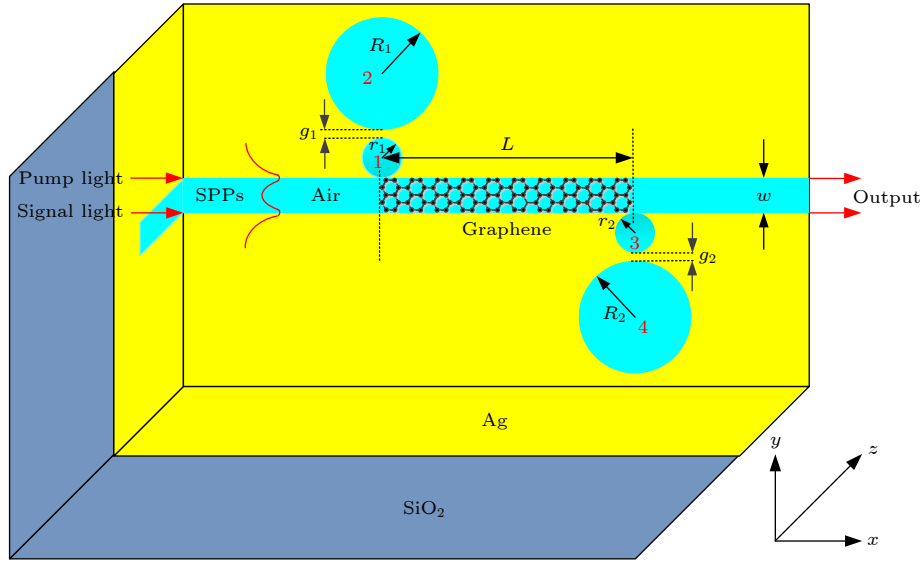


图 2 四盘形谐振腔耦合 MIM 波导的模型图

Fig. 2. Schematic of four-disk resonators coupled to a MIM waveguide system.

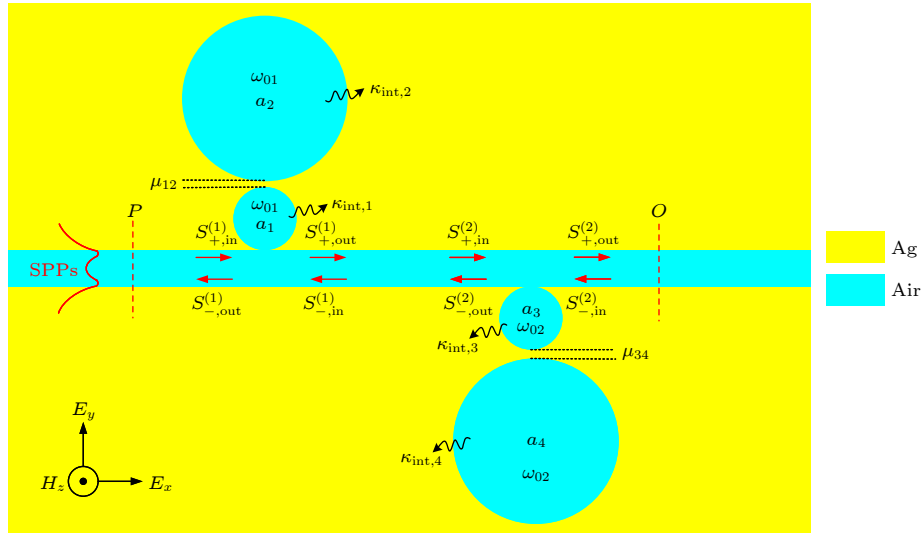


图 3 三波段 PIT 效应的实现原理示意图

Fig. 3. Schematic diagram of realizing principle of triple PIT effect.

$$\frac{da_3}{dt} = (j\omega_{02} - \kappa_{\text{int},3} - \kappa_{w,3})a_3 + \sqrt{\kappa_{w,3}}S_{+,in}^{(2)} + \sqrt{\kappa_{w,3}}S_{-,in}^{(2)} - j\mu_{34}a_4, \quad (4)$$

$$\frac{da_4}{dt} = (j\omega_{02} - \kappa_{\text{int},4})a_4 - j\mu_{34}a_3, \quad (5)$$

式中,  $\omega_{01}$  是谐振腔 1 和 2 的固有谐振频率,  $\omega_{02}$  是谐振腔 3 和 4 的固有谐振频率.  $\kappa_{\text{int},i} = \omega_i/(2Q_{\text{int},i})$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) 是第  $i$  个谐振腔的本征衰减率, 能量耦合到 MIM 波导中的衰减率为  $\kappa_{w,i} = \omega_i/(2Q_{w,i})$  ( $i = 1, 3$ ).  $\mu_{12} = \omega_{01}/(2Q_{c,1})$  和  $\mu_{34} = \omega_{02}/(2Q_{c,2})$  分别是谐振腔 1 和 2 之间以及谐振腔 3 和 4 之间

的耦合系数.  $Q_{\text{int},i}$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ),  $Q_{w,i}$  ( $i = 1, 3$ ) 和  $Q_{c,i}$  ( $i = 1, 2$ ) 分别是谐振腔的固有损耗引起的品质因子, 谐振腔与波导之间的耦合损耗和明暗模谐振腔之间的直接耦合损耗.

根据能量守恒定律, 输入波和输出波振幅间的关系可表示为

$$S_{+,out}^{(i)} = S_{+,in}^{(i)} - \sqrt{\kappa_w}a_i, \quad (6)$$

$$S_{-,out}^{(i)} = S_{-,in}^{(i)} - \sqrt{\kappa_w}a_i, \quad (7)$$

$$S_{+,in}^{(2)} = S_{+,out}^{(1)}e^{j\phi/2}, \quad (8)$$

$$S_{-,in}^{(1)} = S_{-,out}^{(2)} e^{j\phi/2}, \quad (9)$$

式中,  $\phi = 2m\pi + 2\Delta\phi$  ( $m$  为整数) 为谐振腔 1 和 2 与谐振腔 3 和 4 之间的往返相位差.  $\Delta\phi = \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2$  为谐振腔 1 和 2 与谐振腔 3 和 4 之间的单程相移.

$$T_4 = |t|^2 = \left| \frac{S_{+,out}^{(2)}}{S_{+,in}^{(1)}} \right|^2 = \left| \frac{\left( \beta_3 + \frac{\mu_{34}^2}{\beta_4} \right) \left( \beta_1 + \frac{\mu_{12}^2}{\beta_2} \right)}{\left( \beta_1 + \kappa_{w,1} + \frac{\mu_{12}^2}{\beta_2} \right) \left( \beta_3 + \kappa_{w,3} + \frac{\mu_{34}^2}{\beta_4} \right) e^{j\phi} - \kappa_{w,1} \kappa_{w,3} e^{-j\phi}} \right|^2, \quad (10)$$

式中,  $\beta_1 = j(\omega - \omega_{01}) + \kappa_{int,1}$ ,  $\beta_2 = j(\omega - \omega_{01}) + \kappa_{int,2}$ ,  $\beta_3 = j(\omega - \omega_{02}) + \kappa_{int,3}$ ,  $\beta_4 = j(\omega - \omega_{02}) + \kappa_{int,4}$ ,  $t$  是系统的透射系数. 盘形谐振腔 1—4 的本征  $Q$  值分别为  $Q_{int,1} = 302$ ,  $Q_{int,2} = 561$ ,  $Q_{int,3} = 304$  和  $Q_{int,4} = 565$ . FDTD 仿真可得三波段 PIT 透明峰导致的总  $Q$  值  $Q_{t,i} = \lambda_{0i}/\Delta\lambda_i$  ( $i = 1, 3$ ) 分别为  $Q_{t,1} = 60$ ,  $Q_{t,3} = 73$ ,  $\lambda_{0i}$  为第  $i$  个透射谱的峰值波长,  $\Delta\lambda_i$  为第  $i$  个透射谱的半高宽. 因此可以得到盘形谐振腔 1 和 3 的耦合  $Q$  值  $Q_{w,i} = Q_{int,i} Q_{t,i} / (Q_{int,i} - Q_{t,i})$  ( $i = 1, 3$ ) 分别为  $Q_{w,1} = 96$ ,  $Q_{w,3} = 75$ . 明暗模式谐振腔 1 和 2、明暗模式谐振腔 3 和 4 之间的耦合  $Q$  值分别为  $Q_{c,1} = 42$  和  $Q_{c,2} = 45$ .

PIT 系统透射光谱相移为  $\varphi(\omega) = \arg(t)$ , 群延迟为  $\tau_g = \varphi(\omega)/\partial\omega$ . 慢光效果可以通过群折射率  $n_g$  表示为<sup>[8]</sup>

$$n_g = \frac{c}{v_g} = \frac{c}{l} \tau_g = \frac{c}{l} \cdot \frac{\partial\varphi(\omega)}{\partial\omega}, \quad (11)$$

式中,  $c$  为真空中的光速,  $v_g$  为群速度,  $l$  为 PIT 系统的长度.

明模谐振腔 1 和 3 的半径分别为  $r_1 = 65$  nm,  $r_2 = 67$  nm, 暗模谐振腔 2 的半径  $R_1 = 249$  nm. 图 4(a)—(c) 展示了当  $\Delta R = R_2 - R_1$  分别为 6, 4, 2 nm 时系统的透射光谱. 暗模谐振腔 4 的半径  $R_2$  减小, 透射峰 I 的中心波长发生红移, 而透射峰 III 的中心波长几乎不变. 此时, 由于腔 3 和腔 4 共振产生透射峰 I 时有部分光耦合进了腔 1 和腔 2; 腔 1 和腔 2 共振产生透射峰 III 时有部分光耦合进了腔 3 和腔 4, 所以输出光强减弱, 导致三波段 PIT 效应透明窗口带宽变窄, 透射峰值变小.

在静态条件下, 输入泵浦光强为 0 MW/cm<sup>2</sup> 时, 在石墨烯-Ag 复合材料区域相移, 诱导信号光

$\Delta\phi_1$  为入射光满足 MIM 波导色散方程的相位差;  $\Delta\phi_2$  为光学 Kerr 效应调制入射光在石墨烯-Ag 复合材料结构区域产生的相移.

对于三波段 PIT 系统而言, 推导得到的输出光谱透射率如下

为 0, 谐振腔之间的共振模保持强耦合. 为了进一步研究三波段 PIT 效应的产生机理, 图 4(d)—(j) 分别给出了 PIT 系统在透射峰 I—III 和透射凹陷 A—D 处的磁场分布  $|H_z|^2$ . 图 4(a) 为明模谐振腔 3 和暗模谐振腔 4 共振产生透明峰 I 时的磁场分布, 由于光没有耦合到谐振腔 1 和 2 中, 因此, 谐振腔 3 和 4 的输入波振幅等于谐振腔 1 和 2 的输入波振幅, 即  $S_{+,in}^{(1)} = S_{+,in}^{(2)}$ , 因此  $T = \left| S_{+,out}^{(2)} / S_{+,in}^{(2)} \right|^2$ . 图 4(b) 为明模谐振腔 1 和暗模谐振腔 2 共振产生透射峰 III 时的磁场分布, 由于光没有耦合到谐振腔 3 和 4 中, 谐振腔 1 和 2 的输出波振幅等于谐振腔 3 和 4 的输出波振幅, 即  $S_{+,out}^{(1)} = S_{+,out}^{(2)}$ , 因此  $T = \left| S_{+,out}^{(1)} / S_{+,in}^{(1)} \right|^2$ . 在透射峰 I 和 III 处, 等离激元波沿着路径  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |2\rangle$  传播, 其中  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$  为暗模谐振腔的光子耦合回明模谐振腔的传播路径, 由于相位调制原因, 明模谐振腔的光子发生湮灭, 大部分光子回到波导, 这样光子几乎没有存储到明模谐振腔中, 从而大幅提高了透射峰 I 和 III 的峰值. 需要注意的是, 透射峰 II 的形成与透射峰 I 和 III 不同, 把谐振腔 1 和 2 与谐振腔 3 和 4 分别看成两个整体, 它们与 MIM 波导的边耦合作用导致透射峰 II 的出现, 如图 4(c) 所示. A—D 即透射峰值附近的透射凹陷, 光子几乎全部耦合进明暗谐振腔中, 输出截止, 如图 4(g)—(j) 所示.

为了实现低功耗、超快速和动态可调谐的三波段 PIT 效应, 本文采用基于石墨烯-Ag 复合材料的 MIM 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 效应的泵浦光强. 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<sup>[23]</sup>.

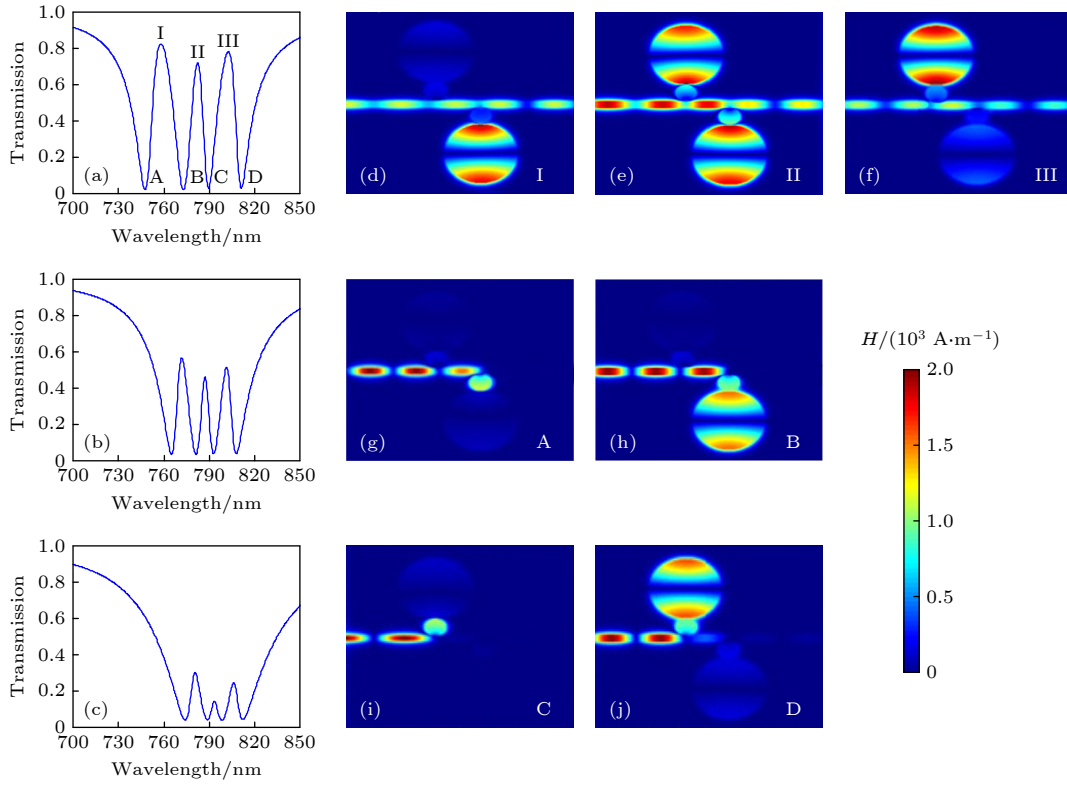


图 4 (a)–(c) 不同  $\Delta R$  下系统的透射谱, 其中 (a)  $\Delta R = 6$  nm, (b)  $\Delta R = 4$  nm, (c)  $\Delta R = 2$  nm; (d)–(j) 当  $\Delta R = 6$  nm 时, 系统在不同波长处的磁场分布, 其中 (d)  $\lambda_I = 758$  nm, (e)  $\lambda_{II} = 782$  nm, (f)  $\lambda_{III} = 803$  nm, (g)  $\lambda_A = 747$  nm, (h)  $\lambda_B = 773$  nm, (i)  $\lambda_C = 789$  nm, (j)  $\lambda_D = 811$  nm

Fig. 4. (a)–(c) Transmission spectra with various radius detuning  $\Delta R$ : (a)  $\Delta R = 6$  nm; (b)  $\Delta R = 4$  nm; (c)  $\Delta R = 2$  nm. (d)–(j) Magnetic field distributions corresponding to different wavelengths with  $\Delta R = 6$  nm: (d)  $\lambda_I = 758$  nm; (e)  $\lambda_{II} = 782$  nm; (f)  $\lambda_{III} = 803$  nm; (g)  $\lambda_A = 747$  nm; (h)  $\lambda_B = 773$  nm; (i)  $\lambda_C = 789$  nm; (j)  $\lambda_D = 811$  nm.

由于 MIM 波导色散效应, 谐振腔 1 和 2 与谐振腔 3 和 4 之间的相位差  $\Delta\phi_1$  为<sup>[6]</sup>

$$\Delta\phi_1 = \frac{\omega_s \text{Re}(n_{\text{eff}}) L}{c}, \quad (12)$$

式中,  $L$  为腔 1 和 2 与腔 3 和 4 的间距,  $\omega_s$  为输入信号光的频率,  $n_{\text{eff}}$  为 MIM 波导的有效折射率. MIM 波导色散方程为<sup>[26]</sup>

$$\begin{aligned} & \varepsilon_m \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \varepsilon_d} \tanh\left(\frac{w\pi \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \varepsilon_d}}{\lambda}\right) \\ &= -\varepsilon_d \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \varepsilon_m}, \end{aligned} \quad (13)$$

式中, 空气的介电常数  $\varepsilon_d = 1$ . Ag 的相对介电常数为  $\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega^2 + j\omega\gamma)$ ,  $\varepsilon_\infty = 3.7$  为无穷频率处的介电常数,  $\omega_p = 9.1$  和  $\gamma = 0.018$  eV 分别表示 bulk 等离子体频率和自由电子振荡频率<sup>[5]</sup>. 在 MIM 波导结构中, 金属 Ag 造成的损耗忽略不计, 通过求解 MIM 波导色散方程, 图 5 给出了有效折射率的实部和谐振腔之间的相位差  $\Delta\phi_1$  与入射光波长之间的关系.

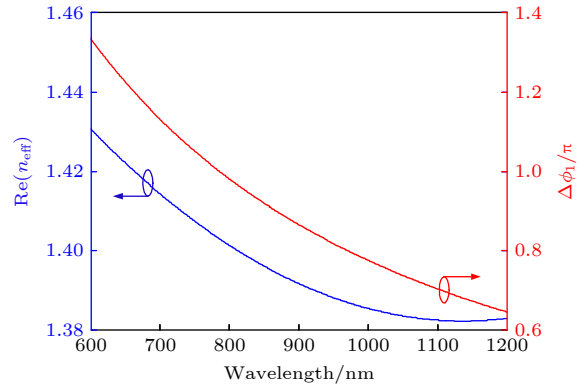


图 5 MIM 波导宽度  $w = 52$  nm 时, 有效折射率实部曲线和相移曲线

Fig. 5. Real part of the effective refractive index and phase shift curve in the MIM waveguide with  $w = 52$  nm.

由图 5 可知, 在近红外区域, 由于 MIM 波导色散效应, 有效折射率的实部随波长的增加而减小. 因此, 满足色散关系的相移随波长的增加而减小, 且呈现出饱和趋势. 在动态条件下, 光学 Kerr 效应诱导的 MIM 波导有效折射率的变化量为

$\Delta n = n_{2\text{eff}}I$ , 式中,  $I$  为泵浦光强,  $n_{2\text{eff}}$  为有效 Kerr 非线性系数. 石墨烯的有效折射率为  $n = n_0 + n_2I$ , 其中,  $n_0 = 2.4$  为石墨烯的有效线性折射率,  $n_2 \approx n_{2\text{eff}} = -1.2 \times 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{W}$  为 Kerr 非线性系数<sup>[30]</sup>. 当泵浦光作用于石墨烯-Ag 复合材料结构区域时, 由于光学 Kerr 效应的调制作用, MIM 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,  $\Delta n_{\text{eff}} \approx \Delta n$ ,  $\lambda_s$  为输入信号光的波长. 由数值计算可得, 光学 Kerr 效应诱导信号光相移与泵浦光强之间的关系, 如图 6 所示. 相比于文献 [27] 的研究结果, 本文诱导信号光所需的泵浦光强明显降低.

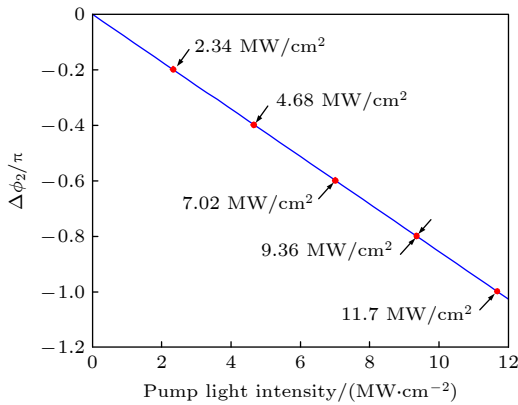


图 6 泵浦光诱导信号光相移与泵浦光强之间的关系  
Fig. 6. Relationship between the phase shift of the induced signal light and the pump light intensity.

由于石墨烯-Ag 复合材料结构的有效 Kerr 非线性系数为负值, 所以当  $I > 0$  时, 泵浦光强增加使得 MIM 波导的有效折射率减小, 因此, 诱导信号光相移减小且呈现出线性变化趋势. 图 6 显示了当泵浦光强分别为 2.34, 4.68, 7.02, 9.36, 11.7 MW/cm<sup>2</sup> 时, 相应的诱导信号光相移分别为  $0.2\pi$ ,  $0.4\pi$ ,  $0.6\pi$ ,  $0.8\pi$  和  $\pi$ .

图 7 是四盘形谐振腔耦合 MIM 波导系统中的 PIT 效应归一化透射谱, 相应的透射谱相移和群折射率随工作波长为 830 nm 的泵浦光强 (2.34—11.7 MW/cm<sup>2</sup>) 的变化关系. 采用 CMT 和 FDTD 仿真分析 PIT 效应的透射谱, 理论计算结果与 FDTD 仿真结果很好地吻合. 在图 7(a1) 和图 7(d1) 中, 当泵浦光强为 2.34 MW/cm<sup>2</sup> 和 9.36 MW/cm<sup>2</sup> 时, 在石墨烯-Ag 复合材料区域, 由于石墨烯材料大的

非线性 Kerr 系数, 光学 Kerr 效应诱导 MIM 波导有效折射率发生变化, 进而诱导信号光相移变化  $0.2\pi$  和  $0.8\pi$ , 透射光谱相移变化  $0.4\pi$  和  $1.6\pi$ , 相比于图 4(a) 无泵浦光调谐下的 PIT 系统, 中心波长位于 782 nm 处的透射峰 II 明显降低, 同时透射峰 I 和 III 向透射峰 II 靠近, 且透射峰值略微减小. 在图 7(b1) 和图 7(c1) 中, 当泵浦光功率为 4.68 MW/cm<sup>2</sup> 和 7.02 MW/cm<sup>2</sup> 时, 在石墨烯-Ag 复合材料区域, 诱导信号光相移为  $0.4\pi$  和  $0.6\pi$ , 透射光谱相移变化  $0.8\pi$  和  $1.2\pi$ . 由于泵浦光强对石墨烯的有效折射率影响变大, 明显改变了明模谐振腔 1 和 3 之间的往返相移, 使得腔 1, 2 和腔 3, 4 之间的往返相位差远离  $2m\pi$ , 无法形成 Fabry-Perot 谐振, 这种现象导致中间的透射窗口出现不对称的 PIT 透射谱, 而由明暗模式耦合形成的峰 I 和 III 受到的影响很小. 当泵浦光强为 11.7 MW/cm<sup>2</sup> 时, 由于波导信号光相移在石墨烯-Ag 复合材料区域被调谐  $\pi$ , 透射光谱相移变化  $2\pi$ , 系统的透射谱和无泵浦光输入下一样, 谐振腔之间满足强耦合干涉条件, 能形成对称且透射峰值最大的透射谱, 透射峰值超过 80%, 如图 7(e1) 所示. 在图 7(a2)—(e2) 中, 三波段 PIT 效应的透射谱相移发生了剧烈的变化, 这是因为在透明峰附近的强破坏性干涉导致了严重的色散, 因此形成了相位的突变. 同时相位的色散导致群折射率发生变化, 在 PIT 效应峰值波长处, 相应的透射谱相移值分别为  $-1.6\pi$ ,  $-1.2\pi$ ,  $-0.8\pi$ ,  $-0.4\pi$  和 0. 与传统大盘形谐振腔通过耦合孔径与波导耦合结构相比, 该结构通过小盘形谐振腔直接与波导耦合, 增强了波导中的光与大小盘耦合的强度, 导致了大的群折射率. 这意味着系统中的光子速度被大大降低. 相应的最大群折射率分别为 351, 338, 340, 347, 368, 如图 7(a2)—(e2) 所示. 在实际工艺制作过程中, 易于制作的 MIM 波导和盘形谐振腔能有效减小辐射损耗, 相比于具有石墨烯边缘缺陷的超材料结构, 此结构的本征  $Q$  值和群折射率能更好地与理论分析相吻合<sup>[19–22]</sup>. 这些结果在动态可调的三通道光滤波器<sup>[31]</sup>、光调制器<sup>[32]</sup>以及高性能慢光器件<sup>[33–35]</sup>中有着重要的应用.

为了进一步分析 PIT 系统的透射光谱特性, 图 8 给出了 PIT 效应透射谱响应随泵浦光强变化的演化图, 可以看出, PIT 效应透明窗口变化明显. 当泵浦光强从 0—11.7 MW/cm<sup>2</sup> 时, PIT 效应透射峰 I 对应的峰值波长依次出现红移、蓝移、红移

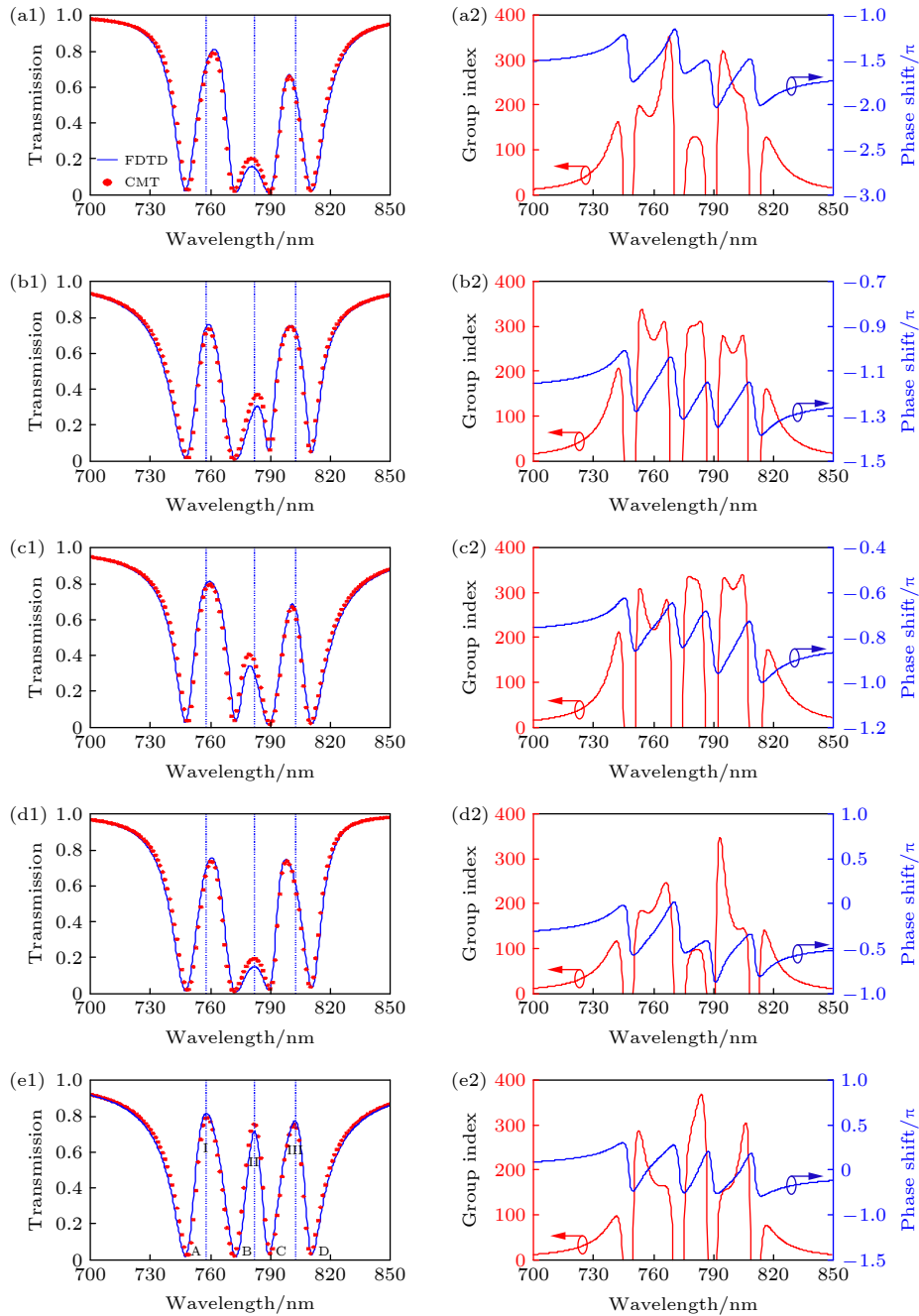


图 7 不同泵浦光强调谐下, (a1)—(e1) 三波段 PIT 效应归一化透射谱及 (a2)—(e2) 相应的相移响应和群折射率 (a1), (a2)  $I = 2.34 \text{ MW/cm}^2$ ,  $\Delta\phi = 0.8\pi$ ; (b1), (b2)  $I = 4.68 \text{ MW/cm}^2$ ,  $\Delta\phi = 0.6\pi$ ; (c1), (c2)  $I = 7.02 \text{ MW/cm}^2$ ,  $\Delta\phi = 0.4\pi$ ; (d1), (d2)  $I = 9.36 \text{ MW/cm}^2$ ,  $\Delta\phi = 0.2\pi$ ; (e1), (e2)  $I = 11.70 \text{ MW/cm}^2$ ,  $\Delta\phi = 0$

Fig. 7. (a1)—(e1) Transmission spectra of triple PIT effect with (a2)—(e2) corresponding phase shift responses and group index under different pump light intensity: (a1), (a2)  $I = 2.34 \text{ MW/cm}^2$ ,  $\Delta\phi = 0.8\pi$ ; (b1), (b2)  $I = 4.68 \text{ MW/cm}^2$ ,  $\Delta\phi = 0.6\pi$ ; (c1), (c2)  $I = 7.02 \text{ MW/cm}^2$ ,  $\Delta\phi = 0.4\pi$ ; (d1), (d2)  $I = 9.36 \text{ MW/cm}^2$ ,  $\Delta\phi = 0.2\pi$ ; (e1), (e2)  $I = 11.70 \text{ MW/cm}^2$ ,  $\Delta\phi = 0$ .

和蓝移; 透射峰 III 对应的峰值波长依次出现蓝移、红移、蓝移和红移; 而透射峰 II 的透射峰值变化显著, 依次出现降低、增加、降低和增加, 这是因为谐振腔之间的共振模在强耦合干涉和弱耦合干涉之间被反复调控。

表 1 列出了不同结构模型所获得的 PIT 波段

数量、最大透射率和最大群折射率. 文献 [18, 36, 37] 都采用了大盘形谐振腔通过开口狭缝耦合波导, 这种传统的设计思路在基于谐振腔边耦合波导机制实现 PIT 效应时, 增加了光耦合进入谐振腔中的强度, 同时易于光重新耦合回波导中, 因此并不易于光存储于谐振腔中; 同样, 在基于明暗模式耦合

机制实现 PIT 效应时, 光不易于存储在暗模谐振腔中, 这导致了系统的透射率和群折射率无法同时兼顾. 本文设计了大小盘形谐振腔耦合波导结构, 通过小盘形谐振腔直接与波导相连, 增加了光耦合进大盘形谐振腔中的强度, 同时由于取消了开口狭缝, 使得光更易于存储在谐振腔中. 结果显示该系统最大透射率超过 80%, 最大群折射率高达 368, 保证了大量光子输出的同时, 实现了良好的慢光效应. 并且, 该结构采用石墨烯-Ag 复合材料, 通过光学 Kerr 效应调谐光在波导间的传输相位, 实现了对 PIT 透射窗口的动态调谐. 这些研究为等离子体波导结构的设计提供了新的思路.

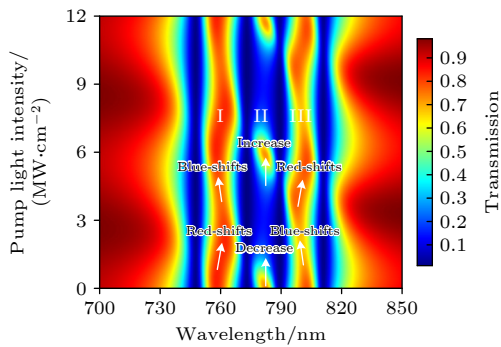


图 8 三波段 PIT 效应透射光谱随泵浦光强变化的演化图  
Fig. 8. Evolution of the triple PIT effect with the pump light intensity.

表 1 不同结构模型的 PIT 波段数量、最大透射率和最大群折射率的对比

Table 1. Comparison of the number of PIT band, maximum transmission and maximum group index of different structural models.

结构模型	PIT 波段数量	最大透射率/%	最大群折射率
大小盘形谐振腔耦合波导结构	三波段	81	368.0
三盘形谐振腔边耦合波导结构	双波段	50	35.0 <sup>[18]</sup>
四盘形谐振腔耦合波导结构	三波段	86	14.5 <sup>[36]</sup>
双盘形谐振腔耦合波导结构	单波段	60	53.2 <sup>[37]</sup>

## 4 结 论

本文提出了四盘形谐振腔耦合 MIM 波导系统, 通过 CMT 和 FDTD 仿真两方面分析了低功耗、超快速响应和动态可调谐的三波段 PIT 效应及其慢光特性. 采用石墨烯-Ag 复合材料结构, 通过光学 Kerr 效应大大降低了所需的泵浦光强.

当泵浦光强为 11.7 MW/cm<sup>2</sup> 时, PIT 系统实现了透射光谱 2 $\pi$  相移的超快调控. 结构中小盘形谐振腔与 MIM 波导直接耦合, 增加了大小盘谐振腔与 MIM 波导之间的耦合强度, 获得了显著的慢光效应. PIT 系统透射谱的透射峰值超过 80%, 最大群折射率高达 368. 研究结果在高度集成的光电路和网络中具有重要的应用前景, 对超快调节光调制器、多波段滤波器和光存储器件的设计和制作具有一定的参考意义.

## 参考文献

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [2] Kekatpure R D, Barnard E S, Cai W, Brongersma M L 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 243902
- [3] Luk'yanchuk B, Zheludev N I, Maier S A, Halas N J, Nordlander P, Giessen H, Chong C T 2010 *Nat. Mater.* **9** 707
- [4] Zhao F, Lin J, Lei Z, Yi Z, Qin F, Zhang J, Liu L, Wu X, Yang W, Wu P 2022 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **24** 4871
- [5] Lai G, Liang R S, Zhang Y J, Bian Z Y, Yi L X, Zhan G Z, Zhao R T 2015 *Opt. Express* **23** 6554
- [6] Wang B Y, Zeng Q D, Xiao S Y, Xu C, Xiong L B, Lv H, Du J, Yu H Q 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 455107
- [7] Wang B Y, Zhu Z H, Gao Y K, Zeng Q D, Liu Y, Du J, Wang T, Yu H Q 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 024201 (in Chinese) [王波云, 朱子豪, 高有康, 曾庆栋, 刘洋, 杜君, 王涛, 余华清 2022 *物理学报* **71** 024201]
- [8] Zeng Y, Ling Z X, Liu G D, Wang L L, Lin Q 2022 *Opt. Express* **30** 14103
- [9] Zheng Z, Luo Y, Yang H, Yi Z, Zhang J, Song Q, Yang W, Liu C, Wu X, Wu P 2022 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **24** 8846
- [10] Huang H L, Xia H, Guo Z B, Li H J, Xie D 2018 *Opt. Commun.* **424** 163
- [11] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [12] Zhang T, Liu Q, Dan Y H, Yu S, Han X, Dai J, Xu K 2020 *Opt. Express* **28** 18899
- [13] Liu Z M, Zhang X, Zhang Z B, Gao E D, Zhou F Q, Hong J L, Luo X 2020 *New J. Phys.* **22** 083006
- [14] Zheng Z, Zheng Y, Luo Y, Yi Z, Zhang J, Liu Z, Yang W, Yu Y, Wu X, Wu P 2022 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **24** 2527
- [15] Zhang X, Zhou F Q, Liu Z M, Zhang Z B, Qin Y P, Zhuo S S, Luo X, Gao E D, Li H J 2021 *Opt. Express* **29** 29387
- [16] Zentgraf T, Zhang S, Oulton R F, Zhang X 2009 *Phys. Rev. B* **80** 195415
- [17] Wu X, Zheng Y, Luo Y, Zhang J, Yi Z, Wu X, Cheng S, Yang W, Yu Y, Wu P 2021 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **23** 26864
- [18] Lu H, Liu X, Mao D 2012 *Phys. Rev. A* **85** 053803
- [19] Han X, Wang T, Li X, Xiao S, Zhu Y 2015 *Opt. Express* **23** 31945
- [20] Saraswat V, Jacobberger R M, Arnold M S 2021 *ACS Nano* **15** 3674
- [21] Zhou F, Qin F, Yi Z, Yao W, Liu Z, Wu X, Wu P 2021 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **23** 17041
- [22] Zhang T, Zhou J Z, Dai J, Dai Y T, Han X, Li J Q, Yin F F, Zhou Y, Xu K 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 055103

- [23] Nikolaenko A E, Papasimakis N, Atmatzakis E, Luo Z, Shen Z X, Angelis F D, Boden S A, Fabrizio E D, Zheludev N I 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 181109
- [24] Li X, Cai W, An J, Kim S, Nah J, Yang D, Piner R, Velamakanni A, Jung I, Tutuc E 2009 *Science* **324** 1312
- [25] Suk J W, Kitt A, Magnuson C W, Hao Y, Ahmed S, An J, Swan A K, Goldberg B B, Ruoff R S 2011 *ACS Nano* **5** 6916
- [26] Wu J B, Jin B B, Wan J, Liang L J, Zhang Y G, Jia T, Cao C H, Kang L, Xu W W, Chen J, Wu P H 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 161113
- [27] Lu H, Liu X, Wang L, Gong Y, Mao D 2011 *Opt. Express* **19** 2910
- [28] Chu P X, Zhang Y B, Chen J X 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 134205 (in Chinese) [褚培新, 张玉斌, 陈俊学 2020 物理学报 **69** 134205]
- [29] Lei F, Gao M, Du C, Jing Q L, Long G L 2015 *Opt. Express* **23** 11508
- [30] Zhu Y, Hu X Y, Yang H, Gong Q H 2014 *Sci. Rep.* **104** 211108
- [31] Chen Y, Xie J C, Zhou X D, Zhang C, Yang H, Li S H 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 237301 (in Chinese) [陈颖, 谢进朝, 周鑫德, 张灿, 杨惠, 李少华 2019 物理学报 **68** 237301]
- [32] Ren T X, Chen L 2019 *Opt. Lett.* **44** 5446
- [33] Ma Q L, Hong W Y, Shui L L 2022 *Opt. Express* **30** 3055
- [34] Wang B K, Guo T, Gai K, Yan F, Wang R X, Li L 2022 *Appl. Opt.* **61** 3218
- [35] Xu H, Xiong C X, Chen Z Q, Zheng M F, Zhao M Z, Zhang B H, Li H J 2018 *J. Opt. Soc. Am. B* **35** 1463
- [36] Han X, Wang T, Li X, Liu B, He Y, Tang J 2015 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **48** 235102
- [37] Wang B Y, Zhu Y H, Zhang J, Zeng Q D, Du J, Wang T, Yu H Q 2020 *Chin. Phys. B* **29** 084211

# Three-band plasmon induced transparency effect based on four-disk resonator coupled waveguide system\*

Zhu Zi-Hao<sup>1)</sup> Gao You-Kang<sup>1)</sup> Zeng Yan<sup>1)</sup> Cheng Zheng<sup>1)2)</sup>  
 Ma Hong-Hua<sup>1)†</sup> Yi Xu-Nong<sup>1)‡</sup>

1) (*School of Physics and Electronic Information Engineering, Hubei Engineering University, Xiaogan 432000, China*)

2) (*Institute of Photonic Technology, Jinan University, Guangzhou 510632, China*)

( Received 13 July 2022; revised manuscript received 8 August 2022 )

## Abstract

In order to reduce power consumption and realize ultrafast response time and dynamic tunability, a plasmonic waveguide system based on four disk resonators is designed. A plasmon induced transparency effect is theoretically analyzed by using two different methods: one is the direct destructive interference between bright mode resonator and dark mode resonator, and the other is the indirect coupling through a plasmonic waveguide. Owing to the giant effective nonlinear Kerr coefficient of the graphene-Ag composite material structure and the enhancement characteristics of slow light response to optical Kerr effect, the pump intensity of PIT system for changing the phase shift of transmission spectrum is greatly reduced. An ultrafast response time of 1 ps is achieved, and  $0.4\pi$ ,  $0.8\pi$ ,  $1.2\pi$ ,  $1.6\pi$  and  $2\pi$ -phase shift of the transmission spectrum in the plasmon induced transparency system are achieved with the intensity of the pump light as low as 2.34, 4.68, 7.02, 9.36, 11.7 MW/cm<sup>2</sup>, respectively. In this work, a plasmonic waveguide coupled directly by two small disk resonators is employed, because two small disk resonators play a role of the slit between the waveguide and the resonators, and also act as two separate resonators side-coupled with a plasmonic waveguide, which leads to the more efficient coupling of electromagnetic energy in the waveguide into the big disk resonators to form resonance and easier storage of light in the resonator. The triple-band plasmon induced transparency (PIT) effect and slow light properties of the model are analyzed by the expression of the deduced theoretical transmittance based on the coupled mode theory, indicating that they are very consistent with the finite-difference time-domain simulations. The results show that the transmission peak of the system is over 80% and the maximum group index is as high as 368. Furthermore, the disk resonators are easy to fabricate and the size of the entire PIT structure is  $< 0.5 \mu\text{m}^2$ , which is beneficial to the design of optoelectronic device on-chip integration. The research results have important application prospects in highly integrating optical circuits and networks, and also provide the ideas for the design and fabrication of multi-channel optical filter and light storage devices with low power consumption, ultrafast nonlinear response, ultracompact and dynamical tunability.

**Keywords:** slow light, plasmon induced transparency, finite difference time domain, graphene

**PACS:** 42.25.Bs, 81.05.ue, 47.11.Bc

**DOI:** 10.7498/aps.71.20221397

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11547017).

† Corresponding author. E-mail: [mhh\\_0708@hbeu.edu.cn](mailto:mhh_0708@hbeu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [xnyi@szu.edu.cn](mailto:xnyi@szu.edu.cn)

## 基于四盘形谐振腔耦合波导的三波段等离子体诱导透明效应

朱子豪 高有康 曾严 程政 马洪华 易煦农

## Three-band plasmon induced transparency effect based on four-disk resonator coupled waveguide system

Zhu Zi-Hao Gao You-Kang Zeng Yan Cheng Zheng Ma Hong-Hua Yi Xu-Nong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 244201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221397

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221397>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

#### 基于石墨烯纳米条波导边耦合矩形腔的等离子体诱导透明效应

Plasmon induced transparency effect based on graphene nanoribbon waveguide side-coupled with rectangle cavities system

物理学报. 2022, 71(2): 024201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211397>

#### 基于纳米金属-石墨烯耦合的多频段等离激元诱导透明

Multiband plasmon-induced transparency based on nanometals-graphene hybrid model

物理学报. 2020, 69(17): 174201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200200>

#### 基于表面等离子体诱导透明的半封闭T形波导侧耦合圆盘腔的波导滤波器

Semi-closed T-shaped-disk waveguide filter based on surface-plasmon-induced transparency

物理学报. 2019, 68(23): 237301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191068>

#### 基于石墨烯振幅可调的宽带类电磁诱导透明超材料设计

Tunable graphene amplitude based broadband electromagnetically-induced-transparency-like metamaterial

物理学报. 2018, 67(9): 097801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180114>

#### 等离子体对石墨烯的功能化改性

Graphene modification based on plasma technologies

物理学报. 2021, 70(9): 095208 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202078>

#### 基于纳米盘棒耦合的多频段等离激元诱导透明研究

Multiband plasmon-induced transparency based on silver nanorods and nanodisk hybrid model

物理学报. 2020, 69(13): 134202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200093>