

基于纳米盘棒耦合的多频段等离子激元诱导透明研究*

胡宝晶¹⁾²⁾ 黄铭^{1)†} 黎鹏¹⁾ 杨成福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1月14日收到; 2020年4月5日收到修改稿)

提出了基于银纳米棒和银纳米盘的多频段等离子激元诱导透明 (PIT) 混合模型, 通过时域有限差分法研究了模型的电磁特性. 研究表明: 由于银纳米盘 (明模) 和银纳米棒 (暗模) 的明模-暗模-暗模耦合, 模型可以产生双频段的 PIT 效应. 在双频段的基础之上, 通过两个非对称的双频段 PIT 模型的叠加, 形成暗模-暗模-明模-暗模-暗模耦合, 可进一步实现四频段的 PIT 效应. 同时, 只要改变两种 PIT 模型中银纳米棒的长度以及银纳米棒和银纳米盘之间的距离, 双频段 PIT 和四频段 PIT 窗口的谐振频率和透射振幅都会随之变化. 最后研究了四频段 PIT 模型的传感效应, 发现该模型随背景材料折射率变化的灵敏度 (sensitivity) 达到了 326.2625 THz/RIU, 优值系数 (FOM) 达到了 26.4/RIU, 性能优于其他同类型传感器, 这为该模型在光存储、吸收、滤波和红外频段的传感器设计中的应用提供了理论参考.

关键词: 多频段等离子激元诱导透明, 超材料, 时域有限差分法

PACS: 42.25.Bs, 78.67.Pt, 47.11.Bc

DOI: 10.7498/aps.69.20200093

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, EIT 效应在慢光器件、光信号处理、传感器和非线性器件中具有重要的价值. 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, 通过传统的金属谐振结构, 也可以获得与 EIT 相类似的效应, 这一现象被称为等离子激元诱导透明 (PIT). 然而, 之前关于 PIT 现象的研究主要集中在单频段 PIT^[2-5], 它只能产生一个透明窗口, 这就限制了它在小型和多功能光学装置上的应用.

特别地, 当一个系统能实现多频段的 PIT 现象时, 它就能够光信息处理过程中增加新的自由

度, 信息可以分别在多个频段中存储和提取. 同时, 多频段 PIT 在多频带滤波器, 多频带慢光装置和超敏感化学、生物传感器中都有着非常重要的作用^[6]. 因此, 基于金属谐振结构的多频段 PIT 现象已经越来越成为当前的研究热点^[7-15]. Li 等^[16] 利用方形铜密封环, 铜 SRR 和铜切割线形成的耦合机制, 在明模-明模-暗模的相互作用下, 实现了双频段的 PIT 效应. Tang 等^[17] 设计了一个包含闭环铜谐振器和方形铜贴片的平面超材料结构, 在明模-明模的耦合作用下, 也实现了双频段的 PIT 效应. Yu 等^[18] 使用一个由银 SRR 和平行银带构成的平面超材料, 在明模-暗模和明模-明模耦合效应的作用下, 同样实现了双频段的 PIT 效应. Li 等^[19] 基于垂直银纳米棒和平行银纳米棒所构成的三维模型, 通过改变模型的对称性, 在明模-暗模耦合的基础之上, 实现了三频段的 PIT 现象.

* 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

因此, 在之前发表的, 基于金属材料实现的多频段 PIT 现象中, 研究结果主要集中在双频段和三频段的 PIT 效应. 对于三频段以上 PIT 效应的实现和研究, 公开文献则很少报道.

本文利用银纳米棒和银纳米盘的明模-暗模-暗模和暗模-暗模-明模-暗模-暗模耦合模型, 在实现双频段 PIT 效应的基础之上, 进一步实现了四频段的 PIT 现象. 同时, 通过改变银纳米棒的长度和银纳米棒、银纳米盘间的距离, 可以实现 PIT 谐振频率和透射振幅的可调性. 最后通过研究四频段 PIT 模型的传感效应发现, 该模型随背景材料折射率变化的灵敏度 (sensitivity) 达到了 326.2625 THz/RIU, 优值系数 (FOM) 达到了 26.4/RIU, 性能优于其他同类型传感器.

2 双频段 PIT 模型的结构设计

双频段 PIT 的模型结构如图 1 所示, 模型是由银纳米棒和银纳米盘构成的三维周期结构, x 方向和 y 方向的周期 $P_x = P_y = 0.6 \mu\text{m}$. 银纳米盘

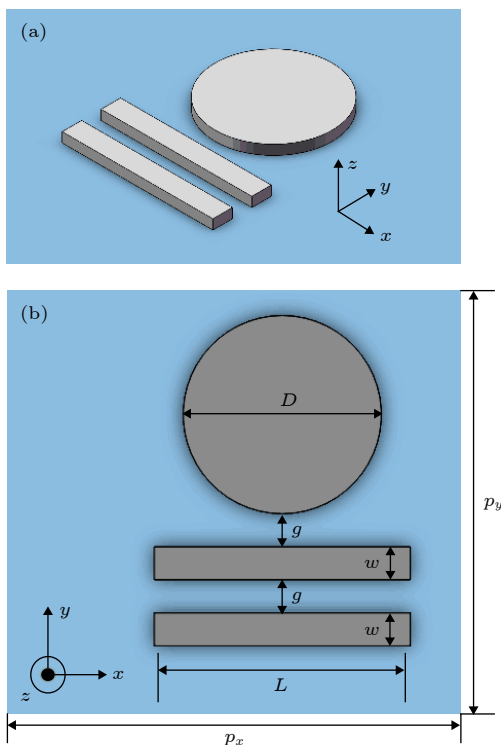


图 1 双频段 PIT 模型结构图 (a) 三维空间结构图; (b) 二维平面结构图

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

的直径 $D = 0.24 \mu\text{m}$. 银纳米棒的长度 $L = 0.31 \mu\text{m}$. 宽度 $W = 40 \text{ nm}$. 盘和棒的厚度 $H = 20 \text{ nm}$. 盘与棒之间, 棒与棒之间的间隔 $g = 20 \text{ nm}$. 数值仿真利用 Lumerical FDTD Solutions 完成, 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, 电场极化方向沿 y 方向. 银纳米棒、银纳米盘通过一个 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 $\gamma = 3.07 \times 10^{13} \text{ /s}$ [20].

3 双频段 PIT 模型仿真结果与分析

图 2 给出了双频段 PIT 模型的透射率曲线, 作为参考, 图中同时给出了银纳米盘阵列、银纳米棒阵列、单频段 PIT 模型的透射率曲线. 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 y 方向时, 由于银纳米盘阵列的偶极等离子体辐射特性, 银纳米盘阵列产生了典型的洛伦兹线型的谐振, 因此可以将其视作被光场直接激发的明模. 但对于银纳米棒阵列而言, 由于电场极化方向与它的长轴方向相垂直, 因而银纳米棒阵列没有产生谐振, 所以可将其看作暗模. 在单频段 PIT 模型中, 当银纳米盘和银纳米棒彼此间隔较小时, 由于二者之间的耦合作用, 银纳米盘中的明模可以通过两种通道激发: $|I\rangle \rightarrow |B\rangle$ 和 $|I\rangle \rightarrow |B\rangle \rightarrow |D\rangle \rightarrow |B\rangle$. 其中, $|I\rangle, |B\rangle, |D\rangle$ 分别代表入射光、明模和暗模. 这两个通道所产生的相消干涉导致了单频段 PIT 现象的产生 [21]. 随后, 在单频段 PIT 模型的基础之上, 双频段 PIT 模型在下方新添加一个的银

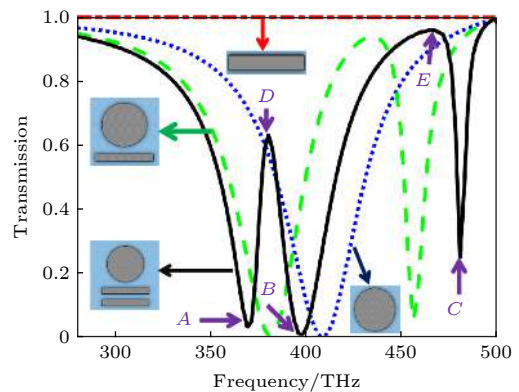


图 2 纳米盘阵列、纳米棒阵列、单频段 PIT 模型、双频段 PIT 模型的透射曲线

Fig. 2. Transmission spectra of the sole nanodisk array, the sole nanorod array, the single-band PIT model.

纳米棒单元, 形成明模-暗模-暗模耦合方式. 其中, 新添加的下方银纳米棒将会与中间的银纳米棒继续发生耦合作用, 这会产生新的表面等离子激元谐振, 进而导致新的透明窗口的产生^[22].

为了进一步研究双频段 PIT 模型的物理原理, 图 3 给出了波谷 A (368.8890 THz)、波谷 B (397.7780 THz)、波谷 C (480.0000 THz)、波峰 D (380.0000 THz)、波峰 E (464.4440 THz) 的电场分布. 通过图 3 可以发现, 在波谷 A、波谷 B、波谷 C 处, 由于明模和暗模之间的相长干涉, 银纳米盘和银纳米棒的电场都得到了增强. 波谷 A 处的电场主要集中在盘和棒、棒和棒之间, 波谷 B 处的

电场主要集中在棒和棒之间, 波谷 C 处的电场主要集中在盘和棒之间. 同时, 由于暗模的四极模式, 在波谷 A 和波谷 B 处银纳米棒之间产生了三个节点的电场分布. 另一方面, 在波峰 D 和波峰 E 处, 由于明模和暗模之间的相消干涉, 银纳米盘的电场强度被压缩, 电场主要分布在棒和棒以及盘和棒之间. 在波峰 D 处, 电场主要分布在棒和棒之间, 呈三节点分布, 证明了波峰 D 是由下方银纳米棒与中间的银纳米棒生成的新表面等离子激元谐振而产生的. 在波峰 E 处, 电场主要分布在盘和棒之间, 说明波峰 E 是由于 $|I\rangle \rightarrow |B\rangle$ 和 $|I\rangle \rightarrow |B\rangle \rightarrow |D\rangle \rightarrow |B\rangle$ 两个通道所产生的相消干涉产生的.

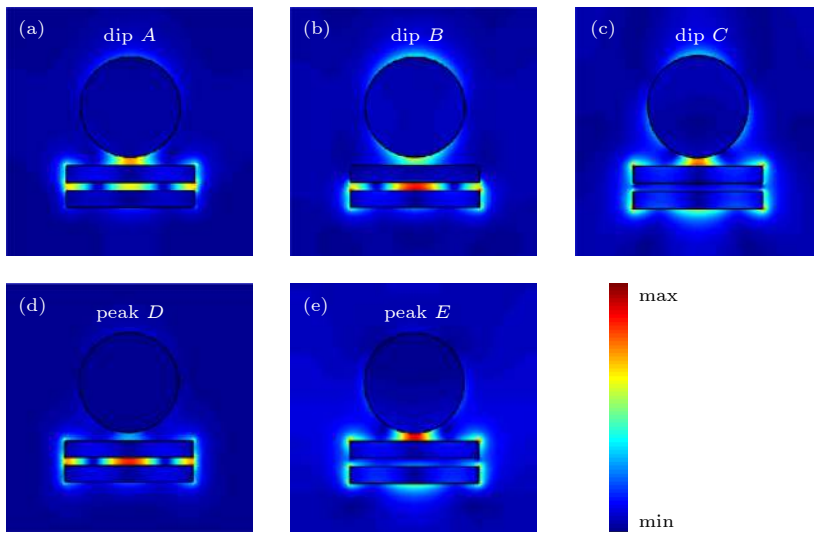


图 3 双频段 PIT 模型在 (a) dip A, (b) dip B, (c) dip C, (d) peak D, (e) peak E 的电场分布

Fig. 3. Distribution of electric field of dual-band PIT model at (a) dip A, (b) dip B, (c) dip C, (d) peak D and (e) peak E, and the dual-band PIT model.

图 4 给出了当银纳米盘与银纳米棒、银纳米棒与银纳米棒的间隔 g 改变时, 透明窗口的变化规律. 当 g 的值由 40 nm 变化到 10 nm 时, 波峰 D 和波峰 E 的谐振频率逐渐减小, 发生红移. 波峰 D 谐振频率从 415.556 THz 减小到 333.333 THz, 波峰 E 从 466.667 THz 减小到 448.889 THz. 同时, 由于盘与棒之间的耦合增强, 波峰 E 的透射振幅逐渐增大, 从 0.9369 增大到 0.967. 但波峰 D 透射振幅却先减小后增大, $g = 30$ nm 的时候最小, $g = 10$ nm 的时候最大.

图 5 进一步分析了银纳米棒长度 L 对透明窗口的影响, 当 L 值由 0.31 μm 增大到 0.37 μm 时, 波峰 D 和波峰 E 谐振频率逐步减小, 发生红移. 波

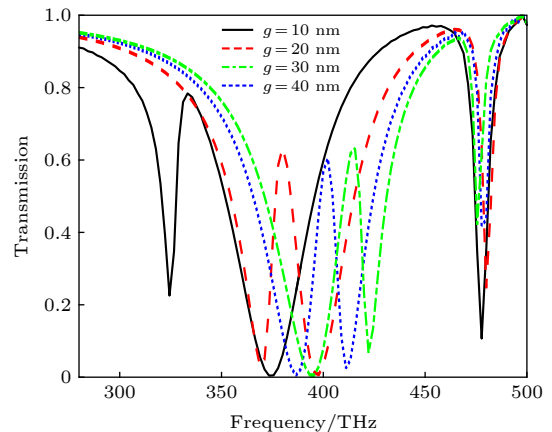


图 4 改变银纳米盘与银纳米棒、银纳米棒与银纳米棒间隔 g 时透射率随频率的变化情况

Fig. 4. Variation of transmission with frequency of different g .

峰 *D* 谐振频率从 380 THz 减小到 331.111 THz, 波峰 *E* 从 464.444 THz 减小到 422.222 THz. 另一方面, 波峰 *D* 透射振幅逐渐增大, 从 0.6333 增大到 0.8387, 而波峰 *E* 透射振幅略有减小但几乎保持不变. 因此, 通过改变间隔 *g* 和银纳米棒长度 *L* 都可以实现双频段 PIT 模型谐振频率和透射振幅的可调性.

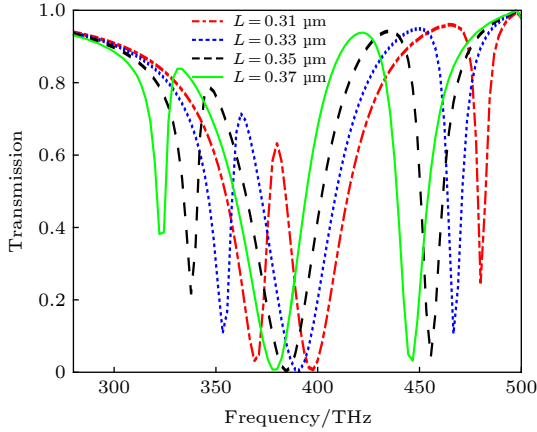


图 5 改变银纳米棒长度 *L* 时, 透射率随频率的变化情况
Fig. 5. Variation of transmission with frequency of different *L*.

4 四频段 PIT 模型的结构设计

四频段 PIT 的模型结构如图 6 所示, *X* 方向和 *Y* 方向的周期 $P_x = P_y = 0.6 \mu\text{m}$. 银纳米盘的直径 $D = 0.24 \mu\text{m}$. 银纳米盘上方银纳米棒 (简称: 上棒) 的长度 $L_2 = 0.37 \mu\text{m}$, 银纳米盘下方银纳米棒 (简称: 下棒) 的长度 $L_1 = 0.31 \mu\text{m}$. 上棒和下棒宽度均为 $W = 40 \text{ nm}$. 盘和棒的厚度 $H = 20 \text{ nm}$. 盘与棒之间, 棒与棒之间的间隔 $g = 20 \text{ nm}$. *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, 电场极化方向沿 *Y* 方向.

5 四频段 PIT 模型仿真结果与分析

图 7 给出了四频段 PIT 模型的透射曲线. 可以看出, 透射曲线中包含四个透明窗口, 谐振频率分别为: 波峰 *A*(331.1110 THz), 波峰 *B*(377.7780 THz), 波峰 *C*(417.7780 THz), 波峰 *D*(464.444 THz). 由于光波入射方向沿 $-Z$ 轴传播, 极化方向沿 *Y* 方向, 所以四频段 PIT 模型可以视作暗模-暗模-明模-暗模-暗模耦合.

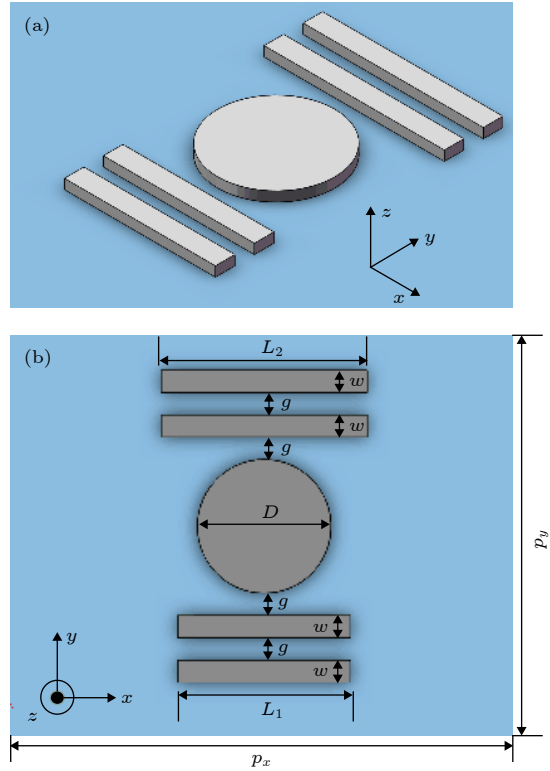


图 6 四频段 PIT 模型结构图 (a) 三维空间结构图; (b) 二维平面结构图

Fig. 6. Schematic diagrams of four-band PIT model: (a) Three-dimensional space schematic; (b) two-dimensional plane schematic.

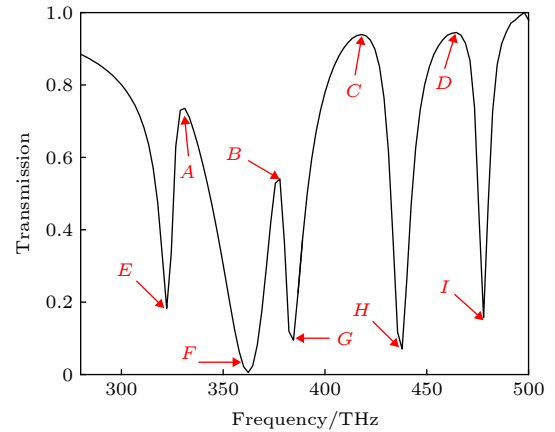


图 7 四频段 PIT 模型的透射曲线
Fig. 7. The transmission of four-band PIT model.

为了分析四频段 PIT 的形成原理, 图 8 给出了四频段 PIT 和两个双频段 PIT 模型的透射曲线对比. 通过对比后发现, 四频段 PIT 模型的四个谐振峰与两个双频段 PIT 模型的谐振峰几乎重合. 其中, 波峰 *A* 和波峰 *C* 与上棒长度 $L_2 = 0.37 \mu\text{m}$ 的双频段 PIT 模型的谐振峰重合, 波峰 *B* 和波峰 *D* 与下棒长度 $L_1 = 0.31 \mu\text{m}$ 的双频段 PIT 模型的

谐振峰重合. 这表明: 四频段 PIT 可以看作是两个双频段 PIT 模型的叠加, 由于模型的非对称性 ($L_1 \neq L_2$), 因此两个双频段 PIT 模型的谐振峰不相同, 所以叠加后形成四个谐振峰, 产生四个透明窗口.

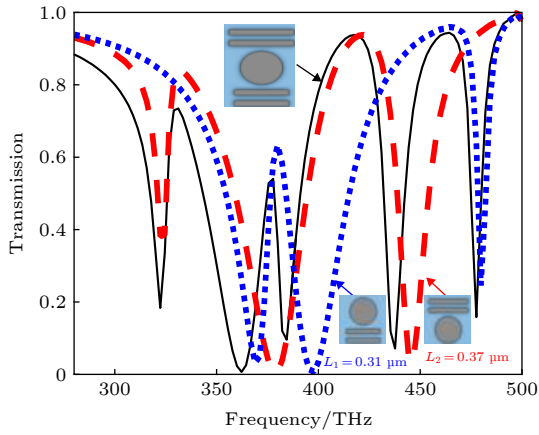


图 8 两种双频段 PIT 模型与四频段 PIT 模型透射率对比
Fig. 8. The comparison of transmission between two dual-band PIT models and four-band PIT model.

为了进一步验证四频段 PIT 的形成原理, 图 9 给出了四频段 PIT 模型中波峰 A, 波峰 B, 波峰 C, 波峰 D 的电场分布. 图中, 波峰 B 和波峰 D 的电场分布与图 3 类似, 波峰 B 的电场主要分布在下棒与下棒之间, 呈三节点分布, 波峰 D 的电场主要分布在盘与下棒之间. 这验证了波峰 B 和波峰 D 是下棒长度 $L_1 = 0.31 \mu\text{m}$ 的双频段 PIT 模型形成的. 此外, 波峰 A 的电场主要分布在上棒与上棒

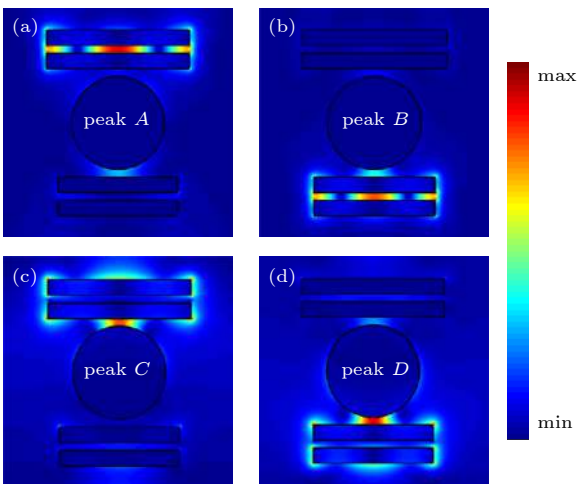


图 9 四频段 PIT 模型在 (a) peak A, (b) peak B, (c) peak C, (d) peak D 的电场分布
Fig. 9. Distribution of electric field of four-band PIT model at (a) peak A, (b) peak B, (c) peak C, (d) peak D.

之间, 呈三节点分布, 与波峰 B 类似. 波峰 C 的电场主要分布在盘与上棒之间, 和波峰 D 类似. 这说明波峰 A 和波峰 C 是上棒长度 $L_2 = 0.37 \mu\text{m}$ 的双频段 PIT 模型形成的.

图 10 和图 11 分析了四频段 PIT 模型下棒长度 L_1 和上棒长度 L_2 对透明窗口的影响. 在图 10 中, 当上棒长度 L_2 从 $0.33 \mu\text{m}$ 增加到 $0.37 \mu\text{m}$ 时, 由于下棒长度没有变化, 所以波峰 B 和波峰 D 的谐振频率和透射振幅几乎没有改变. 而波峰 A 和波峰 C 的谐振频率则随着 L_2 的增大而减小, 发生红移. 同时, 波峰 A 的透射振幅随着 L_2 的增大而增大, 波峰 C 的透射振幅逐渐减小, 但基本保持不变.

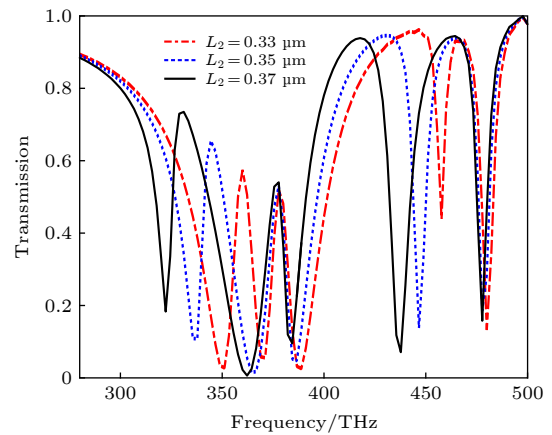


图 10 改变上棒长度 L_2 时, 透射率随频率的变化
Fig. 10. Variation of transmission with frequency of different L_2 .

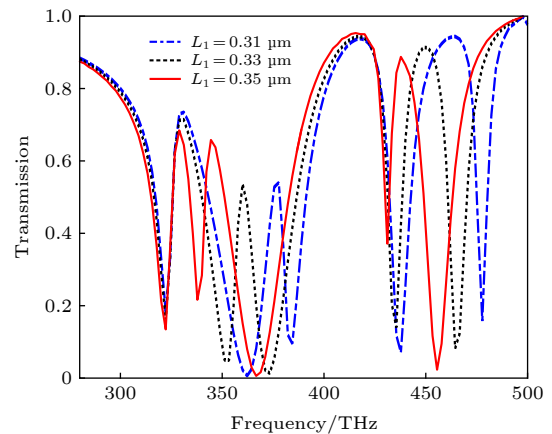


图 11 改变下棒长度 L_1 时, 透射率随频率的变化
Fig. 11. Variation of transmission with frequency of different L_1 .

在图 11 中, 由于下棒长度 L_1 从 $0.31 \mu\text{m}$ 增加到 $0.35 \mu\text{m}$, 上棒长度没有改变, 所以波峰 A 和波峰 C 的谐振频率和透射振幅没有明显改变. 但波

峰 *B* 和波峰 *D* 的谐振频率发生了红移. 波峰 *D* 的透射振幅产生了轻微的小, 波峰 *B* 的透射窗口随着 L_1 的增大而增大. 以上的结论都与图 5 一致.

图 12 给出了盘与棒之间、棒与棒之间的间隔 g 改变时, 四频段 PIT 模型透射窗口的变化规律. 当 g 由 25 nm 逐步减小为 10 nm 时, 四个透明窗的谐振频率都逐渐减小, 发生红移. 同时, 如之前所言, 由于盘和棒之间耦合强度的增大, 导致波峰 *C*、波峰 *D* 的透射振幅逐渐增强. 然而对于波峰 *A* 和波峰 *B* 而言, 尽管它们的形成原理相似, 但当 g 逐渐变小时, 透射振幅的变化规律却不尽相同. 波峰 *A* 的透射振幅随着 g 的减小而增大, 波峰 *B* 的透射振幅和图 4 相似, 在 g 逐渐减小时, 其透

射振幅先减小后增大, 当 $g = 10$ 和 25 nm 时最大, $g = 15$ nm 时最小.

为了分析四频段 PIT 模型的传感性能, 图 13 给出了当背景材料折射率由 1.0 变化到 1.4 时, 模型透射曲线的变化规律. 从图中可以看出, 当折射率改变时, 四频段 PIT 模型始终能保持生成四个透明窗口. 同时, 当折射率逐渐增大时, 波峰 *A*、波峰 *B*、波峰 *C*、波峰 *D* 的谐振频率逐渐减小, 发生红移, 但透射振幅基本保持不变. 通常情况下, 传感器的传感性能由两个指标来衡量: 一个是优值系数 (FOM), 另一个是灵敏度 S .

S 定义为谐振峰变化值 Δf 和折射率变化值 Δn 的比值, FOM 定义为灵敏度 S 和半高全宽 FWHM 的比值^[23].

$$S = \frac{\Delta f}{\Delta n}, \quad (1)$$

$$\text{FOM} = \frac{S}{\text{FWHM}}. \quad (2)$$

图 14 和图 15 分别分析了波峰 *A*、波峰 *B*、波峰 *C*、波峰 *D* 的灵敏度和优值系数. 从图中可以发现, 模型中四个透明窗口谐振频率的改变与背景材料折射率的变化均成近似线性关系. 同时, 通过计算发现, 波峰 *A* 到波峰 *D* 的灵敏度分别为: 235.86, 267.172, 294.95, 326.2625 THz/RIU. 优值系数分别为: 10.1, 26.4, 7.02, 9.85/RIU.

为了更好地体现四频段 PIT 模型传感特性的优越性, 表 1 中列出了其他文献里类似传感器的优

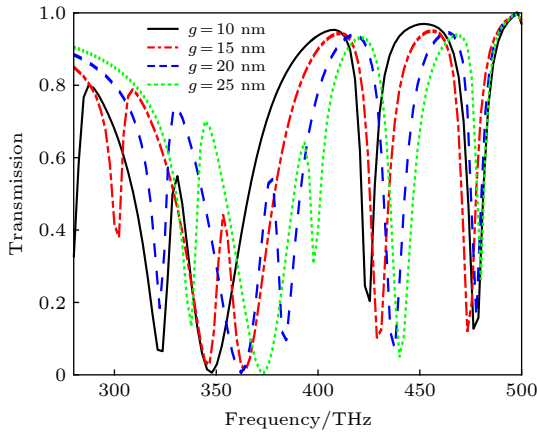


图 12 改变盘与棒之间、棒与棒之间的间隔 g 时透射率随频率的变化情况

Fig. 12. Variation of transmission with frequency of different g .

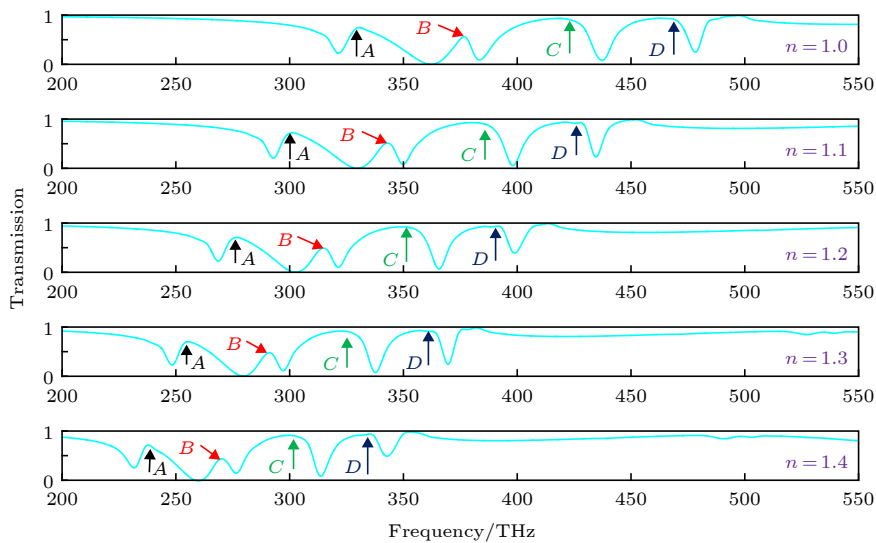


图 13 不同背景材料下的透射窗对比

Fig. 13. The variation of transmission windows with different background materials.

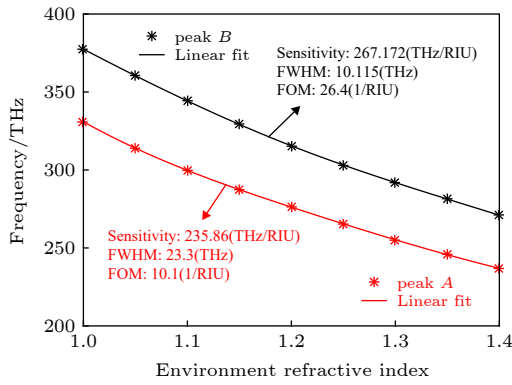


图 14 peak A 和 peak B 随背景材料折射率的变化规律
Fig. 14. The variation of peak A and peak B with different background materials.

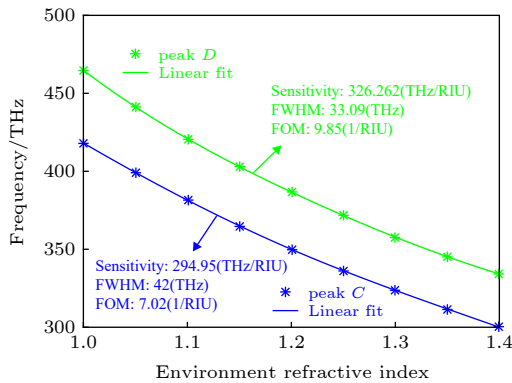


图 15 peak C 和 peak D 随背景材料折射率的变化规律
Fig. 15. The variation of peak C and peak D with different background materials.

表 1 不同参考文献中传感器模型的 FOM 参数比较
Table 1. Comparison of FOM with reported sensor in different references.

传感器类型	FOM/RIU ⁻¹	参考文献
太赫兹超灵敏超材料传感器	2.30	[24]
双分离环对混合传感器	2.86	[25]
圆形、方形分离环混合传感器	7.80	[26]
金属纳米孔阵列传感器	10.5	[27]
双频段太赫兹超材料传感器	24.6	[28]
四频段银棒、银盘混合传感器	26.4	本文

值系数. 通过对比发现, 本文提出的四频段银纳米棒、银纳米盘混合传感器, 其优值系数可以达到 26.4/RIU, 高于同类型的传感器, 因此具备良好的传感性能.

6 结 论

本文提出了基于银纳米棒和银纳米盘的双频段和四频段 PIT 模型. 在双频段 PIT 模型中, 银

纳米盘和银纳米棒形成明模-暗模-暗模耦合模式. 由于银纳米盘、银纳米棒间的相消干涉和银纳米棒、银纳米棒间产生的新表面等离子激元谐振, 双频段模型可以产生两个透明窗口. 在四频段 PIT 模型中, 因为其四个透明窗口的谐振峰与两个不对称的双频段 PIT 模型的谐振峰几乎重合. 因此, 可以把它看作是两个非对称的双频段模型 PIT 模型的叠加. 同时, 通过改变银纳米棒长度和银纳米棒、银纳米盘间的距离, 可以实现两种模型 PIT 谐振频率和透射振幅的可调性. 最后研究了四频段 PIT 模型的传感效应, 发现其四个透明窗口的谐振频率变化与折射率的变化成近似线性关系, 传感灵敏度 (sensitivity) 达到了 326.2625 THz/RIU, 优值系数 (FOM) 达到了 26.4/RIU, 性能优于其他同类型传感器. 因此在多频带滤波、多频带超灵敏传感器的领域有潜在的利用价值.

参考文献

- [1] Alp A, Ahmet A, Hatice A 2011 *Nano Lett.* **11** 1685
- [2] Dong Z G, Liu H, Xu M X 2010 *Opt. Express* **18** 18229
- [3] Ma P P, Zhang J, Liu H H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 217801 (in Chinese) [马平平, 张杰, 刘焕焕 2016 物理学报 **65** 217801]
- [4] Liu D D, Fu W, Shao J 2019 *Plasmonics* **14** 663
- [5] Hu S, Liu D, Yang H L 2019 *Opt. Commun.* **450** 202
- [6] Yang S Y, Xia X X, Liu Z 2016 *J. Phys. Condens. Matter* **28** 445002
- [7] Cheng S J, Xu Z F, Yao D Y 2019 *OSA Continuum* **2** 2137
- [8] Liu J T, Hu H F, Shao X P 2019 *Opt. Lett.* **44** 3829
- [9] Zhou J S, Wang W J, Luo C Y 2019 *Opt. Express* **27** 2363
- [10] Zhao Z Y, Gu Z D, Zhao H 2019 *Opt. Mater. Express* **9** 1608
- [11] Liu Z Y, Qi L M, Sun D D 2019 *Materials* **12** 841
- [12] Kim J Y, Soref R, R Walter 2010 *Opt. Express* **18** 17997
- [13] Artar A, Ahmet A, Altug H 2011 *Nano. Letter* **11** 1685
- [14] Yin X G, Feng T H, Yip S P 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 021115
- [15] Khan A D, Amin M 2018 *Opt. Mater.* **79** 480
- [16] Li H M, Xu Y Y 2019 *Opt. Mater. Express* **5** 2107
- [17] Tang C, Niu Q S, Wang B X 2018 *Plasmonics* **14** 533
- [18] Yu W, Meng H, Chen Z 2018 *Opt. Commun.* **414** 29
- [19] Li W, Zhai X, Shang X 2017 *Opt. Mater. Express* **7** 4269
- [20] Zhang S, Genov D A, Wang Y 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [21] He J N, Wang J Q, Ding P 2015 *Plasmonics* **10** 1115
- [22] Zhou X, Ou Y M, Tang B 2017 *Opt. Commun.* **384** 65
- [23] Zhao L, Liu H, He Z H 2018 *Opt. Express* **26** 12838
- [24] Cong L Q, Tan S Y, Yahiaoui R 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 031107
- [25] Chen C Y, Un L W, Tai N H 2009 *Opt. Express* **17** 15372
- [26] Pan W, Yan Y J, Ma Y 2019 *Opt. Commun.* **431** 115
- [27] Liu G L, He M X, Tian Z 2013 *Appl. Opt.* **52** 5695
- [28] Wang B X, Zhai X, Wang G Z 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 014504

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

Hu Bao-Jing¹⁾²⁾ Huang Ming^{1)†} Li Peng¹⁾ Yang Cheng-Fu¹⁾

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

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

(Received 14 January 2020; revised manuscript received 5 April 2020)

Abstract

In this paper, the dual-band and four-band plasmon-induced transparency (PIT) hybrid model based on silver nanorod and silver nanodisk hybrid model are proposed. The electromagnetic characteristics of the two PIT hybrid models are also estimated respectively. The results show that in the double-band PIT model, the silver nanodisk (bright mode) and the silver nanorod (dark mode) can form the bright-dark-dark mode coupling. Because of the destructive interference produced by nanodisk and nanorod and the emergence of new SPs resonance modes between nanorod and nanorod, the double-band PIT model can produce two transparent windows. When the length of the nanorods and the distance between the nanorods and nanodisk are changed, the resonant frequencies and transmission amplitudes of two transparent windows will be changed accordingly.

In the four-band PIT model, the silver nanodisk and the silver nanorods will form the dark-dark-bright-dark-dark mode coupling. The resonant peaks of four transparent windows almost coincide with those of the two asymmetric double-band PIT models. Therefore, the four-band PIT model can be regarded as the superposition of two asymmetric double-band PIT models. The resonant frequencies and transmission amplitudes of four transparent windows also vary with the length of nanorods and the distance between nanorods and nanodisk.

Finally, the sensing performance of the four-band PIT model is investigated. It is found that the model can produce four transparent windows from beginning to end when the refractive index of the background material is changed. As the refractive index is changed from 1.0 to 1.4, the resonant frequencies in four transparent windows are approximately linearly related to the refractive index. At the same time, the maximum sensitivity of the four transparent windows can reach 326.2625 (THz/RIU) and the maximum figure of merit can arrive at 26.4 (1/RIU), which is higher than those of similar sensors in other literatures. This work provides the theoretical support for these models' potential applications in many areas such as optical storage, absorption, filtering and the design of sensors in infrared band.

Keywords: multiband plasmon-induced transparency, metamaterials, Finite Difference Time Domain

PACS: 42.25.Bs, 78.67.Pt, 47.11.Bc

DOI: 10.7498/aps.69.20200093

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

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