

基于法布里-珀罗腔的可调谐连续域束缚态及应用*

任洋 李振雄 张磊 崔巍 吴雄雄 霍亚杉 何智慧†

(延安大学物理与电子信息学院, 光电信息与转换中心, 延安 716000)

(2024年6月21日收到; 2024年7月31日收到修改稿)

优异的光学吸收器一直具备着高品质因数和完美吸收的特性, 然而, 这类吸收器通常会受到传统表面等离子体共振带来的欧姆损耗, 制约其在实际应用中的吸收性能. 本文提出了一种基于法布里-珀罗腔的可调谐连续域束缚态 (bound state in the continuum, BIC), 通过调整模型的参数, 可将 BIC 可以转变为准 BIC, 在连续谱中实现了 100% 的完美吸收. 在本文中, 采用干涉理论探究了影响完美吸收的因素, 用耦合模理论和阻抗匹配理论对准 BIC 进行理论计算, 采用电场和磁场理论解释了吸收器完美吸收的物理机制. 与传统吸收器相比, 该吸收器具有优异的结构参数鲁棒性和广泛的 BIC 调控范围. 更重要的是, 该吸收器具有出色的传感性能, 其最大灵敏度可达 34 nm/RIU, 最大品质因数为 9.5. 最后, 该吸收器还实现了双频的开光性能, 其中双频开关的最大调制深度和最小插入损耗分别为 99.4% 和 0.0004 dB. 这些研究结果在光子学、光通信、传感器技术等领域具有重要意义.

关键词: 连续域束缚态, 完美吸收, 耦合模理论, 传感**PACS:** 42.65.Pc, 52.40.Hf, 78.40.-q, 78.67.Pt**DOI:** 10.7498/aps.73.20240861

1 引言

超材料是一种人工合成的材料, 其独特的亚波长微结构, 使其具有出色的光学特性^[1,2]. 这种合成材料在特定条件下表现出许多特殊的光学、电磁学和声学的特性^[3], 其中引人注目的特性就是电磁波完美吸收效应^[4,5], 这种特性在光通信^[6]、传感器^[7]、光学元器件^[8]、光子晶体^[9]和纳米元件^[10]等众多领域都具有广泛的应用^[11,12]. 因此, 超材料正逐渐成为操纵光与物质相互作用的重要工具^[13].

近年来, 克服传统表面等离子体共振带来的欧姆损耗, 以及法布里-珀罗 (Fabry-Perot, FP) 谐振腔需要许多层的制备缺点和光路复杂性等一直是

一个难题^[14,15]. 值得注意的是, 完美吸收与可调谐连续域束缚态 (bound state in the continuum, BIC) 之间的关系持续被研究者阐述^[16], 研究者发现, BIC 可以增强光与物质的相互作用, 从而达到完美吸收^[17]. BIC 是一种光学现象, 它是通过在一种基底材料中引入非对称扰动产生的局域化效应^[18], 由冯·诺依曼 (Von Neumann) 和维格纳 (Wigner) 在量子系统的背景下引入^[19]. 在 BIC 中, 连续体波的干涉相互作用导致了一系列被束缚的状态, 而这些状态则被分布在连续的频率和波矢值上^[20], 将这些束缚状态与连续体态混合在一起, 会导致较高的品质因子^[21], 从而达到完美吸收^[14,22], 这是 BIC 具有的非常独特的特性之一. 此外, 近年来, 研究人员^[23,24]提出了一种新型的连续域束缚态,

* 国家自然科学基金 (批准号: 62065017, 12004327, 52303352)、陕西省重点研发计划 (批准号: 2024GX-YBXM-097)、延安大学博士创业基金 (批准号: YAU202313801)、中国博士后科学基金 (批准号: 2020M680317) 和陕西省自然科学基金 (批准号: 2021JM-414) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hezh@yau.edu.cn

称为动量失配驱动型连续域束缚态. 这种连续域束缚态来源于动量失配. 与对称性保护型连续域准束缚态和偶然连续域准束缚态不同, 动量失配驱动型准连续域束缚态可在更宽的范围内保持较高的品质因子 (quality factor, Q 因子).

为了实现 BIC 的完美吸收效应, 科学家们进行了大量出色的理论研究和实验演示. 例如, 在 2022 年, Gao 等^[25] 提出了一种由上部不对称石墨烯和下部石墨烯组成的吸收器, 该吸收器出现了对称保护性的 BIC 和 FP 共振模式的双波段吸收. 但是, 该吸收器的调制深度 (modulation depth, MD) 仅有 97.2%, 最小插入损耗 (insertion loss, IL) 为 0.017 dB, 效率仍有提升空间. 2023 年, Moriasa 等^[26] 提出了一种由硅纳米盘阵列、 SiO_2 间隔层和反射镜组成的吸收器, 该吸收器消光系数的变化和金属镜的选择不敏感. 然而, 该吸收器的鲁棒性较差, 需要进一步优化. 在 2024 年, Wang 等^[27] 提出了一种简单的黑磷 (black phosphorus, BP) 超表面, BP 超表面通过导模共振实现了 99.85% 的吸收光谱, 并通过改变偏振角和电子掺杂浓度证明了吸收光谱的可调性. 但 BP 超表面的 Q 因子较低, 对入射角敏感, 这些还需要进一步提高. 而在同年, Ki 等^[28] 提出了一种基于超表面的光电探测器, 该光学探测器通过改变不对称参数, 产生了对称性保护 BIC, 展示了高效的偏振检测和折射率传感. 但是, 光电探测器的准 BIC (quasi-BIC, q-BIC) 吸收峰值较低, 仅有 70%, 而且结构较为复杂, 不易制作. 综上所述, 虽然已经取得了一定的进展, 但目前的吸收器仍存在着吸收效率低、灵敏度和鲁棒性差等问题, 需要进一步深入研究和优化.

基于以上缺点, 本文针对表面等离子体共振存在的欧姆损耗、FP 谐振腔制备复杂以及入射角敏感性等问题, 提出了一种简单易行的可谐调完美吸收器, 利用连续谱中的束缚态实现吸收效应. 通过采用时域有限差分 (finite-difference time-domain, FDTD) 方法研究了吸收器的光学性能, 并通过耦合模理论 (coupled mode theory, CMT) 和阻抗匹配理论进行了计算, 又通过电场和磁场分析, 揭示了其完美吸收机理. 同时, 本文探究了吸收器的可谐调性和鲁棒性, 以及光源偏振态和入射角对吸收的影响. 最后, 本文将吸收器在传感、开关等领域的性能进行探究.

2 模型与理论

2.1 模型结构

本文设计的吸收器结构模型如图 1(a) 所示, 它由 Ag 材料作为光栅的基底, 在 Ag 材料上方铺一层电介质材料 Al_2O_3 , 顶部介质层为高折射率光栅 Si 脊. 图 1(b) 为超材料光栅的单个结构, 采用单元结构的周期长度 $P_x = P_y = 400$ nm. 图 1(c) 为超材料光栅的侧视图, 在这里, w 代表光栅 Si 脊的间隔, h 代表 Si 脊的高度, d 代表 Al_2O_3 的厚度, α 代表电场 E 与 x 轴之间的偏振角, θ 代表入射光的入射角 (即入射光的波矢与 z 轴的夹角). 此外, 光源采用平面波, 波段为 900—1100 nm, 从 Si/ Al_2O_3 /Ag 超表面上方入射. 在仿真中, 在 z 方向上选择完美匹配层 (perfect match layer, PML), 在 x 和 y 方向上设置周期性边界条件. 在仿真中, Si, Al_2O_3 , Ag 的介电常数遵循参考文献^[29–31].

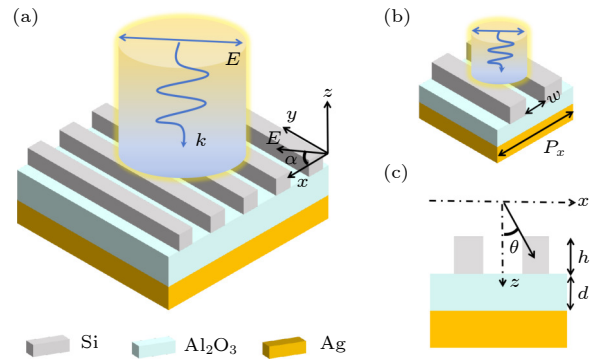


图 1 (a) 基于连续谱中束缚态实现的可谐调完美吸收器的结构图; (b) 吸收器的单元结构图; (c) 吸收器单元结构的侧视图

Fig. 1. (a) Structural diagram of a harmonic perfect absorber based on the realization of bound states in the continuous spectrum; (b) diagram of the unit structure of the absorber; (c) side view of the unit structure of the absorber.

2.2 理论

在 2012 年, Alaei 等^[32] 提出了一种非对称的 FP 谐振器, 如图 2 所示, 可以用于分析吸收机制. 这个装置使用金属 Ag 反射器作为 FP 谐振器的下反射镜. 当共振波长的光线射向吸收器时, 光栅 Si 的表面等离子体共振被激发, 其中一部分光线被介电材料吸收, 其余部分通过 Ag 反射回来. 入射在共振波长处的光线将在装置内发生多次吸收, 直到被完全吸收. 因此, 该装置的吸收率可以表示为

$A = 1 - T - R$. 由于金属 Ag 具有出色的反射特性, 其透射率可以认为是 $T = 0$, 从而 $A = 1 - R$. 进一步, 反射系数 r 可以用来表示该装置的吸收性能. 其中, r_{12} 为直接反射系数, r_m 为多重反射系数, 总反射系数则由 (1) 式和 (2) 式表示 [33]:

$$r = r_{12} + r_m = r_{12} + \frac{t_{12}t_{21}r_{23}e^{(-i\delta)}}{1 - r_{12}r_{23}e^{(-i\delta)}}, \quad (1)$$

$$\delta = \frac{4\pi nd}{\lambda} \cos \theta. \quad (2)$$

在 (1) 式和 (2) 式中, t_{12} , t_{21} , r_{12} , r_{21} 和 r_{23} 分别代表着两个界面处的复传输和反射系数, 而 δ 则表示光波在腔内反射的累积光程差. 此外, θ 表示入射角, n 代表电介质的折射率, d 则代表电介质的厚度. 从 (1) 式和 (2) 式可以看出, 完美吸收的实现

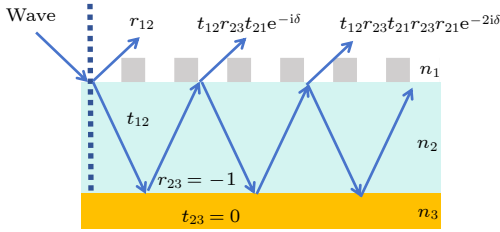


图 2 非对称 FP 谐振腔的干涉原理图

Fig. 2. Interference schematic of an asymmetric FP resonant cavity.

受到多个因素的影响, 包括光栅 Si 脊的形状、介质层厚度、介质折射率以及入射角等因素.

3 结果与讨论

3.1 BIC 的机理

通过有限时域差分法计算了 Si/Al₂O₃/Ag 超材料吸收器的光学性能, 在本文中设置参数 $w = 155$ nm, $d = 298$ nm, $h = 210$ nm, $\theta = 0^\circ$ 和 $\alpha = 0^\circ$, 得到了吸收和透射光谱, 如图 3(a) 所示. 在图 3(a) 中, 吸收器在 $\lambda = 1004$ nm 处的吸收率为 100%, 半峰宽度 (full width half maximum, FWHM) 值为 2.8 nm, $Q = 360$. 此外, 本文对参数 d 的影响进行了研究, 如图 3(b) 所示. 在图 3(b) 中, 随着 d 的增大, 透射光谱逐渐红移, 当 $d = 273$ nm 时, 出现了连续体中的 BIC, 由于 BIC 是通过不断调整结构参数得到的, 意外地从辐射连续体解耦, 称为法布里-珀罗 BIC (Fabry-Perot BIC, FP-BIC). 为了研究 FP-BIC 和 q-BIC 的变化, 本文计算了 d 从 250—300 nm 的变化, 如图 3(c) 所示. 本文展示了当 $d = 273$ nm, $\lambda = 975$ nm 时所绘制的磁场和电场分布图, 如图 3(d), (e) 所示. 在图 3(d) 中, 可以观察到光栅 Si 脊的磁场分布呈现出对称分布, 并

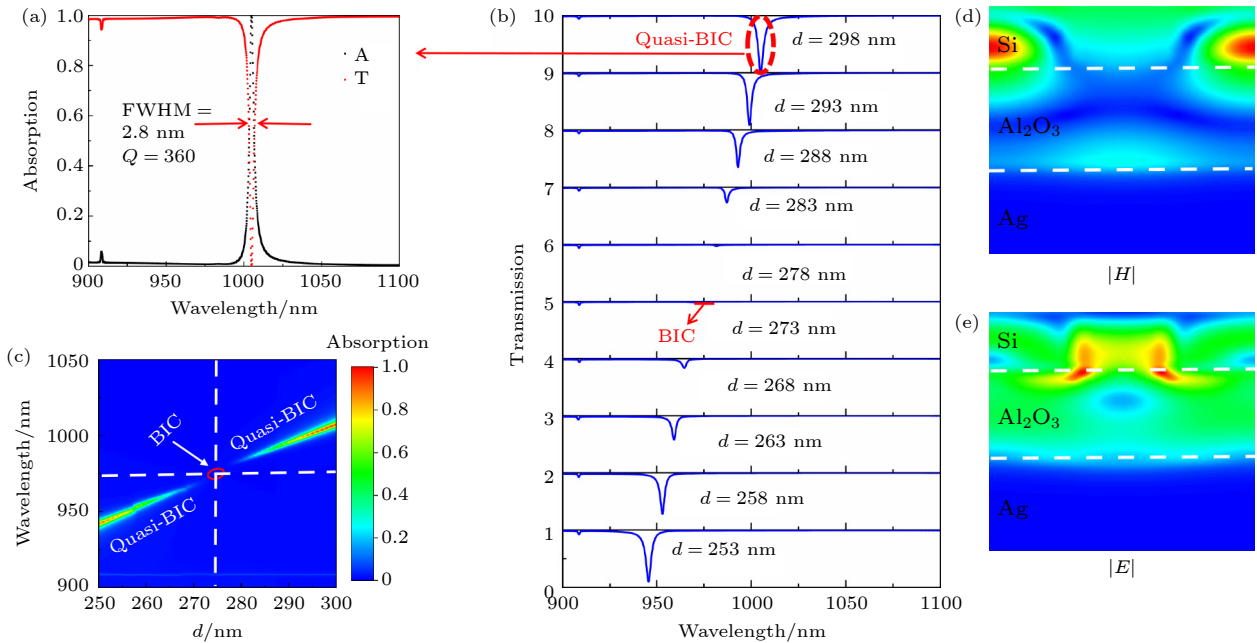


图 3 (a) Si/Al₂O₃/Ag 超材料吸收器的吸收光谱和透射光谱; (b) 参数 d 变化对吸收光谱的影响; (c) BIC 和 q-BIC 与参数 d 的关系; (d) BIC 的磁场分布; (e) BIC 的电场分布

Fig. 3. (a) Absorption and transmission spectra of Si/Al₂O₃/Ag metamaterial absorber; (b) effect of parameter d variation on the absorption spectra; (c) BIC and q-BIC versus parameter d ; (d) magnetic field distribution of BIC; (e) electric field distribution of BIC.

明显增强, 进一步验证了磁偶极子模式的产生. 在图 3(e) 中, 光栅 Si 脊的电场受到了基底 Ag 的电场的显著耦合, 这说明电偶极子模式和磁偶极子模式以及基底 Ag 的镜像相互作用引起了干涉相消效应, 从而证实了 BIC 现象的存在. 本文进一步对连续体中的 q-BIC 进行了研究, 发现 q-BIC 具有较好的光学特性, 是继传统束缚态后的重要研究方向.

本文提出的 Si/Al₂O₃/Ag 超材料吸收器可以通过 CMT 来解释. 在无损多端口系统中, 用散射矩阵 \mathbf{C} 描述端口之间的反射和透射系数. 当耦合系数 $\mathbf{K} = [k_1, k_2, \dots, k_n]^T$ 的谐振模式被入射波激发时, 光学特性描述为^[25,34,35]

$$\frac{da}{dt} = (i\omega_0 - \chi)a + \mathbf{K}|s_+\rangle, \quad (3)$$

$$|s_-\rangle = \mathbf{C}|s_+\rangle + \mathbf{D}a, \quad (4)$$

能量守恒和时间反演对称性是决定光学系统中耦合模的关键因素, 故系数 \mathbf{K} , \mathbf{D} 和 \mathbf{C} 之间存在着复杂的关联. 为了更好地描述出射波和入射波之间的关系, 引入散射矩阵 \mathbf{s} :

$$|s_-\rangle = \mathbf{s}|s_+\rangle = \left[\mathbf{C} + \frac{\mathbf{K}\mathbf{D}}{i(\omega - \omega_0)} \right] |s_+\rangle, \quad (5)$$

$$|s_-\rangle = \mathbf{C}|s_+\rangle + \mathbf{D}a. \quad (6)$$

对于入射波 $|s_+\rangle$, 谐振模式的振幅 a 可以通过求解耦合模方程得到:

$$a = \frac{\mathbf{D}|s_+\rangle}{i(\omega - \omega_0) + \chi}. \quad (7)$$

本文中所设计的模型为损耗单端口系统 ($n = 1$):

$$\frac{da}{dt} = (i\omega_0 - \chi)a + k_1 S_{1+}, \quad (8)$$

$$S_{1-} = -S_{1+} + d_1 a. \quad (9)$$

此处, 引入参数 $\chi = \gamma + \delta$ 来描述 Si/Al₂O₃/Ag 超材料吸收器的损耗和泄漏. 其中, γ 和 δ 分别代表了超材料吸收器的外部泄漏率和内部损耗率, 它们可以分别用内外品质因数 Q_γ 和 Q_δ 来表征, 公式为 $\gamma = \omega_0/2Q_\gamma$ 和 $\delta = \omega_0/2Q_\delta$. 这两个品质因数分别描述了超材料吸收器内部和外部的光学损耗程度:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_\gamma} = \frac{1}{Q_\delta}, \quad (10)$$

其中 Q 是总品质因数. 从能量守恒定律和时间可逆性论证得到:

$$k_1 = d_1 = \sqrt{2\gamma}, \quad (11)$$

系统的反射系数可由下式计算:

$$r = \frac{S_{1-} - i(\omega - \omega_0) + (\delta - \gamma)}{S_{1+} + i(\omega - \omega_0) + (\delta + \gamma)}. \quad (12)$$

因此, 系统的吸收率为

$$A = 1 - r^2 = \frac{4\delta\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + (\delta + \gamma)^2}. \quad (13)$$

仅当 $\gamma = \delta$ 时才满足临界耦合条件, 并且谐振频率处的吸收率为 $A = 1$, 通过计算得到图 4(a) 曲线, 从图 4(a) 可知, CMT 的计算结果与 FDTD 结果一致, 合理地解释了 Si/Al₂O₃/Ag 超材料吸收器的完美吸收.

此外, 利用媒介理论对完美吸收进一步解释. 采用反演法提取 S 参数, S_{11} 为反射系数, S_{12} 为透射系数, 完美吸收可以表示为

$$A(\lambda) = 1 - R(\lambda) - T(\lambda) = 1 - |S_{11}(\lambda)|^2 - |S_{21}(\lambda)|^2. \quad (14)$$

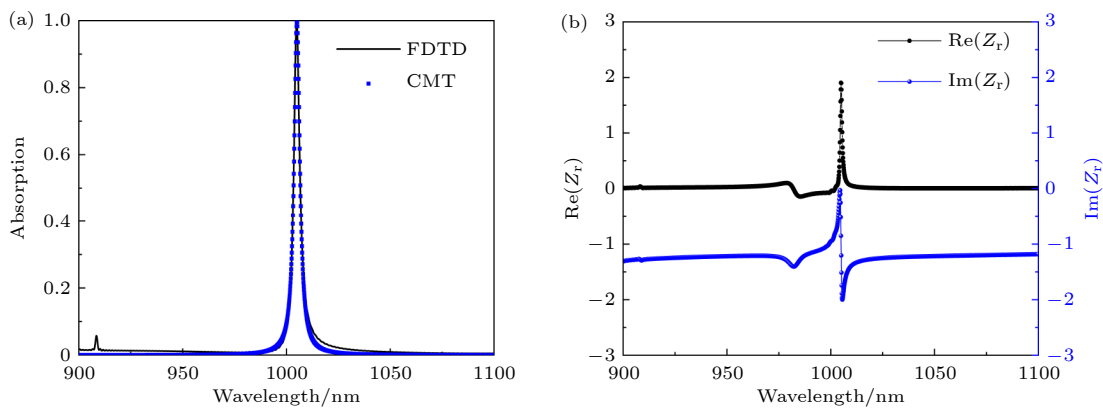


图 4 (a) CMT 计算和 FDTD 仿真的吸收光谱; (b) 吸收光谱的有效阻抗 Z_r 的虚部和实部

Fig. 4. (a) Absorption spectra for CMT calculation and FDTD simulation; (b) absorption spectra of the effective impedance of Z_r in the imaginary and real parts.

由于基底是 Ag 反射镜, Ag 的厚度大于它自身的趋肤深度, 因此吸收为

$$A(\lambda) = 1 - R(\lambda) - T(\lambda) = 1 - |S_{11}(\lambda)|^2. \quad (15)$$

Z_r 为归一化阻抗, Z_r 和 S_{11} 的关系为^[8,36]

$$Z_r = \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{12}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{12}^2}}, \quad (16)$$

进一步得到

$$Z_r = \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}}. \quad (17)$$

Z 和 Z_0 分别为有效阻抗和自由空间阻抗:

$$A = 1 - R = 1 - \left| \frac{Z_r - 1}{Z_r + 1} \right|^2. \quad (18)$$

经过计算得到 Z_r 有效阻抗的虚部和实部如图 4(b), 图 4(b) 中, Z_r 在 1004 nm 的参数为 $1.052 - i0.031$, 实部接近 1, 虚部接近 0, 与上面公式对应.

为了深入了解吸收器完美吸收的物理机制, 本研究绘制了 Si/Al₂O₃/Ag 超材料吸收器在不同 d 和 w 下的吸收光谱和磁场分布图, 如图 5(a), (b) 所示. 从图 5(a) 可以看出, 随着 d 的增大, 吸收峰值逐渐增强且红移现象明显. 通过磁场分析可得, 光栅 Si 脊激发的磁偶极子和 Ag 的镜像作用促进了 Si/Al₂O₃/Ag 超材料的吸收. 在图 5(b) 中, 针对 $w = 240$ nm, 220 nm, 200 nm 和 180 nm 的吸

收进行研究, 发现随着 w 的减小, 吸收减弱且出现明显的红移现象. 这主要由于相邻光栅 Si 脊之间的耦合越剧烈, w 越小, 耦合越强, Si/Al₂O₃/Ag 超材料的吸收和红移越明显.

3.2 结构对 BIC 的影响

接下来, 本文探究了 Si/Al₂O₃/Ag 超材料吸收器的结构对吸收光谱的影响, 如图 6(a)—(e). 在图 6(a) 中, Case 1 结构没有产生 q-BIC, 这是因为只有基底 Ag 的镜面共振, 导致入射光的反射较强, 吸收比较弱. Case 2 结构中只有 Si 的电偶极子模式和磁偶极子模式, 没有基底 Ag 的镜像效应, 透射较大, 吸收较小. 在 Case 3 结构中, 由于 Si 的电偶极子模式, 磁偶极子模式和 Ag 的镜像作用, 在 980 nm 处产生了吸收峰, 吸收率接近 40%. 而在 Case 4 结构中, 通过在 Si 层上光刻了一个凹槽, 使 Si 层的电偶极子模式和磁偶极子模式相互耦合, 进一步促进了吸收率. 吸收峰发生了红移, 同时吸收率达到了 100%, 大大提高了吸收效果.

3.3 BIC 的调控

通过对光栅 Si 脊的间距 (w)、光栅 Si 脊的高度 (h) 和基底的长度 (p) 进行调控, 可以实现 q-BIC 的调节, 如图 7(a)—(c) 所示. 在图 7(a) 中, 当 w 在

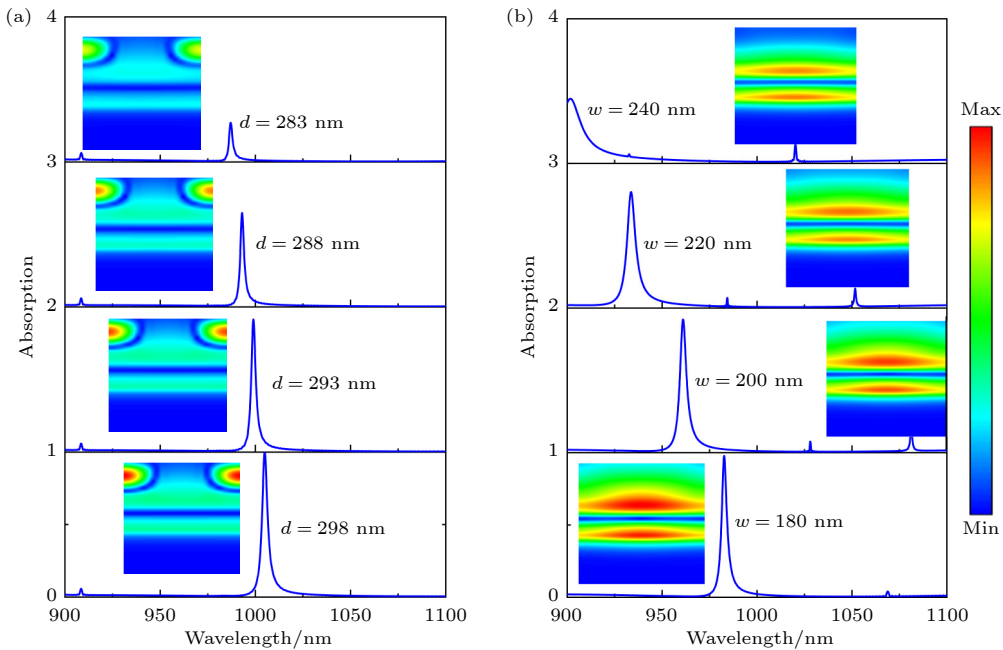


图 5 (a) Si/Al₂O₃/Ag 超材料在不同 d 下的吸收光谱和磁场分布; (b) Si/Al₂O₃/Ag 超材料在不同 w 下的吸收光谱和磁场分布
Fig. 5. (a) Absorption spectra and magnetic field distribution of Si/Al₂O₃/Ag metamaterials at different d ; (b) absorption spectra and magnetic field distribution of Si/Al₂O₃/Ag metamaterials at different w .

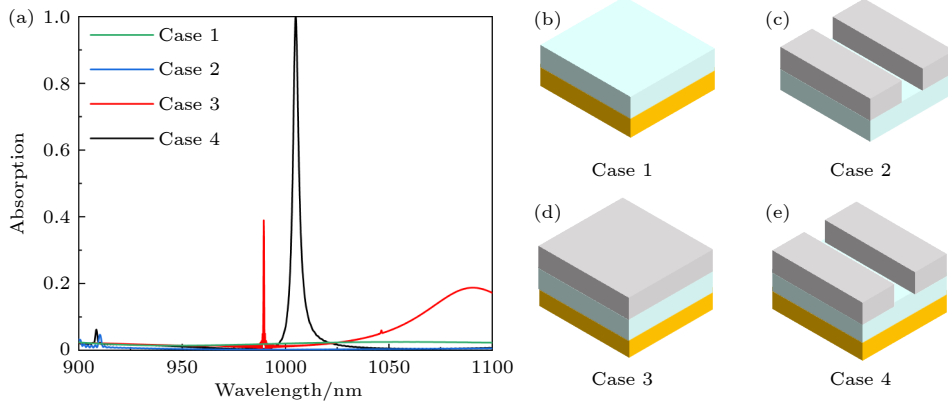


图 6 (a) 4 种不同结构吸收器的吸收光谱; (b)–(d) 4 种不同结构吸收器的结构图

Fig. 6. (a) Absorption spectra of four different structural absorbers; (b)–(d) structural diagrams of four different structural absorbers.

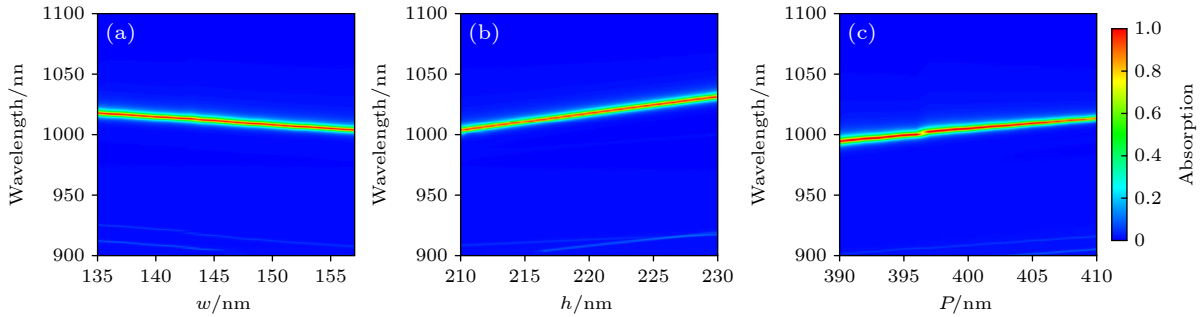

 图 7 (a) 参数 w 随波长变化的吸收光谱; (b) 参数 h 随波长变化的吸收光谱; (c) 参数 p 随波长变化的吸收光谱

Fig. 7. (a) Absorption spectra of parameter w varying with wavelength; (b) absorption spectra of parameter h as a function of wavelength; (c) absorption spectra of parameter p as a function of wavelength.

135—160 nm 范围内, 随着 w 的增大, 光谱逐渐发生红移. 这是因为随着 w 的增大, 入射光与吸收体上表面接触的面积增大, 从而导致光谱向红端移动. 在图 7(b), (c) 中, 当 h 在 210—230 nm 范围内和 p 在 139—410 nm 范围内, 随着 h 和 p 的增大, 吸收光谱也逐渐红移. 增加 h 会使得 Si 层激发的电偶极子和磁偶极子模式更加明显, 而增大 p 则会让 Si 的磁偶极子模式和 Ag 的镜像作用更加明显, 从而导致光谱发生红移, 并实现了 q-BIC 的调节.

3.4 BIC 的鲁棒性

本文还研究了吸收体对参数的鲁棒性. 图 8(a)–(c) 定义参数 $\Delta w = w_1 - w_2$, $\Delta h = h_1 - h_2$, $\Delta y = y_1 - y_2$, 通过改变参数 Δw , Δh , Δy 的数值, 探究对吸收光谱的影响, 结果如图 8(d)–(f) 所示. 当 Δw 在 -50—50 nm 范围内, Δh 在 0—10 nm 范围内, Δy 在 955—1000 nm 范围内变化, 都不会对吸收光谱产生实质性的影响. 这是由于这些参数变化

对 Si 层中的电偶极子和磁偶极子模式的激发无影响, 因此对吸收光谱的影响几乎没有. 这表明吸收体具有优良的鲁棒性, 可以方便地进行制备和应用.

3.5 BIC 对偏振态和入射角的影响

光源的偏振态和入射角度对吸收光谱具有显著影响, 因此, 我们探究了光源的偏振态和入射角对吸收光谱的影响, 如图 9(a)–(d) 所示. 在图 9(a), (b) 中, 设置了 $w = 155$ nm, $d = 298$ nm 和 $h = 211$ nm, 研究偏振态和入射角对吸收光谱的影响. 在图 9(a) 中, 随着偏振角的增大, 吸收逐渐减弱, 但在偏振角为 0° – 30° 时, 吸收仍保持较高水平, 甚至大于 90%. 在偏振角 $\alpha = 60^\circ$ 时, 吸收仍大于 60%, 证明了吸收器不受偏振的影响. 在图 9(b) 中, 入射角度变化在 0° – 60° 之间, 但即使在入射角度 $\theta = 60^\circ$ 时, 吸收仍然接近 100%, 证明出吸收器的广角特性. 为了更加明确 Si/Al₂O₃/Ag 超材料的广角特性, 我们进一步探讨了参数 w 的变化. 当

$w = 140 \text{ nm}$ 时, 在图 9(c), (d) 中, Si/Al₂O₃/Ag 超材料依然表现出 60° 的广角吸收, 并且也不受偏

振的影响. 综上, 证明了 Si/Al₂O₃/Ag 吸收器不受偏振影响, 同时也具有广角吸收特性.

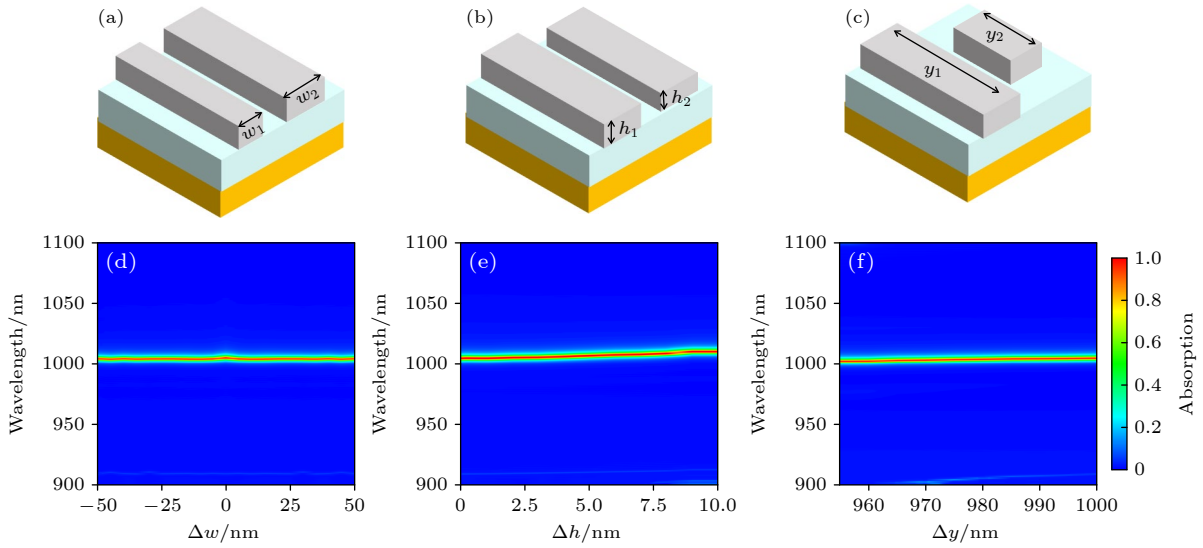


图 8 (a) 吸收器 Δw 的单元结构图; (b) 吸收器 Δh 的单元结构图; (c) 吸收器 Δy 的单元结构图; (d) 参数 Δw 随波长变化的吸收光谱; (e) 参数 Δh 随波长变化的吸收光谱; (f) 参数 Δy 随波长变化的吸收光谱

Fig. 8. (a) Unit structure diagram of absorber Δw ; (b) unit structure diagram of absorber Δh ; (c) unit structure diagram of absorber Δy ; (d) absorption spectra of parameter Δw varying with wavelength; (e) absorption spectra of parameter Δh as a function of wavelength; (f) absorption spectra of parameter Δy as a function of wavelength.

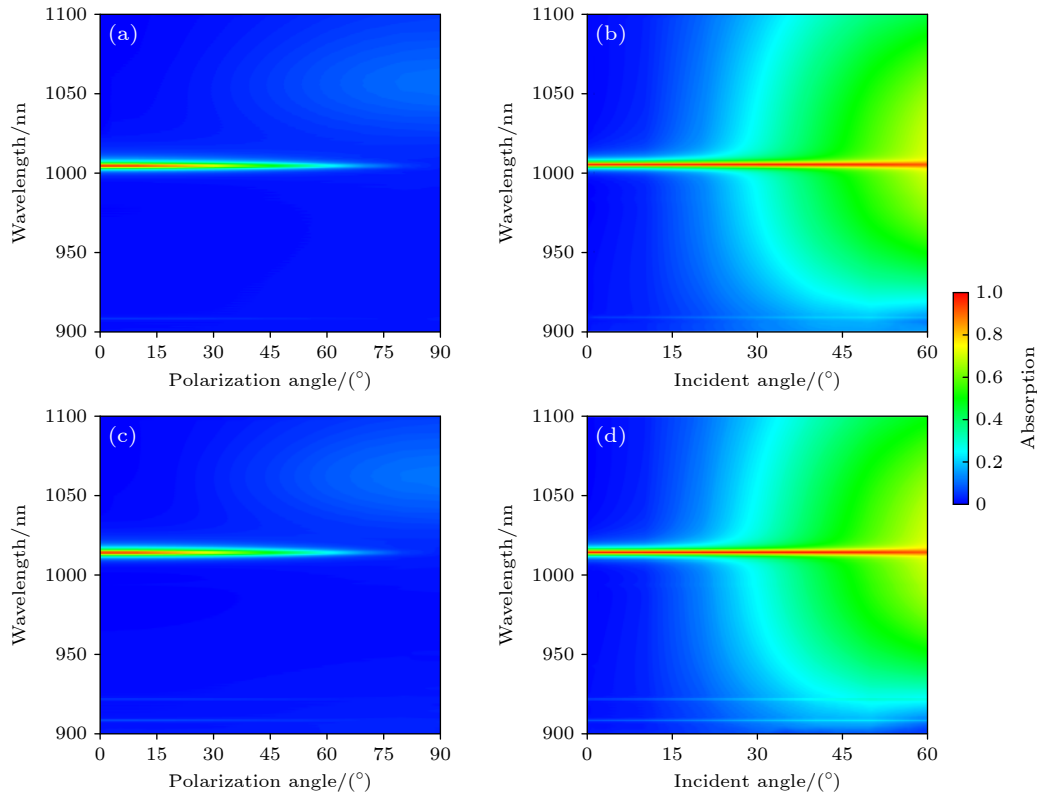


图 9 $w = 155 \text{ nm}$ 时, (a) 光源偏振角 α 和 (b) 光源入射角 θ 对 BIC 的影响; 分别是 $w = 140 \text{ nm}$ 时, (c) 光源偏振角 α 和 (d) 光源入射角 θ 对 BIC 的影响

Fig. 9. Effects of (a) the light source polarization angle α and (b) incidence angle θ on the BIC at $w = 155 \text{ nm}$, respectively; effects of (c) the light source polarization angle α and (d) incidence angle θ on the BIC at $w = 140 \text{ nm}$, respectively.

3.6 BIC 在传感领域的应用

本文接着研究了周围介质折射率的变化对 BIC 的影响. 在图 10(a) 中, 展示了在不同的折射率 n 下, BIC 的变化情况. 随着 n 的增大, BIC 逐渐向红移, 这是因为 n 的变化会影响到 Si 层的磁偶极子模式. 图 10(b) 同时呈现了 n 的变化与 BIC 相应波长的函数关系以及与 BIC 吸收率的关系, 结果表明, n 的变化与 BIC 呈良好的线性关系, 随着 n 的增大, 吸收率略微降低, 但仍然高于 91%, 如图 10(b) 所示. 图 10(c) 显示了 n 的变化对 FWHM 和 Q 的影响, 当 $n = 1.1$ 时, FWHM 最小为 3.25 nm, Q 最大为 315. 此外, 还利用 (19) 式计算了 BIC 的灵敏度 S :

$$S = \Delta\lambda/\Delta n, \quad (19)$$

其中 $\Delta\lambda$ 是由于折射率 Δn 响应周围环境的变化而引起的谐振位置的偏移, 通过计算, 得到的结果如图 10(d) 所示, 当 $n = 1.6$ 时, S 达到最大值 34 nm/RIU, 同时折射率的变化与 S 成良好的线性关系. 为了评估灵敏度的能力, 本文利用 (20) 式计算了品质因数 (figure of merit, FOM) 的值:

$$\text{FOM} = S/\text{FWHM}. \quad (20)$$

经计算, 得到了结果如图 10(d) 所示, 当 $n = 1.1$ 时, FOM 最大值为 9.5.

3.7 BIC 在开关领域的应用

此外, 基于 BIC 的开关是一种有效的光控开关设计. 本文将 BIC 设计应用于单频和双频开关, 如图 11(a), (b) 所示. 在图 11(a) 中, 通过调节参数 d , 可以实现单频开关. 当 $d = 298$ nm 时, 开关处于“开”状态, 当 $d = 274$ nm 时, 开关处于“关”状态. 在图 11(b) 中, 设置阈值吸收为 96%, 大于 96% 时为“开”状态, 小于 96% 为“关”状态. 当 $d = 298$ nm 时, 开关在 1004 nm 处为“开”状态, 当 $d = 245$ nm 时, 开关在 935 nm 处为“开”状态. 通过在 $d = 245$ nm 和 $d = 298$ nm 之间的变化实现双频异步开关, 通过调节参数 d , 可以实现双频开关的应用. 在评估开关性能方面, MD 和插入损耗 IL 是两个重要的基本参数^[37,38], 它们的定义如下:

$$\text{MD} = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{A_{\max}}, \quad (21)$$

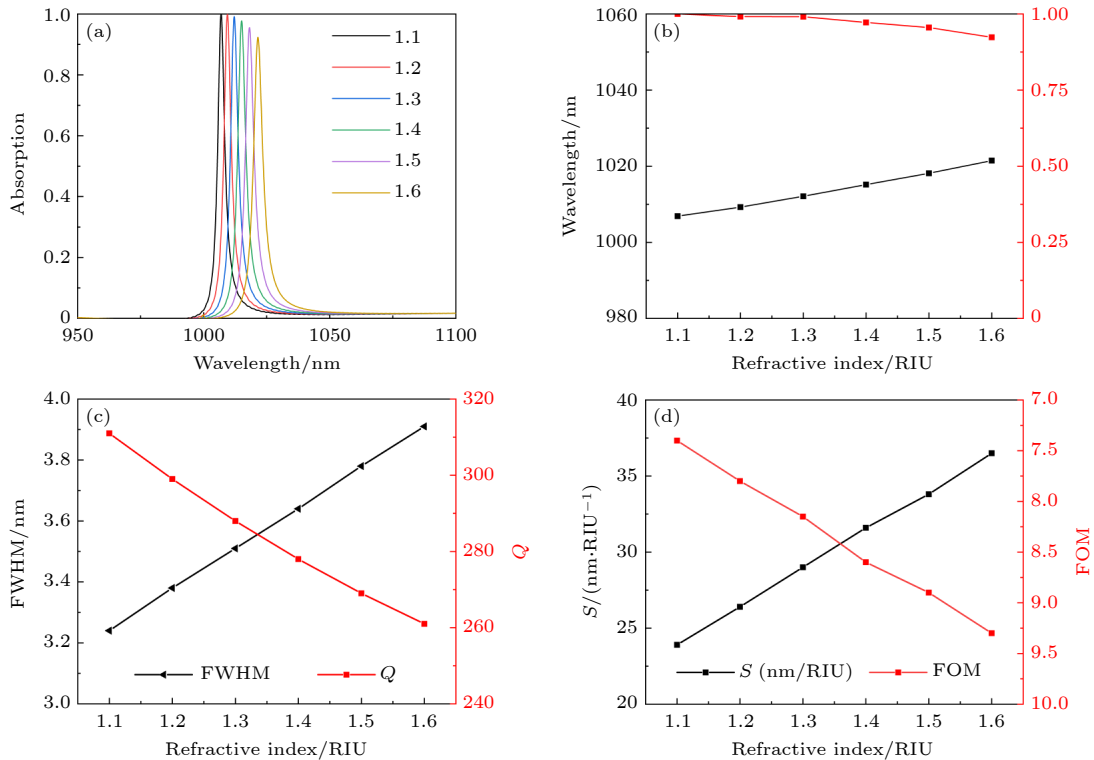


图 10 (a) 不同折射率下吸收器的吸收光谱; (b) 不同折射率下吸收峰值和波长的变化; (c) 不同折射率下半峰宽度和 Q 的变化; (d) 不同折射率下灵敏度和品质因数的变化

Fig. 10. (a) Absorption spectra of the absorber at different refractive indices; (b) variation of absorption peak and wavelength at different refractive indices; (c) variation of full width half maximum and Q at different refractive indices; (d) variation of sensitivity and figure of merit at different refractive indices.

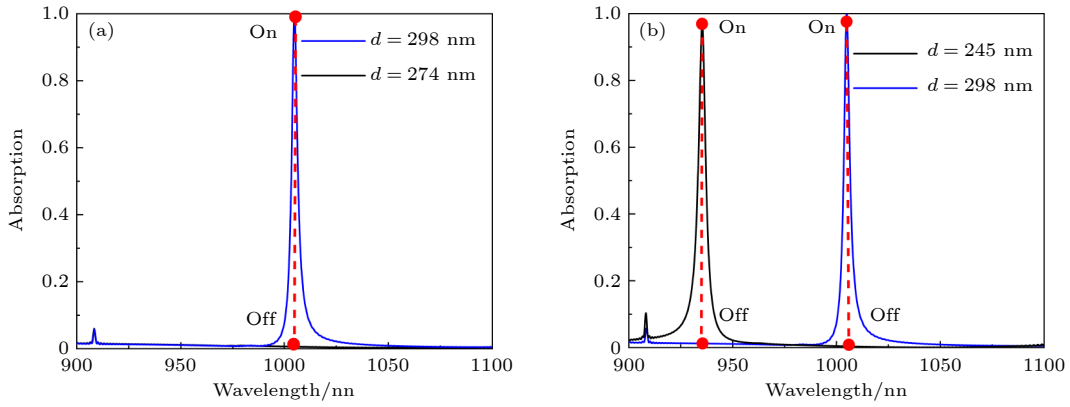

 图 11 (a) 参数 d 调控的单频开关; (b) 参数 d 调控的双频异步开关

 Fig. 11. (a) Single-frequency switch regulated by parameter d ; (b) dual-frequency asynchronous switch with parameter d modulation.

$$IL = -10 \log_{10} A_{\max}. \quad (22)$$

利用 (21) 式和 (22) 式计算得到的单频开关的 MD 和 IL 分别为 99.4% 和 0.0004 dB. 计算得到双频开关的 MD 分别为 99.6% 和 98.8%, IL 分别为 0.0004 dB 和 0.015 dB. 为了展示所提出的开关的优异性能, 使用了许多光开关进行比较, 如表 1 所示.

表 1 本文吸收器的特性与文献进行比较

Table 1. Characterization of the absorber in this paper is compared with other published references.

文献年份	模型	调制数目	吸收/%	MD/%	IL/dB
2020 ^[39]	石墨烯超材料	双频	—	93.5	0.32
				85.6	0.25
2022 ^[37]	石墨烯/硅超表面	单频	99.96	99.1	0.0015
2022 ^[40]	石墨烯调制器	单频	—	99.7	0.0034
2023 ^[41]	石墨烯光栅	双频	99.8	94.72	0.012
			99.9	94.98	0.08
本工作	Si/Al ₂ O ₃ /Ag 超材料	双频	99.9	99.4	0.0004
			96.7	98.8	0.015

4 结 论

本文研究了一种在连续体中基于法布里-珀罗腔的 FP-BIC, 并成功实现了 100% 吸收效果的 q-BIC. 本文通过 CMT 和阻抗匹配理论的计算以及电场和磁场理论的分析, 得出完美吸收是由电偶极子, 磁偶极子和 Ag 的镜像作用所产生的结果. 同时, 通过调整参数证明 BIC 具有优异的可谐调性和鲁棒性. 在对 BIC 的传感特性进行研究后发现, BIC 的灵敏度 S 最大可达 34 nm/RIU, FOM 最大值为 9.5, 证明其具有优异的传感特性. 最后, 利用

BIC 设计了单频和双频开关, 在计算得到的 MD 最大为 99.6%, IL 最小为 0.0004 dB 的基础上顺利实现了应用. 综上所述, 本文的研究成果表明该 BIC 吸收器在光通信和传感器等领域具有广泛的应用潜力, 为相关领域提供了重要的解决方案.

参考文献

- [1] Ali A, Mitra A, Aïssa B 2022 *Nanomaterials* **12** 1027
- [2] Chen Y, Ai B, Wong Z J 2020 *Nano Converg.* **7** 18
- [3] Martinez F, Maldovan M 2022 *Mater. Today Phys.* **27** 100819
- [4] Padilla W J, Fan K 2022 *Metamaterial Electromagnetic Wave Absorbers* (Springer Nature) p12
- [5] Nie G, Shi Q, Zhu Z, Shi J 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 201909
- [6] Luo X, Liu Z, Wang L, Liu J, Lin Q 2018 *Appl. Phys. Express* **11** 105102
- [7] Lavchiev V M, Jakoby B, Hedenig U, Grille T, Irsigler P, Ritchie G, Kirkbride J, Lendl B *SENSORS 2014 IEEE*, Valencia, November 2–5, 2014 p645
- [8] Ren Y, Cui W, Yang Z, Xiong B, Zhang L, Li Z, Lu S, Huo Y, Wu X, Li G 2024 *Opt. Mater.* **149** 115073
- [9] Jiang H, Sabarinathan J, Manifar T, Mittler S 2009 *J. Lightwave Technol.* **27** 2264
- [10] Tarumaraja K A, Menon P S, Said F A, Jamil N A, Ehsan A A, Shaari S, Majlis B Y, Jalar A 2016 *IEEE International Conference on Semiconductor Electronics*, Kuala Lumpur Malaysia, August 17–19, 2016 p79
- [11] Lin H, Lin K T, Yang T, Jia B 2021 *Adv. Mater. Technol.* **6** 2000963
- [12] Boardman A D, Grimalsky V V, Kivshar Y S, Koshevaya S V, Lapine M, Litchinitser N M, Malnev V N, Noginov M, Rapoport Y G, Shalaev V M 2011 *Laser Photonics Rev.* **5** 287
- [13] Kowrdziej R, Ferraro A, Zografopoulos D C, Caputo R 2022 *Adv. Opt. Mater.* **10** 2200750
- [14] Jin R, Huang L J, Zhou C B, Guo J, Fu Z, Chen J, Wang J, Li X, Yu F, Chen J 2023 *Nano Lett.* **23** 9105
- [15] Zhou C B, Huang L J, Jin R, Xu L, Li G H, Rahmani M, Chen X S, Lu W, Miroshnichenko A E 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200564
- [16] Koshelev K, Bogdanov A, Kivshar Y 2019 *Sci. Bull.* **64** 836
- [17] Masoudian Saadabad R, Huang L J, Miroshnichenko A E 2021 *Phys. Rev. B* **104** 235405

- [18] Yuan L, Lu Y Y 2017 *Opt. Lett.* **42** 4490
- [19] Jordan P, Von Neumann J, Wigner E P 1993 *The Collected Works of Eugene Paul Wigner: Part A: The Scientific Papers* (Springer Berlin Heidelberg) p298
- [20] Xie P, Liang Z C, Jia T T, Li D M, Chen Y X, Chang P J, Zhang H, Wang W 2021 *Phys. Rev. B* **104** 125446
- [21] Huang L J, Jin R, Zhou C B, Li G H, Xu L, Overvig A, Deng F, Chen X H, Lu W, Alù A, Miroshnichenko A E 2023 *Nat. Commun.* **14** 3433
- [22] Wan S, Qin C H, Wang K D, Li Y C, Guan C Y, Lv B, Li W J, Shi J H 2022 *J. Appl. Phys.* **131** 213104
- [23] Wu F, Qi X, Qin M B, Luo M, Long Y, Wu J J, Sun Y, Jiang H T, Liu T T, Xiao S Y, Chen H 2024 *Phys. Rev. B* **109** 085436
- [24] Wu F, Wu J J, Guo Z W, Jiang H T, Sun Y, Li Y H, Ren J, Chen H 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 014028
- [25] Gao E D, Li H J, Liu C, Ruan B X, Li M, Zhang B H, Zhang Z 2022 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **24** 20125
- [26] Moriasa K, Hasebe H, Sugimoto H, Fujii M 2023 *J. Appl. Phys.* **133** 173102
- [27] Wang Y X, Cui W, Ren Y, Li Z X, Zhang L, Lei W L, Huo Y S, He Z H 2024 *Infrared Phys. Technol.* **136** 105091
- [28] Ki Y G, Jeon H W, Kim S J 2024 *Electronics* **13** 753
- [29] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [30] Schinke C, Christian Peest P, Schmidt J, Brendel R, Bothe K, Vogt M R, Kröger I, Winter S, Schirmacher A, Lim S 2015 *Aip Adv.* **5** 067168
- [31] Malitson I H, Dodge M J 1972 *J. Opt. Soc. Am.* **62** 1405
- [32] Alaei R, Farhat M, Rockstuhl C, Lederer F 2012 *Opt. Express* **20** 28017
- [33] Xie Y D, Liu Z M, Zhou F Q, Luo X, Cheng Z Q, Yang R H, Cheng J, Yang G X 2023 *Diamond Relat. Mater.* **137** 110100
- [34] Qing Y M, Ma H F, Cui T J 2018 *Opt. Express* **26** 32442
- [35] Li H J, Wang L L, Zhai X 2016 *Sci. Rep.* **6** 36651
- [36] Smith D, Vier D, Koschny T, Soukoulis C 2005 *Phys. Rev. E* **71** 036617
- [37] Wang Y X, Cui W, Wang X J, Lei W L, Li L Q, Cao X L, He H, He Z H 2022 *Vacuum* **206** 111515
- [38] Gao E D, Cao G T, Deng Y, Li H J, Chen X S, Li G H 2024 *Opt. Laser Technol.* **168** 109840
- [39] Li M, Li H J, Xu H, Xiong C X, Zhao M Z, Liu C, Ruan B X, Zhang B H, Wu K 2020 *New J. Phys.* **22** 103030
- [40] Kim M, Kim S, Kim S 2022 *Sci. Rep.* **12** 1445
- [41] Gao E D, Jin R, Fu Z C, Cao G T, Deng Y, Chen J, Li G H, Chen X S, Li H J 2023 *Photonics Res.* **11** 456

Tunable continuous domain bound states based on Fabry-Perot cavities and their applications*

Ren Yang Li Zhen-Xiong Zhang Lei Cui Wei Wu Xiong-Xiong
 Huo Ya-Shan He Zhi-Hui[†]

(Center for Optoelectronic Information and Transform, School of Physics and Electronic Information,
 Yan'an University, Yan'an 716000, China)

(Received 21 June 2024; revised manuscript received 31 July 2024)

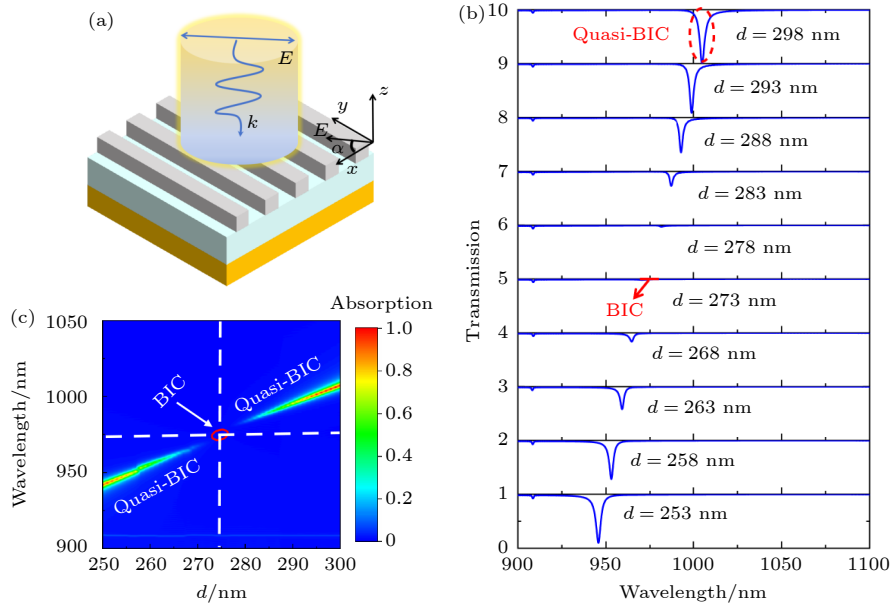
Abstract

Excellent optical absorbers are always characterized by high quality factors and perfect absorption; however, these absorbers usually encounter the ohmic losses due to traditional surface plasmon resonance, which limits their absorption performance in practical applications. To address the problem, a tunable bound state in the continuum (BIC) based on Fabry-Perot cavity is proposed in this work. Figure (a) shows the structural model of the designed Fabry-Perot cavity absorber, which consists of Ag as a substrate, a layer of the dielectric material Al_2O_3 above the Ag substrate, and a high-refractive-index grating as the top dielectric layer Si ridge. By adjusting the thickness parameter d of Al_2O_3 , the transformation of BIC into q-BIC is achieved. Specifically, when d is increased from 273 nm to 298 nm, the BIC can be transformed into quasi-BIC, and the perfect absorption of the absorber in the continuum spectrum can be increased to 100%. In this work, the factors affecting the perfect absorption are explored by using the interference theory; theoretical calculations of the

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62065017, 12004327, 52303352), the Key Research and Development Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2024GX-YBXM-097), the Startup Foundation for Doctors of Yan'an University, China (Grant No. YAU202313801), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2020M680317), and the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2021JM-414).

[†] Corresponding author. E-mail: hezh@yau.edu.cn

quasi-BIC are carried out by using the coupled mode theory and impedance matching theory; the physical mechanism of the BIC is explained by using the electric and magnetic field theory. The BIC is caused by the electric and magnetic dipole modes as well as the mirror image of the base Ag, which causes the interferential phase cancellation effect. Compared with the conventional absorber, the proposed absorber has excellent structural parameter robustness and a wide range of BIC modulation. More importantly, the absorber has excellent sensing performance with a maximum sensitivity of up to 34 nm/RIU and a maximum quality factor of 9.5. Last but not least, the absorber also achieves dual-frequency open-light performance, the maximum modulation depth and the minimum insertion loss of the dual-frequency switch reach 99.4% and 0.0004 dB, respectively. These findings have significant implications in the fields of photonics, optical communication, and sensor technology.



Keywords: bound state in continuum, perfect absorption, coupled-mode theory, sensing

PACS: 42.65.Pc, 52.40.Hf, 78.40.-q, 78.67.Pt

DOI: 10.7498/aps.73.20240861

基于法布里-珀罗腔的可调谐连续域束缚态及应用

任洋 李振雄 张磊 崔巍 吴雄雄 霍亚杉 何智慧

Tunable continuous domain bound states based on Fabry–Perot cavities and their applications

Ren Yang Li Zhen-Xiong Zhang Lei Cui Wei Wu Xiong-Xiong Huo Ya-Shan He Zhi-Hui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 174205 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240861

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240861>

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

双谐振环金属超表面中的连续域束缚态

Bound states in continuum domain of double resonant ring metal metasurfaces

物理学报. 2024, 73(5): 057801 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231556>

基于共振波导光栅结构准连续域束缚态的低阈值纳米激光器的数值研究

Numerical study of the low-threshold nanolaser based on quasi-bound states in the continuum supported by resonant waveguide grating structures

物理学报. 2023, 72(4): 044202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221894>

用久期微扰理论将弹簧振子模型退化为耦合模理论

The spring oscillator model degenerated into the coupled-mode theory by using secular perturbation theory

物理学报. 2020, 69(7): 074501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191505>

基于连续金属膜对称光栅结构的完美吸收特性

Perfect absorption of symmetric grating structure based on the continuous metal film

物理学报. 2023, 72(5): 054201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221701>

基于单层二硫化钼的高品质因子、高品质因数的四波段完美吸收器

A four-band perfect absorber based on high quality factor and high figure of merit of monolayer molybdenum disulfide

物理学报. 2021, 70(12): 128101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202163>

基于石墨烯等离激元太赫兹结构的传感及慢光应用

Sensing and slow light applications of graphene plasmonic terahertz structure

物理学报. 2024, 73(15): 157802 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240668>