

双谐振环金属超表面中的连续域束缚态*

王玥[†] 王豪杰 崔子健 张达麓

(西安理工大学, 陕西省超快光电技术与太赫兹科学重点实验室, 西安 710048)

(2023年9月24日收到; 2023年11月9日收到修改稿)

超表面由于具备独特的电磁响应特性, 在微波、太赫兹以及光学领域的应用十分广泛. 在电磁超表面中构建连续域束缚态 (bound states in the continuum, BIC) 模式谐振可以产生尖锐的谐振透射峰, 因此 BIC 被广泛用于设计具有高品质因子谐振的超表面. 本文实验研究了一种支持准 BIC (quasi-BIC, q-BIC) 谐振的新型金属太赫兹超表面, 通过设计两组金属开口谐振环 (split ring resonators, SRRs) 的结构参数来调节各自主导的谐振的工作频率, 使不同模式谐振之间产生耦合, 形成 q-BIC 模式谐振. 并利用电磁场分布及其散射功率的多极分解的计算结果证明了不同模式的共振机制. 在入射电磁波分别沿 x , y 偏振时, 通过 Jaynes-Cummings 模型计算了两模式之间的归一化耦合强度比, 分别为 0.54% (x 偏振) 与 4.42% (y 偏振), 解释了不同谐振模式的工作频率随 SRRs 器件结构参数改变而变化的规律.

关键词: 超表面, 多极分解, 连续域束缚态, 太赫兹**PACS:** 78.67.Pt, 42.25.Bs, 42.25.Hz, 78.66.Bz**DOI:** 10.7498/aps.73.20231556

1 引言

连续域束缚态 (bound states in the continuum, BIC) 是一类频率位于辐射连续域内但被完全局域的特殊电磁本征态, 具有诸多有趣的物理特性和丰富的应用场景^[1], 最初由冯诺依曼 (John von Neumann) 和尤金维格纳 (Eugene Paul Wigner) 于 1929 年在量子力学领域^[2]中提出, 后来同样发现于电磁波^[3-5]、空气中的声波^[6-8]、水波^[9-11]和固体中的弹性波中. 理想的 BIC 模式谐振存在于无损结构或系统参数取极值时, 在频谱上表现为零带宽谐振^[12]、具有无限高的质量因子 (quality, Q). 而由于加工精度和损耗问题, 在实际测试中通常只能观测到 Q -因子有限的准 BIC (quasi-BIC, q-BIC) 模式谐振, 因此需要打破谐振器结构的对称性或调节谐振器结构参数将其转变为 q-BIC 模式谐振才

能用于实际应用.

BIC 通常可以分为对称保护型 BIC (symmetry protected BIC, SP-BIC)^[1]和偶然型 BIC (accidental BIC)^[13], 前者是由于谐振模式与辐射模式之间因模式对称性的差异而无法耦合, 从而形成束缚态; 而后者是通过调节结构参数使得谐振模式不再与辐射模式耦合. 根据偶然型 BIC 的相关理论^[13], 调整光学系统的某些参数可使某两种不同的辐射模式之间发生相互耦合作用, 从而形成 q-BIC 模式谐振, 谐振耦合强度的变化导致 q-BIC 模式谐振的工作频率在频谱中的位置产生偏移. 通过改变光学系统的结构参数, 可以有效地控制 q-BIC 模式谐振的带宽、工作频率和 Q -因子^[13,14], 这有助于高 Q -因子器件的实际设计.

超表面是一种由亚波长结构的人工结构组成的二维平面材料, 可实现对入射电磁波的振幅、相位、偏振等灵活的调控, 具有强大的电磁操控能力^[15-20].

* 国家自然科学基金 (批准号: 62275215)、陕西省青年创新团队建设项目 (批准号: 21JP084)、西安市科技局重点产业链关键核心技术攻关项目 (批准号: 23LLRH0057) 和陕西省重点研发计划 (批准号: 2023GXLH-038) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: wangyue2017@xaut.edu.cn

由于超表面所具备的独特电磁响应特性而被广泛应用于传感器^[21,22]、滤波器^[23]、吸收器^[24]和增强非线性效应^[25]等各个领域. q-BIC 由于其极窄的带宽和高 Q 因子, 非常适用于设计高 Q 因子的超表面^[21-28]. 例如, 在金属开口谐振环 (split ring resonators, SRRs)、石墨烯、硅柱和光子晶体等超表面上构建的 q-BIC 模式谐振都获得了极高的 Q 因子, 从而应用于窄带滤波^[23]、高灵敏度传感^[29]、分子光谱编码成像^[15]和图像边缘检测等领域^[30].

本文采用周期排列的 SRRs 结构构建了透射型金属超表面, 实验测试验证了在入射电磁波分别沿 x, y 偏振下, 超表面的透射光谱特征; 数值计算结果揭示了谐振的工作频率、带宽和 Q 因子与超表面子单元结构参数之间的关系; 不同模式谐振的电场分布与表面电流分布验证了多极分解的计算结果, 阐明了 q-BIC 模式谐振的物理机制; 并通过 Jaynes-Cummings (JC) 模型计算了入射电磁波偏振方向不同情况下两种不同模式之间相互耦合的归一化耦合强度比; 此外, 还计算了超表面在用于传感检测领域时, 其透射谱与待测物介电常数和损耗角正切之间的关系, 验证了该超表面在痕量检测领域有潜在的应用价值.

2 结构设计

如图 1(a) 所示, 超表面子单元由 SRRs 层和

石英衬底组成 (石英的介电常数为 3.6), SRRs 的几何中心共点且并都在 x, y 方向上都保持旋转对称性. 其结构参数如图 1(b) 所示, 超表面子单元的周期为 $r = 230 \mu\text{m}$, 石英衬底厚度为 $h_2 = 50 \mu\text{m}$; SRRs 层厚度为 200 nm . 本文按照结构特点将 SRRs 分为大谐振环和小谐振环 (图 1(b)), 大谐振环外边长 $a = 198 \mu\text{m}$ 、线宽 $m = 10 \mu\text{m}$ 、间隙 $x = 10 \mu\text{m}$, 小谐振环外边长 $b = 130 \mu\text{m}$ 、线宽 $n = 20 \mu\text{m}$ 、间隙 $d = 10 \mu\text{m}$ 、间隔 $c = 20 \mu\text{m}$. 为了研究所提出的超表面的电磁特性, 本文采用基于有限元方法 (finite element method, FEM) 的数值计算方法研究了该超表面的透射光谱, 计算过程选取超表面 SRRs 结构的一个周期作为仿真域, 仿真域的 x, y 方向上均采用周期边界条件, 入射平面是 $x\text{-}o\text{-}y$ 平面, 电磁波垂直入射到超表面结构上.

3 结果与讨论

在电磁波正入射 (即传播方向垂直于 $x\text{-}o\text{-}y$ 平面) 的条件下, 实验测试了超表面在入射电磁波沿 x, y 偏振时的透射光谱特性, 如图 2(a)、图 3(a) 中红色叉点所示, 其透射谱都出现两个不同工作频率的谐振透射谷 (红色和蓝色标注部分) 和一个谐振透射峰 (黄色标注部分). 为方便描述, 将超表面透射谱中对应的谐振分别命名为 Mode 1 谐振

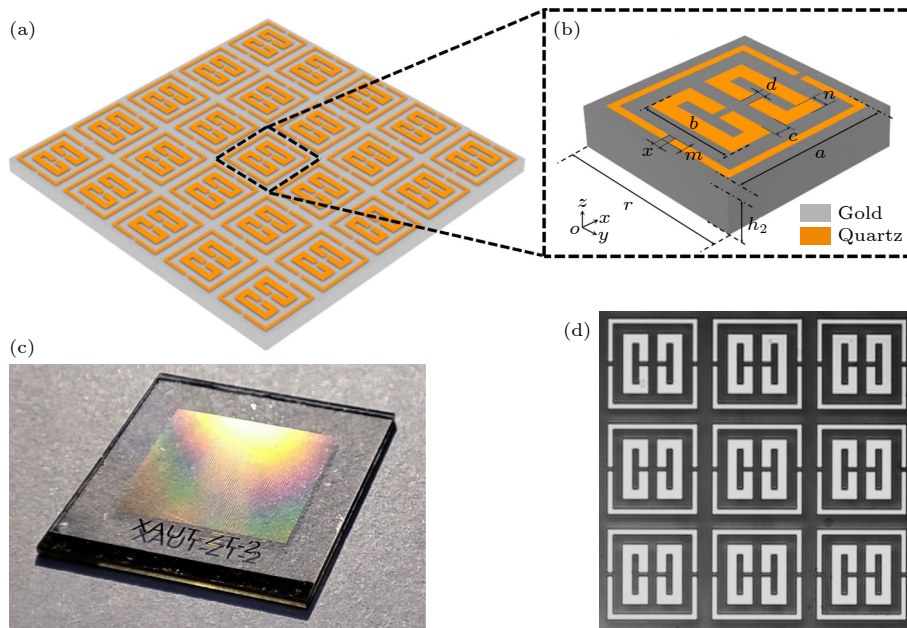


图 1 (a) 金属太赫兹超表面阵列单元几何结构示意图; (b) 超表面子单元; (c) 超表面样品光学照片; (d) 超表面显微照片

Fig. 1. (a) Geometry diagram of metal THz metasurface array cells; (b) metasurface subunits; (c) metasurface sample photographs; (d) metasurface micrographs.

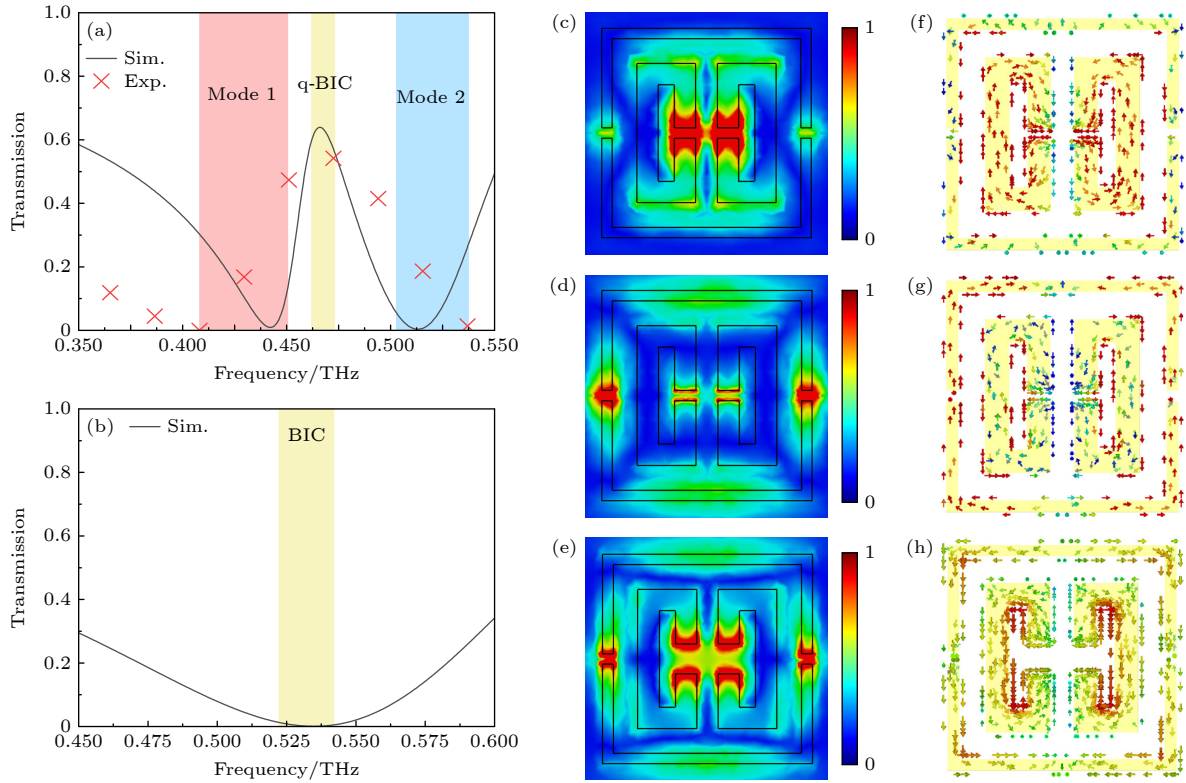


图 2 入射电磁波沿 y 偏振 (a) q-BIC 模式谐振时的透射谱 ($d = 10 \mu\text{m}$), Mode 1 的电场分布 (c) 和表面电流分布 (f); Mode 2 的电场分布 (d) 和表面电流分布 (g); (b) BIC 模式谐振时的透射谱 ($d = 30 \mu\text{m}$), BIC 的电场分布 (e) 和表面电流分布 (h)

Fig. 2. y -polarized: (a) Transmission spectrum at q-BIC mode resonance ($d = 10 \mu\text{m}$), electric field distribution in Mode 1 (c) and surface current distribution (f); the electric field distribution (d) and surface current distribution (g) of Mode 2; (b) transmission spectrum at BIC mode resonance ($d = 30 \mu\text{m}$), electric field distribution (e) and surface current distribution (h) of BIC.

和 Mode 2 谐振 (图 2(a))、Mode 3 谐振和 Mode 4 谐振 (图 3(a)). 通过数值计算, 得到了超表面透射谱中谐振变化与其 SRRs 结构参数之间的关系, 并计算和分析了不同谐振处的电场分布与表面电流分布.

当入射电磁波沿 y 偏振时, Mode 1 谐振的电场分布 (图 2(c)) 主要集中在小谐振环的 SRRs 间隙处, 其表面电流 (图 2(f)) 表现为集中在小谐振环的 SRRs 臂上与大谐振环内侧, 由于超表面 SRRs 的对称性设计, 其电场、表面电流均沿 y 轴方向对称分布, 且表面电流沿 x 轴的分量等大反向; 而 Mode 2 谐振的电场分布 (图 2(d)) 则集中在大谐振环的 SRRs 间隙, 其表面电流 (图 2(g)) 表现为集中在大谐振环的 SRRs 臂上, 且二者同样沿 y 轴方向对称分布.

不同谐振的电场分布的不同与超表面中不同 SRRs 的结构尺寸相关, 大、小谐振环的结构尺寸不同, 因此会产生工作频率不同、主导模式不同的谐振. 当参数 d 取 $30 \mu\text{m}$ 时, 透射谱中只存在一个透射谐振谷 (图 2(b)), q-BIC 模式谐振透射峰消

失, 即形成 BIC 模式, 其电场分布和表面电流分布同时具备 Mode 1 谐振与 Mode 2 谐振的特征 (图 2(e) 和图 2(h)), 说明这一频率处也同时存在两种不同的谐振, 但由于不同谐振之间的相互耦合, 使得其中一种谐振的对外辐射完全耦合到另一模式中, 在透射光谱中表现为透射峰线宽为零而消失. 在入射电磁波沿 x 偏振情况下, 超表面透射谱特征与入射电磁波沿 y 偏振入射情况相似 (图 3(a)); 图 3(c), (f) 与图 3(d), (g) 分别为 Mode 3 谐振与 Mode 4 谐振的电场分布和表面电流分布情况, 可见前者电场主要分布在大谐振环 SRRs 的四个角和夹缝处、其电场与表面电流均沿 x 轴对称分布, 且表面电流沿 y 轴的分量等大反向, 后者主要集中在小谐振环 SRRs 上, 其电场与表面电流均沿 x 轴对称分布; 当参数 n 取 $14.6 \mu\text{m}$ 时, 超表面形成 BIC 模式 (图 3(b)), 对应电场分布和表面电流分布也同时具备 Mode 3 谐振与 Mode 4 谐振的特征 (图 3(e), (h)).

为了定量分析 q-BIC 模式谐振的物理机制, 计算了磁偶极 (MD)、电四极 (EQ)、磁四极 (MQ)、

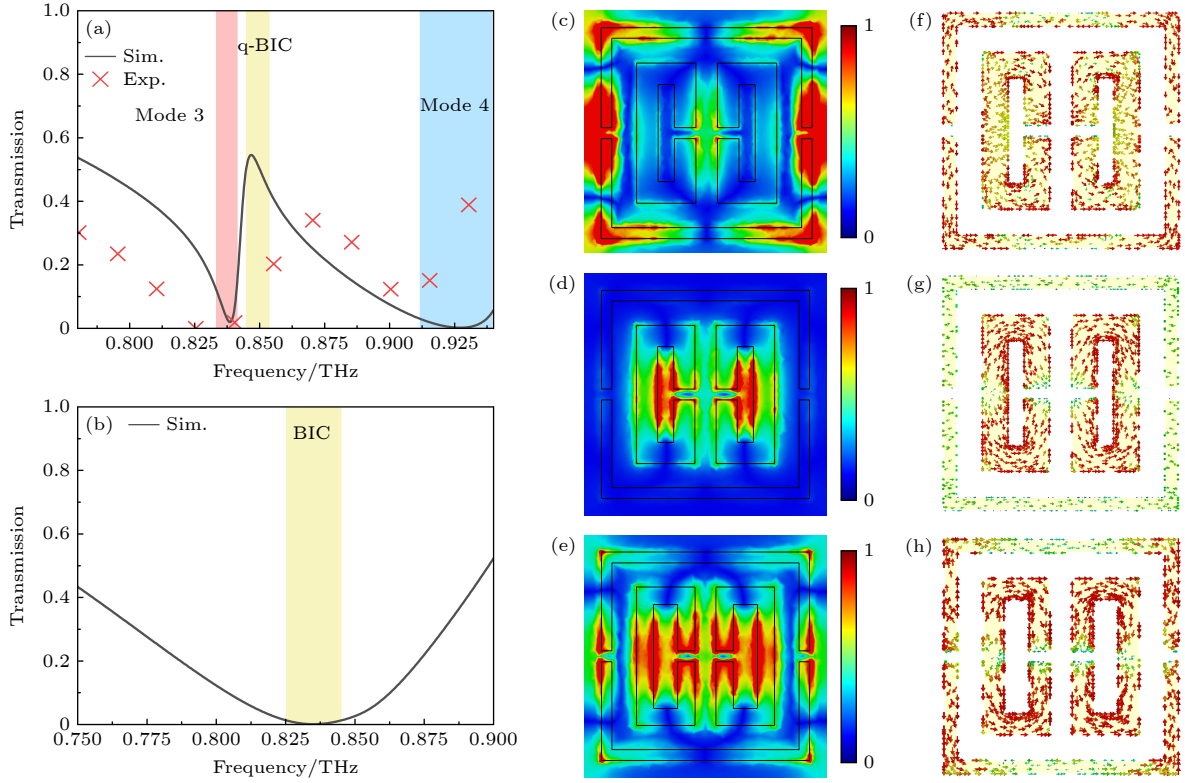


图 3 入射电磁波沿 x 偏振 (a) q-BIC 模式谐振时的透射谱 ($n=20 \mu\text{m}$), Mode 3 处的电场分布 (c) 和表面电流分布 (f), Mode 4 处的电场分布 (d) 和表面电流分布 (g); (b) BIC 模式谐振时的透射谱 ($n=14.6 \mu\text{m}$); Mode BIC 处的电场分布 (e) 和表面电流分布 (h)

Fig. 3. x -polarized: (a) Transmission spectrum at q-BIC mode resonance ($n=20 \mu\text{m}$), electric field distribution (c) and surface current distribution (f) at Mode 3, electric field distribution (d) and surface current distribution (g) at Mode 4; (b) transmission spectrum at BIC mode resonance ($n = 14.6 \mu\text{m}$); electric field distribution (e) and surface current distribution (h) at Mode BIC.

电偶极子 (ED) 和环偶极子 (TD)^[31] 等笛卡尔坐标系中不同多极矩的散射功率 (I). 计算公式如下:

$$\text{ED} : \mathbf{p}_\alpha = \frac{1}{i\omega} \int d^3\mathbf{r} J_\alpha, \quad I_p = (2\omega^4/3c^3) |\mathbf{P}|^2; \quad (1)$$

$$\text{MD} : \mathbf{m}_\alpha = \frac{1}{i\omega} \int d^3\mathbf{r} [\mathbf{r} \times \mathbf{J}]_\alpha, \quad I_p = \left(\frac{2\omega^4}{3c^3}\right) |\mathbf{m}|^2; \quad (2)$$

$$\text{TD} : \mathbf{T}_\alpha = \frac{1}{10c} \int d^3\mathbf{r} [(\mathbf{r} \cdot \mathbf{J}) r_\alpha - 2r^2 J_\alpha],$$

$$I_T = (2\omega^6/3c^5) |\mathbf{T}|^2; \quad (3)$$

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

$$I_{\text{EQ}} = (\omega^6/5c^5) |\text{EQ}_{\alpha,\beta}|^2, \quad (4)$$

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

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

其中 \mathbf{r} 是位置矢量; \mathbf{J} 是表面电流密度; ω 是入射电磁波频率; c 是真空中光速, i 是单位虚数; $\delta_{\alpha,\beta}$ 是 δ 函数, 且 $\alpha, \beta = x, y$. 多极分解所计算的不同

多极矩的散射功率可以展现不同多极矩在这一谐振中的贡献占比, 也解释了不同谐振工作频率处近场分布情况的特点. 如图 4(a) 所示, 可见当入射电磁波沿 y 偏振时, 其产生的 Mode 1 谐振和 Mode 2 谐振的主要来源于 MD; 当入射电磁波沿 x 偏振时, 其产生的 Mode 3 谐振主要来源于 TD, Mode 4 谐振主要来源于 EQ.

此外, 计算了 q-BIC 模式谐振透射峰的 Q 因子 ($Q = \lambda_{\text{peak}}/\Delta\lambda$, $\Delta\lambda = |\lambda_{\text{peak}} - \lambda_{\text{dip}}|$) 随着超表面单元谐振层 SRRs 结构参数的变化情况. 当入射电磁波沿 y 偏振, 参数 d 由 $10 \mu\text{m}$ 增加到 $50 \mu\text{m}$, 超表面透射谱中 Mode 1 谐振工作频率从 0.42 THz 蓝移至 0.57 THz (图 5(a) 中黑色虚线所示); 当 d 逐渐接近 $30 \mu\text{m}$ 时, q-BIC 模式谐振透射峰的线宽减小至趋于零, Q 因子增加并趋于无穷大 (图 5(b)). 由于 Mode 1 谐振与 Mode 2 谐振之间的相互耦合作用, 在二者工作频率接近的过程在频谱中表现为抗交叉线形 (图 5(a)). 同样, 入射电磁波沿 x 偏振时 (图 5(c), (d)), 参数 n 由 $20 \mu\text{m}$ 减至 $10 \mu\text{m}$, Mode 4 谐振的工作频率从 0.92 THz 红移至 0.72 THz

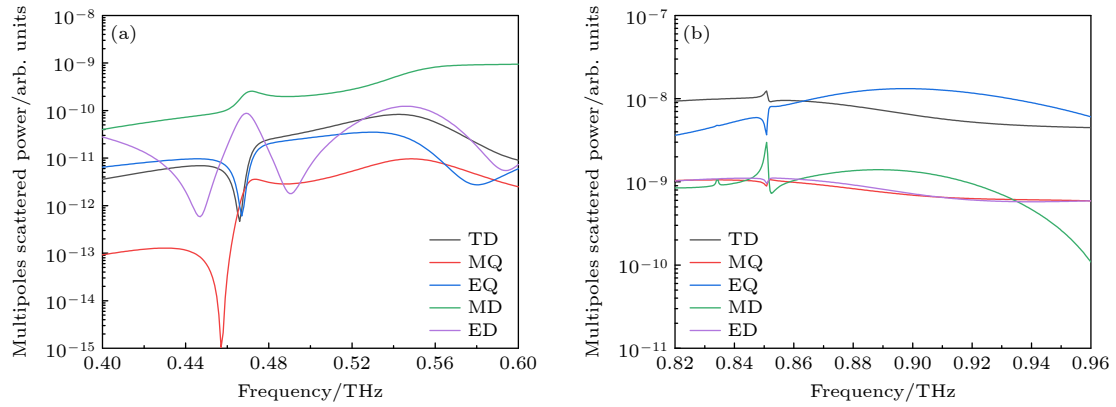


图 4 当入射电磁波沿 y (a), x (b) 偏振时的多极分解结果. MQ, EQ, TD, MD 和 ED 分别表示磁四极子、电四极子、环偶极子、磁偶极子和电偶极子

Fig. 4. Multipole decomposition results during irradiation of y -polarized (a) and x -polarized (b) waves: MQ, EQ, TD, MD and ED represent magnetic quadrupole, electric quadrupole, ring dipole, magnetic dipole, and electric dipole, respectively.

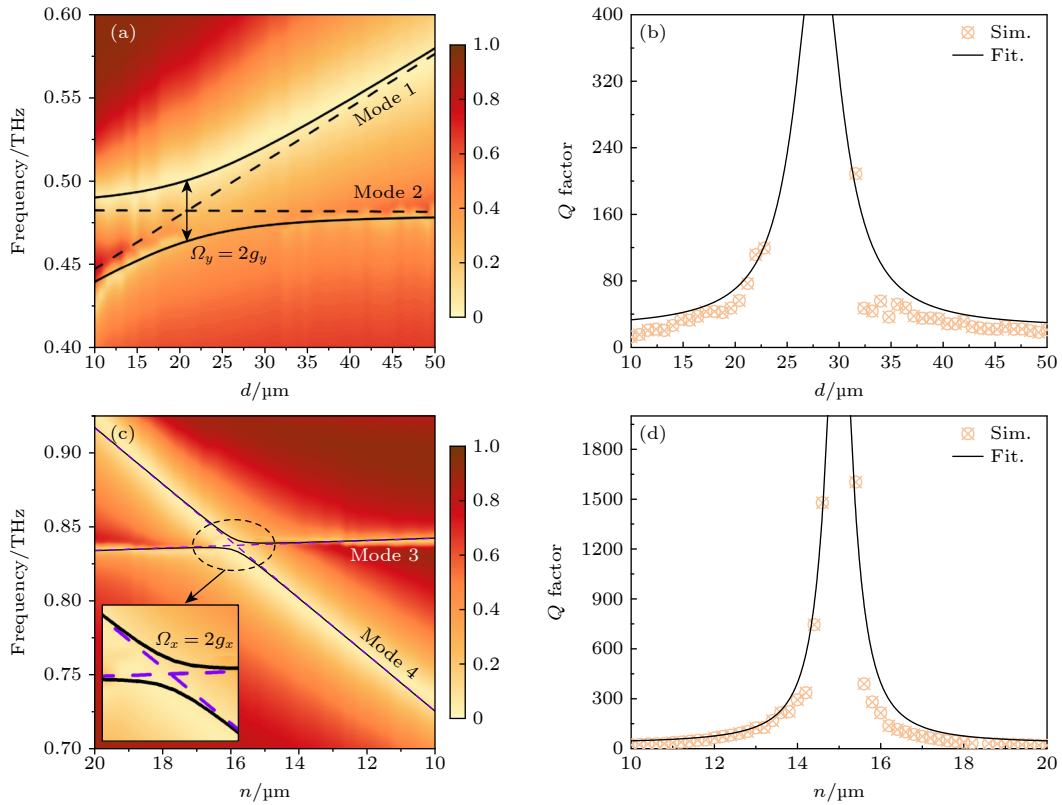


图 5 y -偏振: 透射谱 (a) 和 q-BIC 谐振透射峰的 Q -因子 (b) 与参数 d 的关系; x -偏振: 透射谱 (c) 和 q-BIC 谐振透射峰的 Q -因子 (d) 随着参数 n 的关系

Fig. 5. y -polarization: Relationship of the transmission spectrum (a) and the Q -factor of the q-BIC resonant transmission peak (b) to parameter d ; x -polarization: relationship of the transmission spectrum (c) and the Q -factor of and the q-BIC resonant transmission peak (d) to the parameter n .

(图 5(c) 中虚线所示, 为标注明显, 使用紫色加以区别, 并插图放大); 当 n 逐渐接近 $14.6 \mu\text{m}$ 时, 透射谱中 q-BIC 模式谐振透射峰的变化和 Mode 3 谐振、Mode 4 谐振的工作频率变化情况与前者相似 (图 5(d)). 可见超表面透射谱中相关联谐振的工作频率决定于对应电磁场及表面电流主要分布

所在的 SRRs 的结构参数; 当超表面的 SRRs 的结构参数取适当值时, 两不同模式谐振的工作频率相同, 二者之间的相互耦合作用形成 BIC 模式; 当 SRRs 的结构参数偏离该值时, 两模式之间不能完美耦合, 产生泄漏, 形成 q-BIC 模式谐振, 这与以往的研究结果一致 [32].

为描述不同模式谐振之间的耦合作用, 采用标准的 Jaynes-Cummings (JC) 哈密顿模型来描述两模式谐振之间的耦合作用^[33], 以入射电磁波沿 y 偏振入射时的情况为例, 旋转波近似 (rotating-wave approximation, RWA) 下, 系统的总哈密顿量为

$$\widehat{H}_t = \widehat{H}_1 + \widehat{H}_2 + \widehat{H}_{in}, \quad (6)$$

$$\widehat{H}_1 = \hbar\omega_1 (\hat{a}^\dagger \hat{a}), \quad (7)$$

$$\widehat{H}_2 = \hbar\omega_2 (\hat{b}^\dagger \hat{b}), \quad (8)$$

$$\widehat{H}_{in} = \hbar g \hat{a} (\hat{b}^\dagger - \hat{b}) + \hbar g \hat{a}^\dagger (\hat{b}^\dagger - \hat{b}), \quad (9)$$

其中 \widehat{H}_1 , \widehat{H}_2 和 \widehat{H}_{in} 分别代表 Mode 1 模式谐振、Mode 2 模式谐振和 Mode 1 模式谐振与 Mode 2 模式谐振之间相互作用的哈密顿量; \hat{a} 算符和 \hat{a}^\dagger 算符 (\hat{b} 和 \hat{b}^\dagger) 分别是 Mode 1 (Mode 2) 模式谐振的产生、湮灭算符. 通过求解总哈密顿量 \widehat{H}_t 的运动方程, 可得出两模式的本征频率 (ω_+ 与 ω_-) 与透射谱中不同谐振谷的频率 (ω_+ 与 ω_-) 之间满足:

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \pm \sqrt{\frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{4} + g^2}. \quad (10)$$

图 5(a), (c) 中的 Ω 为真空拉比 (Rabi) 频率, 其值为两不同谐振本征频率相同时 (这一频率记为 ω), 在透射谱中的对应透射谷频率之差 (即图 5(a), (c) 中两实曲线对应频率的差值). Ω 与归一化耦合强度比 g 之间存在着 $g = \Omega/2\omega$ 的数值关系, 可算出当入射电磁波沿 y 偏振入射时其归一化耦合强度比 g 为 4.42%; 同理可算出当入射电磁波沿 x 偏

振入射时, 两不同模式 (Mode 3 与 Mode 4) 谐振之间的归一化耦合强度比 g 为 0.54%, 这证明了入射电磁波偏振不同的情况下, 构成 q-BIC 模式谐振的不同模式谐振之间的耦合强度是不同的, 也解释了图 5(a), (c) 中两模式谐振工作频率接近时抗交叉程度不同的原因.

此外, 由于超表面所产生的谐振所激发的电磁场和待测物^[34]之间会发生强烈相互作用, 其透射谱中谐振的工作频率和幅值会受待测物物理性质的影响, 因此, 高 Q -因子谐振在超灵敏传感应用中非常有前景. 本文研究了超材料的传感性能, 设待测物的折射率在 1—2 的范围内 (其中包括许多重要的材料和生物分子^[35]). 对于金属超表面而言, 被增强的电磁场的体积通常不会很大, 而当待测物到达一定厚度时, 待测物会超过边缘电场, 处于电场外的待测物将不再与超表面产生的谐振所激发的电磁场产生相互作用, 当待测物厚度达到饱和厚度时, 待测物厚度的增加将不再影响超表面透射谱中谐振工作频率的频移程度. 设置待测物介电常数 $\varepsilon = 2$, 超表面 SRRs 结构几何参数不变, 仿真得超表面透射光谱中 q-BIC 谐振的工作频率与待测物厚度之间的变化关系, 如图 6 所示.

为了对比入射电磁波偏振不同情况下超表面灵敏度的差别, 待测物厚度均取 $h=100 \mu\text{m}$. 图 7 为不同待测物对超表面透射谱的影响. 设待测物损耗角正切 $\tan \delta$ 为 0, 当其介电常数 ε 从 1 变化到 2 (对应折射率从 1 变化到 1.4) 时, 入射电磁波沿 y 偏振入射时, q-BIC 模式谐振峰工作频率从 0.4648 THz 红移到 0.42 THz, 灵敏度为 108 GHz/RIU (图 7(a));

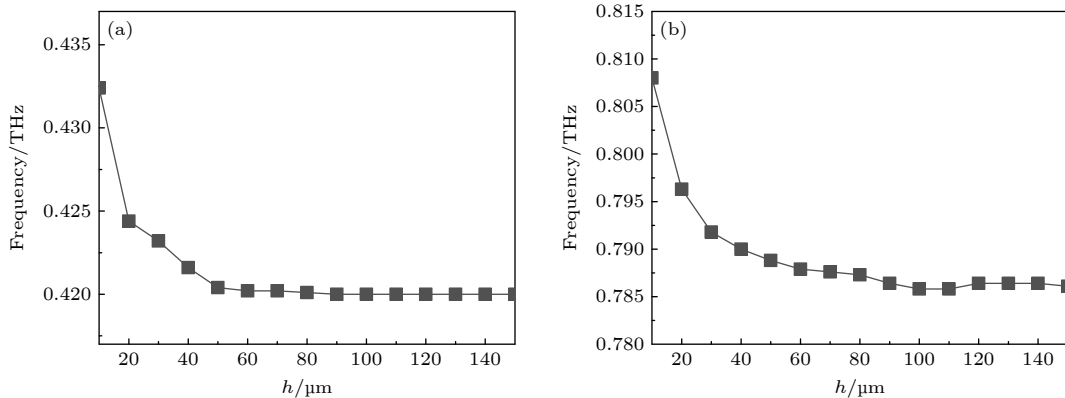


图 6 设待测物介电常数 $\varepsilon=2$, 待测物厚度对超表面透射光谱的影响 (a) 入射电磁波沿 y 方向偏振; (b) 入射电磁波沿 x 方向偏振
Fig. 6. The influence of the thickness of the measured object on the transmission spectrum of the metasurface with the dielectric constant of the object to be measured $\varepsilon = 2$: (a) The incident electromagnetic wave is polarized along the y direction; (b) the incident electromagnetic wave is polarized along the x direction.

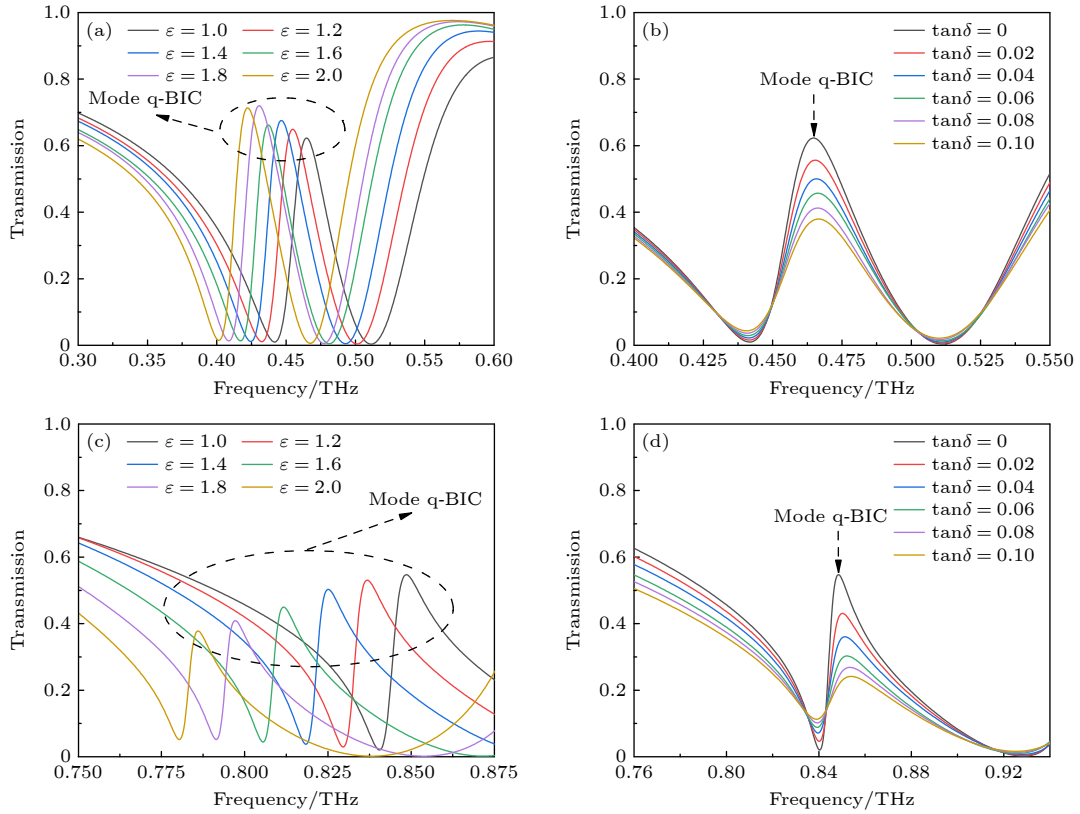


图 7 y -偏振 (a) q-BIC 谐振透射峰与待测物介电常数 ε 的关系 (损耗角正切 $\tan\delta = 0$); (b) q-BIC 谐振透射峰与待测物 $\tan\delta$ 的关系 (介电常数 $\varepsilon = 1$). x -偏振 (c) q-BIC 谐振透射峰与待测物介电常数 ε 的关系 (损耗角正切 $\tan\delta = 0$); (d) q-BIC 谐振透射峰与待测物 $\tan\delta$ 的关系 (介电常数 $\varepsilon = 1$)

Fig. 7. y -polarization: (a) Relationship between transmission peak of the q-BIC resonance and the dielectric constant of the subject to be measured ε (loss angle $\tan\delta = 0$); (b) relationship between q-BIC resonance transmission peak and $\tan\delta$ to be measured (dielectric constant $\varepsilon = 1$). x -polarization: (c) Relationship between transmission peak of the q-BIC resonance and the dielectric constant of the subject to be measured ε (loss angle $\tan\delta = 0$); (d) relationship between q-BIC resonance transmission peak and $\tan\delta$ to be measured (dielectric constant $\varepsilon = 1$).

入射电磁波沿 x 偏振入射时, q-BIC 谐振透射峰的工作频率则是从 0.8485 THz 红移到 0.7858 THz, 其灵敏度为 151 GHz/RIU(图 7(c)), 可见 q-BIC 谐振透射峰的工作频率和待测物介电常数之间存在明显线性关系. 超表面传感灵敏度的不同与其在入射电磁波偏振方向不同时产生 q-BIC 谐振的不同有关, 相比于近场分布主要在超表面 SRRs 内部的谐振, 近场分布主要在超表面 SRRs 外的谐振工作频率对环境介电常数更为敏感(图 2(e) 与图 3(e)). 此外, 还检测了待测物损耗角正切 $\tan\delta$ 对超表面 q-BIC 模式谐振峰的影响(图 7(b), (d)), 可见超表面透射光谱中 q-BIC 谐振透射峰的频移只与待测物的介电常数相关.

4 结 论

本文提出了一种由两组 SRRs 组成的金属太

赫兹超表面, 利用太赫兹时域系统实验验证了不同偏振的电磁波入射时, 超表面的透射光谱特征; 通过数值计算研究了超表面的 SRRs 结构参数与其透射光谱中不同模式谐振之间的关系; 不同谐振的电场分布及表面电流分布结合多极分解的计算结果, 证实了超表面透射谱中的 Mode 1 谐振和 Mode 2 谐振的主要来源于 MD, Mode 3 谐振主要来源于 TD, Mode 4 谐振主要来源于 EQ; 在 Jaynes-Cummings 模型下计算了形成 q-BIC 模式谐振的两种不同模式谐振的归一化耦合强度比, 分别为 0.54% (x -偏振) 和 4.42% (y -偏振). 结果表明: 超表面透射光谱中的不同模式谐振之间通过相互耦合作用形成 q-BIC 模式谐振, 且不同谐振的工作频率取决于其主要响应的 SRRs 的结构参数. 因此, 通过调节超表面 SRRs 的结构参数可以有效控制其产生的 q-BIC 模式谐振的工作频率、带宽和

Q 因子, 这有利于高 Q 因子超表面的实际设计. 此外, 还研究了该超表面在传感方面的性能, 计算结果表明该超表面在入射波为 y 偏振时的灵敏度为 151 GHz/RIU; 入射波为 x 偏振时, 其灵敏度为 108 GHz/RIU.

参考文献

- [1] Hsu C W, Zhen B, Stone A D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16048
- [2] von Neumann J, Wigner E P 1929 *Physics Z* **30** 467
- [3] Kaelberer T, Fedotov V A, Papasimakis N, Tsai D P, Zheludev N I 2010 *Science* **330** 1510
- [4] Plotnik Y, Peleg O, Dreisow F, Heinrich M, Nolte S, Zameit A, Segev M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 183901
- [5] Hsu C W, Zhen B, Lee J, Chua S L, Johnson S G, Joannopoulos J D, Soljačić M 2013 *Nature* **499** 188
- [6] Urseel F 1997 *Phys. Eng. Sci.* **435** 575
- [7] Porter R, Evans D V 2005 *Wave Motion* **43** 29
- [8] Xiao Y X, Ma G, Zhang Z Q, Chan C T 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 166803
- [9] Retzler C H 2001 *Appl. Ocean Res.* **23** 249
- [10] Cobelli P J, Pagneux V, Maurel A, Petitjeans P 2009 *Europhys. Lett.* **88** 20006
- [11] Cobelli P J, Pagneux V, Maurel A, Petitjeans P 2011 *J. Fluid Mech.* **666** 445
- [12] Fang C, Yang Q, Yuan Q, Gan X, Zhao J, Shao Y, Liu Y, Han G, Hao Y 2021 *Opto-Electron. Adv.* **4** 200030
- [13] Friedrich H, Wintgen D 1985 *Phys. Rev. A* **32** 3231
- [14] Feshbach H 1958 *Ann. Phys.* **5** 357
- [15] Tittel A, Leitis A, Liu M, Yesilkoy F, Choi D Y, Neshev D N, Kivshar Y S, Altug H 2018 *Science* **360** 1105
- [16] Jahani Y, Arvelo E R, Yesilkoy F, Koshelev K, Cianciaruso C, De Palma M, Kivshar Y, Altug H 2021 *Nat. Commun.* **12** 3246
- [17] Chen X, Fan W 2019 *Opt. Lett.* **44** 5876
- [18] Srivastava Y K, Ako T R, Gupta M, Bhaskaran M, Sriram S, Singh R, T 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 151105
- [19] Wang Y L, Han Z H, Du Y, Qin J Y 2021 *Nanophotonics* **10** 1295
- [20] Yue L S, Wang Y, Cui Z J, Zhang X J, Zhu Y Q, Zhang X, Chen S G, Wang X M, Zhang K 2021 *Opt. Express* **29** 13563
- [21] Zhang Y B, Liu W W, Li Z C, Li Z, Cheng H, Chen S, Tian J G 2018 *Opt. Lett.* **43** 1842
- [22] Huo Y Y, Zhang X, Yan M, Sun K, Jiang S Z, Ning T Y, Zhao L N 2022 *Opt. Express* **30** 19030
- [23] Foley J M, Young S M, Phillips J D 2014 *Phys. Rev. B* **89** 165111
- [24] Chen S S, Zhang W X, Yang B, Wu T, Zhang X D 2019 *Sci. Rep.* **9** 5551
- [25] Du Q, Chen Y H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 154206 (in Chinese) [杜芊, 陈溢杭 2021 物理学报 **70** 154206]
- [26] Zhou C B, Huang L J, Jin R, Xu L, Li G H, Mohsen R, Chan X S, Lu W 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200564
- [27] Qin H Y, Su Z P, Liu M Q, Zeng Y X, Tang M C, Li M Y, Shi Y Z, Huang W, Qiu C W, Song Q H 2023 *Light Sci. Appl.* **12** 66
- [28] Li H J, Zhou H M, Wei G G, Xu H S, Qin M, Liu J Q, Wu F 2023 *Nanoscale* **15** 6636
- [29] Romano S, Zito G, Torino S 2018 *Photonics Res.* **6** 726
- [30] Zhou Y, Zheng H Y, Kravchenko I I, Valentine J 2020 *Nat. Photonics* **14** 316
- [31] Azzam S I, Shalaev V M, Boltasseva A, Kildishev A V 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 253901
- [32] Savinov V, Fedotov V A, Zheludev N I 2014 *Phys. Rev. B* **89** 205112
- [33] Forn-Díaz P, Lamata L, Rico E, Kono J, Solano E 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 025005
- [34] Singh R, Cao W, Al-Naib I, Cong L, Withayachumnankul W, Zhang W 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 171101
- [35] Ho L, Pepper M, Taday P 2008 *Nat. Photonics* **2** 541

Bound states in continuum domain of double resonant ring metal metasurfaces*

Wang Yue[†] Wang Hao-Jie Cui Zi-Jian Zhang Da-Chi

(Key Laboratory of Ultrafast Photoelectric Technology and Terahertz Science in Shaanxi,
Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

(Received 24 September 2023; revised manuscript received 9 November 2023)

Abstract

Metasurfaces have found extensive applications in microwave, terahertz, and optical range, serving different purposes such as filters, sensors, slow light devices, and nonlinear devices due to their distinctive electromagnetic response characteristics. Recent development requires metasurface devices to exhibit enhanced monochromaticity and stronger light interaction. Consequently, there is a growing interest in designing metasurfaces with high-quality factor (Q -factor) resonances, considering their crucial role in achieving sharp resonances through constructing bound states in the continuum (BIC) mode. The utilization of BIC has emerged as a prominent method of designing metasurfaces with high Q -factor resonances. Due to the fact that the changes in the structural parameters of metasurfaces can simultaneously affect the resonance of two components of q-BICs, it is difficult to achieve on-demand design of operating frequency, bandwidth, and Q -factor. In this work, we investigate a novel THz metasurfaces supporting q-BIC resonance. We optimize the geometric parameters of two split ring resonators (SRRs) to tailor the operating frequencies of intrinsic resonance, and tune the coupling between different resonance modes to form the q-BIC mode resonance. The dominant modes are demonstrated by the results of multipolar decomposition calculations of the electromagnetic field distributions and scattered power at different resonant operating frequencies. In x -polarized and y -polarized incident electromagnetic wave, the normalized coupling strength ratio between the two modes are calculated by Jaynes-Cummings model to be 0.54% (x -polarized) and 4.42% (y -polarized) respectively, which explains the law that the resonant frequency of different modes changes with the structural parameters of SRRs device. In order to analyze the refractive index sensing capabilities of our designed metasurfaces under the incident electromagnetic waves with different polarizations, we investigate the variations of the transmitted spectrum of the metasurface with refractive index of matters. The calculated results show that the sensitivity of the metasurface is 151 GHz/RIU when the incident wave is y -polarized and 108 GHz/RIU when the incident wave is x -polarized. We realize the effective control of the operating frequency, bandwidth, and Q -factor of the q-BIC mode resonance in the transmission spectrum of the metasurface, which provides a new idea for the practical designing of terahertz metasurfaces with high Q -factor.

Keywords: metasurfaces, multipole decomposition, bound states in continuum, terahertz

PACS: 78.67.Pt, 42.25.Bs, 42.25.Hz, 78.66.Bz

DOI: 10.7498/aps.73.20231556

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62275215), the Youth Innovation Team of Shaanxi Universities, China (Grant No. 21JP084), the Key Core Technology Research Project for Strategic Industry Chains of Xi'an Science and Technology Bureau, China (Grant No. 23LLRH0057), and the Key Research and Development Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2023GXLH-038).

[†] Corresponding author. E-mail: wangyue2017@xaut.edu.cn