



## 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

王波云 朱子豪 高有康 曾庆栋 刘洋 杜君 王涛 余华清

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

Wang Bo-Yun Zhu Zi-Hao Gao You-Kang Zeng Qing-Dong Liu Yang Du Jun Wang Tao Yu Hua-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 024201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211397

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211397>

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>

基于石墨烯超表面的宽带电磁诱导透明研究

Wide band electromagnetically induced transparency in graphene metasurface of composite structure

物理学报. 2017, 66(10): 100202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.100202>

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>

等离激元增强的石墨烯光吸收

Enhanced optical absorption of graphene by plasmon

物理学报. 2020, 69(6): 067801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191645>

# 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\*

王波云<sup>1)2)†</sup> 朱子豪<sup>1)</sup> 高有康<sup>1)</sup> 曾庆栋<sup>1)</sup>  
刘洋<sup>1)</sup> 杜君<sup>1)</sup> 王涛<sup>2)</sup> 余华清<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) (华中科技大学, 武汉光电国家研究中心, 武汉 430074)

(2021年7月29日收到; 2021年9月22日收到修改稿)

为了减小器件尺寸、实现超快速响应和动态可调谐, 研究了基于石墨烯纳米条波导边耦合矩形腔的单波段和双波段的等离子体诱导透明 (PIT) 效应, 通过耦合模式理论和时域有限差分法从数值计算和模拟仿真两方面分析了模型的慢光特性. 通过调节石墨烯矩形腔的化学势, 同时实现了单波段、双波段 PIT 模型的谐振波长和透射峰值的可调谐性. 当石墨烯的化学势增加时, 各个波段 PIT 窗口的谐振波长逐渐减小, 发生蓝移. 此外, 通过动态调谐石墨烯矩形腔的谐振波长, 当石墨烯矩形腔的化学势为 0.41—0.44 eV 时, 单 PIT 系统的群折射率控制在 79.2—28.3 之间, 可调谐带宽为 477 nm; 当石墨烯矩形腔 1, 2, 3 的化学势分别为 0.39—0.42 eV, 0.40—0.43 eV, 0.41—0.44 eV 时, 双 PIT 系统的群折射率控制在 143.2—108.6 之间. 并且, 整个系统的尺寸小于  $0.5 \mu\text{m}^2$ . 研究结果对于超快速、超紧凑型 and 动态可调谐的光传感、光滤波、慢光和光存储器件的设计和制作具有一定的参考意义.

**关键词:** 等离子体诱导透明, 石墨烯, 时域有限差分, 矩形腔

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

**DOI:** 10.7498/aps.71.20211397

## 1 引言

等离子体诱导透明 (plasmon induced transparency, PIT) 效应是原子系统中电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 效应的一种等离子体类似现象, 可以通过不同光学路径光波模式之间的相干干涉作用实现<sup>[1]</sup>. PIT 效应兼具了类 EIT 效应和等离子体的优点, 基于 PIT 效应的光子器件的尺寸可达到亚波长量级, 能够在纳米尺寸范围内对光信号进行处理, 并且表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPPs)

在波导中的传输能够克服经典衍射极限的限制. 另外, SPPs 强的局域光场增强特性能够增强材料的光学非线性效应, 因此 PIT 效应在纳米量级尺寸和低能耗的慢光器件<sup>[2,3]</sup>、光传感<sup>[4]</sup>、光滤波<sup>[5]</sup>、光逻辑门<sup>[6]</sup>和光交换<sup>[7]</sup>等领域具有非常广阔的应用前景. 目前, 实现 PIT 效应的结构主要有等离子体波导边耦合腔结构<sup>[8–10]</sup>、超材料结构<sup>[11–14]</sup>、石墨烯结构<sup>[15–19]</sup>、金属光子晶体结构<sup>[20]</sup>等, 其中, 等离子体波导边耦合腔结构具有实现片上集成 PIT 和工艺上容易制作等优点, 受到了越来越广泛的关注. 然而, 在实际应用中, 需要 PIT 效应透明窗口的谐振波长、透射振幅、透射光谱相移和慢光动态可

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11647122, 61705064)、湖北省自然科学基金 (批准号: 2018CFB672, 2018CFB773)、湖北省教育厅计划项目 (批准号: B2021215, T201617) 和孝感市自然科学基金 (批准号: XGKJ2021010002) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangboyun@alumni.hust.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: yuhuaqing@hbeu.edu.cn

调谐. 由于与金属材料相比, 石墨烯对 SPPs 具有更强的空间限制能力和更低的传输损耗, 所以传统金属材料已经逐渐被新型二维材料石墨烯所取代<sup>[21,22]</sup>.

石墨烯是一种聚集在蜂窝状网格中的单层碳原子材料. 石墨烯在红外和太赫兹波段能够表现出金属负介电常数的特性, 特别是在室温下, 石墨烯在中红外波段能够支持 SPPs 传输, 并且由于石墨烯的载流子迁移率很大, 所以其支持的 SPPs 模式的限制能力更强, 传输损耗更低<sup>[23]</sup>. 当在石墨烯上施加较小的电压时, 能够显著地调节石墨烯中的载流子密度<sup>[24,25]</sup>. 并且石墨烯的表面电导率会随着费米能量的改变而改变, 使得它成为一种很好的动态可调谐装置的实现方式. 因此, 石墨烯成为研究动态可调谐 SPPs 光子器件的理想二维材料.

2019 年, Xu 等<sup>[26]</sup> 提出了具有矩形缺陷结构的石墨烯超材料模型, 该 PIT 系统获得了较高的群折射率, 实现了很好的慢光效果. 2020 年, 胡宝晶等<sup>[27]</sup> 提出了银纳米棒、银纳米盘和石墨烯耦合的多频段 PIT 电磁模型, 并实现了多频段 PIT 谐振频率和透射振幅的可调性. 2021 年, Fan 等<sup>[19]</sup> 提出了基于多个条形谐振腔的石墨烯超材料结构, 通过调节石墨烯的费米能级, 实现了 PIT 效应的谐振波长、透射振幅和群折射率的动态可调性. 虽然上述三种石墨烯结构能够实现动态可调谐的 PIT 效应, 但是结构复杂的图案化石墨烯在制造时存在很多困难, 工艺实现难度大, 不易于片上集成<sup>[28-31]</sup>, 并且采用多个石墨烯矩形腔边耦合波导结构实现动态可调谐的多 PIT 效应和慢光还未见文献报道.

本文基于石墨烯纳米条波导边耦合矩形腔模型, 产生了单波段和双波段的 PIT 效应. 通过改变石墨烯矩形腔的化学势, 同时实现了单波段、双波段 PIT 模型的谐振波长和透射峰值的可调谐性. 当石墨烯矩形腔的化学势为 0.41—0.44 eV 时, 单 PIT 系统的群折射率控制在 79.2—28.3 之间, 可调谐带宽为 477 nm; 当石墨烯矩形腔 1, 2, 3 的化学势分别为 0.39—0.42 eV, 0.40—0.43 eV, 0.41—0.44 eV 时, 双 PIT 系统的群折射率控制在 143.2—108.6 之间. 由于石墨烯结构具有 1 ps 量级的超快响应时间, 能够超快速地动态调谐 PIT 效应和慢光; 整个结构的尺寸小于  $0.5 \mu\text{m}^2$ , 能够实现一种超紧凑的 PIT 结构. 这为慢光和光存储器件的设计和制作提供了理论参考.

## 2 单 PIT 模型设计与理论分析

单 PIT 系统模型结构主要由石墨烯纳米条波导和两个边耦合石墨烯矩形腔组成, 如图 1 所示. 在 PIT 系统中, 为了避免中红外波段的衬底损耗, 结构中采用蓝宝石 ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) 衬底, 其厚度为 200 nm, 硅层的厚度为 100 nm<sup>[6]</sup>. 两个矩形谐振腔分别位于石墨烯纳米条波导的两侧, 双腔间距为  $L = 160 \text{ nm}$ . 石墨烯纳米条波导与矩形腔之间的耦合距离为  $l_{a1} = l_{a2} = 15 \text{ nm}$ , 矩形腔的长度为  $w_{a1} = w_{a2} = 140 \text{ nm}$ , 宽度为  $d_{a1} = d_{a2} = 20 \text{ nm}$ . 由于仅考虑石墨烯纳米条上的 SPPs 边界模式, 因此石墨烯纳米条波导的宽度  $w$  仅为 10 nm. 当入射光注入并耦合进波导中时, 在石墨烯波导中激发并形成 SPPs 波, SPPs 波被限制在波导之中向前传输, 当 SPPs 波通过腔-波导耦合区域时, 由于近场耦合作用, SPPs 波耦合进入石墨烯矩形腔中. 石墨烯矩形腔的化学势会导致谐振波长的变化, 为了形成 PIT 效应, 石墨烯矩形腔的化学势分别设置为  $E_{F1} = 0.40 \text{ eV}$  和  $E_{F2} = 0.44 \text{ eV}$ .

单层石墨烯的表面电导率  $\sigma_g$  可以用 Kubo 公式表征<sup>[6]</sup>, 即  $\sigma_g(\omega) = \sigma_{\text{intra}}(\omega) + \sigma_{\text{inter}}(\omega)$ , 表示带内和带间贡献之和, 其具体表达式为

$$\begin{aligned} \sigma_g(\omega) = & -i \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})} \\ & \times \left\{ \frac{E_F}{k_B T} + 2 \ln \left[ \exp \left( -\frac{E_F}{k_B T} \right) + 1 \right] \right\} \\ & - i \frac{e^2}{4\pi \hbar^2} \ln \left[ \frac{2|E_F| - \hbar(\omega + i\tau^{-1})}{2|E_F| + \hbar(\omega + i\tau^{-1})} \right], \quad (1) \end{aligned}$$

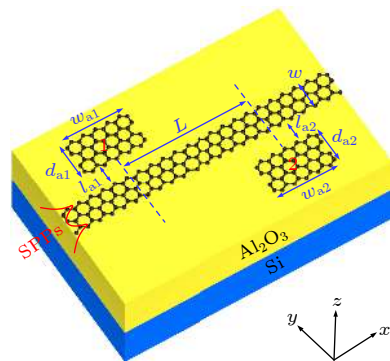


图 1 双石墨烯矩形腔边耦合波导系统结构示意图, 失谐方式为双腔之间的频率失谐

Fig. 1. Schematic of two graphene rectangle cavities side-coupled to a waveguide system. Detuning method is the frequency detuning between two cavities.

式中,  $\omega$  为入射光的频率,  $e$  为电子的电量,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为温度,  $\hbar$  为简化的普朗克常量,  $\tau$  为弛豫时间,  $E_F$  为石墨烯的化学势.  $\sigma_g$  的第一项主要由于带内电子-光子散射, 第二项主要由于直接带间电子跃迁. 本文设定的环境温度  $T$  为 300 K, 石墨烯的化学势设置在 0.39—0.44 eV 之间. 由于在中红外或 THz 波长范围内, 满足条件  $|E_F| \gg k_B T$  以及  $\hbar\omega \gg k_B T$  时, 带间贡献可以忽略, 因此  $\sigma_g$  可以简化为<sup>[26]</sup>

$$\sigma_g = \frac{ie^2 E_F}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})}, \quad (2)$$

其中, 弛豫时间  $\tau = \mu E_F / (ev_F^2)$ , 取决于电子迁移率  $\mu = 1.00 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ . 石墨烯的化学势  $E_F$  以及由电荷载流子散射导致的费米速率  $v_F = 10^6 \text{ m/s}$ . 石墨烯波导的传播常数  $\beta$  为<sup>[6]</sup>

$$\beta = k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{2}{\eta_0 \sigma_g}\right)^2}, \quad (3)$$

式中,  $k_0$  为自由空间中的波数,  $\eta_0$  为自由空间中的本征阻抗. 因此, 有效折射率为  $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ , 根据本征品质因子  $Q_{\text{int}} = \text{Re}(n_{\text{eff}})/\text{Im}(n_{\text{eff}})$ , 如图 2 所示, 本征  $Q$  值随波长的增加而减小, 并且在同一波长下, 石墨烯的化学势越大, 相应的本征  $Q$  值越大.

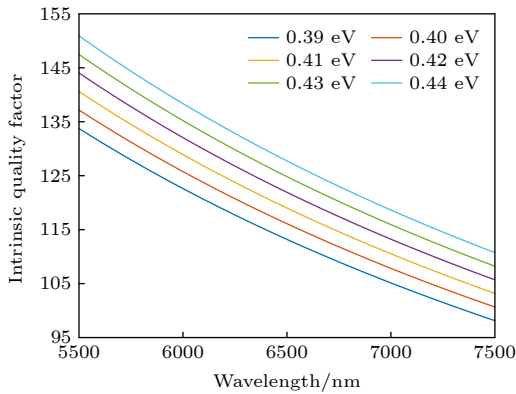


图 2 当石墨烯的化学势为 0.39, 0.40, 0.41, 0.42, 0.43, 0.44 eV 时, 本征  $Q$  值与波长的关系

Fig. 2. Relationship between the intrinsic quality factor and the wavelength for different chemical potential of the graphene  $E_F = 0.39, 0.40, 0.41, 0.42, 0.43$  and  $0.44 \text{ eV}$ , respectively.

石墨烯的化学势能够通过偏置电压动态连续调谐, 其表达式为<sup>[26]</sup>

$$E_F = \hbar v_F \left( \frac{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_d V_g}{d_{\text{sub}} e} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

式中, 石墨烯与电极之间的厚度  $d_{\text{sub}} = 300 \text{ nm}$ ,  $V_g$  为施加的偏置电压,  $\varepsilon_0$  为真空的介电常数,  $\varepsilon_d$  为介质硅的相对介电常数. 当偏置电压为 52.54, 55.27, 58.06, 60.93, 63.87, 66.9 V 时, 石墨烯矩形腔的化学势分别为 0.39, 0.40, 0.41, 0.42, 0.43, 0.44 eV.

为了实现动态可调谐和超快速的 PIT 效应及慢光, 本文通过外加偏置电压调节石墨烯矩形腔的化学势, 随着石墨烯化学势的增加, 波导的有效折射率降低, 矩形腔的谐振波长蓝移. 根据 Fabry-Perot 谐振条件, 石墨烯矩形腔的谐振波长可以表示为<sup>[6]</sup>

$$\lambda = 2\text{Re}(n_{\text{eff}})W / (m - \varphi/\pi), \quad (5)$$

式中,  $\varphi$  为 SPPs 在矩形腔中的反射导致的相移, 矩形腔的有效长度  $W = 140 \text{ nm}$ ,  $m$  为谐振阶数.

图 3 给出了实现单 PIT 效应的原理示意图, 本文采用耦合模式方程分析系统的动态透射光谱特性, 光波的传输损耗和耦合损耗忽略不计. 对于时谐场  $e^{-j\omega t}$ , 腔模式振幅  $a_i$  ( $i = 1, 2$ ) 的动态方程为<sup>[8]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dt} = & (-j\omega_1 - \kappa_{\text{int},1} - \kappa_{c,1}) a_1 \\ & + \sqrt{\kappa_{c,1}} S_{+,in}^{(1)} + \sqrt{\kappa_{c,1}} S_{-,in}^{(1)}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{da_2}{dt} = & (-j\omega_2 - \kappa_{\text{int},2} - \kappa_{c,2}) a_2 \\ & + \sqrt{\kappa_{c,2}} S_{+,in}^{(2)} + \sqrt{\kappa_{c,2}} S_{-,in}^{(2)}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中,  $S_{p,in}^i$  和  $S_{p,out}^i$  ( $i = 1, 2$ ) 分别表示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  $\kappa_{c,i} = 1/\tau_{c,i} = \omega_i/(2Q_{c,i})$  ( $i = 1, 2$ ).

根据能量守恒定律, 每个腔的输出波振幅可以表示为

$$S_{-,out}^{(i)} = S_{-,in}^{(i)} - \sqrt{\kappa_{c,i}} a_i, \quad (8)$$

$$S_{+,out}^{(i)} = S_{+,in}^{(i)} - \sqrt{\kappa_{c,i}} a_i. \quad (9)$$

波导中的传输波振幅满足如下关系式:

$$S_{+,out}^{(i)} = S_{+,in}^{(i+1)} e^{j\phi/2}, \quad (10)$$

$$S_{-,out}^{(i+1)} = S_{-,in}^{(i)} e^{j\phi/2}. \quad (11)$$

假设入射波的频率为  $\omega$ , 光波以  $e^{-j\omega t}$  的形式振

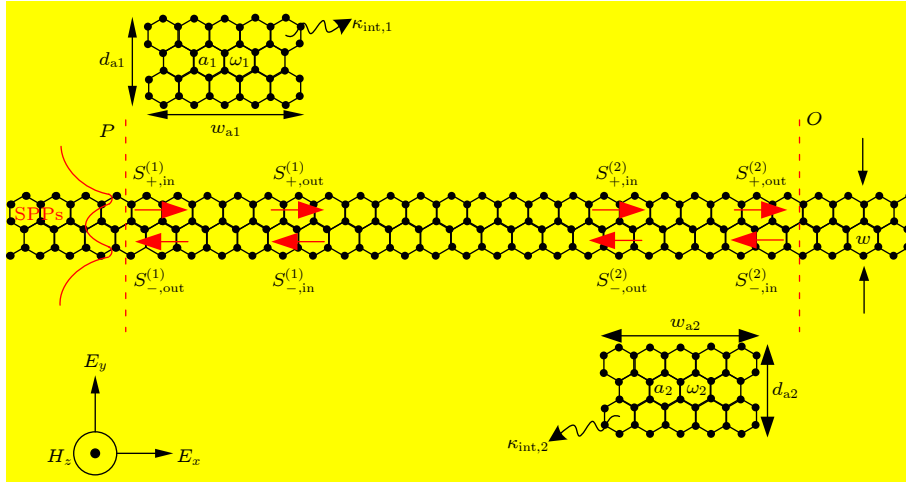


图 3 单 PIT 效应的实现原理示意图

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

荡, 由此可得  $da_i/dt = -j\omega a_i$  ( $i = 1, 2$ ). 每个腔的入射波和出射波振幅之间的关系可以表示为

$$S_{-,in}^{(i)} = \frac{\kappa_{c,i}}{j(\omega_i - \omega) + \kappa_{int,i}} S_{+,in}^{(i)} + \frac{j(\omega_i - \omega) + \kappa_{int,i} + \kappa_{c,i}}{j(\omega_i - \omega) + \kappa_{int,i}} S_{-,out}^{(i)}, \quad (12)$$

$$S_{+,out}^{(i)} = \frac{j(\omega_i - \omega) + \kappa_{int,i} - \kappa_{c,i}}{j(\omega_i - \omega) + \kappa_{int,i}} S_{+,in}^{(i)} - \frac{\kappa_{c,i}}{j(\omega_i - \omega) + \kappa_{int,i}} S_{-,out}^{(i)}. \quad (13)$$

在 PIT 系统中, 为了简化分析, 假设只有一个输入光 (即  $S_{-,in}^{(2)} = 0$ ), 那么, 单腔边耦合波导系统的透射系数和反射系数分别为

$$t_i(\omega) = \frac{j(\omega_i - \omega) + \kappa_{int,i}}{j(\omega_i - \omega) + \kappa_{int,i} + \kappa_{c,i}}, \quad (14)$$

$$r_i(\omega) = -\frac{\kappa_{c,i}}{j(\omega_i - \omega) + \kappa_{int,i} + \kappa_{c,i}}. \quad (15)$$

对于双石墨烯矩形腔边耦合波导系统而言, 系统输出光谱透射率为<sup>[22]</sup>

$$T_1 = |t_a|^2 = \left| \frac{S_{+,out}^{(2)}}{S_{+,in}^{(1)}} \right|^2 = \left| \frac{t_1(\omega)t_2(\omega)}{1 - r_1(\omega)r_2(\omega)e^{j\phi}} \right|^2, \quad (16)$$

式中,  $t_a$  为输出光谱透射系数,  $\phi$  表示双腔的往返相位差. 透射光谱有效相移  $\theta(\omega)$  和系统的群延时  $\tau_g$  分别为  $\theta(\omega) = \arg(t_a)$  和  $\tau_g = \partial\theta(\omega)/\partial\omega$ . 系统的慢光特性用群折射率 ( $n_g$ ) 表征, 群折射率为

$$n_g = \frac{c}{v_g} = \frac{c}{l} \tau_g = \frac{c}{l} \cdot \frac{\partial\theta(\omega)}{\partial\omega}, \quad (17)$$

式中,  $c$  为真空中的光速,  $v_g$  为群速度,  $l$  为 PIT 系统的长度, 这里,  $l = 0.8 \mu\text{m}$ .

本文采用时域有限差分 (finite difference time domain, FDTD) 法仿真确定  $Q$  值, 仿真的时间精度为 3000 fs, 空间精度为 0.1 nm, 单层石墨烯厚度方向的网格均匀设置为 0.2 nm (1 nm 厚度包含 5 层), 其他的仿真区域设置为非均匀网格, 采用完美匹配层边界条件吸收输出光波. 当石墨烯矩形腔 1 和 2 的化学势分别设置为 0.40 和 0.44 eV 时, FDTD 仿真得到矩形腔 1 和 2 的谐振波长分别为 6650 和 5983 nm, 由图 2 可知, 腔 1 和腔 2 的本征  $Q$  值分别为 113.7 和 126.2. 总  $Q$  值、本征  $Q$  值和耦合  $Q$  值的关系为  $1/Q_t = 1/Q_{int} + 1/Q_c$ , 其中  $Q_t = \lambda_0/\Delta\lambda$  为边耦合腔的总  $Q$  值,  $\lambda_0$  为透射谱的峰值波长,  $\Delta\lambda$  为透射谱的半高宽. FDTD 仿真得到  $Q_t$  为 19.1, 因此可以得到腔 1 和腔 2 的耦合  $Q$  值分别为 23.1 和 22.5.

采用耦合模式方程数值计算和 FDTD 仿真分析 PIT 效应的透射光谱, 数值计算结果很好地符合了 FDTD 仿真结果. 由图 4(a1)—图 4(d1) 可知, 随着石墨烯化学势的增加, 石墨烯矩形谐振腔 2 的谐振波长蓝移, 波长失谐量增加, PIT 效应透明窗口带宽变宽, 可调谐带宽为 477 nm, 并且 PIT 效应透射峰值变大. 当石墨烯的化学势为 0.41 eV 时, PIT 效应透射峰值小, 仅为 10%, 如图 4(a1) 所示; 当石墨烯的化学势为 0.44 eV 时, PIT 效应透射峰值达到 62%, 如图 4(d1) 所示, 这表明, 通过改变石墨烯矩形腔的化学势能够有效地调节 PIT 效应.

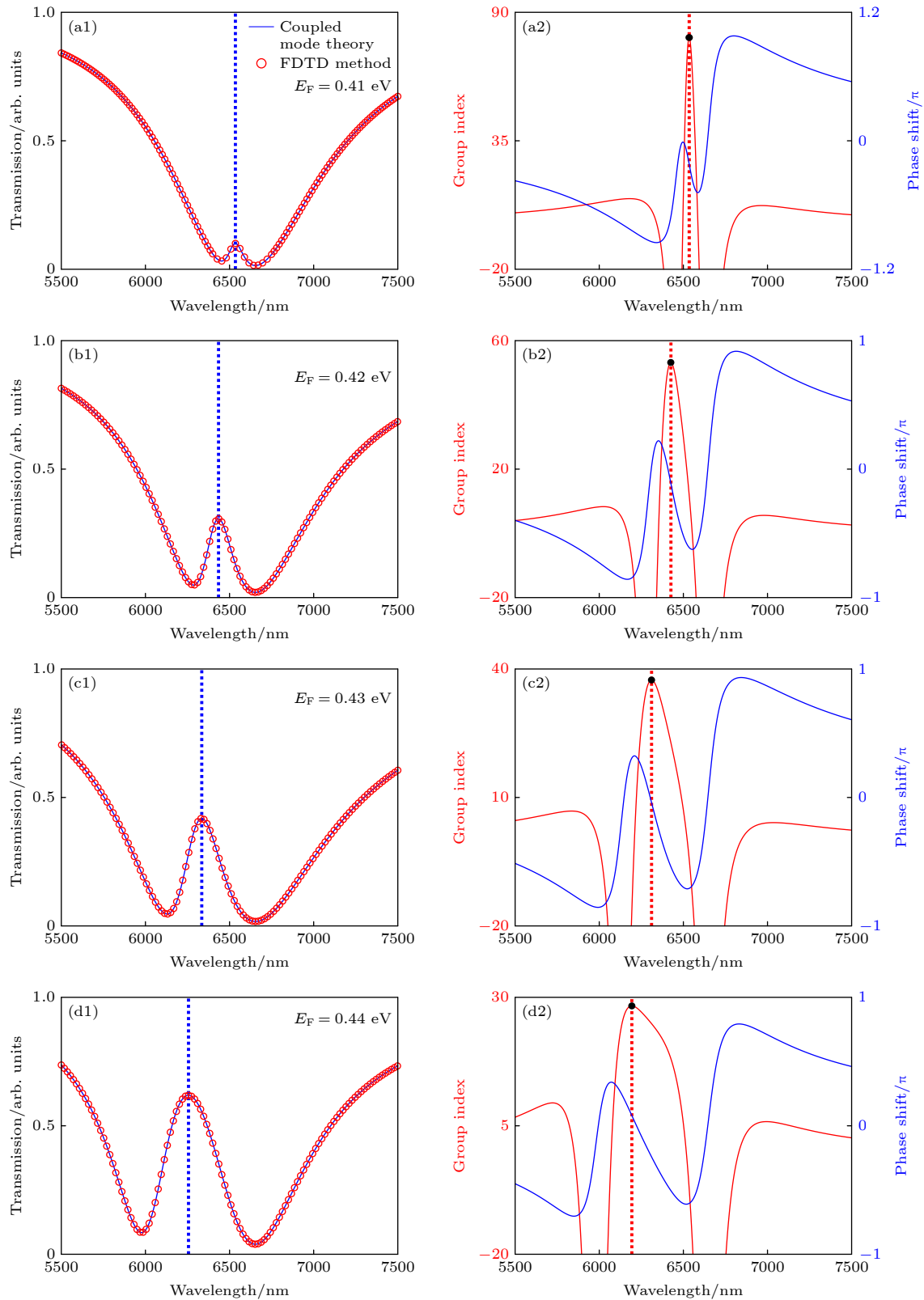


图 4 单 PIT 效应仿真分析 (a1)–(d1) 单 PIT 效应透射光谱; (a2)–(d2) 相应的相移响应和群折射率

Fig. 4. Single PIT effect simulation analysis: (a1)–(d1) The transmission spectra of single PIT effect; (a2)–(d2) corresponding phase shift responses and group index.

图 4(a2)–图 4(d2) 给出了 PIT 效应透射光谱相移和群折射率随石墨烯化学势的变化规律. 由

于 PIT 系统双腔之间的往返相位差为  $2\pi$  的整数倍, 会导致 Fabry-Perot 谐振, 因此, 中心波长处

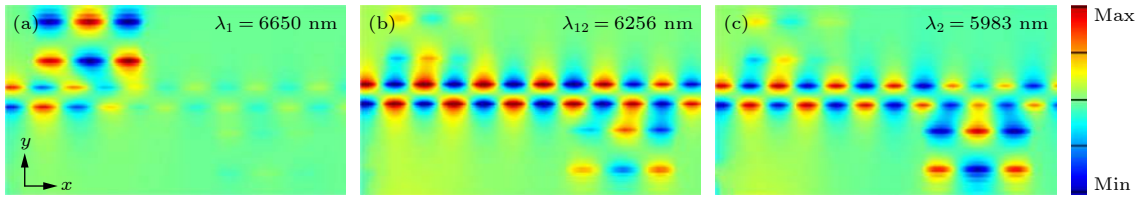

 图 5 单 PIT 效应透射凹陷 ((a), (c)) 和峰值波长 ((b)) 处的  $|H_z|^2$  磁场分布

 Fig. 5.  $|H_z|^2$  magnetic field distributions of single PIT effect at transmission dips ((a) and (c)) and the peak wavelength ((b)).

的 PIT 效应透射光谱相移为  $0\pi$ . 由于 PIT 系统受到延时-带宽积的限制, 即 PIT 系统能够获得的最大群延时反比于操作带宽, 所以峰值波长处的群折射率随着波长失谐量的增加而减小, 如图 4(a2)—图 4(d2) 所示. 并且, 随着系统群折射率的增加, PIT 效应透射峰值减小, 这是因为信号光花费了更多时间在两腔之间谐振, 导致更多的光功率在两腔之间损耗掉, PIT 系统输出的光强减小. 随着石墨烯化学势的增加, 峰值波长处的 PIT 系统群折射率的最小值为 28.3, 如图 4(d2) 所示, 这是由于受到了延时-带宽积的限制. 在峰值波长处, 对应的群折射率分别为 79.2, 53.2, 37.4 和 28.3, 如图 4(a2)—图 4(d2) 中的黑点所示.

通过 FDTD 仿真模拟了谐振波长处的  $|H_z|^2$  磁场分布, 如图 5 所示. 当腔 1 和腔 2 的化学势分别设置为 0.40 和 0.44 eV 时, 图 5(a) 为腔 1 的谐振波长 6650 nm 处的磁场分布; 图 5(b) 为 PIT 效应峰值波长 6256 nm 处的磁场分布, 对应的 PIT 效应透射光谱如图 4(d1) 所示; 图 5(c) 为腔 2 的谐振波长 5983 nm 处的磁场分布. 由图 5(b) 可知, 本文设计的结构能够形成很好的 PIT 效应.

图 6 给出了在 PIT 峰值波长处, 群折射率与石墨烯化学势的关系. 随着石墨烯化学势的增加, 峰值波长处的群折射率减小, 慢光效果降低. 当改变矩形腔 2 的化学势时, 动态调谐腔 2 的谐振波长, PIT 系统群折射率的可调谐范围为 28.3—79.2, 如图 6 所示. 虽然 PIT 系统群折射率的最大值达到 79.2, 但是 PIT 透明峰值非常小, 仅为 10%, 大量的光能量在双腔耦合波导系统中损耗掉. 当石墨烯的化学势为 0.42 和 0.43 eV 时, PIT 透射峰值分别为 30.7% 和 41.8%, 并且最大群折射率分别达到 53.2 和 37.4, 如图 4 所示, 因此, 为了均衡系统的群折射率和 PIT 透射峰值, 当石墨烯的化学势控制在 0.42—0.43 eV 时, 能够有效地降低系统的光功率损耗, 并且能够实现较大的群折射率, 这些

研究结果能够应用于动态可调谐的光调制器和慢光器件中.

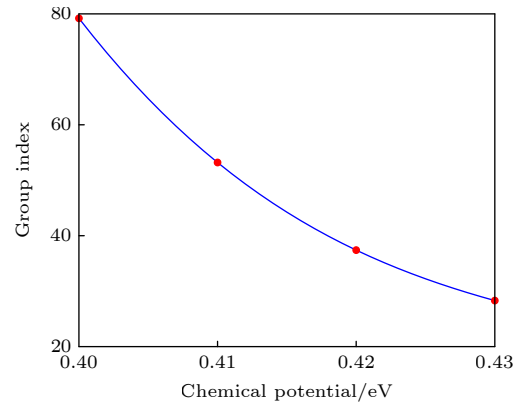


图 6 在 PIT 峰值波长处, 群折射率与石墨烯化学势的关系

Fig. 6. Relationship between the group index and the chemical potential of the graphene under the peak wavelength of the PIT.

### 3 双 PIT 模型设计与仿真结果分析

在单 PIT 模型的基础上增加一个石墨烯矩形腔单元, 就构成了如图 7 所示的双 PIT 模型, 其中, 波导与腔之间的耦合距离为  $h_{b1} = h_{b2} = h_{b3} = 15$  nm, 腔的长度为  $w_{b1} = w_{b2} = w_{b3} = 140$  nm, 腔的宽度为  $d_{b1} = d_{b2} = d_{b3} = 20$  nm, PIT 系统的

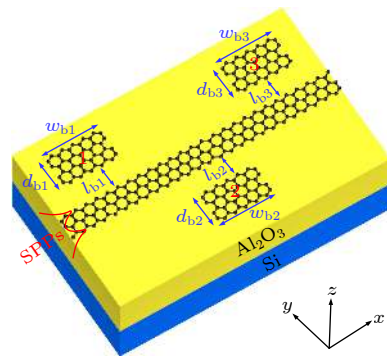


图 7 三石墨烯矩形腔边耦合波导系统结构示意图

Fig. 7. Schematic of triple graphene rectangle cavities side-coupled to a waveguide system.

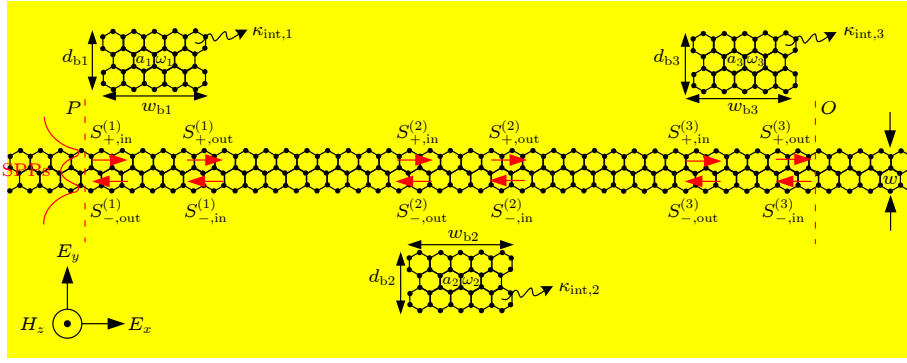


图 8 双 PIT 效应的实现原理示意图

Fig. 8. Schematic diagram of realizing principle of dual PIT effect.

长度为 1.2  $\mu\text{m}$ . 石墨烯矩形腔 1, 2 和 3 的化学势分别设置为  $E_{F1} = 0.42$  eV,  $E_{F2} = 0.43$  eV 和  $E_{F3} = 0.44$  eV.

图 8 给出了实现双 PIT 效应的原理示意图, 腔模式振幅  $a_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) 的动态方程为 [8]

$$\frac{da_1}{dt} = (j\omega_1 - \kappa_{int,1} - \kappa_{c,1}) a_1 + \sqrt{\kappa_{c,1}} S_{+,in}^{(1)} + \sqrt{\kappa_{c,1}} S_{-,in}^{(1)}, \quad (18)$$

$$\frac{da_2}{dt} = (j\omega_2 - \kappa_{int,2} - \kappa_{c,2}) a_2 + \sqrt{\kappa_{c,2}} S_{+,in}^{(2)} + \sqrt{\kappa_{c,2}} S_{-,in}^{(2)}, \quad (19)$$

$$\frac{da_3}{dt} = (j\omega_3 - \kappa_{int,3} - \kappa_{c,3}) a_3 + \sqrt{\kappa_{c,3}} S_{+,in}^{(3)} + \sqrt{\kappa_{c,3}} S_{-,in}^{(3)}. \quad (20)$$

波导中的传输波振幅满足如下关系式 ( $i = 1, 2$ ):

$$S_{+,out}^{(i)} = S_{+,in}^{(i+1)} e^{j\phi_i/2}, \quad (21)$$

$$S_{-,out}^{(i+1)} = S_{-,in}^{(i)} e^{j\phi_i/2}, \quad (22)$$

式中,  $\phi_1$  为腔 1 和腔 2 之间的相位差,  $\phi_2$  为腔 2 和腔 3 之间的相位差, 并且  $\phi_1 = \phi_2 = \phi$ .

对于三石墨烯矩形腔边耦合波导系统而言, 波导的系统输出光谱透射率为

$$T_2 = |t_b|^2 = \left| \frac{S_{+,out}^{(3)}}{S_{+,in}^{(1)}} \right|^2 = \left| \frac{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 / [(\alpha_1 + \kappa_{c,1})(\alpha_3 + \kappa_{c,3}) \alpha_2 e^{j\phi} - \kappa_{c,1} \kappa_{c,3} \alpha_2 e^{-j\phi} + (\alpha_1 + \kappa_{c,1})(\kappa_{c,2} \alpha_3 e^{j\phi} + \kappa_{c,1} \kappa_{c,3} e^{j\phi} - 1) - \kappa_{c,1} \kappa_{c,2} \alpha_3 + \kappa_{c,1} \kappa_{c,2} \kappa_{c,3} (e^{-j\phi} - 1)]}{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3} \right|^2, \quad (23)$$

式中,  $\alpha_i = j(\omega - \omega_i) + \kappa_{int,i}$ ,  $\alpha_2 = j(\omega - \omega_2) + \kappa_{int,2}$ ,  $\alpha_3 = j(\omega - \omega_3) + \kappa_{int,3}$ ,  $\omega_{1,2,3}$  为三个矩形腔的本征谐振频率,  $\kappa_{int,i}$  为本征衰减率, 其与对应的本征品质因子  $Q_{int,i}$  的关系为  $\kappa_{int,i} = 1/\tau_{int,i} = \omega_i/(2Q_{int,i})$ ;  $\kappa_{c,i}$  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  $\kappa_{c,i} = 1/\tau_{c,i} = \omega_i/(2Q_{c,i})$  ( $i = 1, 2, 3$ ).  $t_b$  为输出光谱透射系数.

当石墨烯矩形腔 1, 2 和 3 的化学势分别为 [0.39 eV, 0.40 eV, 0.41 eV], [0.40 eV, 0.41 eV, 0.42 eV], [0.41 eV, 0.42 eV, 0.43 eV], [0.42 eV, 0.43 eV, 0.44 eV] 时, FDTD 仿真得到矩形腔 1, 2 和 3 的谐振波长分别为 [6814 nm, 6626 nm, 6435 nm], [6651 nm, 6460 nm, 6269 nm], [6482 nm, 6293 nm, 6102 nm], [6324 nm, 6134 nm, 5946 nm]. 由图 2 可知,  $Q_{int1} = 108.2, 113.4, 120.1, 125.2$ ;  $Q_{int2} = 113.5, 120.1, 126.1, 132.3$ ;  $Q_{int3} = 120.1, 126.5, 132.9, 139.7$ . FDTD 仿真可得两个 PIT 透明峰导致的总  $Q$  值分别为  $Q_{t1} = 90.2, 88.5$ ;  $Q_{t2} = 80.4, 77.6$ ;  $Q_{t3} = 72.7, 70.3$ ;  $Q_{t4} = 65.6, 63.4$ , 因此可以得到矩形腔 1, 2 和 3 的耦合  $Q$  值分别为  $Q_{c1} = 540.1, 272.8, 184.2, 137.2$ ;  $Q_{c2} = 432.2, 223.1, 159.8, 130.3$ ;  $Q_{c3} = 329.2, 197.1, 149.5, 116.3$ .

如图 9(d1) 所示, 当矩形腔 1, 2 和 3 的化学势分别为 0.42, 0.43, 0.44 eV 时, A, B 和 C 分别为光在腔 3, 腔 2 和腔 1 中谐振时对应的透射凹陷. peak I 为光在腔 2 和腔 3 中共振时产生的透明峰, 此时光未被耦合进腔 1, 腔 1 的入射波振幅和腔 2 的入射波振幅相等, 即  $S_{+,in}^{(1)} = S_{+,in}^{(2)}$ , 透射率  $T' = |S_{+,out}^{(3)}/S_{+,in}^{(2)}|^2$ ; peak II 为光在腔 1 和腔 2 中共振时产生的透明峰, 此时光未被耦合进腔 3, 腔 2 的出射波振幅和腔 3 的出射波振幅相等, 即

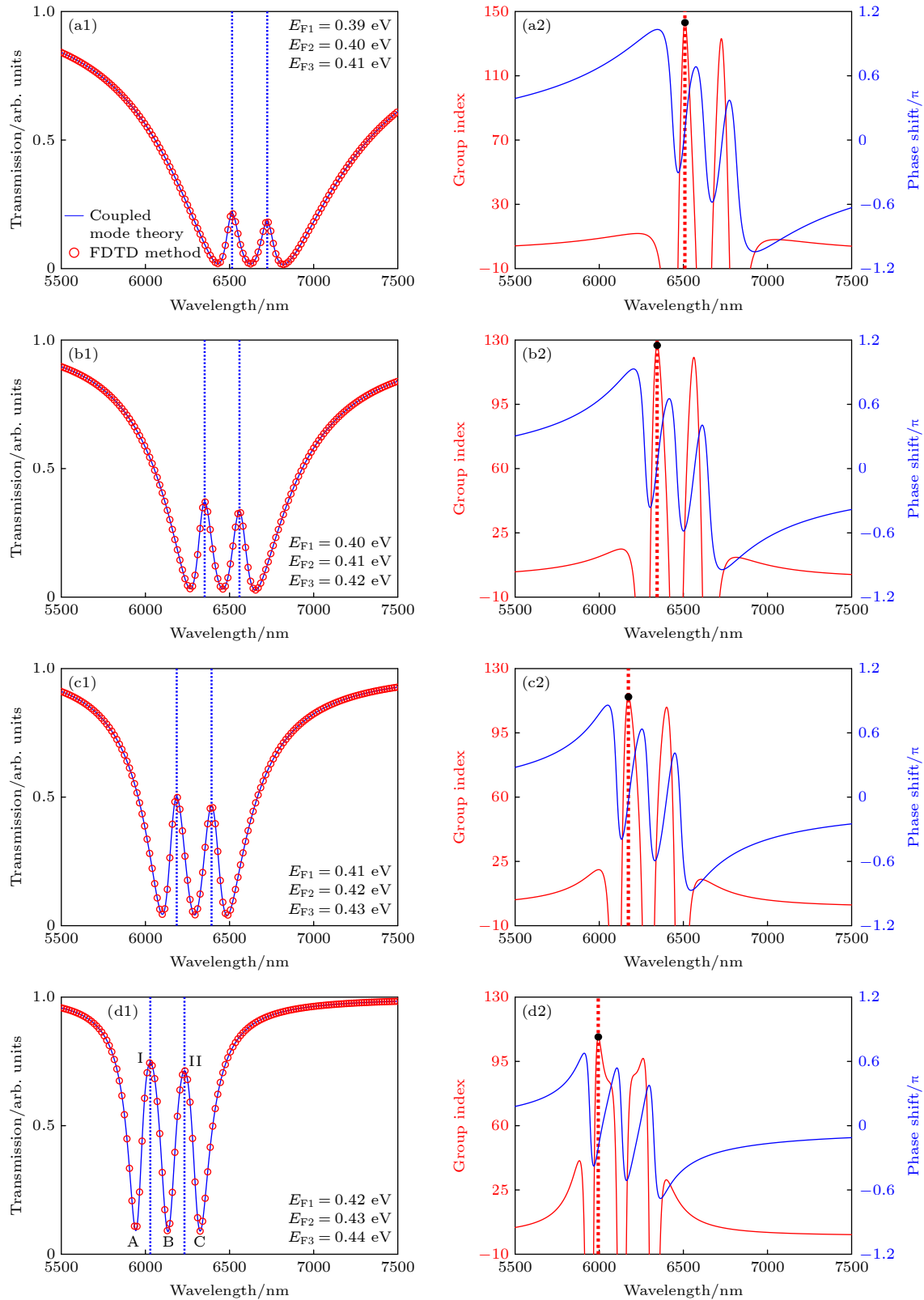


图 9 双 PIT 效应仿真分析 (a1)–(d1) 双 PIT 效应透射光谱; (a2)–(d2) 相应的相移响应和群折射率  
 Fig. 9. Dual PIT effect simulation analysis: (a1)–(d1) Transmission spectra of dual PIT effect; (a2)–(d2) corresponding phase shift responses and group index.

$S_{+,out}^{(2)} = S_{+,out}^{(3)}$ , 透射率  $T'' = \left| S_{+,out}^{(2)} / S_{+,in}^{(1)} \right|^2$ . 由 3 的化学势分别为  $[0.39$  eV,  $0.40$  eV,  $0.41$  eV],  
 图 9(a1)–图 9(d1) 可知, 当石墨烯矩形腔 1, 2 和  $[0.40$  eV,  $0.41$  eV,  $0.42$  eV],  $[0.41$  eV,  $0.42$  eV,

表 1 PIT 峰值波长处, 不同石墨烯矩形腔化学势、泵浦光强下的 PIT 系统最大群折射率

Table 1. The maximum group index of the PIT system under different chemical potentials of graphene rectangle cavities and pump light intensity at the peak wavelength of PIT.

| 调谐方式   | 相关参数   | PIT系统最大群折射率          |
|--------|--|----------------------|
| 石墨烯化学势 | $E_{F1} = 0.39 \text{ eV}, E_{F2} = 0.40 \text{ eV}, E_{F3} = 0.41 \text{ eV}$ | 143.2                |
|        | $E_{F1} = 0.40 \text{ eV}, E_{F2} = 0.41 \text{ eV}, E_{F3} = 0.42 \text{ eV}$ | 127.3                |
|        | $E_{F1} = 0.41 \text{ eV}, E_{F2} = 0.42 \text{ eV}, E_{F3} = 0.43 \text{ eV}$ | 116.2                |
|        | $E_{F1} = 0.42 \text{ eV}, E_{F2} = 0.43 \text{ eV}, E_{F3} = 0.44 \text{ eV}$ | 108.6                |
| 泵浦光强   | $I = 11.7 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$                                       | 14.5 <sup>[10]</sup> |

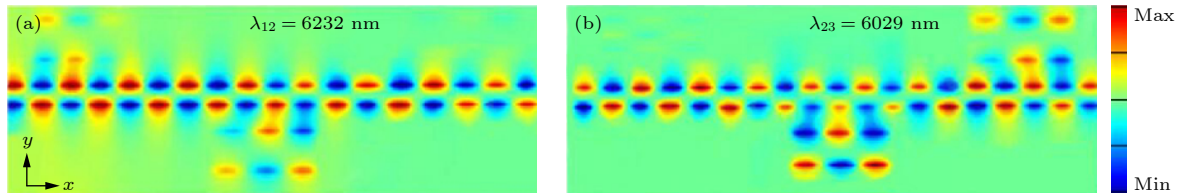


图 10 双 PIT 效应峰值波长处的  $|H_z|^2$  磁场分布

Fig. 10.  $|H_z|^2$  magnetic field distributions of dual PIT effect at the peak wavelength.

0.43 eV], [0.42 eV, 0.43 eV, 0.44 eV] 时, 随着石墨烯化学势的增加, 腔 1, 腔 2 和腔 3 的谐振波长同时蓝移, 并且腔 1 与腔 2、腔 2 与腔 3 共振产生的 PIT 透射峰值变大. 当石墨烯矩形腔 1, 2 和 3 的化学势分别为 0.39, 0.40, 0.41 eV 时, PIT 效应透射峰值最小, peak I 和 peak II 的透射峰值分别为 21% 和 18%, 如图 9(a1) 所示; 当石墨烯矩形腔 1, 2 和 3 的化学势分别为 0.42, 0.43, 0.44 eV 时, 两个 PIT 透射峰值分别达到 74% 和 71%, 如图 9(d1) 所示, 这表明, 通过改变石墨烯矩形腔的化学势能够有效地调节双 PIT 效应, 这能够应用于动态可调谐的双通道光学滤波器和光调制器中.

图 9(a2)—图 9(d2) 给出了双 PIT 效应透射光谱相移和群折射率随石墨烯化学势的变化规律. 由于 PIT 系统双腔之间的往返相位差为  $2\pi$  的整数倍, 因此, 光在腔 1 与腔 2、腔 2 与腔 3 中共振产生的双 PIT 效应透射光谱相移为  $0\pi$ . 随着石墨烯矩形腔化学势的减小, PIT 系统群折射率增加, 双 PIT 透射峰值减小, 这是因为信号光花费了更多时间在腔 1 与腔 2、腔 2 与腔 3 之间谐振, 导致更多的光功率在 3 个矩形腔之间损耗掉, PIT 系统输出的光强减小. 在红色虚线所示的峰值波长处, 双 PIT 系统始终保持大的群折射率, 对应的群折射率分别为 143.2, 127.3, 116.2 和 108.6, 如图 9(a2)—图 9(d2) 中的黑点所示.

图 10 仿真了双 PIT 效应谐振波长处的  $|H_z|^2$

磁场分布. 当腔 1, 腔 2 和腔 3 的化学势分别设置为 0.42, 0.43 和 0.44 eV 时, 图 10(a) 为光在腔 1 和腔 2 中共振时 PIT 效应峰值波长  $\lambda_{12} = 6232 \text{ nm}$  处的磁场分布; 图 10(b) 为光在腔 2 和腔 3 中共振时 PIT 效应峰值波长  $\lambda_{23} = 6029 \text{ nm}$  处的磁场分布, 对应的 PIT 效应透射光谱如图 9(d1) 所示. 因此, 由图 10 可知, 双 PIT 效应的形成机理和单 PIT 效应一致, 都是由两腔共振导致的.

表 1 给出了在 PIT 峰值波长处, 不同石墨烯矩形腔化学势、泵浦光强下的 PIT 系统最大群折射率. 随着石墨烯化学势的增加, 峰值波长处的群折射率减小, 慢光效果降低. 由表 1 可知, 当石墨烯化学势依次增加时, 双 PIT 系统群折射率的可调谐范围为 143.2—108.6, 双 PIT 结构始终保持大的群折射率. 文献 [10] 提出通过泵浦光动态调谐系统的 PIT 效应, 当泵浦光强  $I = 11.7 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$  时, 系统获得的最大群折射率为 14.5, 虽然其能够实现动态可调谐的低功耗的慢光, 但是与之相比, 本文提出的 PIT 结构能够获得更大的群折射率, 实现更好的慢光效果. 这些研究结果能够更好地应用于动态可调谐的双通道光存储器和慢光器件中.

## 4 结 论

在石墨烯纳米条波导边耦合矩形腔系统中, 本文研究了超快速、超紧凑型和动态可调谐的 PIT

效应及其慢光特性. 采用的石墨烯结构具有 1 ps 量级的超快响应时间, 实现了超快速调控. 当石墨烯的化学势增加时, 各个波段 PIT 窗口的谐振波长逐渐减小, 发生蓝移. 此外, 通过动态调谐石墨烯矩形腔的谐振波长, 当石墨烯矩形腔的化学势为 0.41—0.44 eV 时, 单 PIT 系统的群折射率控制在 79.2—28.3 之间, 可调谐带宽为 477 nm; 当石墨烯矩形腔 1, 2, 3 的化学势分别为 0.39—0.42 eV, 0.40—0.43 eV, 0.41—0.44 eV 时, 双 PIT 系统的群折射率控制在 143.2—108.6 之间. 并且, 整个系统的尺寸小于  $0.5 \mu\text{m}^2$ . 仿真结果表明, 当单 PIT 系统矩形腔的化学势控制在 0.42—0.43 eV 时, 能够有效地降低系统的光功率损耗, 并且实现较大的群折射率; 双 PIT 系统能够形成两个 PIT 透射峰, 并且峰值相当, 可以实现大的群折射率, 慢光效果显著. 研究结果对于集成光子回路中超紧凑型光学滤波器、超高灵敏度传感器、超快调节光调制器、动态可调谐慢光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] Gao E D, Liu Z M, Li H J, Xu H, Zhang Z B, Luo X, Xiong C X, Liu C, Zhang B H, Zhou F Q 2019 *Opt. Express* **27** 13884
- [2] Liu J H, Yu Y F, Zhang Z M 2019 *Opt. Express* **27** 15382
- [3] Ziemkiewicz D, Slowik K, Zielinska-Raczynska S 2018 *Opt. Lett.* **43** 490
- [4] Neubert T J, Wehrhold M, Kaya N S, Balasubramanian K 2020 *Nanotechnology* **31** 405201
- [5] Li H J, Wang L L, Sun B, Huang Z R, Zhai X 2016 *Plasmonics* **11** 87
- [6] 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
- [7] Liu Y C, Li B B, Xiao Y F 2017 *Nanophotonics* **6** 789
- [8] 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
- [9] Xiong C X, Li H J, Xu H, Zhao M Z, Zhang B H, Liu C, Wu K 2019 *Opt. Express* **27** 17718
- [10] Han X, Wang T, Li X M, Zhu Y J 2015 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **48** 235102
- [11] 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
- [12] Liu Z M, Zhang X 2020 *New J. Phys.* **22** 083006
- [13] Huang H L, Xia H, Guo Z B, Li H J, Xie D 2018 *Opt. Commun.* **424** 163
- [14] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [15] Zhang B H, Li H J, Xu H, Zhao M Z, Xiong C X, Liu C, Wu K 2019 *Opt. Express* **27** 3598
- [16] Cen H F, Wang F Q, Liang R S, Wei Z C, Meng H Y, Jiang L H, Dong H G, Qin S J, Wang L, Wang C L 2018 *Opt. Commun.* **420** 78
- [17] Qiu P P, Qiu W B, Lin Z L, Chen H B, Ren J B, Wang J X, Kan Q, Pan J Q 2017 *Nanoscale Res. Lett.* **12** 374
- [18] Sun C, Si J N, Dong Z W, Deng X X 2016 *Opt. Express* **24** 11466
- [19] Fan C Z, Jia Y L, Ren P W, Jia W 2021 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 035107
- [20] Li J B, Xiao X J, Tan Y, Guo Q Q, Liang S, Xiao S, Zhong H H, He M D, Liu L H, Luo J H, Chen L Q 2020 *Opt. Express* **28** 3136
- [21] Zhang T, Liu Q, Dan Y H, Yu S, Han X, Dai J, Xu K 2020 *Opt. Express* **28** 18899
- [22] Wang B Y, Zhu Y H, Zhang J, Zeng Q D, Du J, Wang T, Yu H Q 2020 *Chin. Phys. B* **29** 377
- [23] Karampitsos N, Kyrginas D, Couris S 2020 *Opt. Lett.* **45** 1814
- [24] Baudisch M, Marini A, Cox J D, Zhu T, Silva F, Teichmann S, Massicotte M, Koppens F, Levitov L S, Abajo F J G, Biegert J 2018 *Nat. Commun.* **9** 1018
- [25] Xiao B G, Zhu J F, Xiao L H 2020 *Appl. Opt.* **59** 6041
- [26] Xu H, Zhao M Z, Zheng M F, Xiong C X, Zhang B H, Peng Y Y, Li H J 2019 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **52** 025104
- [27] Hu B J, Huang M, Li P, Yang J J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 174201 (in Chinese) [胡宝晶, 黄铭, 黎鹏, 杨晶晶 2020 物理学报 **69** 174201]
- [28] Zhan S, Li H, Cao G, He Z, Li B, Yang H 2014 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **47** 205101
- [29] Chen Z, Chen H, Yin J, Zhang R, Jile H, Xu D, Yi Z, Zhou Z, Cai S, Yan P 2021 *Diamond Relat. Mater.* **116** 108393
- [30] Chen Z, Chen H, Jile H, Xu D, Yi Z, Lei Y, Chen X, Zhou Z, Cai S, Li G 2021 *Diamond Relat. Mater.* **115** 108374
- [31] Jiang L, Yuan C, Li Z, Su J, Yi Z, Yao W, Wu P, Liu Z, Cheng S, Pan M 2021 *Diamond Relat. Mater.* **111** 108227

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

Wang Bo-Yun<sup>1)2)†</sup> Zhu Zi-Hao<sup>1)</sup> Gao You-Kang<sup>1)</sup> Zeng Qing-Dong<sup>1)</sup>  
Liu Yang<sup>1)</sup> Du Jun<sup>1)</sup> Wang Tao<sup>2)</sup> Yu Hua-Qing<sup>1)‡</sup>

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

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

( Received 29 July 2021; revised manuscript received 22 September 2021 )

## Abstract

In order to reduce the size of the device and realize the ultrafast response time and dynamic tunableness, the single-band and dual-band plasmon induced transparency (PIT) effect are investigated based on graphene nanoribbon waveguide side-coupled rectangle cavity. The slow light properties of the model are analyzed numerically and theoretically by coupled mode theory and finite difference time domain method. With controlling the chemical potential of the graphene rectangle cavity, the tunability of the resonant wavelength and the transmission peak can be achieved simultaneously in single-band and dual-band PIT model. As the chemical potential of graphene increases, the resonant wavelength of each transmission window of PIT effect decreases gradually and presents the blue shift. In addition, through dynamically tuning the resonant wavelength of the graphene rectangle cavity, when the chemical potential of the graphene rectangle cavity increases from 0.41 to 0.44 eV, the group index of single PIT system is controlled to be between 79.2 and 28.3, and the tunable bandwidth is 477 nm. Moreover, the group index of dual PIT system is controlled to be between 143.2 and 108.6 when the chemical potentials of graphene rectangle cavities 1, 2, and 3 are 0.39–0.42 eV, 0.40–0.43 eV, and 0.41–0.44 eV, respectively. The size of the entire PIT structure is  $<0.5 \mu\text{m}^2$ . The research results here in this work are of reference significance in designing and fabricating the optical sensors, optical filters, slow light and light storage devices with ultrafast, ultracompact and dynamic tunableness.

**Keywords:** plasmon induced transparency, graphene, finite difference time domain, rectangle cavities

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

**DOI:** 10.7498/aps.71.20211397

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11647122, 61705064), the Natural Science Foundation of Hubei Province, China (Grant Nos. 2018CFB672, 2018CFB773), the Project of Hubei Province Department of Education, China (Grant Nos. B2021215, T201617), and the Natural Science Foundation of Xiaogan City, China (Grant No. XGKJ2021010002).

† Corresponding author. E-mail: wangboyun@alumni.hust.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: yuhuaqing@hbeu.edu.cn