

基于纳米金属-石墨烯耦合的多频段 等离子诱导透明*

胡宝晶¹⁾²⁾ 黄铭^{1)†} 黎鹏¹⁾ 杨晶晶¹⁾

1) (云南大学信息学院, 昆明 650091)

2) (云南农业大学理学院, 昆明 650201)

(2020年2月10日收到; 2020年5月18日收到修改稿)

提出了基于银纳米棒、银纳米盘和石墨烯耦合的多频段等离子诱导透明 (PIT) 电磁模型, 通过时域有限差分法和辐射双振荡器 (RTO) 模型从数值计算和理论研究两方面分析了模型的电磁特性. 结果表明: 由于银纳米棒与银纳米盘、银纳米棒与银纳米棒之间的明模-明模耦合, 可以在单频段 PIT 效应的基础之上, 进一步产生双频段和三频段的 PIT 效应. 其次, 通过改变石墨烯的化学电位势, 可以在单频段、双频段和三频段 PIT 模型中同时实现谐振频率和透射振幅的可调性. 当化学势增大时, 各频段 PIT 窗口的谐振频率将会逐渐增大, 发生蓝移. 此外, 随着化学势增加, 银盘和银棒表面电荷数会不断增加、表面电场将不断增强. 同时, 银盘和银棒、银棒和银棒之间的耦合强度也将逐渐增强. 因此, 各频段 PIT 的透射振幅将会逐渐减小, 振幅调制深度逐渐增大. 进一步研究了单频段 PIT 模型的传感特性, 该模型随背景材料折射率变化的灵敏度达到了 3906.6 nm/RIU. 这为多频带滤波、超灵敏传感器的设计提供了理论参考.

关键词: 多频段等离子诱导透明, 石墨烯, 时域有限差分法

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

DOI: 10.7498/aps.69.20200200

1 引言

等离子诱导透明 (PIT) 是电磁感应透明效应的一种等离子体类似现象, 它可以通过明模-暗模和明模-明模两种耦合方式实现^[1]. PIT 在光滤波^[2]、光传感^[3]、慢光和光转换^[4,5]等领域有着广泛的应用. 相对于单频段 PIT, 多频段的 PIT 能够在光信息处理过程中增加新的自由度, 可以同时多个频段控制光与物质的相互作用, 因此在光信息处理、多频带滤波、多频带慢光和超灵敏传感器等领域有着非常重要的应用. 然而, 在实际应用中, 除了实现多频段 PIT 外, PIT 所产生的透明窗口的谐振频率和透射振幅的可调性也是非常重要的^[6]. 由

于金属材料在实现可调性方面的不足, 传统金属材料已经逐步被其他材料所取代.

石墨烯 (graphene), 一种聚集在蜂窝状网格中的单层碳原子, 相对于金属材料, 石墨烯具有更高的电子迁移率和更低的损耗. 特别是石墨烯的表面电导率会随着费米能量的改变而改变, 使得它成为可调谐振装置的一种很好的实现方式^[7]. 但是, 在实际操作中, 图案化石墨烯的电导率在晶胞中很难被有效地调节, 同时由于石墨烯超小的结构尺寸, 也导致图案化石墨烯在制造时存在很多困难^[8]. 因此, 基于金属-石墨烯的耦合模型来实现 PIT 谐振频率和透射振幅的可调性越来越成为研究的热点^[9-12]. 2017年, Sun 等^[13]和 Dong 等^[14]基于金属-石墨烯超材料实现了双频段 PIT 谐振频率的可

* 国家自然科学基金 (批准号: 61461052, 11564044, 61863035) 和云南省教育厅科学研究基金 (批准号: 2019J0172) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huangming@ynu.edu.cn

调性. 2018年, Wang等^[15]基于金属线型、H型谐振器和石墨烯的耦合模型实现了单频段 PIT 透射振幅的宽带可调. 2019年, Lao等^[16]、Wang等^[17]和 Zhang等^[18]都基于金属-石墨烯耦合模型实现了单频段 PIT 透射振幅的可调性. 因此, 之前研究中, 基于金属-石墨烯耦合模型实现的 PIT 效应主要集中在单频段和双频段, PIT 谐振频率和透射振幅的可调性研究也只侧重于一个方面. 对于实现更多频段的 PIT 效应, 并同时完成多频段 PIT 谐振频率和透射振幅的可调性, 还未见文献发表.

本文基于银纳米棒、银纳米盘和石墨烯的多频段等离激元诱导透明的耦合模型, 产生了单频段、双频段和三频段的 PIT 效应. 通过改变石墨烯的化学电位势, 同时实现了单频段、双频段、三频段 PIT 模型的谐振频率和透射振幅的可调性. 研究了单频段 PIT 模型的传感特性, 发现该模型灵敏度达到了 3906.6 nm/RIU. 这为多频带滤波和超灵敏传感器的设计提供了理论参考.

2 辐射双振荡器 (radiating two-oscillators model) 模型

基于明模-明模耦合的系统可以采用辐射双振荡器 (RTO) 模型进行理论分析^[19,20]:

$$\ddot{p}_1(t) + \gamma_1 \dot{p}_1(t) + \omega_1^2 p_1(t) - \Omega^2 \exp(i\varphi) p_2(t) = f_1(t), \quad (1)$$

$$\ddot{p}_2(t) + \gamma_2 \dot{p}_2(t) + \omega_2^2 p_2(t) - \Omega^2 \exp(i\varphi) p_1(t) = f_2(t), \quad (2)$$

其中 ω_1 和 ω_2 分别是谐振器 $p_1(t)$ 和 $p_2(t)$ 的谐振频率, γ_1 和 γ_2 是 $p_1(t)$ 和 $p_2(t)$ 的阻尼系数, $\Omega^2 \exp(i\varphi)$ 是谐振器之间的复耦合系数, φ 是两个谐振器的相位差. 由于模型中各明模单元的入射光场相同, 因此外部激励 $f_1(t) = f_2(t)$ 并且 $\varphi = 0$.

在设 $p_1(t) = P_1 \exp(-i\omega t)$, $p_2(t) = P_2 \exp(-i\omega t)$, $f_1(t) = f_2(t) = f \exp(-i\omega t)$ 的前提之下, 通过方程 (1) 和方程 (2) 可以求解得到:

$$P_1 = \frac{\Omega^2 + (\omega_2^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_2)}{(\omega_1^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_1)(\omega_2^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_2) - \Omega^4} f, \quad (3)$$

$$P_2 = \frac{\Omega^2 + (\omega_1^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_1)}{(\omega_1^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_1)(\omega_2^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_2) - \Omega^4} f. \quad (4)$$

在厚度较小的薄结构中, 电流密度 J 和表面电导率 σ_e 的关系可以描述为

$$J = -in_s \omega (P_1 + P_2) = \sigma_e E_s, \quad (5)$$

其中 n_s 和 E_s 分别表示平均电子密度和空间平均电场大小, 当满足 $f \propto E_s$ 时,

$$\sigma_e = -in_s \omega \frac{2\Omega^2 + (\omega_2^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_2) + (\omega_1^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_1)}{(\omega_1^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_1)(\omega_2^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_2) - \Omega^4}. \quad (6)$$

当 σ_e 确定后, 超材料的透射系数可以计算为 $T = 2/(2 + Z_0 \sigma_e)$, Z_0 表示外部激励的波阻抗. 因此, 明模-明模耦合系统的透射率就可以通过用模型中合适的参数拟合 $|T|^2$ 获得.

3 单频段 PIT 模型结构设计

单频段 PIT 的模型结构如图 1 所示, 模型是由银纳米棒、银纳米盘、石墨烯构成的三维周期结构. X 方向和 Y 方向的周期 $P_x = P_y = 5 \mu\text{m}$. 银纳米盘的直径 $D = 2.16 \mu\text{m}$, 银纳米棒的长度 $l_1 = 3.04 \mu\text{m}$, 宽度 $W = 0.36 \mu\text{m}$, 盘和棒的厚度 $H = 0.01 \mu\text{m}$, 盘与棒之间的间隔 $d = 0.27 \mu\text{m}$. 衬底 BaF_2 的折射率为 1.46. 单层石墨烯被视作一种二维的色散材料, 位于银纳米盘、银纳米棒和衬底之间. 图 1(a) 中的黄色区域是两个金属衬垫, 它们的作用是和介质层背面的方形金属环一起充当电极, 为石墨烯化学势的调谐提供偏置电压.

数值仿真采用时域有限差分 (FDTD) 方法, Z 轴方向采用 PML 吸收边界条件, X 轴和 Y 轴方向采用周期边界条件. 电磁波沿 $-Z$ 轴传播, 电场方向沿 X 方向. 银棒、银盘通过一个 Drude 模型定义, 其中等离子体频率 $\omega_p = 1.366 \times 10^{16} \text{ rad/s}$, 阻尼系数 $\gamma = 3.07 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ ^[21].

在中红外频段, 考虑带间和带内的电子跃迁, 单层石墨烯的表面电导率可以用 Kubo 公式表示为^[22]

$$\begin{aligned} \sigma_g &= \sigma_{\text{int,ra}}(\omega, \tau, \mu_c) + \sigma_{\text{int,er}}(\omega, \tau, \mu_c) \\ &\approx \frac{j e^2}{4\pi h} \ln \left[\frac{2|\mu_c| - (\omega + j/\tau)h}{2|\mu_c| + (\omega + j/\tau)h} \right] \\ &\quad + j \frac{e^2 K_B T}{\pi h^2 (\omega + j/\tau)} \left[\frac{\mu_c}{K_B T} \right. \\ &\quad \left. + 2 \ln \left[\exp \left(-\frac{\mu_c}{K_B T} \right) + 1 \right] \right], \quad (7) \end{aligned}$$

其中 ω 为入射光角频率, h 为约化普朗克常量, K_B 为玻尔兹曼常数, e 为电子电荷量, T 为周围环境

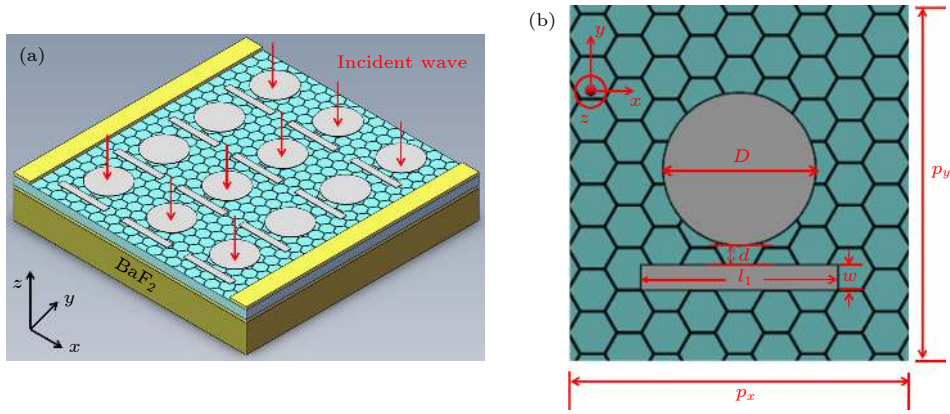


图 1 单频段 PIT 模型结构图 (a) 三维空间结构图; (b) 二维平面结构图

Fig. 1. Schematic diagrams of single-band PIT model: (a) Three-dimensional space schematic; (b) two-dimensional plane schematic.

温度, μ_c 为化学电位, τ 为弛豫时间. 本文中 $T = 300 \text{ K}$, $\tau = 0.0205 \text{ ps}$.

此外, 石墨烯的化学势可以通过外加的偏置电压来改变, 二者的关系为 [15]

$$\frac{\varepsilon_0 \pi \hbar^2 v_F^2}{e} E_{\text{bias}} = \int_0^\infty \varepsilon [f_d(\varepsilon) - f(\varepsilon + 2\mu_c)] d\varepsilon, \quad (8)$$

其中 E_{bias} 为外加偏置电压, $v_F = 10^6 \text{ m/s}$ 为与能带无关的电子速度.

4 单频段 PIT 模型仿真结果与分析

图 2 给出了当石墨烯化学势 $\mu_c = 0.1 \text{ eV}$ 时, 单频段 PIT 模型的透射率曲线. 作为参考, 图 2 中同时给出了相同化学势条件下, 单独银纳米盘阵列、单独银纳米棒阵列的透射率曲线. 通过图 2 可以发现, 当光波入射方向沿 $-z$ 轴传播, 极化方向沿

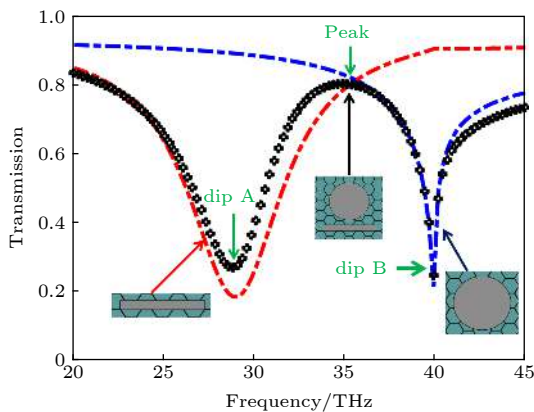


图 2 单银盘谐振器、单银棒谐振器、单频段 PIT 模型的透射曲线

Fig. 2. Transmission spectra of the sole disks array, the sole rods array, and the single-band PIT model.

x 方向时, 银纳米盘和银纳米棒阵列都产生了典型的洛伦兹线型的谐振, 故而可以将它们都视作被光场直接激发的明模, 因此基于银纳米盘和银纳米棒之间的明模-明模耦合, 模型产生了单频段的 PIT 效应. 同时, 在单频段 PIT 模型中, dip A 和 dip B 分别与银纳米棒和银纳米盘阵列的谐振频率相一致, peak 位于 dip A 和 dip B 之间, 与银棒和银盘阵列的谐振频率互不相等, 因此单频段 PIT 现象可以看作是两个明模单元失谐产生的 [23].

为了进一步研究单频段 PIT 模型的物理原理, 图 3 给出了图 2 中 dip A, dip B, peak 处电场分量 E_y 的分布. 由图 3 可知, 在 dip A 处, 由于其与银纳米棒阵列的谐振频率相一致, 所以 E_y 呈典型的

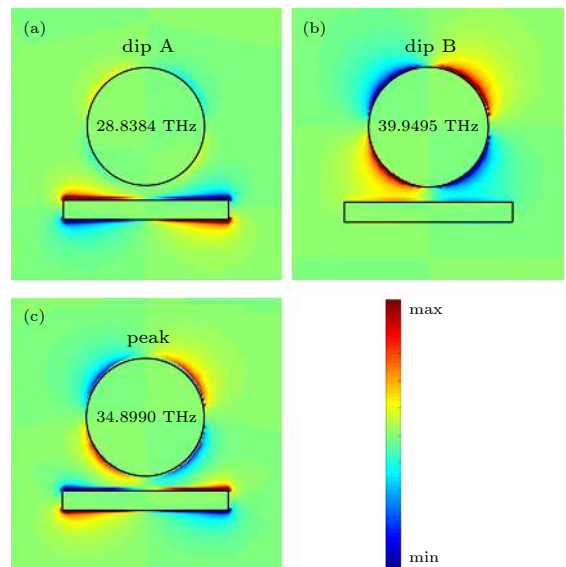


图 3 单频段 PIT 模型在 (a) dip A, (b) dip B 和 (c) peak 的电场分布

Fig. 3. Distributions of electric field of single-band PIT model at (a) dip A, (b) dip B, and (c) peak.

电偶极模式分布, 电场主要集中在银纳米棒的边缘和末端. 类似地, 在 dip B 处, 由于其与银纳米盘谐振频率相一致, 因此, E_y 也呈典型的电偶极模式分布, 电场主要集中在银纳米盘的边缘附近. 在 peak 处, 银纳米盘和银纳米棒同时被激发, 但电场强度明显小于 dip A 和 dip B 处, 因此单频段 PIT 是两个明模单元失谐后弱杂化效应的结果.

为了分析单频段 PIT 模型透射振幅和谐振频率的可调性, 图 4 分析了石墨烯化学势改变时, 模型谐振频率和透射振幅的变化情况. 首先, 当石墨烯化学势为 0 eV 即不含石墨烯时, 透明窗口的谐振频率最小, 等于 34.6465 THz. 当石墨烯化学势等于从 0 eV 增大到 0.5 eV 时, 谐振频率逐渐增大, 发生蓝移. 谐振频率绝对增量 $\Delta f = 1.01$ THz, 相对增量为 2.91%.

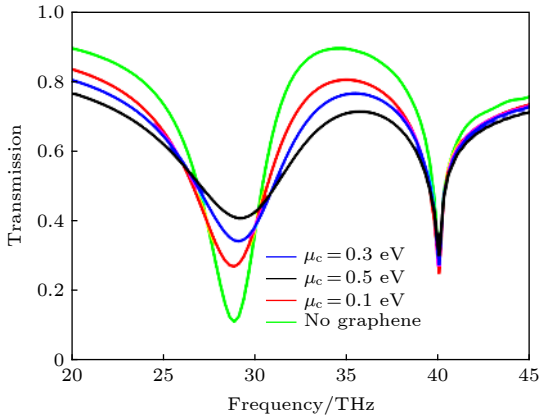


图 4 单频段 PIT 模型改变石墨烯化学势时, 谐振频率和透射振幅随频率的变化情况

Fig. 4. Variations of resonant frequency and amplitude in transmission with frequency under different chemical potential of graphene in single-band PIT model.

其次, 为了分析透射振幅随石墨烯化学势的变化情况, 定义振幅调制深度^[24,25]

$$T_{\text{mod}} = |T_0 - T_g|/T_0 \times 100\%, \quad (9)$$

其中 T_g 和 T_0 分别为模型包含和不包含石墨烯时的透射振幅. 当模型不含石墨烯时, 透射振幅最大, $T_0 = 0.8957$. 当化学势增大时, 模型透射振幅逐渐减小. 当石墨烯化学势等于 0.1 eV 时, $T_{\text{mod}} = 10.1\%$; 当化学势增大到 0.5 eV 时, $T_{\text{mod}} = 20.2\%$. 可以预见, 当化学势进一步增大后, T_{mod} 还将会进一步增大. 因此, 通过改变石墨烯的化学电位势, 可以在单频段模型中同时实现谐振频率和透射振幅的可调性.

为了从理论上研究单频段 PIT 模型的可调性, 图 5 和图 6 给出了石墨烯化学势从 0 变化到 0.5 eV 时, FDTD 仿真结果与 RTO 理论结果的比较. 通过对比可以发现, FDTD 的数值结果和 RTO 的理论结果在整体趋势上基本一致, 验证了单频段 PIT 模型可以通过 RTO 模型进行理论分析. 同时, 通过图 4—图 6 可以发现, 当石墨烯化学势变化时, 化学势的改变对纳米棒模式的影响比较明显, 但对纳米棒的影响不大, 其产生的原因可以解释为金属形状的改变而导致了纳米盘和纳米棒边界条件的不同, 进而造成了化学势影响的不同.

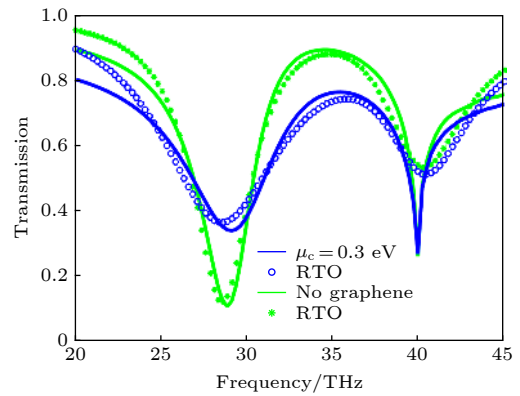


图 5 化学势为 0 和 0.3 eV 时, FDTD 仿真结果与 RTO 拟合结果比较

Fig. 5. Comparisons of the PIT calculated by FDTD method and fitted by RTO model when chemical potential is 0 and 0.3 eV.

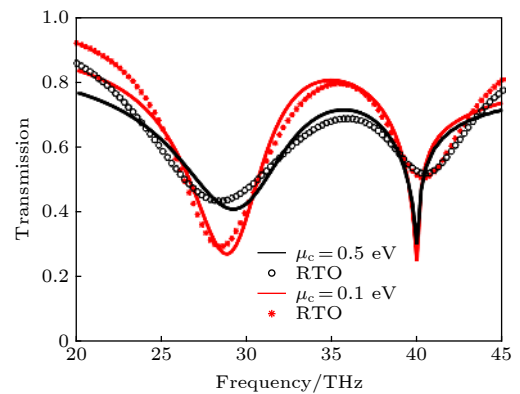


图 6 化学势为 0.1 和 0.5 eV 时, FDTD 仿真结果与 RTO 拟合结果比较

Fig. 6. Comparison of the PIT calculated by FDTD method and fitted by RTO model when chemical potential is 0.1 and 0.5 eV.

图 7(a) 给出了当石墨烯化学势改变时, RTO 模型中各拟合参数随化学势的变化关系. 在图 7(a) 中, 参数 $0.02 \times \Omega^2$ 随着化学势的增大而增大, 说明

银纳米盘和银纳米棒之间的耦合强度逐渐增加. 参数 $n_s Z_0$ 也随着化学势的增大而增大, 说明银纳米盘和银纳米棒表面电荷数不断增大, 表面电场强度不断增强. 因此, 单频段 PIT 模型透射振幅的下降, 振幅调制深度的增加可以看成是银纳米盘和银纳米棒表面电荷数不断增大, 表面电场强度不断增强的结果. 同时, 通过图 7(a) 发现, 化学势的改变对 γ_2 有着较大影响, 因此本文在原先 RTO 模型的基础之上引入修正因子 $3 \times \gamma_2$, 将原先 σ_e 的计算公式改变为

$$\sigma_e = -in_s \omega \frac{2\Omega^2 + (\omega_2^2 - \omega^2 - i3\omega\gamma_2) + (\omega_1^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_1)}{(\omega_1^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_1)(\omega_2^2 - \omega^2 - i3\omega\gamma_2) - \Omega^4}. \quad (10)$$

重新拟合后得到新的拟合结果如图 7(b) 所示, 由图 7(b) 可见, 引入修正因子后 γ_2 的变化规律变得平缓, 与 γ_1 的变化规律接近相同.

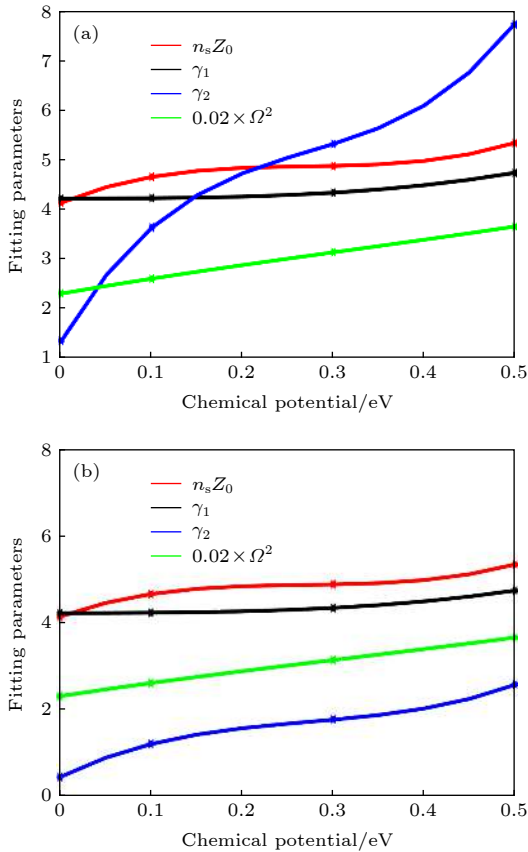


图 7 (a) 当化学势由 0 变化到 0.5 eV 时, RTO 模型中各拟合参数随化学势的变化关系; (b) 引入修正因子后新的拟合结果

Fig. 7. (a) The fitting values of parameters in RTO model with the chemical potential of graphene varying from 0 to 0.5 eV; (b) new fitting result after introducing correction factor.

为了研究单频段 PIT 模型作为折射率传感器的应用潜力, 图 8 和图 9 分析了当石墨烯化学势 $\mu_c = 0.1$ eV 时, 不同模型背景材料下的传感性能. 在图 8 中, 当背景材料折射率由 1.0 变化到 1.5 时, dip A 和 peak 发生了明显的红移. dip B 在折射率小于 1.3 时频率变化不明显. 折射率大于 1.3 后, dip B 也发生了明显的红移. 在图 9 中, 当背景材料折射率增大时, dip A 和 peak 的变化与折射率的变化成近似线性关系, dip A 的灵敏度 ($S = \Delta\lambda/\Delta n$) 等于 3906.6 nm/RIU, peak 的灵敏度为 2860.4 nm/RIU, 均高于文献 [26], 因此具有良好的传感性能.

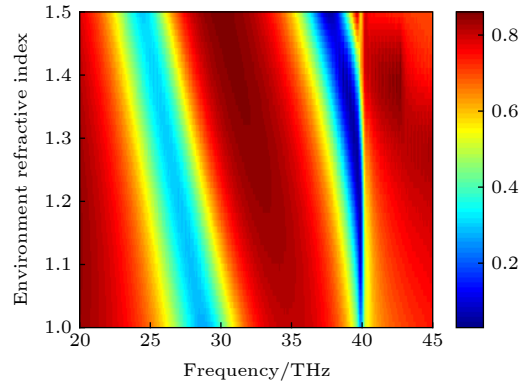


图 8 单频段 PIT 模型不同背景材料下的透射窗对比
Fig. 8. Variations of transmission windows with different background materials in single-band PIT model.

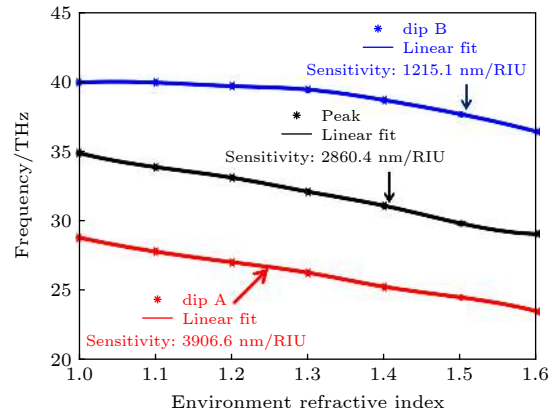


图 9 单频段 PIT 模型 dip A, dip B 和 peak 随背景材料折射率的变化规律
Fig. 9. Variations of dip A, dip B, and peak with the different background materials in single-band PIT model.

5 双频段 PIT 模型结构设计及仿真结果分析

在单频段 PIT 模型基础之上增加了一个银纳米棒单元, 就构成如图 10 所示的双频段的 PIT 模

型. 其中, 上方银纳米棒的长度 $l_1 = 3.54 \mu\text{m}$, 下方银纳米棒的长度 $l_2 = 2.54 \mu\text{m}$. $P_x = P_y = 5 \mu\text{m}$, $D = 2.16 \mu\text{m}$, $W = 0.36 \mu\text{m}$, $d = 0.27 \mu\text{m}$. 电磁波沿 $-Z$ 轴传播, 电场方向沿 X 方向.

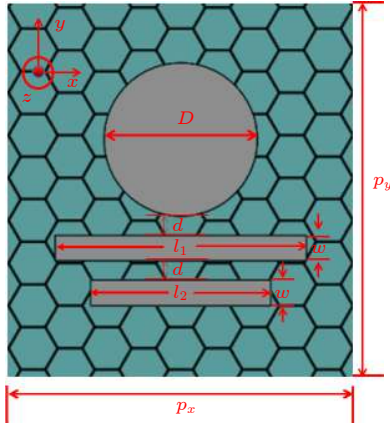


图 10 双频段 PIT 模型二维平面图

Fig. 10. Two-dimensional plane schematic of dual-band PIT model.

图 11 给出了当石墨烯化学势 $\mu_c = 0.1 \text{ eV}$ 时, 双频段 PIT 模型的透射率曲线. 作为参考, 图 11 中同样给出了相同化学势条件下单银纳米盘阵列 $l_1 = 3.54 \mu\text{m}$ 和 $l_2 = 2.54 \mu\text{m}$ 的单银纳米棒阵列的透射率曲线. 和图 2 类似, 银纳米盘和银纳米棒阵列都可视作被光场直接激发的明模, 因此基于银纳米盘和银纳米棒、银纳米棒和银纳米棒间的明模-明模耦合, 模型产生了双频段的 PIT 效应. 此外, dip A 与 $l_1 = 3.54 \mu\text{m}$ 的银纳米棒阵列谐振频率一

致, dip B 与 $l_2 = 2.54 \mu\text{m}$ 的银纳米棒阵列谐振频率一致, dip C 与银纳米盘阵列的谐振频率一致. peak I 位于 dip A 和 dip B 之间, peak II 位于 dip B 和 dip C 之间, 均不等于银纳米棒和银纳米盘阵列的谐振频率. 所以, 双频段 PIT 现象同样是各明模单元失谐后产生的.

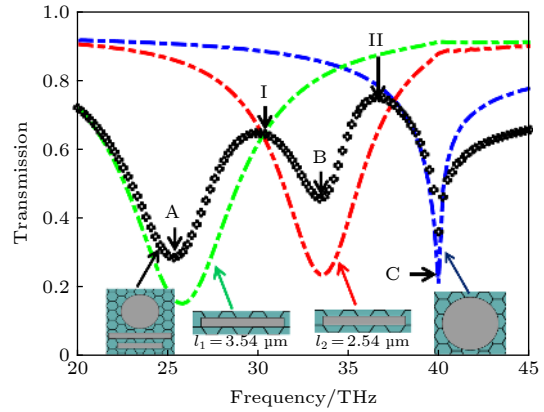


图 11 双频段 PIT 模型的透射曲线

Fig. 11. Transmission spectra of dual-band PIT model.

图 12 给出了图 11 中 dip A, dip B, dip C, peak I 和 peak II 处电场分量 E_y 的分布. 由图 12 可以看出, 在 dip A 处, E_y 主要集中在上方银纳米棒的边缘和末端; 在 dip B 处, E_y 主要集中在下方银纳米棒的边缘和末端; 在 dip C 处, E_y 主要集中在银纳米盘的边缘附近, 均呈电偶极模式分布; 在 peak I 处, 由于其频率位于上方银纳米棒与下方银纳米棒的谐振频率之间, 离银纳米盘谐振频率较远, 故 E_y

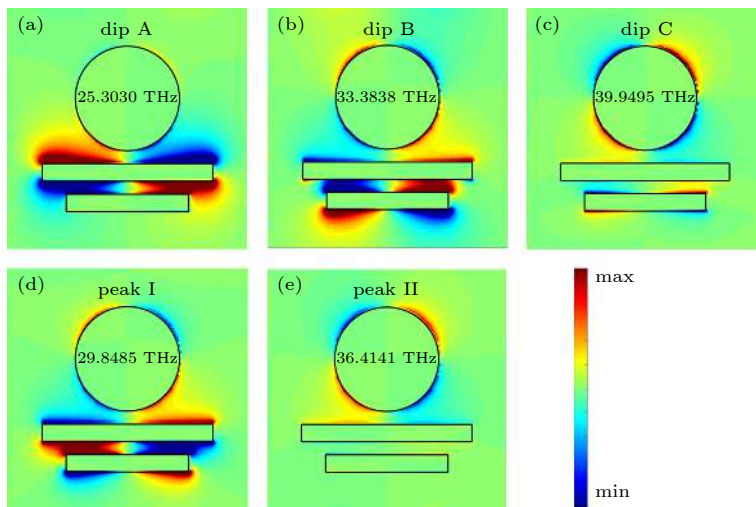


图 12 双频段 PIT 模型在 (a) dip A, (b) dip B, (c) dip C, (d) peak I 和 (e) peak II 的电场分布

Fig. 12. Distributions of electric field of dual-band PIT model at (a) dip A, (b) dip B, (c) dip C, (d) peak I and (e) peak II.

主要分布在上、下方银纳米棒周围; 在 peak II 处, 由于其频率跟银纳米盘谐振频率较为接近, 所以 E_y 主要分布银纳米盘周围. 但 peak I 和 peak II 处三个明模单元的电场值明显小于 dip A, dip B 和 dip C 处, 因此, 双频段 PIT 也是各明模单元失谐后弱杂化效应的结果.

为了研究双频段 PIT 模型透射振幅和谐振频率的可调性, 图 13 分析了当模型中石墨烯化学势改变时, 透射曲线的变化情况. 和图 4 类似, 当模型中不含石墨烯时, peak I 和 peak II 的谐振频率最小, 分别等于 29.596 和 36.1616 THz. 当石墨烯化学势从 0 增大到 0.5 eV 时, peak I 和 peak II 都发生了蓝移, peak I 的绝对增量 $\Delta f = 1.77$ THz, 相对增量为 5.97%, peak II 的绝对增量 $\Delta f = 1.01$ THz, 相对增量为 2.79%.

同时, 当模型不含石墨烯时, peak I 和 peak II 透射振幅最大, 分别等于 0.8078 和 0.8683. 基于和单频段 PIT 模型同样的原理, 随着石墨烯化学势的增大, peak I 和 peak II 透射振幅逐渐减小. 当石墨烯化学势等于 0.1 eV 时, peak I 的 $T_{\text{mod}} = 19.7\%$, peak II 的 $T_{\text{mod}} = 13.4\%$. 化学势为 0.5 eV 时, peak I 的 $T_{\text{mod}} = 31.2\%$, peak II 的 $T_{\text{mod}} = 24.2\%$. 此外, 通过图 13 可以发现, 随着化学势的不断增大, peak I 的透射振幅已经越来越小, 当化学势等于 0.5 eV 时, peak I 已经几乎消失, 如果化学势进一步增大, peak I 将会完全消失. 因此, 通过改变石墨烯的化学电位势, 也可以在双频段模型中同时实现谐振频率和透射振幅的可调性.

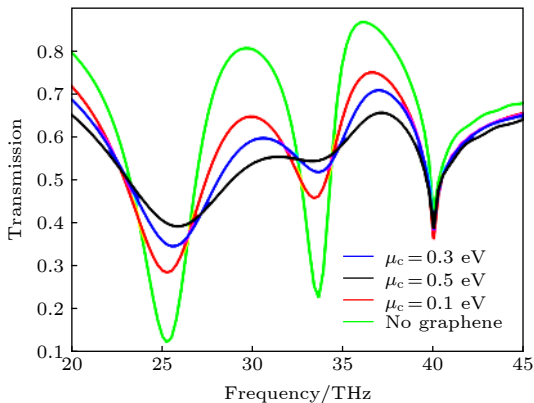


图 13 双频段 PIT 模型改变石墨烯化学势时, 谐振频率和透射振幅随频率的变化情况

Fig. 13. Variations of resonant frequency and amplitude in transmission with frequency under different chemical potential of graphene in dual-band PIT model.

6 三频段 PIT 模型的结构设计及仿真结果分析

在双频段 PIT 模型上再增加一个银纳米棒单元, 就可得到如图 14 所示的三频段 PIT 的模型. 模型中, 上方银纳米棒的长度 $l_1 = 3.54 \mu\text{m}$, 中间银纳米棒的长度 $l_2 = 3.04 \mu\text{m}$, 下方银纳米棒的长度 $l_3 = 2.54 \mu\text{m}$. $P_x = P_y = 5 \mu\text{m}$, $D = 2.16 \mu\text{m}$, $W = 0.36 \mu\text{m}$, $d = 0.27 \mu\text{m}$. 电磁波沿 $-Z$ 轴传播, 电场方向沿 X 方向.

图 15 给出了当石墨烯化学势 $\mu_c = 0.1$ eV 时, 三频段 PIT 模型的透射率曲线. 和双频段 PIT 一样, 此时三频段 PIT 现象的产生同样是基于银纳米盘和银纳米棒、银纳米棒和银纳米棒间的明模-明模耦合. 此外, dip A, dip B, dip C 和 dip D 分别

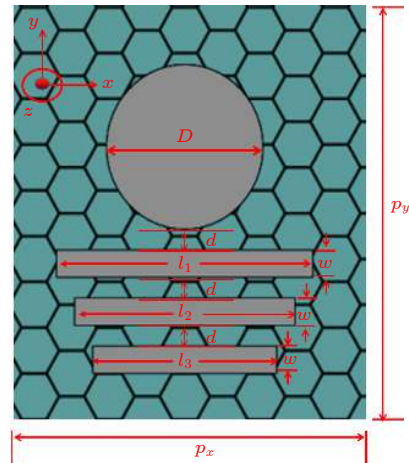


图 14 三频段 PIT 模型二维平面图

Fig. 14. Two-dimensional plane schematic diagram of triple-band PIT model.

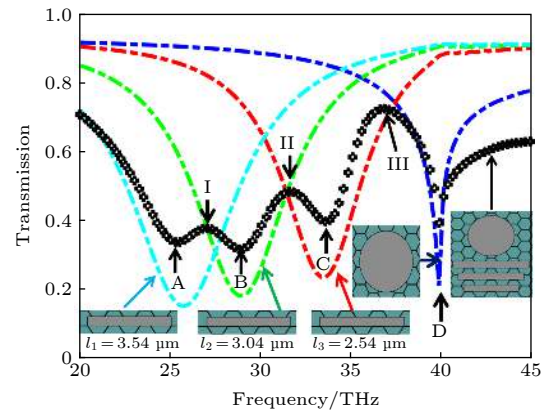


图 15 三频段 PIT 模型的透射曲线

Fig. 15. Transmission spectra of triple-band PIT model.

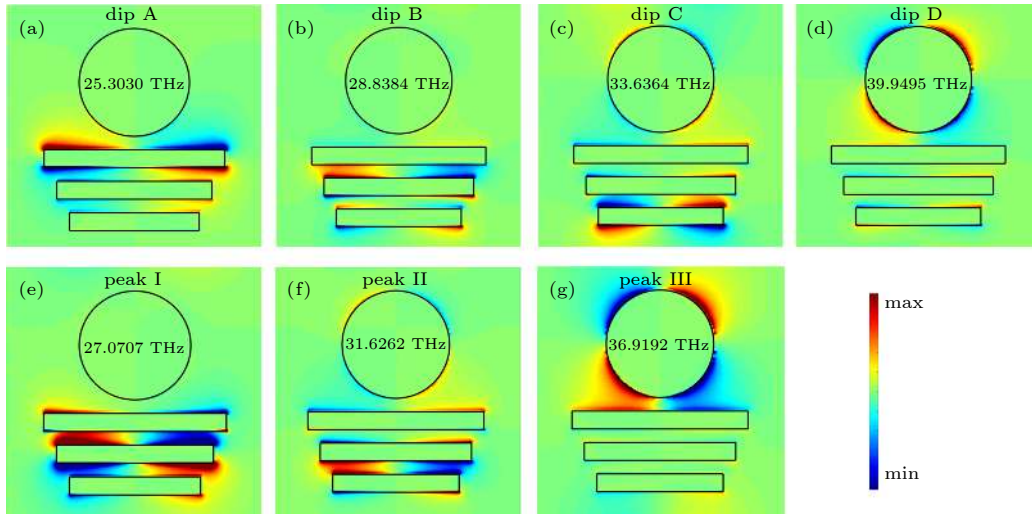


图 16 三频段 PIT 模型在 (a) dip A, (b) dip B, (c) dip C, (d) dip D, (e) peak I, (f) peak II 和 (g) peak III 的电场分布

Fig. 16. Distribution of electric field of triple-band PIT model at (a) dip A, (b) dip B, (c) dip C, (d) dip D, (e) peak I, (f) peak II and (g) peak III.

与相同化学势条件下, $l_1 = 3.54 \mu\text{m}$, $l_2 = 3.04 \mu\text{m}$ 和 $l_3 = 2.54 \mu\text{m}$ 的银纳米棒阵列和银纳米盘阵列的谐振频率一致. 同时, peak I, peak II 和 peak III 分别位于各银纳米棒和银纳米盘的谐振频率之间, 所以三频段 PIT 现象也是各明模单元失谐后的结果.

图 16 给出了 dip A, dip B, dip C, dip D, peak I, peak II 和 peak III 处电场分量 E_y 的分布. 因为 dip A, dip B, dip C 和 dip D 分别与 $l_1 = 3.54 \mu\text{m}$, $l_2 = 3.04 \mu\text{m}$, $l_3 = 2.54 \mu\text{m}$ 的银纳米棒阵列和银纳米盘阵列的谐振频率一致, 所以在 dip A, dip B 和 dip C 处, E_y 分别集中在上方银纳米棒、中间银纳米棒、下方银纳米棒的边缘和末端, 均呈电偶极模式分布. 在 dip D 处, E_y 主要集中在银纳米盘的边缘附近, 也呈电偶极模式分布. 此外, 在 peak I 处, 由于其频率位于上方银纳米棒与中间银纳米棒的谐振频率之间, 故 E_y 主要分布在上方和中间银纳米棒周围. 类似的, 在 peak II 处 E_y 主要分布在中间和下方银纳米棒周围, 在 peak III 处, E_y 主要分布在银纳米盘周围. 与前两个模型类似, 此时 peak I, peak II 和 peak III 处明模单元的电场值均小于 dip A, dip B, dip C 和 dip D 处, 因此, 三频段 PIT 现象的形成原理和单频段、双频段 PIT 模型一样, 都是明模单元失谐后弱杂化效应的结果.

最后, 为了讨论三频段 PIT 模型透射振幅和谐振频率的可调性, 图 17 分析了当石墨烯化学势

改变时, 透射曲线的变化情况. 当模型中不含石墨烯时, peak I, peak II 和 peak III 的谐振频率最小, 分别等于 27.0707, 31.3636 和 36.4141 THz. 当石墨烯化学势从 0 增大到 0.3 eV 时, peak I, peak II 和 peak III 都发生了蓝移. peak I 的绝对增量 $\Delta f = 0.25 \text{ THz}$, 相对增量为 1%. peak II 的绝对增量 $\Delta f = 1.26 \text{ THz}$, 相对增量为 4.02%. peak III 的绝对增量 $\Delta f = 0.76 \text{ THz}$, 相对增量为 2.08%.

同时, 基于和单频段、双频段 PIT 模型同样的原理, 随着石墨烯化学势的增大, 各透明窗口的透射振幅逐渐减小. 当石墨烯化学势等于 0.3 eV 时, peak I 的振幅调制深度 T_{mod} 等于 29.8%, peak II 的振幅调制深度 T_{mod} 等于 33.8%, peak III 的振

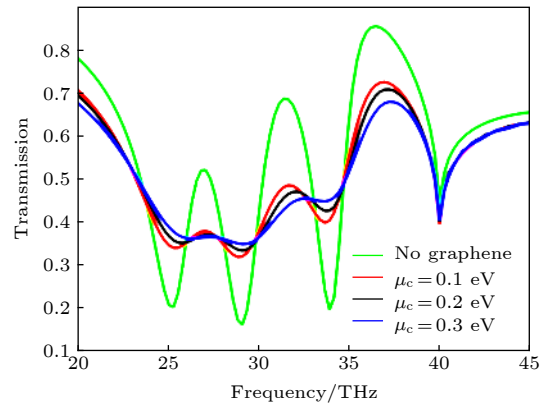


图 17 三频段 PIT 模型改变石墨烯化学势时, 谐振频率和透射振幅随频率的变化情况

Fig. 17. Variations of resonant frequency and amplitude in transmission with frequency under different chemical potential of graphene in triple-band PIT model.

幅调制深度 T_{mod} 等于 20.5%. 此外, 在图 15 中, 随着化学势的不断增大, peak I 和 peak II 的透射振幅已经越来越小, 当化学势等于 0.3 eV 时, peak I 已经几乎消失. 如果化学势进一步增大, peak II 也将会消失. 因此, 通过改变石墨烯的化学电位势, 同样可以在三频段模型中同时实现谐振频率和透射振幅的可调性.

7 结 论

本文提出三种基于银纳米棒, 银纳米盘和石墨烯的多频段等离激元诱导透明 (PIT) 混合模型, 利用银纳米棒与银纳米盘、银纳米棒与银纳米棒之间的明模-明模耦合, 在各明模单元失谐后弱杂化效应的基础之上, 本文可以产生单频段、双频段和三频段的 PIT 效应. 其次, 通过改变石墨烯的化学电位势, 可以在各个 PIT 模型中同时实现谐振频率和透射振幅的可调性. 当三种模型中不含石墨烯时, 各个 PIT 模型透明窗口的谐振频率最小. 当石墨烯化学势增大时, 三种 PIT 模型中透明窗口的谐振频率都将增大, 发生蓝移. 另一方面, 当各模型中不含石墨烯时, 三种 PIT 模型中银纳米盘和银纳米棒、银纳米棒和银纳米棒之间的谐振最弱, 透明窗口的透射振幅最强. 此后, 随着化学势增加, 银盘和银棒表面电荷数不断增大、表面电场不断增强. 同时, 银盘和银棒、银棒和银棒之间的耦合强度也逐渐增强, 故而各频段 PIT 的透射振幅逐渐减小, 振幅调制深度逐渐增加. 进一步研究了单频段 PIT 模型的传感特性, 该模型随背景材料折射

率变化的灵敏度达到了 3906.6 nm/RIU. 这为多频段滤波、超灵敏传感器的设计提供了理论参考.

参考文献

- [1] Tassin P, Zhang L, Koschny T 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 4
- [2] Li H J, Wang L L, Liu J Q 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 211104
- [3] Liu N, Langguth L, Weiss T 2009 *Nat. Mater.* **8** 9
- [4] Papasimakis N, Fu Y H, Fedotov V A 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 211902
- [5] Safavi-Naeini A H, Alegre T P M, Chan J, Eichenfield M, Winger M, Lin Q, Hill J T, Chang D E, Painter O 2011 *Nature* **472** 69
- [6] Qin M, Wang L L, Zhai X 2018 *IEEE Photonic. Tech. L.* **30** 11
- [7] Ding J, Arigong B, Ren H 2014 *Sci. Rep.* **4** 1
- [8] Xiao S Y, Wang T, Liu T T 2018 *Carbon* **126** 271
- [9] Shi C Y, He X Y, Peng J 2019 *Opt. Laser Technol.* **114** 28
- [10] Ma Q C, Zhan Y W, Hong W Y 2018 *Nanomaterials* **9** 7
- [11] Wei B Z, Jian S S 2018 *Plasmonics* **13** 6
- [12] Liu T T, Zhou C B, Cheng L 2019 *J. Opt.* **21** 3
- [13] Sun C, Dong Z W, Si J N 2017 *Opt. Express* **25** 1242
- [14] Dong Z W, Sun C, Si J N 2017 *Opt. Express* **25** 12251
- [15] Wang Y, Leng Y B, Wang L 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 097801 (in Chinese) [王越, 冷雁冰, 王丽 2018 物理学报 **67** 097801]
- [16] Lao C D, Liang Y Y, Wang X J 2019 *Nanomaterials* **9** 171
- [17] Wang X J, Meng H Y, Deng S Y 2019 *Nanomaterials* **9** 385
- [18] Zhang X B, Wang G Q, Zhang L 2019 *Crystals* **9** 146
- [19] Cen H F, Wang F Q, Liang R S 2018 *Opt. Commun.* **420** 78
- [20] Hu X G, Yuan S, Armghan A 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 025301
- [21] Zhang S, Genov D A, Wang Y 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [22] Berardi S Z, Rusen Y M, Kelly M 2012 *Nat. Commun.* **3** 780
- [23] Habib M, Rashed A R, Ozbay E 2018 *Opt. Mater. Express* **8** 1069
- [24] Shu C, Chen Q, Mei J 2019 *Mater. Res. Express* **6** 055808
- [25] Zhang Z J, Yang J B, He X 2018 *RSC Adv.* **8** 27746
- [26] Liu Y, Zhong R B, Lian Z 2018 *Sci. Rep.* **8** 2828

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

Hu Bao-Jing¹⁾²⁾ Huang Ming^{1)†} Li Peng¹⁾ Yang Jing-Jing¹⁾

1) (*School of Information Science and Engineering, Yunnan University, Kunming 650091, China*)

2) (*College of Science, Yunnan Agricultural University, Kunming 650201, China*)

(Received 10 February 2020; revised manuscript received 18 May 2020)

Abstract

In this paper, we have proposed a multiband plasmon-induced transparency (PIT) hybrid model based on silver nanorods, silver nanodisk and graphene. The electromagnetic properties are numerically and theoretically studied in this paper. The research results show that using the bright-bright mode coupling between silver nanorods and silver nanodisk, based on the weak hybridization effect induced by the detuning of each bright mode unit, the single-band, dual-band and triple-band PIT effects can be achieved. By changing the chemical potential of graphene, the tunability of the resonant frequencies and transmission amplitude can be achieved simultaneously in each PIT model.

When the chemical potential of graphene is 0 in each of the three PIT models, that is, without graphene, the resonant frequencies of its transparent window is the smallest. As the chemical potential of graphene increases from 0 to 0.5 eV, the resonant notches of the transparent peak in all three PIT models are both enhanced and blue shifted. Especially, when the chemical potential is 0.5 eV, the absolute increment of resonance notch generated by the sing-band PIT transparent window is $\Delta f = 1.01$ THz and the relative increment is 2.91% while the largest absolute increment of resonance notch generated by the dual-band PIT transparent window is $\Delta f = 1.77$ THz and the largest relative increment is 5.97%. In the next place, when the chemical potential is 0.3 eV, the absolute increment of resonance notch generated by the triple-band PIT transparent window is $\Delta f = 1.26$ THz and the relative increment of the window is 4.02%.

On the other hand, when graphene is existent in none of the three models, the resonance between silver nanodisk and silver nanorods, and the resonance between silver nanorods and silver nanorods are the weakest and the transmission amplitude of transparent window is the strongest in each of the three PIT models. Thereafter, with the increase of chemical potential, the number of surface charges on the silver nanodisk and silver nanorods increases and the intensity of electric field is enhanced. At the same time, the coupling strength between silver nanodisk and silver nanorods, and the coupling strength between silver nanorods and silver nanorods are also gradually enhanced. As a result, the transmission amplitude of each PIT model will gradually decrease. Especially, when the chemical potential is 0.5 eV, the amplitude modulation depth of the single-band PIT transparent peak is 20.2% and the amplitude modulation depth of the two transparent windows in dual-band PIT model are 31.2% and 24.2% respectively. In addition, when the chemical potential is 0.3 eV, the amplitude modulation depths of the three transparent windows in triple-band PIT model are 29.8%, 33.8%, and 20.5%. Finally, the sensing properties of the single-band PIT model are further investigated. The results show that the sensitivities of the model with refractive index of different background materials reach 3906.6 nm/RIU all, which provides a theoretical reference for the design of multiband filtering and ultrasensitive sensors.

Keywords: multiband plasmon-induced transparency, graphene, finite difference time domain

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

DOI: 10.7498/aps.69.20200200

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61461052, 11564044, 61863035) and the Science Research Foundation of Yunnan Education Department, China (Grant No. 2019J0172).

† Corresponding author. E-mail: huangming@ynu.edu.cn