



基于black phosphorus纳米棒耦合的等离激元诱导透明

胡宝晶 黄铭 黎鹏 杨晶晶

Plasmon-induced transparency based on black phosphorus nanorods hybrid model

Hu Bao-Jing Huang Ming Li Peng Yang Jing-Jing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 044201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201331

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201331>

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>

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>

开口狭缝调制的耦合微腔中表面等离激元诱导透明特性

Surface plasmon induced transparency in coupled microcavities assisted by slits

物理学报. 2020, 69(13): 134205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200369>

对称纳米棒三聚体结构的Fano共振特性研究

Fano resonances in symmetric gold nanorod trimers

物理学报. 2019, 68(19): 197801 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190978>

同心椭圆柱-纳米管结构的双重Fano共振研究

Double Fano resonance in gold nanotube embedded with a concentric elliptical cylinder

物理学报. 2019, 68(6): 067301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182249>

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>

基于 black phosphorus 纳米棒耦合 的等离激元诱导透明*

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 8 月 14 日收到; 2020 年 9 月 7 日收到修改稿)

提出了基于 black phosphorus(BP) 纳米棒耦合的多频段等离激元诱导透明 (PIT) 电磁模型, 通过 FDTD 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: 由于不同长度的 BP 纳米棒之间的明-明耦合, 可以在实现单频段 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 BP 的弛豫速率 n_s , 可以在单频段、双频段、三频段 PIT 模型中同时实现透明窗谐振频率的可调性. 当 n_s 增大时, 各频段 PIT 窗口的谐振频率将会逐渐增大, 发生蓝移. 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 (sensitivity) 达到了 6110.6 (nm/RIU), 优值系数 (FOM) 达到了 7.39 (1/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: 等离激元诱导透明, black phosphorus, 时域有限差分法

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

DOI: 10.7498/aps.70.20201331

1 引言

电磁诱导透明 (EIT) 是三维原子系统中的一种重要的干涉现象, 然而, 三维原子系统中的 EIT 所需要的苛刻实验条件却大大限制了 EIT 的实际应用^[1]. 近年来, 人们已经证实, 通过传统的纳米材料谐振结构, 也可以获得与 EIT 相类似的效应, 这一现象被称为等离激元诱导透明 (PIT). 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. 但相对于单频段 PIT, 多频段 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^[6].

近年来, 黑磷 (Black Phosphorus, BP) 超材料因其出色的光学和电气性能而受到广泛关注, 并且科学界已针对 BP 在场效应晶体管^[7,8]、异质结 p-n 二极管^[9]、光伏器件^[10]和光电探测器^[11]在内的诸多领域的潜在应用进行了研究. 作为一种新型二维 (2D) 材料, BP 具有非常独特的特性, BP 具有所有层数之间的直接带隙, 范围可从 0.3 到 2 eV^[12,13]. 同时, 由于带隙可调, BP 具有更高的载流子迁移率, 范围可从 1000 至 10000 cm²/(V·s)^[14]. 但是, 与其他 2D 材料相比, BP 最吸引人的特性是它的各向异性特性. BP 沿两个晶体轴方向的有效电子质量相差一个数量级, BP 沿 armchair(X 轴) 方向有更大的迁移率, BP 沿 zigzag(Y 轴) 方向有更大的电导率^[15,16]. 同时, 与石墨烯类似, BP 沿 armchair 和 zigzag 的表面电导率也会随着弛豫速率 n_s 的改

* 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, 2020J0005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huangming@ynu.edu.cn

变而改变,这些都使得BP成为一种全新的、性能非常出色的等离子体材料^[17-19].因此,基于BP材料来实现可调谐的PIT效应也越来越成为科学界研究的热点.2019年,Liu等^[20]基于单层BP材料实现了单频段的PIT效应,通过改变BP的弛豫速率 n_s ,实现了透明窗谐振频率和谐振强度的可调性.同年,Li等^[21]通过一个单层BP纳米棒三聚体模型,通过动态调整BP的费米能量,在armchair和zigzag方向都实现了可调谐的单频段PIT效应.2020年,Jia等^[22]利用一个包含BP薄板和介质薄膜的三层结构,在明-暗耦合的条件下,通过改变BP的弛豫速率 n_s ,同样实现了可调谐的单频段PIT效应.不过,在之前研究中,基于BP材料实现的可调谐的PIT效应主要集中在单频段.对于利用BP材料实现多频段的可调谐PIT效应,公开文献还未见发表.

本文在参考前人多棒耦合结构的基础之上^[23-25],基于不同长度的BP纳米棒耦合的电磁模型,通过纳米棒之间的明-明耦合,在实现单频段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BP的弛豫速率 n_s ,可以在单频段、双频段、三频段PIT模型中同时实现透明窗谐振频率的可调性.最后,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(sensitivity)达到了6110.6 (nm/RIU),优值系数(FOM)达到了7.39 (1/RIU),具有良好的传感性能.

2 辐射双振荡器 (Radiating Two-oscillators Model) 模型

基于明-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^[26,27]:

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

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

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 分别是 $p_1(t)$ 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 $\varphi = 0$.

在假设 $p_1(t) = P_1 \exp(-i\omega t)$, $p_2(t) = P_2 \exp(-i\omega t)$,

$f_1(t) = f_2(t) = f \exp(-i\omega t)$ 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

$$J = -in\omega(P_1 + P_2) = \sigma_e E, \quad (5)$$

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

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

当 σ_e 确定后,超材料的透射系数可以计算为 $T = \frac{2}{2 + Z_0 \sigma_e}$, Z_0 表示外部激励的波阻抗.因此,明模耦合系统的透射率就可以通过拟合 $|T|^2$ 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,模型是由不同长度的BP纳米棒构成的三维周期结构. X 方向和 Y 方向的周期 $P_x = P_y = 0.25 \mu\text{m}$.纳米棒A的长度 $L_1 = 0.1 \mu\text{m}$,纳米棒B的长度 $L_2 = 0.18 \mu\text{m}$,A和B的宽度均为 $W = 0.05 \mu\text{m}$,厚度均为 $H = 0.001 \mu\text{m}$,棒与棒之间的间隔 $d = 0.01 \mu\text{m}$.衬底substrate假设为非色散介质,折射率为1.4.数值仿真采用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.由于BP的各向异性特性,这将导致BP不同放置方向的结果不同,因此,图1中的 X 和 Y 方向与图2中的一致.

由于sp3杂化,单层BP的6个原子连接后形成了一个褶皱的六边形环.图2(a)给出单层BP错列的原子结构示意图.在图2(a)中,armchair和zigzag晶体轴方向分别被标注为 X 和 Y 方向^[21].此外,单层BP的介电常数可以通过一个对角张量来表示^[28]:

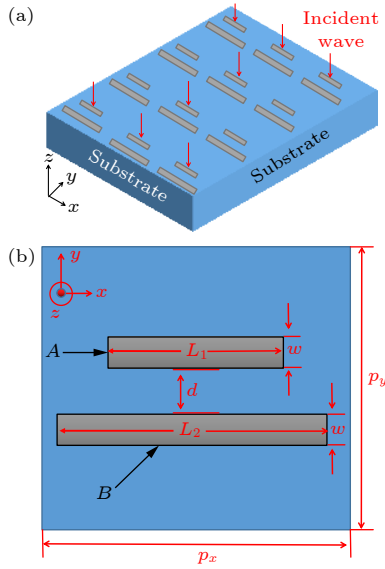


图 1 单频段 PIT 模型结构图 (a) 三维空间结构图; (b) 二维平面结构图

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

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

其中 ε_{xx} , ε_{yy} 和 ε_{zz} 分别表示 x 方向, y 方向和 z 方向的分散元素, 这些元素都可以表示为

$$\varepsilon_{ii} = \varepsilon_r + \frac{j\sigma_{ii}}{\varepsilon_0\omega d} (i = x, y, z), \quad (8)$$

其中 ε_r 表示相对介电常数; σ_{ii} 表示结构平面内的表面电导率 ($\sigma_{zz} \equiv 0$). 自由空间介电常数 $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$; ω 表示入射光角频率; d 表示 BP 层的厚度. 对于 2 D BP 而言, $\varepsilon_r = 5.76$. 通过经典的 Drude 模型, 在中红外和远红外波段, σ_{ii} 的值可以表示为

$$\sigma_{ii} = \frac{jD_{ii}}{\pi(\omega + j\eta/\hbar)} (i = x, y). \quad (9)$$

式中, $\hbar$ 表示约化普朗克常数; $\eta(eV)$ 是一个描述电子掺杂的参数, 大小固定为 $\eta = 10 \text{ meV}$, Drude 权

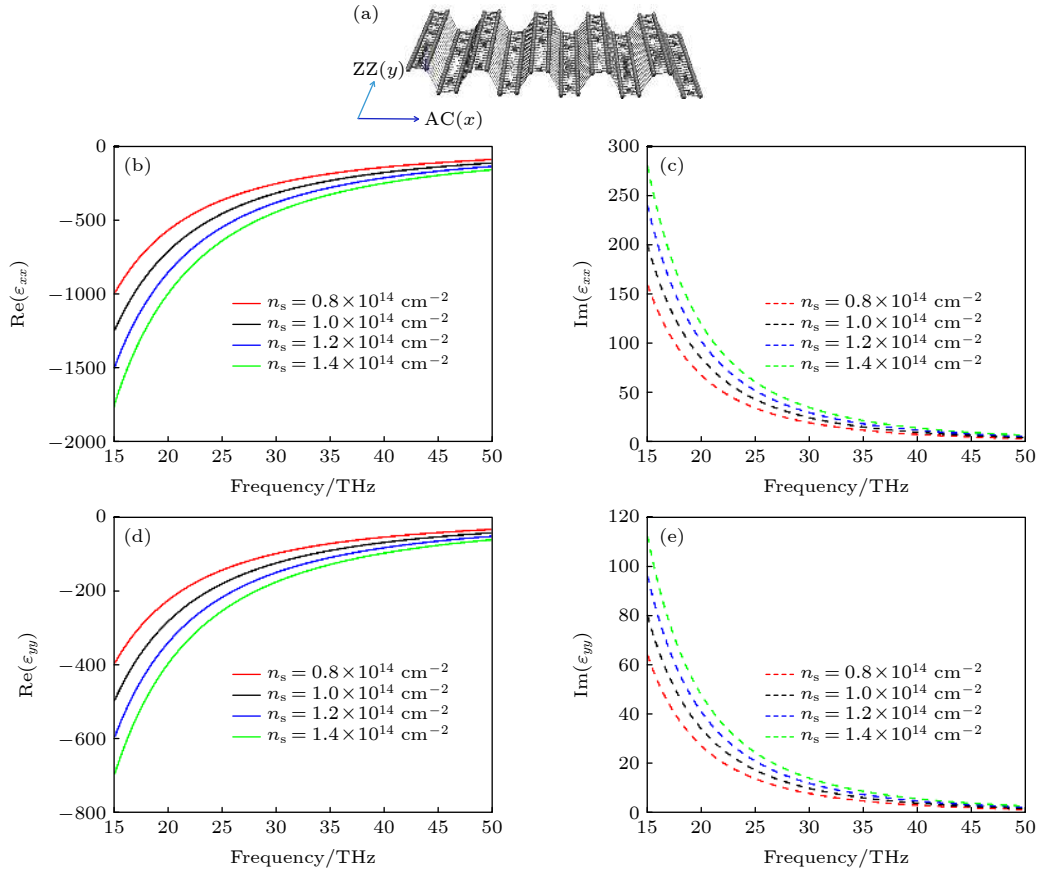


图 2 BP 原子结构和介电常数示意图 (a) BP 错列原子结构示意图; (b) ε_{xx} 实部随 n_s 的变化规律; (c) ε_{xx} 虚部随 n_s 的变化规律; (d) ε_{yy} 实部随 n_s 的变化规律; (e) ε_{yy} 虚部随 n_s 的变化规律

Fig. 2. Schematic diagrams of BP atomic structure and dielectric constant: (a) The staggered atomic structure of BP; (b) variations of the real part of ε_{xx} with different n_s ; (c) variations of the imaginary part of ε_{xx} with different n_s ; (d) variations of the real part of ε_{yy} with different n_s ; (e) variations of the imaginary part of ε_{yy} with different n_s .

重 D_{ii} 可以定义为

$$D_{ii} = \frac{\pi e^2 n_s}{m_{ii}}. \quad (10)$$

式中, e 为电子电荷量大小; n_s 表示弛豫速率; m_{ii} 表示 Hamiltonian 模型中, Γ 点附近的电子有效质量, 它可以表示为

$$m_{xx} = \frac{\hbar^2}{2\gamma^2/\Delta + \eta_c}, \quad m_{yy} = \frac{\hbar^2}{v_c}. \quad (11)$$

假设单层 BP 的标尺长度 $a = 0.223$ nm, 则 $\gamma = 4a/\pi$ eV·m. 同时, $\eta_c = \hbar^2/(0.4m_0)$, $v_c = \hbar^2/(0.7m_0)$, 带隙 $\Delta = 2$ eV, 标准电子质量 $m_0 = 9.10938 \times 10^{-31}$ kg.

图 2(b)—(e) 分别给出了不同弛豫速率 n_s 条件下的 ε_{xx} , ε_{yy} 的实部和虚部随 n_s 的变化规律. 由图 2(b) 和图 2(d) 可以看出, 当 n_s 由 $0.8 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ 变化到 $1.4 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ 时, ε_{xx} 和 ε_{yy} 的实部均为负值; 当 n_s 增大时, ε_{xx} 和 ε_{yy} 的实部逐渐减小. 与此同时, 与实部不同, 当 n_s 变化时, ε_{xx} 和 ε_{yy} 的虚部均为正值, 并且当 n_s 增大后, ε_{xx} 和 ε_{yy} 的虚部也随之逐渐增大.

4 单频段 PIT 模型仿真结果与分析

图 3 给出了当 BP 弛豫速率 $n_s = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 时, 单频段 PIT 模型的透射率曲线. 作为参考, 图 3 中同时给出了相同 n_s 条件下, 不同长度的 BP 纳米棒阵列的透射率曲线. 通过图 3 可以发现, 当光波入射方向沿 $-Z$ 轴传播, 极化方向沿 X 方向时, 不同长度 BP 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 BP 纳米棒之间的明-明模耦合, 模型产生了单频段的 PIT 效应.

为了进一步研究单频段 PIT 模型的物理原理, 图 4 给出了图 3 中 dip A, dip B, peak 处的电场强度分布. 由图 4 可知, 在 dip A 处, 由于其与 BP 纳米棒 B 的谐振频率近似, 所以电场强度主要集中在纳米棒 B 的边缘和末端, 呈典型的电偶极模式分布. 类似地, 在 dip B 处, 由于其与 BP 纳米棒 A 的谐振频率近似, 因此电场强度主要集中在纳米棒 A 的边缘附近, 也呈典型的电偶极模式分布. 在 peak 处, BP 纳米棒 A 和 B 的电场强度明显小于 dip B 和 dip A 处, 因此该单频段 PIT 效应可以看成是两个明模单元失谐后弱杂化效应的结果.

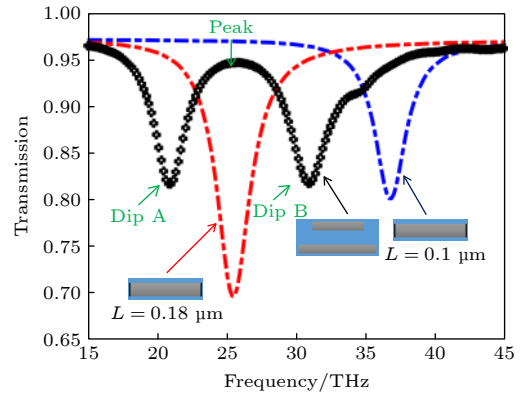


图 3 单 BP 纳米棒谐振器、单频段 PIT 模型的透射曲线透射曲线

Fig. 3. Transmission spectra of the sole BP rods array, and the single-band PIT model.

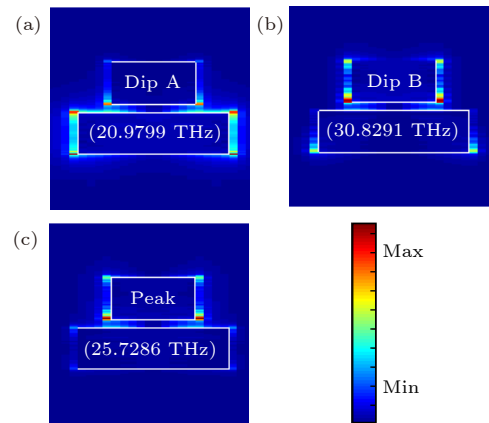


图 4 单频段 PIT 模型在 dip A, dip B 和 peak 的电场分布 (a) dip A; (b) dip B; (c) peak

Fig. 4. Distributions of electric field of single-band PIT model at: (a) dip A; (b) dip B; (c) peak.

为了分析单频段 PIT 模型谐振频率的可调性, 图 5 分析了 BP 弛豫速率 n_s 改变时, 模型透射谱曲线的变化情况. 首先, 当 $n_s = 0.8 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ 时, 透明窗口的谐振频率最小, 等于 22.9146 THz. 当 n_s 从 $0.8 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ 增大到 $1.4 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ 时, 谐振频率逐渐增大, 发生蓝移, 当 $n_s = 1.4 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ 时, 谐振频率最大, 等于 30.4774 THz. 与此同时, 随着 n_s 的不断增大, dip A 和 dip B 的透射率逐渐减小, 下凹深度逐渐增大.

为了从理论上研究单频段 PIT 模型的可调性, 图 5 还给出了弛豫速率 n_s 改变时, 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 的理论结果吻合较好, 验证了单频段 PIT 模型可以通过 RTO 模型进行理论分析.

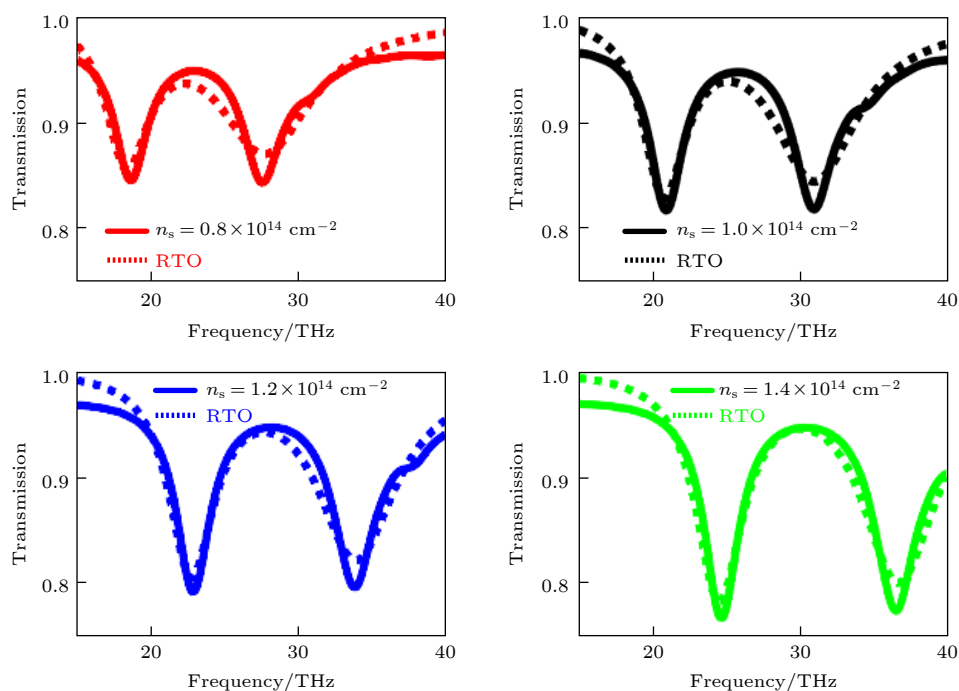


图 5 n_s 由 $0.8 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ 变化到 $1.4 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ 时, 单频段 PIT 模型透射谱变化规律及其与 RTO 拟合结果比较
Fig. 5. Variations law of transmission spectrum of single-band PIT model and comparison with RTO fitting results when the n_s is changed from 0.8×10^{-14} to $1.4 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$.

为了研究单频段 PIT 模型作为折射率传感器的应用潜力, 图 6 和图 7 分析了 BP 弛豫速率 $n_s = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 时, 模型在不同背景折射率下的传感性能. 在图 6 中, 当背景折射率由 1.0 变化到 1.5 时, dip A, dip B 和 peak 均发生了明显的红移. 在图 7 中, 当背景折射率增大时, dip A, dip B 和 peak 的变化均与折射率的变化成近似线性关系. 此外, 如表 1 所列, 在该模型中, dip A, dip B 和 peak 的优值系数 (FOM) 分别等于 2.385 (1/RIU), 3.08 (1/RIU) 和 7.39 (1/RIU), 灵敏度 (sensitivity) 分别等于 6110.6 (nm/RIU), 4018.7 (nm/RIU) 和

4806.8 (nm/RIU) 均高于文献 [29,30], 因此具有良好的传感性能.

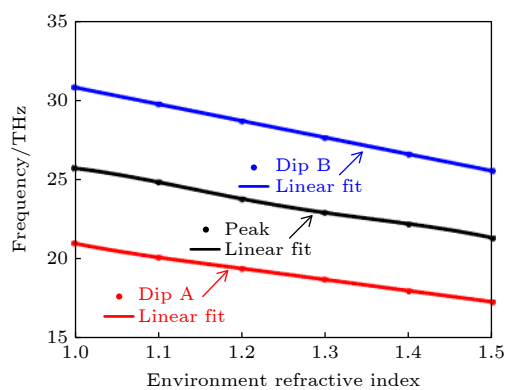


图 7 单频段 PIT 模型中 dip A, dip B 和 peak 随背景折射率的变化规律
Fig. 7. The variations of dip A, dip B and peak with different background index.

表 1 单频段 PIT 模型中 dip A, dip B 和 peak 的优值系数和灵敏度大小
Table 1. FOM and Sensitivity of dip A, dip B, and peak in the single-band PIT model.

	FOM/RIU ⁻¹	Sensitivity/nm·RIU ⁻¹
dip A	2.385	6110.6
dip B	3.08	4018.7
peak	7.39	4806.8

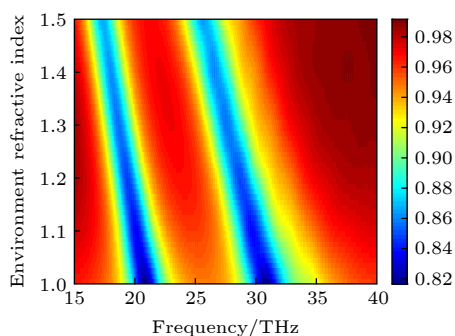


图 6 单频段 PIT 模型不同背景折射率下的透射窗对比
Fig. 6. The variation of transmission windows with different background index in single-band PIT model.

5 双频段和三频段 PIT 模型结构设计及仿真结果分析

双频段和三频段 PIT 模型的二维结构如图 8 所示. 在图 8(a) 和图 8(b) 中 X 和 Y 方向的周期均为 $P_x = P_y = 0.25 \mu\text{m}$. 衬底 substrate 折射率均假设为 1.4. 所有 BP 纳米棒的宽度均为 $W = 0.05 \mu\text{m}$, 厚度均为 $H = 0.001 \mu\text{m}$, 棒与棒之间的间隔均为 $d = 0.01 \mu\text{m}$. 在图 8(a) 中, 纳米棒 A 的长度 $L_1 = 0.09 \mu\text{m}$, 纳米棒 B 的长度为 $L_2 = 0.13 \mu\text{m}$, 纳米棒 C 的长度为 $L_3 = 0.18 \mu\text{m}$. 在图 8(b) 中, 纳米棒 D 的长度为 $L_4 = 0.08 \mu\text{m}$, 纳米棒 E 的长度为 $L_5 = 0.09 \mu\text{m}$, 纳米棒 F 的长度为 $L_6 = 0.13 \mu\text{m}$, 纳米棒 G 的长度为 $L_7 = 0.18 \mu\text{m}$. 数值仿真采用 FDTD 方法, Z 轴方向采用 PML 吸收边界条件, X 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. 图 8 中的 X 和 Y 方向

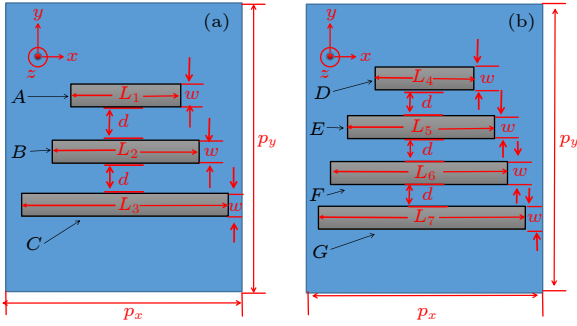
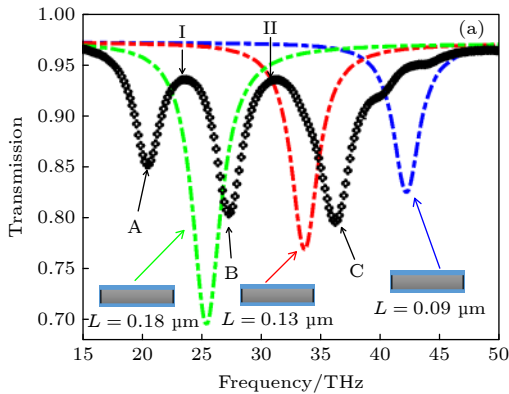


图 8 双频段和三频段 PIT 模型二维结构图 (a) 双频段模型二维结构图; (b) 三频段模型二维结构图

Fig. 8. Two-dimensional plane schematic diagram of dual-band and triple-band PIT models: (a) Two-dimensional plane schematic of dual-band PIT model; (b) two-dimensional plane schematic of triple-band PIT model.



与图 1、图 2 中的一致.

图 9 给出了当 BP 弛豫速率 $n_s = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 时, 双频段和三频段 PIT 模型的透射率曲线. 作为参考, 图 9 中同时给出了相同 n_s 条件下, 不同长度的 BP 纳米棒阵列的透射率曲线. 由图 9(a) 可以看出, 双频段 PIT 模型的透射谱曲线中出现了两个透明窗口 peak I 和 peak II. 在图 9(b) 中, 三频段 PIT 模型的透射谱曲线中出现了三个透明窗口 peak I, peak II 和 peak III. 同时, 在双频段和三频段模型中, 不同长度的 BP 纳米棒阵列都产生了典型的洛伦兹线型的谐振, 因此和单频段模型一致, 双频段和三频段 PIT 效应同样是基于不同长度的 BP 纳米棒之间的明-明耦合产生的.

为了验证双频段和三频段 PIT 效应的可调性, 图 10 和图 11 给出了 BP 弛豫速率 n_s 改变时, 双频段和三频段模型透射谱曲线的变化情况. 在图 10 中, 当 $n_s = 0.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 时, peak I 和 peak II 的谐振频率最小, 分别等于 21.1558 和 28.0151 THz. 当 n_s 从 $0.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 增大到 $1.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 时, peak I 和 peak II 的谐振频率逐渐增大, 发生蓝移; 当 $n_s = 1.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 时, peak I 和 peak II 的谐振频率最大, 分别等于 28.0151 和 37.1608 THz. 此外, 随着 n_s 的不断增大, dip A, dip B 和 dip C 的透射率也逐渐减小, 下凹深度也逐渐增大.

在图 11 中, 三频段模型透射谱曲线随 BP 弛豫速率 n_s 的变化情况与单频段和双频段模型类似, 当 n_s 从 $0.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 增大到 $1.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 时, peak I, peak II 和 peak III 的谐振频率逐渐增大, 发生蓝移. peak I 的谐振频率从 20.9799 THz 增大到 27.8392 THz, peak II 的谐振频率从 28.1910

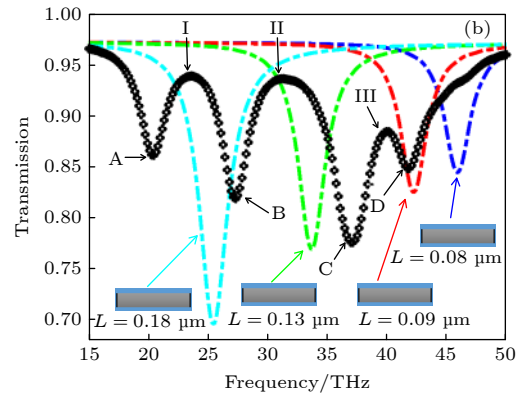


图 9 双频段和三频段 PIT 的透射谱曲线 (a) 双频段 PIT 的透射谱曲线; (b) 三频段 PIT 的透射谱曲线

Fig. 9. Transmission spectra of dual-band PIT and triple-band models: (a) Transmission spectra of dual-band PIT model; (b) transmission spectra of triple-band PIT model.

THz 增大到 36.9849 THz, peak III 的谐振频率从 35.9296 THz 增大到 47.1859 THz. 同时, 随着 n_s 的不断增大, dip A, dip B, dip C 和 dip D 的透射率同样逐渐减小, 下凹深度同样逐渐增大.

为了进一步研究双频段和三频段 PIT 模型的形成原理, 图 12 和图 13 给出了双频段和三频段透

射谱曲线中的各波谷频率和透明窗口谐振频率处的电场分布. 在图 12 中, 在 dip A 处, 由于其与 BP 纳米棒 C 的谐振频率近似, 所以电场强度主要集中在纳米棒 C 的边缘和末端, 呈典型的电偶极模式分布. 在 dip B 和 dip C 处, 电场强度主要集中在 BP 纳米棒 B 和 A 的附近, 也呈电偶极模式分布.

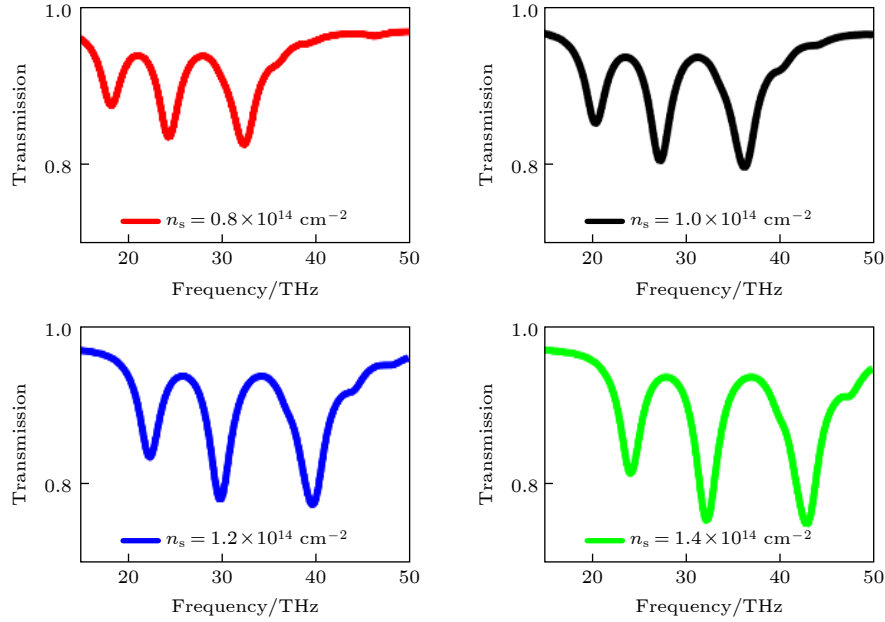


图 10 n_s 由 $0.8 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ 变化到 $1.4 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ 时双频段 PIT 模型透射谱变化规律

Fig. 10. Variation law of transmission spectrum of dual-band PIT model when the n_s is changed from 0.8×10^{-14} to $1.4 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$.

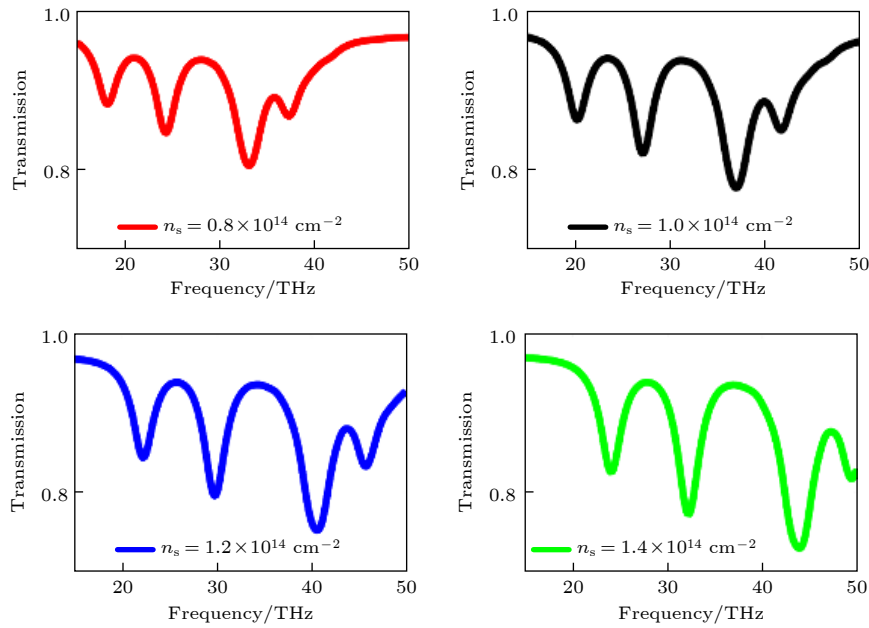


图 11 n_s 由 $0.8 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ 变化到 $1.4 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ 时三频段 PIT 模型透射谱变化规律

Fig. 11. Variation law of transmission spectrum of triple-band PIT model when the n_s is changed from 0.8×10^{-14} to $1.4 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$.

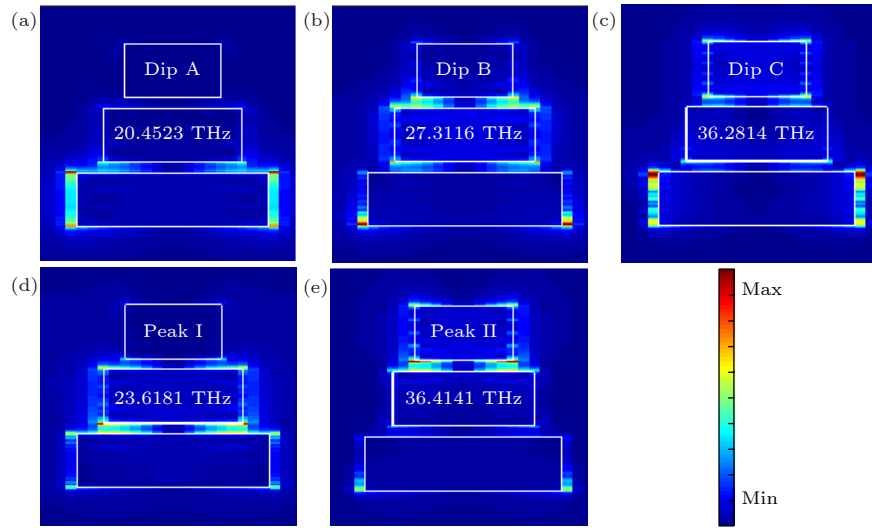


图 12 双频段 PIT 模型在 (a) dip A, (b) dip B, (c) dip C, (d) peak I 和 (e) peak II 的电场分布

Fig. 12. Distribution 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.

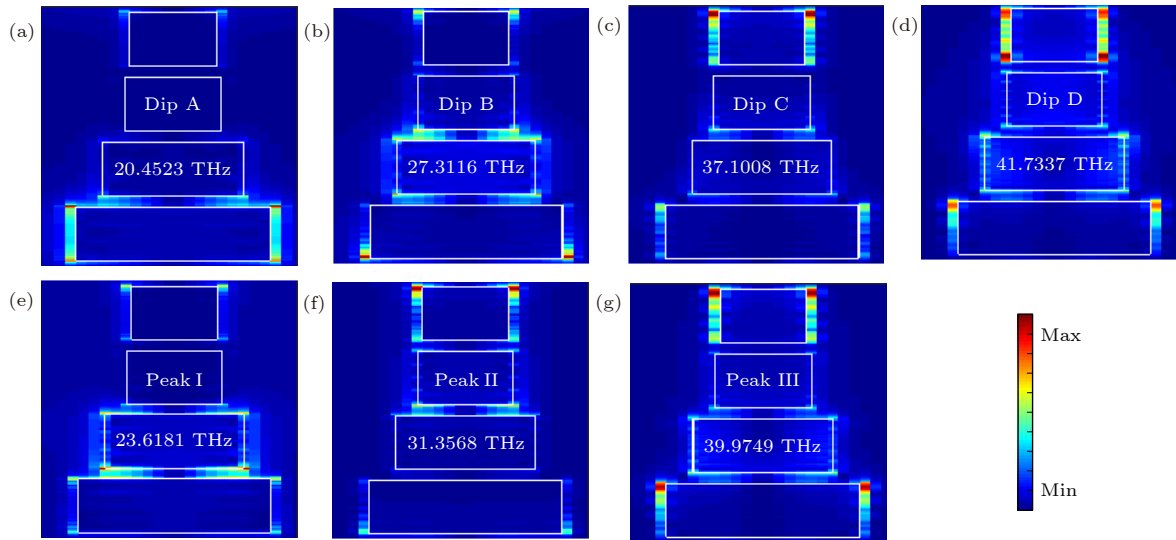


图 13 三频段 PIT 模型在 (a) dip A, (b) dip B, (c) dip C, (d) dip D, (e) peak I, (f) peak II 和 (g) peak III 的电场分布

Fig. 13. Distributions of electric field of dual-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.

基于同样的原理, 在图 13 中, dip A 和 dip B 处的电场分布也主要集中在 BP 纳米棒 G 和 F 周围, 在 dip C 和 dip D 处, 电场主要集中在 BP 纳米棒阵列 E 和 D 周围. 同时, 在图 12 和图 13 的各透明窗口谐振频率处, 各 BP 纳米棒阵列的电场强度均小于各波谷频率处, 因此双频段和三频段 PIT 效应也可看成是各明模单元失谐后弱杂化效应的结果.

6 结 论

本文提出三种基于 BP 纳米棒耦合的 PIT 模

型, 利用 BP 纳米棒之间的明-明模耦合, 在各明模单元失谐后弱杂化效应的基础之上, 产生了单频段、双频段和三频段的 PIT 效应. 其次, 通过改变 BP 的弛豫速率 n_s , 可以在各个 PIT 模型中实现透明窗口的谐振频率的可调性. 当 BP 的弛豫速率 n_s 由小变大时, 三种 PIT 模型中的谐振频率都将增大, 发生蓝移. 同时, 各模型波谷频率处的透射率逐渐减小, 下凹深度逐渐增大. 进一步研究了单频段 PIT 模型的传感特性, 当背景材料折射率由小变大时, 波谷频率和透明窗谐振频率都发生了明显的红移, 各频率变化规律与折射率呈近似线性关系, 该模型随背景材料折射率变化的灵敏度达到

了 6110.6 (nm/RIU), 优值系数达到了 7.39 (1/RIU), 性能优于同类型传感器.

参考文献

- [1] Alp A, Ahmet A, Hatice A 2011 *Nano Lett.* **11** 1685
- [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 A H, Mayer T P, Chan 2011 *Nature* **472** 7341
- [6] Qin M, Wang L L, Zhai X 2018 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **30** 11
- [7] Wang H, Wang X, Xia F 2014 *Nano Lett.* **14** 6424
- [8] Buscema M, Groenendijk D J, Blanter S I 2014 *Nano Lett.* **14** 3347
- [9] Deng Y, Luo Z, Conrad N J 2014 *ACS Nano* **8** 8292
- [10] Buscema M, Groenendijk D J, Steele G A 2014 *Nat. Commun.* **5** 4651
- [11] Engel M, Steiner M, Avouris P 2014 *Nano Lett.* **14** 6414
- [12] Du Y, Ouyang C, Shi S 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 093718
- [13] Prytz O, Flage L E 2010 *J. Phys. Condens. Matter* **22** 015502
- [14] Qiao J, Kong X, Hu Z 2014 *Nat. Commun.* **5** 4475
- [15] Wang X, Lan S 2016 *Adv. Opt. Photonics* **8** 618
- [16] Huang Y, Liu Y, Fang C Z 2020 *Opt. Mater. Express* **10** 14
- [17] Fo Q Q, Ling P, Chen X Y 2018 *IEEE Photonics J.* **10** 4500709
- [18] Liu Z Z, Aydin K 2016 *Nano Lett.* **1** 1
- [19] Nong J P, Wei W, Wang W 2018 *Opt. Express* **26** 1633
- [20] Liu C, Li H J, Xu H 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 120137
- [21] Li H, Wang L, Xing H Z 2019 *Opt. Mater. Express* **8** 352
- [22] Jia Z P, Huang L, Su J B 2020 *Appl. Phys. Express* **13** 104027
- [23] Deng Z L, Fu T, Zheng B 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 081109
- [24] Deng Z L, Deng H, Zhuang X 2018 *Nano Lett.* **18** 2885
- [25] Deng Z L, Jin M K, Ye X 2020 *Adv. Funct. Mater.* **1** 1910610
- [26] Cen H F, Wang F Q, Liang R S 2018 *Opt. Commun.* **420** 78
- [27] Hu X G, Yuan S, Armghan A 2017 *J. Phys. D Appl. Phys.* **50** 025301
- [28] Wang J, Jiang Y N 2017 *Opt. Express* **25** 5206
- [29] Liu Y, Zhong R B, Lian Z 2018 *Sci. Rep.* **8** 2828
- [30] Liu C, Li H J, Xu H 2020 *New J. Phys.* **1** 111962

Plasmon-induced transparency based on black phosphorus nanorods 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) (School of Science, Yunnan Agricultural University, Kunming 650201, China)

(Received 14 August 2020; revised manuscript received 7 September 2020)

Abstract

In this paper, we propose three plasmon-induced transparency(PIT) hybrid models based on the coupling of black phosphorus (BP) nanorods. By using the bright-bright mode coupling between BP nanorods with different lengths, and according to the weak hybrid effect after the detuning of each bright mode unit, we can trigger the single-band, dual-band and triple-band PIT effects.

Secondly, by changing the relaxation rate of BP, the resonant frequency can be adjusted in each PIT model. When the relaxation rate of BP changes from small to large, the resonance frequencies of the transparent windows in those three PIT models all increase and the blue shifts occur. In a single-band PIT model, when the relaxation rate of BP changes from 0.8×10^{-14} to $1.4 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$, the resonant frequency of transparent window increases 7.5628 THz. In a dual-band PIT model, under the same change of relaxation rate, the resonant frequencies of the two transparent windows increase 6.8593 and 9.1457 THz, at the same time, and the resonant frequencies of the three transparent windows in triple-band PIT model increase 6.8593, 8.7939 and 11.2563 THz respectively. In addition to the resonant frequency, the transmittance at the dip frequency in each model gradually decreases, and the depth of depression gradually increases.

Finally, the sensing characteristics of the single-band PIT model are further studied. When the refractive index of the background changes from small to large, the dip frequency and the resonant frequency of the transparent window will be significantly red-shifted. The change of frequency is approximately linear with refractive index. The model has a sensitivity of 6110.6 (nm/RIU) and a figure of merit of 7.39 (1/RIU) which is better than the same type of sensor. This model provides a theoretical reference for designing the multiband filtering and ultrasensitive sensors.

Keywords: plasmon-induced transparency, black phosphorus, finite difference time domain

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

DOI: 10.7498/aps.70.20201331

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61461052, 11564044, 61863035) and the Science Research Foundation of the Education Department of Yunnan Province, China (Grant Nos. 2019J0172, 2020J0005).

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