

全介质超表面连续域束缚态多参数调控 与灵敏度调谐*

龙鑫琳¹⁾ 杨惟智¹⁾ 陈智全^{1)2)†} 许辉¹⁾²⁾ 侯海良¹⁾²⁾
张小姣¹⁾²⁾ 董玉兰¹⁾²⁾ 贺龙辉¹⁾²⁾

1) (湖南工商大学微电子与物理学院, 长沙 410205)

2) (湘江实验室, 长沙 410205)

(2025年7月1日收到; 2025年7月30日收到修改稿)

基于连续域束缚态 (bound states in the continuum, BIC) 的全介质超表面因其具有超高品质因子 (quality factor, Q), 能有效地增强光与物质的相互作用, 而被广泛应用于微纳生物传感领域. 本文提出了一种基于 BIC 的矩形全介质双聚体超表面, 并采用有限元方法进行仿真模拟以及使用时域耦合模进行理论分析. 针对超表面中两长方对的角度、折射率、宽度和高度等参数, 分别设计了 4 种系统破缺方式, 均实现了对称保护型 BIC (symmetry-protected BIC, SP-BIC) 向准 BIC (quasi-BIC, QBIC) 模式的转变, 获得的最大 Q 因子高达 1.75×10^4 . 引入相同的不对称参数后, 4 种调控方式下的超表面灵敏度几乎处于同一水平, 而传感品质因数 (figure of merit, FOM) 的差异可达 10^3 数量级. 在同一调控方式下, 当破缺参数绝对值相等时, 正向破缺的超表面的灵敏度和 FOM 都高于负向破缺. 经优化调节后, 超表面的灵敏度和 FOM 分别达到了 $395 \text{ nm}/\text{RIU}$ 和 3502 RIU^{-1} , 其综合性能指标已优于大部分现有研究. 该超表面为生物、医疗领域的传感检测提供了有效手段, 同时该研究为基于 BIC 的折射率传感器的设计提供了新思路.

关键词: 全介质超表面, 连续域束缚态, 折射率传感, 灵敏度

PACS: 78.67.-n, 07.07.Df, 87.85.fk, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.74.20250859

CSTR: 32037.14.aps.74.20250859

1 引言

全介质超表面因具有较高的品质因子 (quality factor, Q)、COMS 工艺兼容、良好的生物亲和性和灵活的光场调控能力等优点而被广泛应用于生物传感^[1-3]、光学显示^[4,5]、光学加密^[6,7]等领域. 基于全介质超表面产生的连续域束缚态 (bound states in the continuum, BIC) 具有超高 Q 因子能

有效增强光与物质相互作用而被广泛应用于光学折射率传感检测. 光学领域中的 BIC, 可以看作是一种嵌入自由空间辐射但与辐射连续体完全解耦的非辐射离散本征态^[8]. 理论上具有无限 Q 因子和零线宽. 因此, 实际中 BIC 是无法被观察到的, 只有通过各种手段将系统从 BIC 模式调控至准 BIC (quasi-BIC, QBIC) 模式才能观察到超高 Q 因子的共振^[9,10]. 其中, 在对称系统中通过引入不对称参数, 使原本孤立的束缚态与连续谱中的其他模

* 湘江实验室重点项目 (批准号: 23XJ02001)、湖南省自然科学基金 (批准号: 2023JJ40218, 2022JJ30201)、长沙市自然科学基金 (批准号: kq2202298)、湖南省教育厅资助科研项目 (批准号: 21B0574, 21B0556) 和湖南工商大学研究生科研创新项目 (批准号: CX2024YB007) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zqchen0106@qq.com

式或通道发生耦合, 将 BIC 模式转变为 QBIC 模式的对称保护型 BIC (symmetry-protected BIC, SP-BIC) 是研究的热点^[11,12].

2021 年, Jahani 等^[13]设计了一种双圆柱体结构, 将其中一个圆柱转化成椭圆柱后, 形成了对称性破缺, 产生的 QBIC 模式的 Q 因子达到了 178.6, 器件传感灵敏度 (sensitivity, S) 为 305 nm/RIU, 传感品质因数 (figure of merit, FOM) 为 68 RIU⁻¹. 2022 年, Song 等^[14]设计了一种空心柱体结构, 器件的传感性能有了进一步的提升, 灵敏度和 FOM 分别达到了 160 nm/RIU 和 575 RIU⁻¹. 2023 年, Chen 等^[15]设计了一种双椭圆结构, 仅通过对左、右椭圆角度的旋转, 就能实现对称性破缺获得 QBIC 共振, 该设计实现了器件的高性能传感, 同时降低了工艺加工的难度. 2024 年, Zhao 等^[16]设计了一种“H”型柱体结构, 通过在“H”中间引入角度破缺, 打破结构左、右两部分的对称, 可以将器件的 FOM 提升至 2183 RIU⁻¹, 大幅度地提升了器件在传感检测中的抗干扰能力. 除此之外, 还有许多由单个结构^[17]或者双聚体结构^[18-22]构建的 QBIC 器件, 同样取得了较好的传感性能. 随着研究的深入, 研究人员开始对更复杂的结构进行 BIC 调控研究. 如复合全介质超表面^[23,24]、多聚体全介质超表面^[25-28]、多孔全介质超表面^[29,30]等. 然而, 目前大多数研究尚未系统地对比同种结构在不同破缺方式下折射率传感性能的差异. 与此同时, 上述结构的传感性能仍有进一步优化和提升的空间.

本文提出了一种基于 BIC 的矩形全介质双聚体超表面, 该结构是通过在玻璃衬底上沉积具有相同周期的长方体对单晶硅阵列实现的. 通过旋转长方体对中两柱体或改变单一柱体材料折射率、宽度、高度等参数, 从 4 个不同的角度分别实现了 SP-BIC 模式向 QBIC 模式的转换, 所得 Q 因子处于 10^4 数量级附近. 对这四种破缺产生的 QBIC 共振进行多极子分解, 发现产生的 QBIC 共振均由磁偶极子 (magnetic dipole, MD) 和电四极子 (electric quadrupole, EQ) 模式所主导. 此外, 本文规定超表面材料折射率或结构尺寸的增加为正向破缺, 减少则为负向破缺. 经研究发现, 在破缺程度相等时, 正向破缺产生的 QBIC 共振具有更高的 Q 因子, 设计的折射率传感器灵敏度和 FOM 也更大. 通过优化调节, 在 $\Delta h = 10$ nm 时, 所设计的超表面灵敏度高达 395 nm/RIU, FOM 高达 3502 RIU⁻¹.

这些研究结果为全介质超表面在折射率传感的研究中提供新思路, 在生物分子检测、医学诊断和化学物质传感等领域具有重要的应用价值.

2 结构设计与理论模型

本文研究的矩形全介质双聚体超表面的阵列结构及元胞的二维平面示意图如图 1(a) 和图 1(b) 所示, 元胞的周期尺寸 $P_x = P_y = 800$ nm. 未引入对称破缺时, 玻璃衬底上的硅柱体 S_1, S_2 具有完全相同的参数, $h = 200$ nm, $w = 160$ nm, $l = 480$ nm, 矩形双聚体之间的距离 $g = 240$ nm, 硅和玻璃的折射率分别为 3.48 和 1.45. 针对不同参数, 设计了如图 1(c) 所示的 Mode I—IV 的四种涵盖目前常见的 SP-BIC 破缺方式. 具体破缺方式如下: Mode I 是将 S_1 和 S_2 柱体分别往相反的方向旋转相同的大小, 入射光源沿 x 方向偏振; Mode II, Mode III 和 Mode IV 则是分别通过仅改变 S_2 柱体的材料折射率、宽度和高度等参数与 S_1 形成破缺, 入射光源沿 y 方向偏振. 研究过程中采用 COMSOL Multiphysics 仿真软件实现数值仿真, 并用有限元方法 (finite element method, FEM) 完成结果分析. 在超表面 x 和 y 方向设置为周期性边界条件, z 方向上设置完美匹配层 (perfectly matched layer, PML), 入射光源采用平面波沿 z 轴向下入射, 波长范围为 1250—1350 nm.

采用时域耦合模式理论 (time-coupled mode theory, TCMT)^[23,31,32]对上述四种对称破缺的超表面产生的 QBIC 共振进行深层次的理论分析. 如图 1(d) 所示, 超表面可以看作是耦合了两个相同端口的单模光学谐振器, 系统的辐射损耗为 γ , 透、反射系数分别为 t, r . 各端口入射和出射波的振幅向量的表达式分别为 $\mathbf{s}_+ = (s_{1+}, s_{2+})^T$, $\mathbf{s}_- = (s_{1-}, s_{2-})^T$ (其中数字下标对应不同的端口), 谐振模式振幅 a 的动力方程如下:

$$\frac{da}{dt} = (i\omega_0 - \gamma)a + \mathbf{D}^T \mathbf{s}_+, \quad (1)$$

$$\mathbf{s}_- = \mathbf{C} \mathbf{s}_+ + \mathbf{D} a, \quad (2)$$

式中, ω_0 为谐振频率; \mathbf{C} 为非谐振过程中的二阶对称散射矩阵, 表示入射波和出射波之间的直接散射关系, 表达式如下:

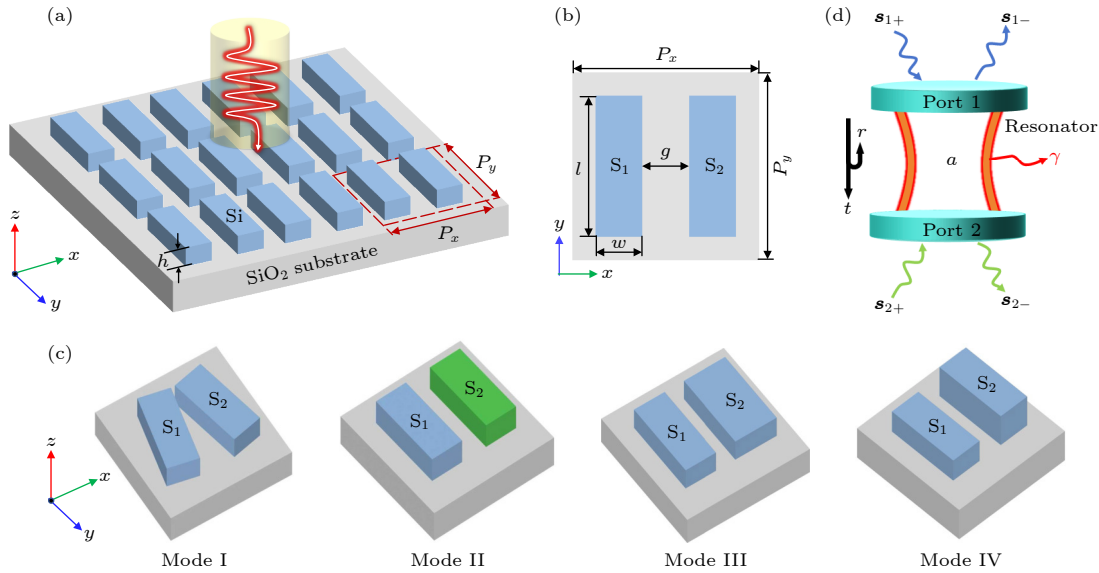


图 1 矩形全介质超表面 (a) 阵列结构示意图; (b) 单元 xy 二维平面图; (c) 4 种破缺方式下的单元结构; (d) 时域耦合模式理论模型示意图

Fig. 1. Rectangular all-dielectric metasurface: (a) Schematic diagram of the array structure; (b) two-dimensional planar graph of the unit cell in the xy -plane; (c) cell structures under four types of breaking modes; (d) schematic diagram of the time-coupled model theory.

$$\mathbf{C} = e^{i\varphi} \begin{pmatrix} r & it \\ it & r \end{pmatrix}, \quad (3)$$

式中, φ 表示非共振过程的相位因子, 描述光在非共振路径中传播时的相位变化; r, t 为实数常数, 且满足 $r^2 + t^2 = 1$; \mathbf{D} 为两个端口和谐振振幅 a 之间的耦合矩阵, 满足 $\mathbf{C}\mathbf{D}^* = -\mathbf{D}$ 的关系. 此外, 在谐振器中的散射矩阵和输出、输入振幅满足关系式 $s_- = \mathbf{S}s_+$, 可求得散射矩阵 \mathbf{S} 如下:

$$\mathbf{S} = \left[\mathbf{C} + \frac{\mathbf{D}\mathbf{D}^T}{i(\omega - \omega_0) + \gamma} \right] = e^{i\varphi} \left\{ \begin{pmatrix} r & it \\ it & r \end{pmatrix} + \frac{\gamma}{i(\omega - \omega_0) + \gamma} \begin{pmatrix} -(r \pm it) & \mp(r \pm it) \\ \mp(r \pm it) & -(r \pm it) \end{pmatrix} \right\}. \quad (4)$$

式中, 正负号 (\pm) 的正 (负) 分别对应谐振模式为偶 (奇) 对称的情况. 根据 TCMT 理论可知, 本文中的超表面的透射率可以看作端口 2 的输出波与端口 1 输入波的复振幅比的模平方, 即 $T = |S_{21}|^2$, 代入 (4) 式可得

$$T = \frac{t^2(\omega - \omega_0)^2 + r^2\gamma^2 \pm 2rt(\omega - \omega_0)\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}. \quad (5)$$

3 数值仿真结果与分析

3.1 旋转破缺产生的 QBIC

Mode I 对应的旋转破缺单元结构二维截面

如图 2(a) 所示, 此时的入射光源沿 x 方向偏振. 通过对 S_1 和 S_2 柱体进行旋转, 可以引入关于 y 方向的对称破缺. 在此过程中, S_1 和 S_2 柱体的旋转方向相反 (设 S_1 柱体顺时针旋转 θ 为正), 两柱体旋转角度 θ 的大小相等. 不同对称破缺角度 θ 对应的透射光谱如图 2(b) 中黑色实线所示. 当 $\theta = 0^\circ$ 时, 此时系统处于 SP-BIC 模式, 共振线宽为零, Q 因子为无穷大, 共振现象无法被观测到, 因此透射光谱表现为一条光滑的直线. 随着 S_1 和 S_2 柱体开始旋转 ($\theta \neq 0^\circ$), 超表面在 y 方向上的对称性被打破, 系统由 SP-BIC 模式转变成可观测的 QBIC 模式. 当破缺程度较小时, 在透射光谱中表现为一个近似洛伦兹线型的 QBIC 共振谷. 随着 θ 绝对值的增大, 共振谷出现蓝移和线宽增宽的现象. 其中蓝移现象是因为 S_1 和 S_2 柱体旋转后, 超表面沿 y 方向的硅占比减小, 有效折射率减小, 所以 QBIC 共振谷出现明显的蓝移现象. 关于 QBIC 共振谷线宽增宽的现象则可以通过分析不同旋转角度 θ 下结构内部的电场强度进行解释, 超表面内部在 $\theta = 6^\circ$ 和 12° 时对应的 QBIC 共振谷处 xz 平面的场强分布如图 2(e) 和图 2(f) 所示. 与 $\theta = 6^\circ$ 时的电场强度相比, $\theta = 12^\circ$ 时的电场强度更低, 超表面内部局域能量的水平降低, 大量电场通过辐射通道泄漏, 导致 QBIC 共振谷线宽增宽. 为了验证仿真结果的准确性, 通过 TCMT 理论对透射光谱进行拟合,

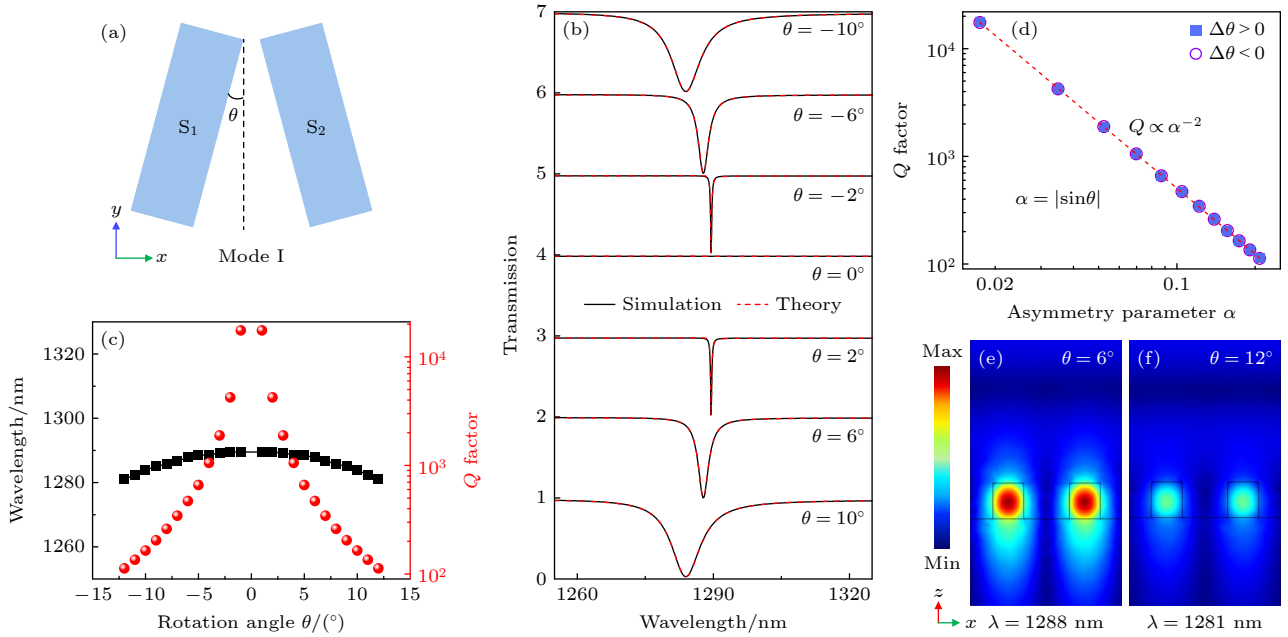


图2 Mode I 调谐下超表面的仿真结果与理论分析 (a) 元胞的 xy 二维平面图; (b) 不同对称破缺角度 θ 下的仿真透射光谱与拟合曲线; (c) Q 因子和共振波长随旋转角度 θ 的变化关系; (d) Q 因子与不对称参数 α 的关系; (e), (f) $\theta = 6^\circ$, $\theta = 12^\circ$ 时, QBIC 共振处硅棒中心 xz 截面电场分布

Fig. 2. Simulation results and theoretical analysis of the metasurface tuned by Mode I: (a) Two-dimensional planar graph of the unit cell in the xy -plane; (b) the simulated transmission spectra and fitting curves at different symmetry breaking angles θ ; (c) relationship between the Q factor and the resonance wavelength as a function of the rotation angle θ ; (d) relationship between the Q factor and the asymmetric parameter α ; (e)–(f) when $\theta = 6^\circ$ and $\theta = 12^\circ$, the electric field distribution in the xz section at the center of the silicon rod at QBIC resonance.

拟合曲线如图 2(b) 中的红色虚线所示, 与仿真得到的透射谱线基本一致. 通过拟合可计算出对应的 Q 因子^[23]:

$$Q = \frac{\lambda}{2\gamma}, \quad (6)$$

式中, λ 为 QBIC 共振谷对应的共振波长, γ 为系统的辐射损耗.

QBIC 共振波长及 Q 因子随旋转破缺角度 θ 的变化趋势如图 2(c) 所示, θ 从 -12° 变化到 12° 的区间内 QBIC 共振谷的共振波段处于 1280—1290 nm, 在 $\theta = \pm 1^\circ$ 时的 Q 因子约为 1.75×10^4 . 利用不对称参数 $\alpha = |\sin\theta|$ 衡量超表面的破缺程度, 如图 2(d) 所示. 共振谷的 Q 因子与不对称参数 α 严格遵循二次反比的关系, 这一特征与 SP-BIC 的理论预期完全吻合^[1,19,33], 该定量关系证实了该共振谷是由 QBIC 模式产生. 由图 2(c) 和图 2(d) 可知, Q 因子随破缺程度和不对称参数的增大而减小. 该现象可以根据图 2(e) 和图 2(f) 的场强分布情况解释, 超表面破缺程度越大, 结构内部电场局域程度越低, 辐射损耗越高. 再由 (6) 式可知, 随着辐射损耗的增加, Q 因子呈下降趋势.

3.2 折射率破缺产生的 QBIC

Mode II 对应的折射率破缺单元结构的二维截面如图 3(a) 所示, 此时的入射光源沿 y 方向偏振. 通过改变 S_2 柱体的折射率来模拟材料变化, 进而引入关于 x 方向的对称破缺. 计算中固定 S_1 柱体材料为硅, S_2 柱体相对 S_1 柱体变化的折射率为 Δn . 当 $\Delta n > 0$ 时, S_2 柱体折射率大于 S_1 , 为正向破缺; $\Delta n < 0$ 时, S_2 柱体折射率小于 S_1 , 为负向破缺. S_2 柱体不同折射率变化导致的对称破缺对应的透射光谱如图 3(b) 中黑色实线所示. 当 $\Delta n = 0$ 时, S_1 和 S_2 柱体的材料相同, 未形成破缺, 系统仍处于 SP-BIC 模式, 共振现象无法被观测到, 透射光谱表现为一条光滑的直线. 随着 S_2 柱体折射率的改变, 超表面在 x 方向上的对称性被打破, 系统由 SP-BIC 模式转变成可观测的 QBIC 模式, 在透射光谱中表现为一个明显的法诺线型的 QBIC 共振谷, 并且随着 $|\Delta n|$ 的增大, 正向破缺共振谷红移, 负向破缺共振谷蓝移, 两者都出现线宽增宽的现象. 正向破缺时 S_2 柱体折射率增大, 导致超表面整体的有效折射率增大, 共振谷红移. 负向破缺则

是 S_2 柱体折射率减小, 超表面整体的有效折射率减小, 共振谷蓝移. 图 3(e)–(h) 展示了超表面内部在不同 Δn 值下, QBIC 共振谷处 xz 平面的场强分布. $|\Delta n|$ 越大, 超表面内部电场强度越低, 局域能量的水平越弱, 能量泄漏越大, 与空气的耦合越强, 所以 QBIC 共振谷线宽增宽. 为了验证仿真结果的准确性, 可以通过 TCMT 理论对透射光谱进行拟合, 拟合曲线如图 3(b) 中红色虚线所示.

QBIC 共振谷的波长及对应 Q 因子随 Δn 的变化如图 3(c) 所示. 在 Δn 处于 -0.45 – 0.45 区间时, 共振波段处于 1256 – 1322 nm. 当 $\Delta n = 0.1$ 时, 超表面产生的 QBIC 共振谷的 Q 因子约为 7.78×10^3 . 超表面的不对称参数 $\alpha = |\Delta n/n|$, 图 3(d) 展示了共振谷的 Q 因子与不对称参数 α 严格遵循二次反比的关系, 可以证实该共振谷是由 QBIC 模式产生. 同时, 通过图 3(d) 可明显察觉, 正向破缺产生的 Q 因子大于负向破缺, 且都随不对称参数的增大而减小. 根据图 3(e)–(h) 的场强分布及 (6) 式可知, 相同破缺程度下, 正向破缺时超表面内部局域能量的水平更强, 辐射损耗更低, 并且产生的共

振波长更大, 所以在同一不对称参数下的超表面正向破缺产生的 Q 因子大于负向破缺产生的 Q 因子. 而随着破缺程度的增大, 正、负向破缺的超表面内部电场局域程度都降低, 导致辐射损耗呈倍数增加, 所以超表面产生的 Q 因子呈减小趋势.

3.3 宽度破缺产生的 QBIC

Mode III 对应柱体宽度破缺的单元结构二维截面如图 4(a) 所示, 此时的入射光源沿 y 方向偏振. 固定 S_1 柱体的宽度不变, S_2 柱体宽度引入一个 Δw 的变量. 当 $\Delta w > 0$ 时, S_2 柱体的宽度大于 S_1 , 为正向破缺; $\Delta w < 0$ 时, S_2 柱体的宽度小于 S_1 , 为负向破缺. S_2 柱体宽度变化导致的对称破缺对应的透射光谱如图 4(b) 中黑色实线所示. 当 $\Delta w = 0$ 时, S_1 和 S_2 柱体未形成破缺, 系统仍处于 SP-BIC 模式, 共振现象无法观测, 透射光谱表现为一条光滑的直线. 随着 S_2 柱体宽度的改变, 超表面在 x 方向上的对称性被打破, 系统由 SP-BIC 模式转变成可观测的 QBIC 模式, 在透射光谱中表现为一个法诺线型的 QBIC 共振谷, 并且随着 Δw

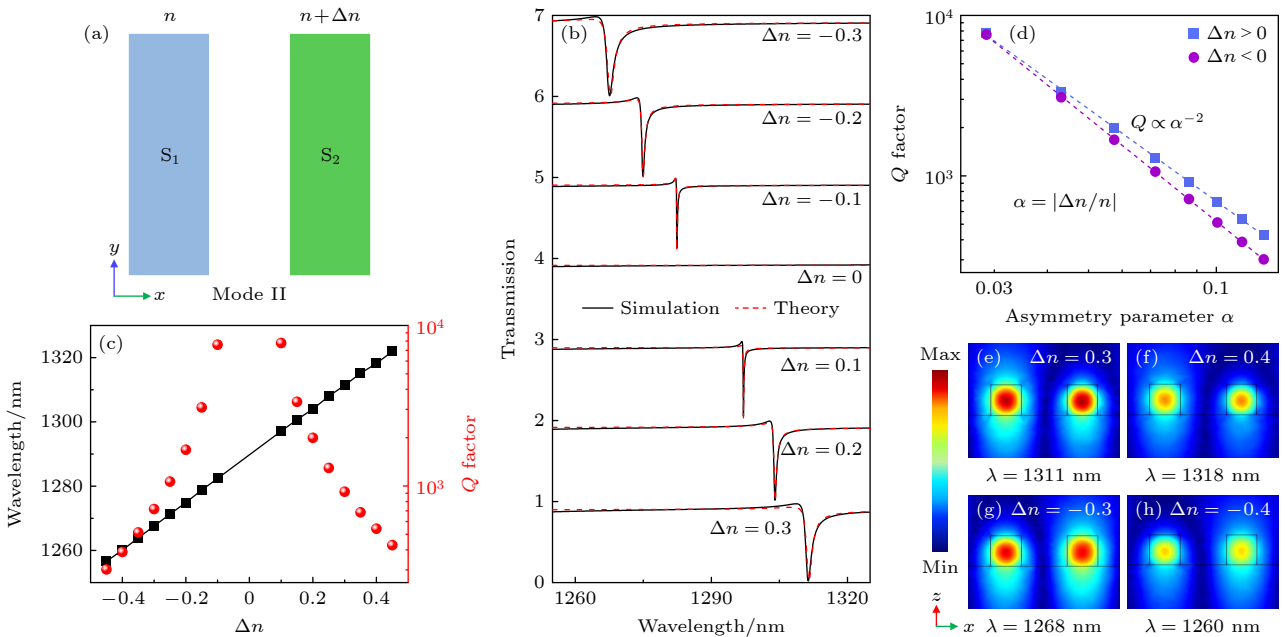


图 3 Mode II 调谐下超表面的仿真结果与理论分析 (a) 元胞的 xy 二维平面图; (b) 不同对称破缺折射率 Δn 下的仿真透射光谱与拟合曲线; (c) Q 因子和共振波长随折射率 Δn 的变化关系; (d) Q 因子与不对称参数 α 的关系; (e)–(h) $\Delta n = \pm 0.3$, $\Delta n = \pm 0.4$ 时 QBIC 共振处硅棒中心 xz 截面电场分布

Fig. 3. Simulation results and theoretical analysis of the metasurface tuned by Mode II: (a) Two-dimensional plane graph of the unit cell in the xy -plane; (b) simulated transmission spectra and fitting curves under different symmetry-breaking refractive index Δn ; (c) relationship between the Q factor and the resonance wavelength as a function of the refractive index Δn ; (d) relationship between the Q factor and the asymmetric parameter α ; (e)–(h) when $\Delta n = \pm 0.3$ and $\Delta n = \pm 0.4$, the electric field distribution in the xz cross section at the center of the silicon rod at QBIC resonance.

绝对值的增大, 正向破缺时共振谷红移, 负向破缺时共振谷蓝移, 两者都出现线宽增宽的现象. 究其原因, 正向破缺时 S_2 柱体体积增大, 相同周期单元内的硅比重增大, 导致超表面的有效折射率增大, 共振谷红移. 负向破缺时的硅比重减小, 超表面的有效折射率减小, 共振谷蓝移. 在 $\Delta w = \pm 30$ nm 和 $\Delta w = \pm 40$ nm 时, QBIC 共振谷对应的超表面内部 xz 平面的场强分布如图 4(e)—(h) 所示. Δw 的绝对值越大, 超表面内部电场强度越低, 局域能量的水平越弱, 能量泄漏越多, 与空气的耦合越强, 所以 QBIC 共振谷线宽变宽. 对透射光谱采用 TCMT 理论进行拟合, 拟合曲线如图 4(b) 中红色虚线所示, 与仿真得到的透射谱线基本一致, 验证了仿真结果的准确性.

在 Δw 处于 -50 — 50 nm 区间时, QBIC 共振波长及 Q 因子如图 4(c) 所示, 共振波段处于 1254—1315 nm, 当 $\Delta w = 10$ nm 时的 Q 因子约为 1.23×10^4 . 如图 4(d) 所示, 共振谷的 Q 因子与不对称参数 $\alpha = |\Delta w/w|$ 遵循二次反比的关系, 证实了该共振谷是由 QBIC 模式产生. 同时, 可以明显地观察

到正向破缺产生的 Q 因子大于负向破缺, 并且随不称参数的增大, 正、负向破缺产生的 Q 因子都呈下降趋势. 如图 4(e)—(h) 所示, 相同破缺程度下, 正向破缺结构内部的电场强度更强, 对能量局域的能力更强, 辐射损耗更低. 并且正向破缺时超表面的有效折射率增大, 对应的 QBIC 模式的共振波长也增大. 再由 (6) 式中的关系式可得, 正向破缺产生的 Q 因子更大. 此外, 无论是正向破缺还是负向破缺, 随着破缺程度的增大, 结构内部电场强度都降低, 局域能量的水平也降低, 导致辐射损耗都呈倍数增大. 所以, 随着破缺程度增大, 正、负向破缺产生的 Q 因子都下降.

3.4 结构高度调控下的 QBIC

上述 Mode I—III 所形成的破缺都属于 xy 平面上的面内破缺, 对于 SP-BIC 系统而言, 在 z 方向同样可以引入破缺参数, 打破结构的对称保护, 使得 SP-BIC 模式向 QBIC 模式转变. Mode IV 对应柱体高度破缺的单元结构二维截面如图 5(a) 所示, 此时的入射光源沿 y 方向偏振. 固定 S_1 柱体的

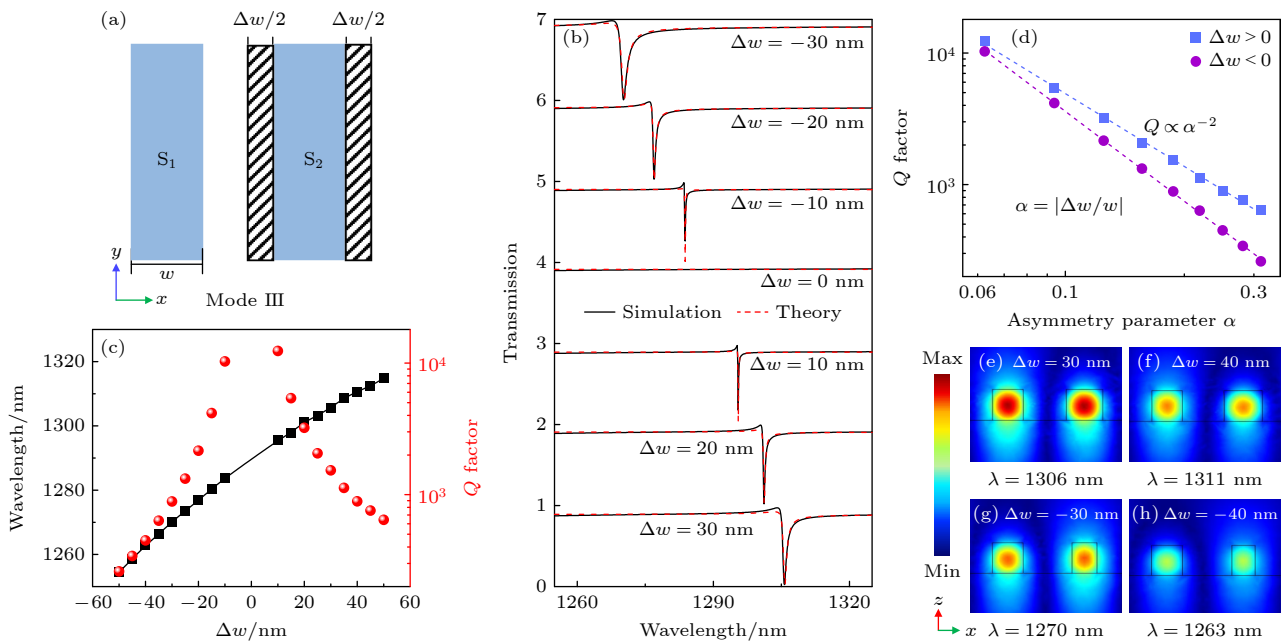


图 4 Mode III 调谐下超表面的仿真结果与理论分析 (a) 元胞的 xy 二维平面图; (b) 不同对称破缺宽度 Δw 下的仿真透射光谱与拟合曲线; (c) Q 因子和共振波长随宽度 Δw 的变化关系; (d) Q 因子与不对称参数 α 的关系; (e)—(h) $\Delta w = \pm 30$ nm, $\Delta w = \pm 40$ nm 时 QBIC 共振处硅棒中心 xz 截面电场分布

Fig. 4. Simulation results and theoretical analysis of the metasurface tuned by Mode III: (a) Two-dimensional planar graph of the unit cell in the xy -plane; (b) simulated transmission spectra and fitting curves under different symmetry-breaking widths Δw ; (c) relationship between the Q factor and the resonance wavelength as a function of the width Δw ; (d) relationship between the Q factor and the asymmetric parameter α ; (e)—(h) when $\Delta w = \pm 30$ nm and $\Delta w = \pm 40$ nm, the electric field distribution in the xz cross section at the center of the silicon rod at QBIC resonance.

高度不变, S_2 柱体高度引入一个 Δh 的变量. 当 $\Delta h > 0$ 时, S_2 柱体的高度大于 S_1 , 表示正向破缺; $\Delta h < 0$ 时, S_2 柱体的高度小于 S_1 , 表示负向破缺. 随着破缺程度 Δh 变化的透射光谱如图 5(b) 中黑色实线所示, 当 $\Delta h = 0$ 时 S_1 和 S_2 未形成破缺, 系统仍处于 SP-BIC 模式, 透射光谱呈现为无共振的平坦曲线. 随着 S_2 柱体高度的改变, 超表面在 z 方向上的对称性被打破, 系统由 SP-BIC 模式转变成可观测的 QBIC 模式, 当破缺程度较小时, 在透射光谱中表现为一个近似洛伦兹线型的 QBIC 共振谷. 随着 Δh 绝对值的增大, 超表面正向破缺时共振谷红移, 负向破缺时共振谷蓝移, 且两者都出现线宽增宽的现象. 究其原因, 正向破缺时 S_2 柱体体积增大, 相同周期单元内的硅比重增大, 导致超表面的有效折射率增大, 所以共振谷红移. 负向破缺时硅比重减小, 超表面的有效折射率减小, 所以共振谷蓝移. 在 $\Delta h = \pm 30$ nm 和 ± 40 nm 时, 超表面内部在 QBIC 共振谷处的 xz 截面场强分布如图 5(e)–(h) 所示. 随着 Δh 绝对值增大, 超表面内部电场强度降低, 对能量的局域能力削弱, 泄漏的能

量增大, 导致 QBIC 共振谷线宽增宽. 通过 TCMT 理论对透射光谱进行拟合, 拟合曲线如图 5(b) 中红色虚线所示, 拟合效果较好, 表明仿真计算的结果与理论模型的结果一致, 确保了仿真结果的准确性.

当 Δh 处于 -60 – 60 nm 区间内, QBIC 共振的波长及 Q 因子如图 5(c) 所示, 共振波段处于 1263–1306 nm, 在 $\Delta h = 10$ nm 时产生的 Q 因子约为 1.14×10^4 . 与 Mode III 相比, QBIC 共振波长的移动范围较小. 当 $\Delta h = \Delta w$ 时, S_2 柱体在高度破缺时的体积比宽度破缺时的体积更接近 S_1 柱体, 导致超表面有效折射率的变化小, 所以共振波长移动的范围小. 此外, 超表面的不对称参数也可以概括为 $\alpha = |\Delta h/h|$, 如图 5(d) 所示, 共振谷的 Q 因子与不对称参数 α 呈二次反比, 证实了该共振谷也是由 QBIC 模式产生的. 同时, 可以明显地观察到蓝色直线在紫色直线的上方, 且两条直线都呈下降的趋势. 该现象表明不对称参数相同时正向破缺所产生的 Q 因子大于负向破缺, 随着不对称参数增大, 正、负向破缺产生的 Q 因子都减小. 根据

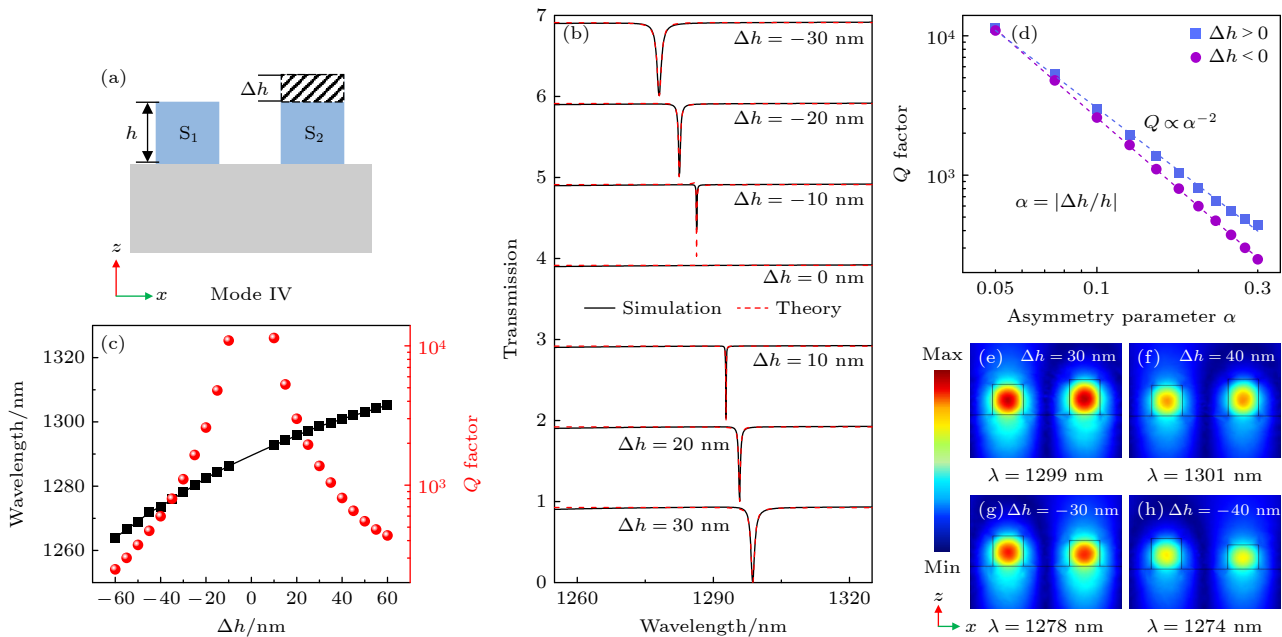


图 5 Mode IV 调控下超表面的仿真结果与理论分析 (a) 元胞的 xy 二维平面图; (b) 不同对称破缺高度 Δh 下的仿真透射光谱与拟合曲线; (c) Q 因子和共振波长随宽度 Δh 的变化关系; (d) Q 因子与不对称参数 α 的关系; (e)–(h) $\Delta h = \pm 30$ nm, $\Delta h = \pm 40$ nm 时 QBIC 共振处硅棒中心 xz 截面电场分布

Fig. 5. Simulation results and theoretical analysis of the metasurface under the control of Mode IV: (a) Two-dimensional planar graph of the unit cell in the xy -plane; (b) simulated transmission spectra and fitting curves at different symmetry-breaking heights Δh ; (c) variation of the Q factor and the resonance wavelength as a function of the width Δh ; (d) relationship between the Q factor and the asymmetric parameter α ; (e)–(h) when $\Delta h = \pm 30$ nm and $\Delta h = \pm 40$ nm, the electric field distribution in the xz section at the center of the silicon rod at QBIC resonance.

Δh 为 ± 30 nm 和 ± 40 nm 时的场强图 5(e)–(h) 可知, 正向破缺时超表面内部的电场强度更高, 对能量具有更强的束缚能力, 此时的辐射损耗更低, 并且正向破缺时 QBIC 共振的波长大于负向破缺. 再根据 (6) 式中的关系式可知, 超表面产生的 Q 因子与共振波长成正比, 与辐射损耗呈反比, 所以正向破缺产生的 Q 因子更大. 此外, 随着破缺程度的增大, 无论是正向破缺还是负向破缺, 超表面内部的电场强度都发生降低, 对能量的束缚能力减弱, 导致超表面正、负向破缺的辐射损耗呈倍数增加. 所以, 随着破缺程度的增大, 超表面产生的 Q 因子呈现下降趋势.

3.5 QBIC 共振的多极子分解讨论

对于上述介绍的多种破缺方式调谐的 QBIC 共振, 可以采用多极子展开方法将超表面产生的复杂电磁场进行分解. 根据不同多极子的电流分布特征最终判断 QBIC 共振的组成成分. 具体的多极子包括电偶极子 (electric dipole, ED)、磁偶极子 (magnetic dipole, MD)、电四极子 (electric quadrupole, EQ)、磁四极子 (magnetic quadrupole, MQ)、环偶极子 (toroidal dipole, TD) 等. 电偶极子表现为由两个等距离的点电荷组成, 这两个点电荷的电荷量相等但符号相反. 磁偶极子则表示为环形位移电流的中心, 其磁矩方向垂直环形电流所在平面. 而四极子则是由两对相反偶极子组成, 根据组成的偶极子的电磁特性可分为电四极子和磁四极子. 环偶极子是一种特殊的电磁激发模式是电偶极子的高阶形式, 在几何的层面可以看作是无数的磁偶极子首尾相连组成的. 通过计算材料中的电流密度及超表面中的散射功率可以确定不同极矩在 QBIC 共振中的贡献 [34–36]. 在笛卡尔坐标系下, 关于多极子展开中各极矩及对应的散射功率的具体计算公式为 [37–39]

$$P_\alpha = \frac{1}{i\omega} \int d^3\mathbf{r} \mathbf{J}_\alpha, \quad (7)$$

$$M_\alpha = \frac{1}{2c} \int d^3\mathbf{r} [\mathbf{r} \times \mathbf{J}]_\alpha, \quad (8)$$

$$T_\alpha = \frac{1}{10c} \int d^3\mathbf{r} [(\mathbf{r} \times \mathbf{J}) \mathbf{r}_\alpha - 2r^2 \mathbf{J}_\alpha], \quad (9)$$

$$\text{EQ}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2i\omega} \int d^3\mathbf{r} \left[\mathbf{r}_\alpha \mathbf{J}_\beta + \mathbf{r}_\beta \mathbf{J}_\alpha - \frac{2}{3} (\mathbf{r} \times \mathbf{J}) \delta_{\alpha\beta} \right], \quad (10)$$

$$\text{MQ}_{\alpha\beta} = \frac{1}{3c} \int d^3\mathbf{r} [\mathbf{r}_\beta (\mathbf{r} \times \mathbf{J})_\alpha - (\mathbf{r} \times \mathbf{J})_\beta \mathbf{r}_\alpha], \quad (11)$$

$$I_p = \frac{2\omega^4}{3c^3} |P|^2, \quad (12)$$

$$I_m = \frac{2\omega^4}{3c^3} |M|^2, \quad (13)$$

$$I_T = \frac{2\omega^6}{3c^5} |T|^2, \quad (14)$$

$$I_{\text{EQ}} = \frac{\omega^6}{5c^5} |\text{EQ}_{\alpha\beta}|^2, \quad (15)$$

$$I_{\text{MQ}} = \frac{\omega^6}{40c^5} |\text{MQ}_{\alpha\beta}|^2. \quad (16)$$

这里, \mathbf{J} 表示电流密度, \mathbf{r} 表示坐标向量, c 表示光速, ω 表示入射波的角频率, $\delta_{\alpha\beta}$ 表示 δ 函数, P_α 表示电偶极矩, M_α 表示磁偶极矩, T_α 表示环形偶极矩, $\text{EQ}_{\alpha\beta}$ 表示电四极矩, $\text{MQ}_{\alpha\beta}$ 表示磁四极矩. 此外, I_p 表示电偶极子的散射功率; I_m 表示磁偶极子的散射功率; I_T 表示环形偶极子的散射功率; I_{EQ} 表示电四极子的散射功率; I_{MQ} 表示磁四极子的散射功率.

图 6(a) 展示了归一化处理下 Mode I ($\theta = 5.74^\circ$) 调控时的不同多极模式的散射功率, 可以明显地观察到在波长 $\lambda = 1288$ nm 时, MD 和 EQ 模式具有突出的峰值, 表明该 QBIC 共振主要由 MD 和 EQ 模式主导, 并且由 MD 模式做主要贡献. 为了进一步验证上述判断, 对共振波长 $\lambda = 1288$ nm 处的超表面 xy 截面上的电场分布做了进一步分析, 如图 6(b) 所示, 其中黑色箭头为电场矢量. 从场强图中可以明显观察到 S_1 和 S_2 柱体之间形成了一个闭合的电流环路, 在环路中心会激发一个磁矩方向垂直该平面的磁偶极子, 这与在多极子展开式中 MD 模式对 QBIC 共振做出主要贡献的结论一致. 此外, 在 S_1 柱体的两端产生一对符号相反的点电荷形成了一对电偶极子, S_2 柱体则是产生了一对与 S_1 柱体方向相反的电偶极子, 这两对相反的电偶极子可以形成一个电四极子, 验证了 EQ 模式也在该 QBIC 共振中做出了重要贡献. 然而, 每个周期仅有一个磁偶极子是难以构成磁四极子和环偶极子的, 所以在图 6(a) 的多极子展开式中的 MQ 和 TD 模式强度较低. 除此之外, 对超表面在不对称参数 $\alpha = 0.1$ ($\theta = 5.74^\circ$, $\Delta n = 0.348$, $\Delta w = 16$ nm, $\Delta h = 20$ nm) 时 Mode I–IV 破缺下的多极子分解结果进行归一化处理, 具体结果如

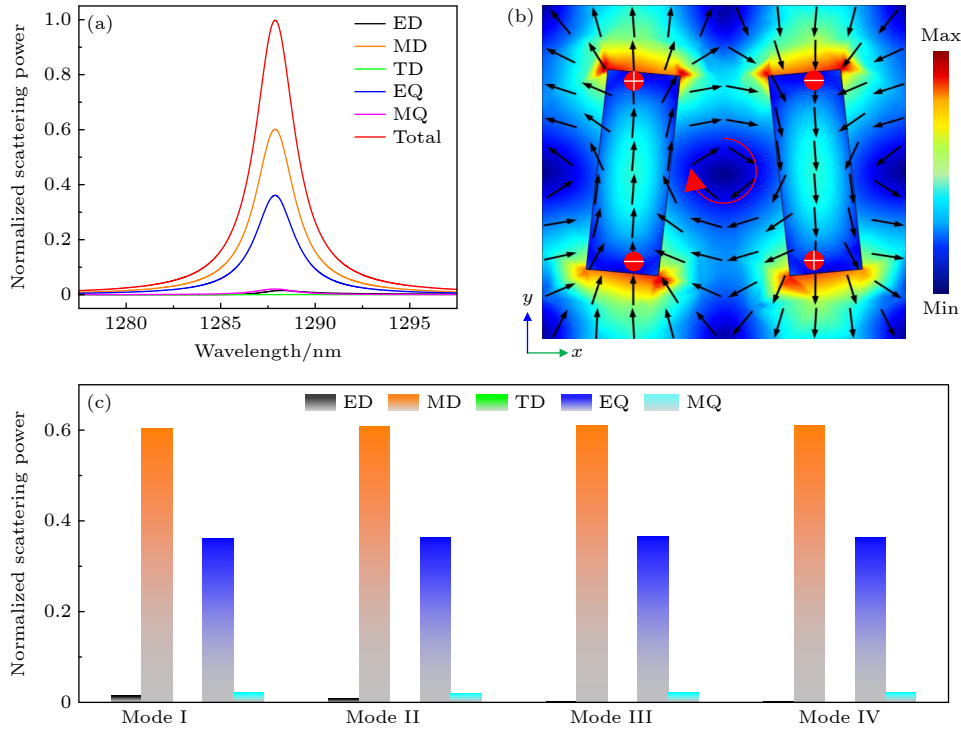


图6 多极子分解对QBIC机理的分析. Mode I 调控 (a) 不同极矩散射功率; (b) 元胞内部 xy 截面下电场分布情况; (c) 不对称参数为 0.1 时, 4 种破缺方式下的多极矩贡献情况

Fig. 6. Multipole decomposition analysis of the QBIC mechanism. Mode I control: (a) Different polar scattering powers; (b) the electric field distribution in the xy section of the cell; (c) when the asymmetry parameter is 0.1, the multipole moment contributions under the four breaking modes.

图 6(c) 所示. 可以明显地发现, 在不对称参数为 0.1 时, 四种破缺模式产生的 QBIC 共振都是由 MD 和 EQ 模式所主导, 其中 MD 模式做主要贡献.

4 传感应用与讨论

近年来报道了许多性能优异的折射率传感器件, 其中大部分器件是利用等离激元 (surface plasmon, SP)^[2,3,40]、非厄米奇异点 (exceptional points, EPs)^[41-45] 和 QBIC 等原理实现的, 这些传感器件各具优点. 其中基于等离激元的折射率传感器件能够形成局域热点, 能增强光与物质的相互作用实现高灵敏检测, 但是器件的品质因子低, 导致共振峰线宽过宽, 降低了检测的分辨率. 而基于 EPs 的折射率传感器件是通过非厄米系统具有对微小扰动响应异常灵敏的优势, 从而实现高灵敏度的传感, 但是容易受到待测物噪声的干扰, 并且加工难度大. 因此, 目前超高品质因子的 QBIC 共振被广泛应用于生物传感检测, 本文在近红外波段下进一步研究了所提出的超表面的传感性能. 通过调控超表面所处环境的折射率, 对超表面的灵敏度 (S)、

传感品质因数 (FOM) 等标志性的参数进行了量化分析, 其中环境折射率的厚度为 500 nm. 超表面的灵敏度被定义为单位折射率下共振谷的位移距离, FOM 被定义为灵敏度与共振谷的半高全宽 (full width at half maxima, FWHM) 的比值:

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}, \quad (17)$$

$$\text{FOM} = \frac{S}{\text{FWHM}}, \quad (18)$$

式中, $\Delta\lambda$ 表示 QBIC 共振谷的位移距离, Δn 为环境折射率的变化.

当超表面不对称参数 $\alpha = 0.1$ ($\theta = 5.74^\circ$, $\Delta n = 0.348$, $\Delta w = 16$ nm, $\Delta h = 20$ nm) 时, 4 种不同的破缺方式激发的 QBIC 共振透射光谱如图 7(a) 所示. 图 7(b) 为 Mode I ($\theta = 5.74^\circ$) 时超表面在不同环境折射率下的透射光谱, 在折射率从 1.02 增加到 1.08 时, QBIC 共振波长红移了约 23 nm. 不对称参数 $\alpha = 0.1$ 时 4 种不同破缺方式产生的 QBIC 共振波长随环境折射率的变化如图 7(c) 所示, 共振波长都随着环境折射率的增加而发生红移, 且和环境折射率存在明显的线性关系. 基于

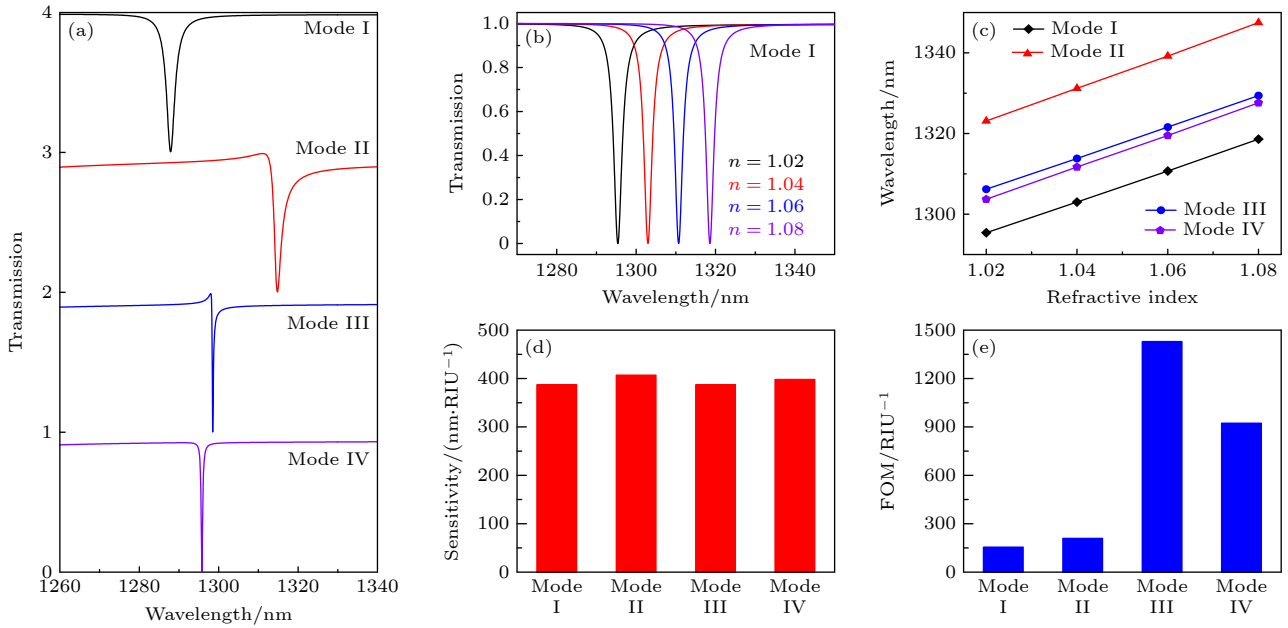


图 7 当 $\alpha = 0.1$ 时, 对 4 种破缺方式下超表面的传感性能进行研究 (a) 4 种破缺方式下 QBIC 共振的透射光谱; (b) Mode I 破缺模式下, 超表面在不同折射率传感介质中的透射谱; (c) 4 种破缺模式下的 QBIC 共振波长与环境折射率的关系; (d) 4 种破缺模式下的灵敏度; (e) 4 种破缺模式下的 FOM

Fig. 7. When the asymmetry parameter $\alpha = 0.1$, the sensing performance of the metasurface under four damage modes is studied: (a) Transmission spectra of QBIC resonance under four different breaking modes; (b) transmission spectra of the metasurface in different refractive index sensing media in Mode I broken mode; (c) relationship between the QBIC resonance wavelength and the ambient refractive index in four broken modes; (d) sensitivity under four breaking modes; (e) FOM values under four breaking modes.

图 7(c) 中的线性关系利用 (17) 式和 (18) 式可以计算出超表面的传感灵敏度和 FOM, 如图 7(d) 和图 7(e) 中的柱状图所示. 由图 7(d) 和图 7(e) 可以看到 Mode I—IV 破缺下的超表面的灵敏度几乎无差别, 都处于 400 nm/RIU 附近. 但 Mode III—IV 破缺时超表面的 FOM 明显要大于 Mode I—II 的值, 差异高达 10^3 数量级, 且 Mode III 调控时超表面的 FOM 最大, 约为 1429 RIU^{-1} . 由图 7(a) 可知, 当不对称参数 $\alpha = 0.1$ 时, Mode III 调控时产生的 QBIC 共振线宽比其他几种破缺共振线宽更窄. 再根据 (18) 式可知, 超表面在灵敏度大致相等的情况下, 产生 QBIC 共振谷的线宽越窄, 对应的 FOM 越大. 因此, 通过宽度或高度的破缺调控, 有望进一步提升超表面的传感性能.

为了进一步探讨破缺程度对超表面传感性能的影响, 选择通过柱体结构尺度调控的 Mode III—IV 进行了深入研究. Mode III 调控下的超表面在 Δw 从 -40 nm 逐渐增加到 40 nm 时, 灵敏度呈现出逐渐上升的趋势, FOM 则是先上升后下降, 而且在相同破缺尺寸下, 正向破缺的 FOM 要大于负向破缺的 FOM, 如图 8(a) 所示. 为了揭示上述传感性能的变化趋势, 对 $\Delta w = \pm 40 \text{ nm}$ 时 QBIC

共振波长处超表面 xy , xz 截面电场进行了详细计算, 结果如图 8(b)—(e) 所示. 超表面激发的外部电场主要集中在 S_1 和 S_2 柱体的 xz 端面, 且正向破缺时 ($\Delta w = 40 \text{ nm}$) 的电场强度明显大于负向破缺 ($\Delta w = -40 \text{ nm}$) 的电场强度. 所以 Δw 从 -40 nm 逐渐增加到 40 nm 时, 两柱体 xz 端面面积增大, 而且端面上聚集的电场强度增强, 这两方面都增大了超表面结构与周围介质环境的相互作用, 所以灵敏度逐渐增大. 此外, 根据 3.3 节中的研究可知, 随着 $|\Delta w|$ 的增大, 超表面泄漏的能量增大, 产生的 QBIC 共振谷的线宽增加, 所以 Δw 从 -40 nm 逐渐增加到 40 nm 时, 共振线宽先减小后增大. 再根据 (18) 式中的关系式可知, 此时的 FOM 先上升后下降. 又因为相同尺寸的正、负向破缺产生的共振线宽接近, 所以对应的正向破缺的 FOM 大于负向破缺的 FOM. 如图 8(f) 所示, Mode IV 调控下的超表面在 Δh 增大时也出现灵敏度逐渐增加, FOM 先上升后下降的现象, 并且在相同破缺尺寸下, 正向破缺的 FOM 大于负向破缺的 FOM. 如图 8(g)—(j) 所示, 由 $\Delta h = \pm 40 \text{ nm}$ 时 QBIC 共振波长处超表面 xy , xz 截面电场计算的结果可知, 激发的外部电场也集中在 S_1 和 S_2 柱

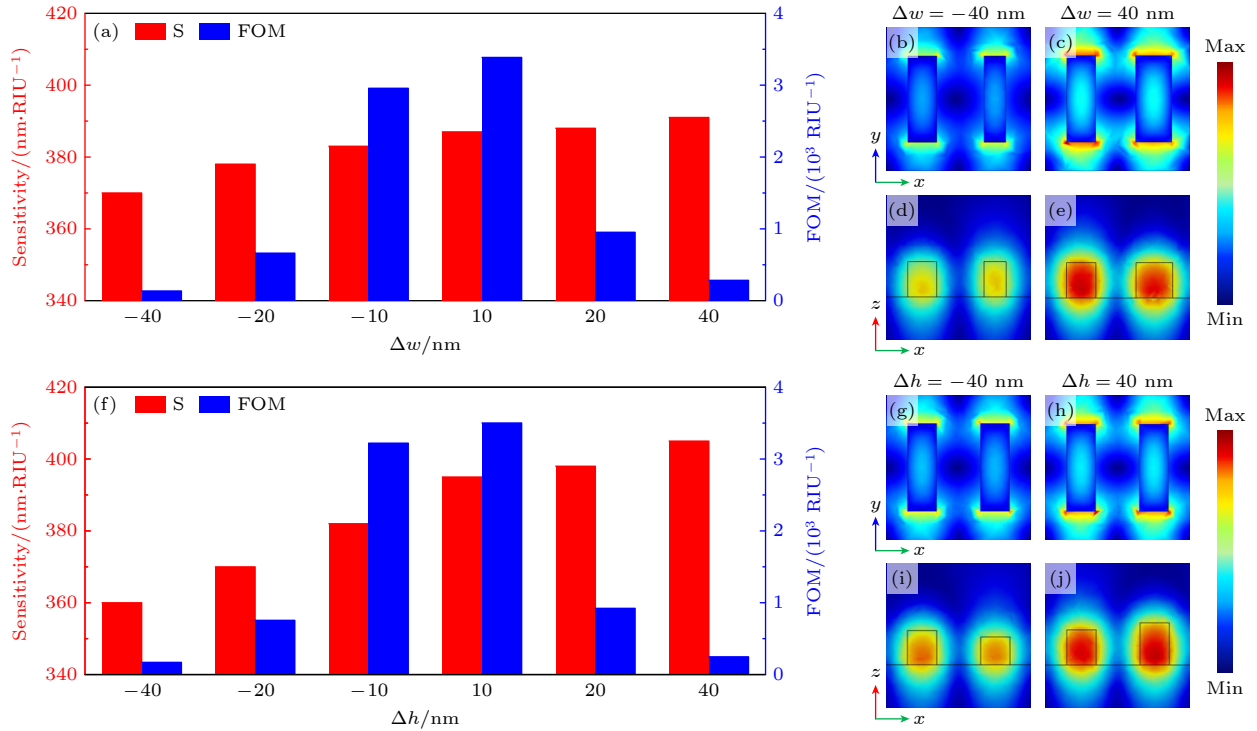


图 8 正、负向破缺对超表面传感性能的影响. Mode III 调控 (a) 传感性能与破缺程度 Δw 的关系; (b)–(e) $\Delta w = \pm 40$ nm 时, QBIC 共振处柱体内部的 xy 平面和表面的 xz 端面的电场分布. Mode IV 调控 (f) 传感性能与破缺程度 Δh 的关系; (g)–(j) $\Delta h = \pm 40$ nm 时, QBIC 共振处柱体内部的 xy 平面和表面的 xz 端面的电场分布

Fig. 8. Effect of positive and negative breaks on the sensing performance of the metasurface. Mode III regulation: (a) Relationship between sensing performance and Δw ; (b)–(e) when $\Delta w = \pm 40$ nm, the electric field distribution in the xy plane inside the cylinder and on the xz end face of the surface at QBIC resonance. Mode IV regulation: (f) Relationship between sensing performance and Δh ; (g)–(j) when $\Delta h = \pm 40$ nm, the electric field distribution in the xy plane inside the cylinder and on the xz end face of the surface at QBIC resonance.

体的 xz 端面, 且正向破缺的电场强度比负向破缺的电场强度更强. 随着 Δh 增大, 两柱体 xz 端面面积增大, 而且端面上聚集的电场强度也增强. 导致超表面结构与周围介质环境的相互作用增强, 所以灵敏度呈增长趋势. 根据 3.4 节中的研究可知, 随着 $|\Delta h|$ 的增大, 所产生的 QBIC 共振谷的线宽也增大, 所以超表面在 Δh 处于 -40 — 40 nm 区间的 FOM 先上升后下降. 此外, 由于相同破缺程度下, 正、负向破缺的共振线宽接近, 而正向破缺的灵敏度更大. 因此在破缺程度相同时, 对应超表面正向破缺的 FOM 大于负向破缺的 FOM. 通过结构优化调整, 在 $\Delta h = 10$ nm 时, 超表面有较好的传感性能, 灵敏度和 FOM 分别为 395 nm/RIU 和 3502 RIU⁻¹.

最后, 对近年来基于 QBIC 的折射率传感器的传感性能进行了比较分析, 结果列于表 1. 可以看出, 本文提出的矩形全介质双聚体超表面具有高达 1.75×10^4 的 Q 因子, 其灵敏度和 FOM 相较于先前的部分研究也有显著提升, 展现出优异的传感性能. 上述优势表明, 该矩形全介质双聚体超表面

不仅能检测近红外光波段中的微小信号波动, 还具备强大的抗干扰能力, 因而在传感检测领域具有广阔的应用前景.

表 1 矩形全介质双聚体超表面传感性能与前期研究的对比

Table 1. Comparison of sensing performance of the rectangular all-dielectric dimer metasurface with previous studies.

Sensitivity / (nm·RIU ⁻¹)	Q factor	FOM/RIU ⁻¹	Ref.
305	1.78×10^2	68	[13]
160	8.43×10^3	575	[14]
122	4.15×10^2	—	[15]
262	1.01×10^4	2183	[16]
136	4.16×10^3	145	[23]
395	1.75×10^4	3502	This work

5 结论

本文提出了一种基于 BIC 的双聚体全介质超表面, 通过对 4 种不同参数的单一调控, 实现了

Q 因子高达 1.75×10^4 的 QBIC 共振. 此外, 对超表面的正、负向破缺也进行了讨论, 随着破缺程度的增大, Mode II—IV 调控下正向破缺的 QBIC 共振谷红移, 负向破缺的 QBIC 共振谷蓝移. 在同等破缺参数下, 正向破缺产生的 QBIC 共振谷的 Q 因子更大. 此外, 对 4 种破缺方式调谐下的超表面的传感性能进行了研究. 不对称参数 $\alpha = 0.1$ 时, 超表面灵敏度都处于 400 nm/RIU 附近, 且通过调节柱体宽度或高度时产生的 QBIC 共振的 FOM 最高. 最后, 通过对柱体宽度和高度调控的 Mode III 和 Mode IV 破缺方式, 进一步探讨了破缺程度对超表面传感性能的影响. 结果表明, 在相同破缺程度下, 超表面正向破缺时的灵敏度和 FOM 值都高于负向破缺. 当 $\Delta h = 10$ nm 时, 超表面的灵敏度高达 395 nm/RIU, FOM 高达 3502 RIU^{-1} . 与目前报道的 QBIC 超表面传感器相比, 具有更灵敏的检测能力和抗干扰能力, 在传感检测领域具有广阔的应用前景. 关于超表面多参数调控的设计方案以及正、负向破缺方式的讨论, 对后续的 QBIC 超表面传感器的设计具有参考意义.

参考文献

- [1] Liu Z C, Guo T B, Tan Q, Hu Z P, Sun Y W, Fan H X, Zhang Z, Jin Y, He S L 2023 *Nano Lett.* **23** 10441
- [2] Chen Z Q, Li P, Zhang S, Chen Y Q, Liu P, Duan H G 2019 *Nanotechnology* **30** 335201
- [3] Cheng Y X, Xu H, Yu H F, Huang L Q, Gu Z C, Chen Y F, He L H, Chen Z Q, Hou H L 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 067801 (in Chinese) [成昱轩, 许辉, 于鸿飞, 黄林琴, 谷志超, 陈玉峰, 贺龙辉, 陈智全, 侯海良 2025 物理学报 **74** 067801]
- [4] Yang H, Peng M Y, He H R, et al. 2025 *Laser Photonics Rev.* **19** 2401398
- [5] He H R, Yu D, Gu Y J, et al. 2025 *Laser Photonics Rev.* e00564
- [6] Yang H, Ou K, Liu Q, Peng M Y, Xie Z W, Jiang Y T, Jia H H, Cheng X B, Jing H, Hu Y Q 2025 *Light: Sci. Appl.* **14** 63
- [7] Yang H, Ou K, Wan H Y, Hu Y Q, Wei Z Y, Jia H H, Cheng X B, Liu N, Duan H G 2023 *Mater. Today* **67** 424
- [8] Marinica D C, Borisov A G, Shabanov S V 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 183902
- [9] Li Z L, Nie G Z, Wang J H, Zhong F, Zhan S P 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 034039
- [10] Sadrieva Z F, Sinev I S, Koshelev K L, et al. 2017 *ACS Photonics* **4** 723
- [11] Plotnik Y, Peleg O, Dreisow F, Heinrich M, Nolte S, Szameit A, Segev M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 183901
- [12] Cong L Q, Singh R 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1900383
- [13] Jahani Y, Arvelo E R, Yesilkoy F, et al. 2021 *Nat. Commun.* **12** 3246
- [14] Song S Z, Yu S L, Li H, Zhao T G 2022 *Laser Phys.* **32** 025403
- [15] Chen W J, Li M, Zhang W H, Chen Y H 2023 *Nanophotonics* **12** 1147
- [16] Zhao J J, Fan X Y, Fang W J, Xiao W X, Sun F X, Li C C, Wei X, Tao J F, Wang Y L, Kumar S 2024 *Sensors* **24** 3943
- [17] Li Z L, Xie M X, Nie G Z, Wang J H, Huang L J 2023 *J. Phys. Chem. Lett.* **14** 10762
- [18] Zhang T, Huo Y P, Xu C M, Li J M, Zhang Z L 2024 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **42** 50
- [19] Liu H G, Zhang X Y, Nan X Y, Zhao E G, Liu H T 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 047802 (in Chinese) [刘会刚, 张翔宇, 南雪莹, 赵二刚, 刘海涛 2024 物理学报 **73** 047802]
- [20] Li N, Chen H, Zhao Y X, Wang Y T, Su Z X, Liu Y, Huang L L 2025 *Nanophotonics* **14** 485
- [21] Xu Y L, Yang Y Y, Li H X, Ren L R 2025 *J. Mater. Chem. C* **13** 1747
- [22] Yang N N, Lang T T, Cen W Y, Yu Z Y, Xiao M Y, Zhang J H, Qiu Y Q 2023 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **40** 366
- [23] Liu J K, Dai H X, Ju J Q, Cheng K 2024 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **26** 9462
- [24] Liu J K, Lu Z N, Dai H X, Ju J Q, Zhao H W, Cao K Q 2024 *J. Opt.* **27** 015001
- [25] Liu W J, Liang Z Z, Qin Z, Shi X Y, Yang F M, Meng D J 2022 *Results Phys.* **32** 105125
- [26] Yu S L, Wang Y S, Gao Z, Li H, Song S Z, Yu J G, Zhao T G 2022 *Opt. Express* **30** 4084
- [27] Gao J Y, Liu J, Yang H M, Liu H S, Zeng G H, Huang B 2023 *Opt. Express* **31** 44703
- [28] Wu Q H, Wang J, Wang W, Lin J, Jin P, Liu S T, Zhou K Y 2024 *Opt. Lett.* **49** 4186
- [29] Chen Z Q, Yang H L, Long X L, Xiao Y P, He L H, Nie G Z, Hou H L, Lu X, Xu H 2025 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **55** 264212 (in Chinese) [陈智全, 阳弘黎, 龙鑫琳, 肖云鹏, 贺龙辉, 聂国政, 侯海良, 鲁潇, 许辉 2025 中国科学: 物理学 力学 天文学 **55** 264212]
- [30] Wang P F, He F Y, Liu J J, Shu F Z, Fang B, Lang T T, Jing X F, Hong Z 2022 *Photonics Res.* **10** 2743
- [31] Fan S, Suh W, Joannopoulos J D 2003 *J. Opt. Soc. Am. A:* **20** 569
- [32] Yu J B, Yao W Z, Qiu M, Li Q 2025 *Light: Sci. Appl.* **14** 174
- [33] Koshelev K, Lepeshov S, Liu M K, Bogdanov A, Kivshar Y 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 193903
- [34] Chen W J, Chen Y T, Liu W 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 153907
- [35] Chen W J, Chen Y T, Liu W 2019 *Laser Photonics Rev.* **13** 1900067
- [36] Koshelev K, Favraud G, Bogdanov A, Kivshar Y, Fratalocchi A 2019 *Nanophotonics* **8** 725
- [37] Papasimakis N, Fedotov V A, Marinov K, Zheludev N I 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 093901
- [38] Kaelberer T, Fedotov V A, Papasimakis N, Tsai D P, Zheludev N I 2010 *Science* **330** 1510
- [39] Huang Y W, Chen W T, Wu P C, et al. 2012 *Opt. Express* **20** 1760
- [40] Long X L, Chen Z Q, Yang H L, Xiao Y P, He L H, Nie G Z, Zhang X J, Lu X, Hou H L, Xu H 2025 *Acta Opt. Sin.* **45** 1023001 (in Chinese) [龙鑫琳, 陈智全, 阳弘黎, 肖云鹏, 贺龙辉, 聂国政, 张小姣, 鲁潇, 侯海良, 许辉 2025 光学学报 **45** 1023001]
- [41] Wiersig J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 203901
- [42] Hodaei H, Hassan A U, Wittek S, et al. 2017 *Nature* **548** 187
- [43] Yan D, Shalin A S, Wang Y, Lai Y, Xu Y D, Hang Z H, Cao F, Gao L, Luo J 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 243802
- [44] Fan H Y, Luo J 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 247802 (in Chinese) [范辉颖, 罗杰 2022 物理学报 **71** 247802]
- [45] Özdemir Ş K, Rotter S, Nori F, Yang L 2019 *Nat. Mater.* **18** 783

Multi-parameter control and sensitivity tuning of all-dielectric bound states in the continuum metasurface*

LONG Xinlin¹⁾ YANG Weizhi¹⁾ CHEN Zhiquan^{1)2)†} XU Hui¹⁾²⁾
 HOU Hailiang¹⁾²⁾ ZHANG Xiaojiao¹⁾²⁾ DONG Yulan¹⁾²⁾ HE Longhui¹⁾²⁾

1) (*School of Microelectronics and Physics, Hunan University of Technology and Business, Changsha 410205, China*)

2) (*Xiangjiang Laboratory, Changsha 410205, China*)

(Received 1 July 2025; revised manuscript received 30 July 2025)

Abstract

All-dielectric metasurfaces based on bound states in the continuum (BIC) are widely used in the field of micro-nano biosensors due to their ultra-high quality factor (Q), which can effectively enhance the interaction between light and matter. In this paper, a rectangular all-dielectric dimer metasurface based on BIC is proposed. The finite element method is used for simulation, and time-domain coupled mode theory is employed for theoretical analysis. For the parameters of the two rectangular components in the metasurface, such as their angles, refractive indices, widths, and heights, four different symmetry-breaking modes are designed. All of these modes realize the transformation from symmetry-protected BIC (SP-BIC) to quasi-BIC (QBIC), with the maximum Q factor reaching 1.75×10^4 . These four breaking methods cover the current common SP-BIC breaking methods and provide choice for designing devices. After introducing the same asymmetric parameters, the QBIC resonance excited by the metasurface under the four control modes is dominated by magnetic dipoles. The sensitivity of the designed sensor device is almost at the same level, while the difference in figure of merit (FOM) can reach three orders of magnitude. In addition, under the same control mode, the sensitivity and FOM of the metasurface with positive breaking are higher than those with negative breaking when the absolute values of the breaking parameters are equal. After optimization and adjustment, the sensitivity and FOM of the metasurface reach 395 nm/RIU and 3502 RIU⁻¹, respectively, and its comprehensive performance index is better than those in most of existing studies. The metasurface provides an effective means for sensing detection in the biological and medical fields. At the same time, this research offers a new insight into the design of refractive index sensors based on BIC.

Keywords: all-dielectric metasurface, bound states in the continuum, refractive index sensing, sensitivity

PACS: 78.67.-n, 07.07.Df, 87.85.fk, 42.60.Da

DOI: [10.7498/aps.74.20250859](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250859)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250859](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250859)

* Project supported by the Key Project of Xiangjiang Laboratory, China (Grant No. 23XJ02001), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant Nos. 2023JJ40218, 2022JJ30201), the Changsha Municipal Natural Science Foundation, China (Grant No. kq2202298), the Scientific Research Foundation of Hunan Provincial Education Department, China (Grant Nos. 21B0574, 21B0556), and the Hunan University of Technology and Business Graduate Scientific Research Innovation Project, China (Grant No. CX2024YB007).

† Corresponding author. E-mail: zqchen0106@qq.com

全介质超表面连续域束缚态多参数调控与灵敏度调谐

龙鑫琳 杨惟智 陈智全 许辉 侯海良 张小姣 董玉兰 贺龙辉

Multi-parameter control and sensitivity tuning of all-dielectric bound states in the continuum metasurface

LONG Xinlin YANG Weizhi CHEN Zhiquan XU Hui HOU Hailiang ZHANG Xiaojiao DONG Yulan
HE Longhui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 197801 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250859

CSTR: 32037.14.aps.74.20250859

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250859>

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

基于准连续体束缚态的近红外高 Q 全介质超表面生物传感器

Near-infrared high- Q all-dielectric metasurface biosensor based on quasi-bound state in continuum

物理学报. 2025, 74(10): 107801 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241752>

基于准连续域束缚态的全介质超构表面双参数传感器

All-dielectric metasurface two-parameter sensor based on quasi-bound states in continuum

物理学报. 2024, 73(4): 047802 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231514>

Si_3N_4 光子晶体连续域准束缚态表征及调控

Characterization and control of quasi-bound states in the continuous in Si_3N_4 photonic crystals

物理学报. 2025, 74(18): 184204 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250757>

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>

基于准连续域束缚态的强圆二色性超表面

Strong circular dichroism chiral metasurfaces generated by quasi bound state in continuum domain

物理学报. 2024, 73(17): 178102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240834>

双腔光力系统中基于连续域束缚态的超高分辨率质量传感

Ultrahigh-resolution mass sensing based on bound states in continuum domain in double-cavity optomechanical system

物理学报. 2025, 74(13): 134201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250063>