

晶格扰动对纳米孔超表面 Fano 共振特性的影响

陈颖*, 李美洁, 王建坤, 赵蒙

燕山大学电气工程学院测试计量技术与仪器河北省重点实验室, 河北 秦皇岛 066004

摘要 高 Q 值共振超表面以其对局域电磁场的显著增强而在纳米光子学中受到广泛关注。基于全介质材料独特的电磁属性,提出了一种方形晶格对称性破缺的全介质纳米孔阵列超表面,通过打破方形晶格原胞的面内对称性来激发近红外区域的高 Q 值 Fano 共振。在垂直入射平面波的激发下,该超表面实现了极化独立的双重简并模态 Fano 共振以及极化依赖的三重非简并模态 Fano 共振,后者具有更高的 Q 值与更强的电磁局域性能。采用数值模拟探究了晶格扰动参数对三重非简并模态 Fano 共振特性的影响。结果表明,三重非简并模态 Fano 共振的 Q 值与局域电场强度受晶格扰动参数控制,通过优化晶格扰动参数,三重非简并模态 Fano 共振的 Q 值可同时高达 1.8×10^4 , 2.7×10^4 , 1.9×10^4 , 其局域电场强度可同时高达 2×10^4 , 3×10^4 , 1.5×10^4 。

关键词 表面光学; 光学超表面; 多重 Fano 共振; 方形晶格; 高 Q 值; 电磁局域增强

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1524001

Influence of Lattice Perturbation on Fano Resonance Properties of Nanohole Metasurface

Chen Ying*, Li Meijie, Wang Jiankun, Zhao Meng

Hebei Province Key Laboratory of Test/Measurement Technology and Instrument, School of Electrical Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, Hebei, China

Abstract Resonant metasurfaces with a high Q factor have received widespread attention in nanophotonics due to their significant enhancement effect in local electromagnetic fields. On the basis of the unique electromagnetic properties of all-dielectric materials, an all-dielectric nanohole array metasurface with a symmetry-broken square lattice is proposed in this paper. The in-plane symmetry of the square lattice unit cell is broken to excite multiple Fano resonances with a high Q factor in the near-infrared region. Under the excitation of plane waves at a normal incidence, the proposed metasurface can realize the double degenerate Fano resonance independent of polarization and the triple nondegenerate Fano resonance dependent on polarization, and the latter has a higher Q factor and stronger electromagnetic locality. The numerical simulation is performed to investigate the influence of lattice-perturbed parameters on the properties of the triple nondegenerate Fano resonance. The results reveal that the Q factor and the local electric field intensity of the triple nondegenerate Fano resonance are controlled by lattice-perturbed parameters. Through the optimization of lattice-perturbed parameters, the Q factor of the triple nondegenerate Fano resonance can be simultaneously up to 1.8×10^4 , 2.7×10^4 , and 1.9×10^4 , and their local electric field intensity can be simultaneously up to 2×10^4 , 3×10^4 , and 1.5×10^4 .

Key words optics at surfaces; optical metasurface; multiple Fano resonances; square lattice; high Q factor; electromagnetic local enhancement

1 引言

光学超表面^[1-2]是由亚波长尺度的原胞周期性排

列而成的超薄二维平面结构,通过调谐其结构参数,能够获得特定共振波长处的特征谱线与显著的电磁局域增强^[3]。由 Fano 共振^[4-5]形成的非对称线型光学超表

收稿日期: 2021-12-31; 修回日期: 2022-02-05; 录用日期: 2022-03-08

基金项目: 国家自然科学基金(61201112)、河北省重点研发计划项目(19273901D, 20373301D)、河北省自然科学基金(F2020203066)、中国博士后基金项目(2018M630279)、河北省博士后择优资助项目(D2018003028)、河北省高等学校科学技术研究项目(ZD2018243)

通信作者: *zhu7880@ysu.edu.cn

面具有比洛伦兹对称线型更高的光谱精细度^[6], 通过将 Fano 共振引入光学超表面中能够引起更加尖锐的共振特征与更强的电磁局域, 因此设计形式新颖且性能提升的 Fano 共振超表面引发了研究者的广泛关注。

为打破单个 Fano 共振在光学微纳器件等实际应用方面的局限性, 越来越多的研究工作聚焦于激发多重 Fano 共振以实现在多波段同时增强光与物质的相互作用。多重 Fano 共振需在结构单元中支持多个离散模态的激发, 通常这种纳米结构是较为复杂的, 虽然已有部分研究人员在等离子体超表面中实现了多重 Fano 共振, 如 Zhang 等^[7]提出了一种非对称劈裂环对七聚体阵列的等离子体超表面, 每对劈裂环支持的离散四极子模式与连续偶极子模式干涉形成太赫兹波段的双重 Fano 共振, 通过调整每对劈裂环的劈裂角度可调控双重 Fano 共振的共振位置, 但两个共振的 Q 值仅为 6.4 与 30。Moritake 等^[8]提出了一种非对称双纳米棒阵列超表面, 双棒间的同相模与反相模耦合形成近红外波段的双重 Fano 共振, 两共振的共振位置与 Q 值受双棒的棒长之差控制, 通过调谐其差值可使两共振的 Q 值分别达到 50 与 40。Liu 等^[9]提出了一种由 8 个纳米棒排列组合而成的“十字架型”等离子体九聚体阵列超表面, 该超表面在近红外波段支持多重极化独立的 Fano 共振, 通过调整周围纳米棒的棒长可对多重共振的共振位置进行灵活调控。但传统金属材料在近红外及可见光波段具有不可忽视的非辐射损耗, 导致等离子体超表面激发的 Fano 共振 Q 值普遍不理想, 而全介质材料在该波段几乎对光透明, 使用全介质材料诱导的共振是由位移电流而不是传导电流驱动^[10], 因而在其共振波长处能够约束极大的电磁能量, 获得更高的 Q 值。目前, 关于选择全介质材料构建多重 Fano 共振超表面的研究大多注重结构类型, 而针对全介质超

表面多重 Fano 共振的形成机理及特性的研究还比较少。

基于此, 本文提出了一种方形晶格对称性破缺的全介质纳米孔阵列超表面。通过时域有限差分方法分析该结构的传输特性, 发现: 当打破方形晶格原胞的面内对称性后, 晶格扰动超表面中的双离散简并模态共振、三离散非简并模态共振会分别与自由空间辐射连续体干涉形成双重极化独立、三重极化依赖的 Fano 共振。应用 Fano 模型定性分析各 Fano 共振强弱, 发现三重非简并模态 Fano 共振具有更高的 Q 值。进一步探究晶格扰动参数对三重非简并模态 Fano 共振特性的影响以调谐该超表面、实现超高 Q 值。

2 结构模型建立与理论分析

2.1 结构模型建立

所提出的方形晶格对称性破缺的全介质纳米孔阵列超表面如图 1(a) 所示, 该超表面由置于二氧化硅衬底上的刻蚀两对非对称空心孔的方形截面硅纳米立方体周期性排列而成, 其中衬底材料是折射率为 1.45 的 SiO_2 , 上层硅体是折射率为 3.478 的 Si, 周围环境介质是折射率为 1.33 的液体。图 1(b)、(c) 分别为该超表面的原胞示意图及其俯视图。晶格周期 $P = P_x = P_y = 800 \text{ nm}$, 硅体与空心孔的厚度 $t = 130 \text{ nm}$, 硅体的方形截面边长 $b = 680 \text{ nm}$, 两相邻空心孔的中心距 $l = 290 \text{ nm}$ 。 y 轴正向两空心孔的截面为方形, 其边长 $a = 110 \text{ nm}$; y 轴负向两空心孔的截面积较 y 轴正向减小 $\frac{1}{4}\pi r^2$, 其中 r 为与硅体等厚的 $1/4$ 硅圆柱体的底面半径。通过调谐其数值大小能够控制该超表面沿 y 轴的非对称程度。同时将 r 作为该超表面的晶格扰动参数, 其余结构参数作为基本参数。

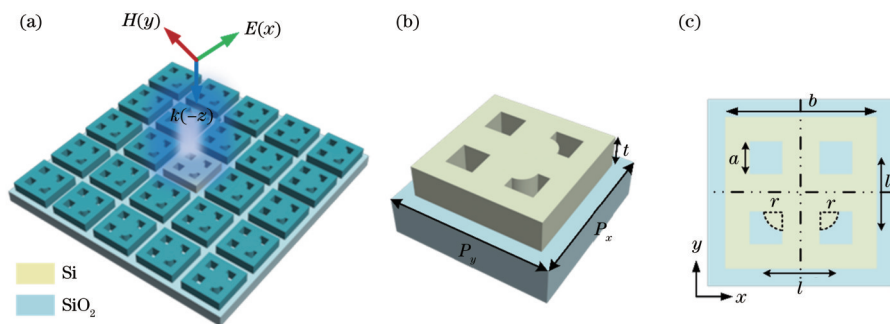


图 1 所提出的全介质超表面模型表征。(a) 方形晶格对称性破缺的全介质纳米孔阵列超表面示意图; (b) 原胞示意图; (c) 原胞俯视图(虚线框表示方形孔减小的面积)

Fig. 1 Model characterization of proposed all-dielectric metasurface. (a) Schematic diagram of all-dielectric nanohole array metasurface with symmetry-broken square lattice; (b) schematic diagram of unit cell; (c) top view of unit cell (dashed box represents reduced area of square hole)

当一束电场偏振分量 $E(x)$ 与磁场偏振分量 $H(y)$ 相互正交时, 波矢量沿 $-z$ 方向的平面波入射至该超表面, 得到如图 2 所示的该超表面在 $r = 0 \text{ nm}$ 与 $r = 80 \text{ nm}$ 时的反射光谱曲线对比图。当 $r = 0 \text{ nm}$ 时,

如图 2(a) 中带菱形与带三角的曲线所示, 该超表面分别由 x 、 y 极化波激发出双重 Fano 共振, 且两种情况下的反射光谱曲线完全重合, 故依次将 Fano 共振 1 与 Fano 共振 2 简记为 FR1 与 FR2。当 $r = 80 \text{ nm}$ 时, 如图

2(b)中带方块的曲线所示,该超表面由 x 极化波激发发出除 FR1 与 FR2 以外的三重线宽更窄的 Fano 共振,依次将 Fano 共振 3、Fano 共振 4 及 Fano 共振 5 简记为 FR3、FR4 与 FR5,如图 2(b)中带圆点的曲线所示,

FR3、FR4 与 FR5 在 y 极化波激发下完全消失,而 FR1 与 FR2 的反射光谱曲线与 x 极化波激发下完全重合,由此表明 FR3、FR4 与 FR5 是极化依赖的,FR1 与 FR2 是极化独立的。

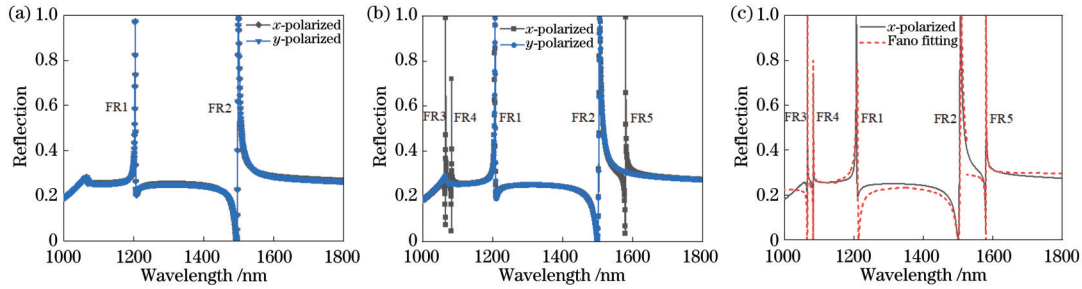


图 2 反射光谱对比图与拟合曲线。(a) $r=0$ nm 时该超表面在 x 、 y 极化波激发下的反射光谱对比图;(b) $r=80$ nm 时该超表面在 x 、 y 极化波激发下的反射光谱对比图;(c) FR1~FR5 的拟合曲线

Fig. 2 Comparison of reflectance spectra and fitting curves. (a) Comparison of reflection spectra of proposed metasurface when $r=0$ nm under excitation of x - and y -polarized waves; (b) comparison of reflection spectra of proposed metasurface when $r=80$ nm under excitation of x - and y -polarized waves; (c) fitting curves of FR1~FR5

应用经典的 Fano 模型对 FR1~FR5 的仿真曲线进行拟合,其表达式^[11]可描述为

$$R(\omega) = F \frac{[2(\omega - \omega_0)/\tau + q]^2}{1 + [2(\omega - \omega_0)/\tau]^2}, \quad (1)$$

式中: ω_0 和 τ 分别为 Fano 共振频率与共振线宽; F 为连续态与离散态的耦合系数; q 为决定 Fano 共振轮廓非对称性的 Breit-Wigner 参数, Fano 共振 Q 值由参数比值 $\frac{\omega_0}{\tau}$ ^[12] 求取。表 1 展示了表征 FR1~FR5 共振特性的主要参数值 ω_0 、 τ 、 F 、 q 和 Q , 可见解析推导与仿真计算呈现较好的吻合, 拟合曲线如图 2(c) 所示, 同时 FR3、FR4 与 FR5 的 Q 值明显高于 FR1 与 FR2, 这意味着极化依赖的三重 Fano 共振具有更大的共振强度。

表 1 表征 FR1~FR5 共振特性的主要参数值
Table 1 Main parameters describing resonant properties of FR1~FR5

λ / nm	ω_0 / eV	τ / nm	F	q	Q
1065.85	1.163	0.20	0.229	1.929	5327
1082.88	1.145	0.14	0.252	1.488	7719
1207.13	1.027	3.08	0.243	-1.495	392
1506.97	0.823	7.35	0.242	1.768	205
1580.24	0.785	0.63	0.299	1.722	2508

2.2 理论分析

全介质纳米孔阵列超表面支持 Fano 共振源于二维平面内的离散本征模态共振与自由空间辐射连续体之间的干涉^[13]。当平面波垂直入射该超表面时: 一部分光直接通过超表面形成一个谱线较宽的背景散射态, 即能够完全辐射的连续体; 而另一部分光则激发了二维平面内的离散本征模态, 形成洛伦兹线型的本征模态共振。当两种路径发生干涉时, 在反射光谱曲线

中观察到非对称线型的 Fano 共振^[14]。如图 3(a) 所示, 当 $r=0$ nm 时, 该超表面的原胞为二维方形晶格排列的纳米方孔, 根据对称特性, 方形晶格超表面属于 C_{4v} 点群, 该群在第一布里渊区中高度对称的波矢点 Γ 有 5 种不可约表示。图 3(a) 中标注了方孔超表面的原胞所具备的 6 种对称性, σ'_d 、 σ''_d 、 σ_x 、 σ_y 、 C_4 、 C_4^{-1} 、 C_2 依次代表沿主对角线的面内镜像对称性、沿副对角线的面内镜像对称性、沿 x 轴的面内镜像对称性、沿 y 轴的镜像对称性、90° 旋转对称性、270° 旋转对称性和 180° 旋转对称性。当平面波垂直入射时, 方形晶格超表面存在 6 种对称类型的离散本征模态^[15], 其均处于辐射连续域内, 如图 3(b) 所示: 其中 2 个为能够被平面波直接激发的双重简并模态 $E^{(1)}$ 与 $E^{(2)}$, 它们互成 90° 旋转重合版本, 其余 4 个为因与平面波的对称性不匹配而无法被直接激发的非简并模态 A_1 、 A_2 、 B_1 和 B_2 , 非简并模态表现为辐射连续域内的束缚态。当通过增大晶格扰动参数 r 打破方形晶格原胞的面内对称性后, 非简并模态退化成为简并模态分量与非简并模态分量的和^[16], 其中简并模态分量与平面波发生耦合导致原本不耦合的束缚态被激发出来, 并表现为具有尖锐共振特征的共振态, 同时非简并模态的非简并性质导致当方形晶格原胞的面内对称性被破坏后, 它们只能耦合到单个极化方向, 故其在反射光谱曲线中表现出极化依赖。如图 3(c) 所示, 用电场矢量 E 分别沿 x 轴与 y 轴来区分 x 极化平面波 (e_x) 与 y 极化平面波 (e_y)。

为了更深入地理解多重 Fano 共振形成的物理机制, 利用 Lumerical FDTD 软件对 FR1~FR5 的近场分布进行仿真分析, 图 4(a)~(h) 与图 5(a)~(f) 展示了电磁场在各个截面的分布情况, 场图中颜色的深浅表示仿真区域电磁场的强度, 其数值大小由场图右侧颜色条表征, 矢量图描述了电磁场的方向性, 白色虚线框为结构轮廓。由于二维平面内的离散简并及非简并模

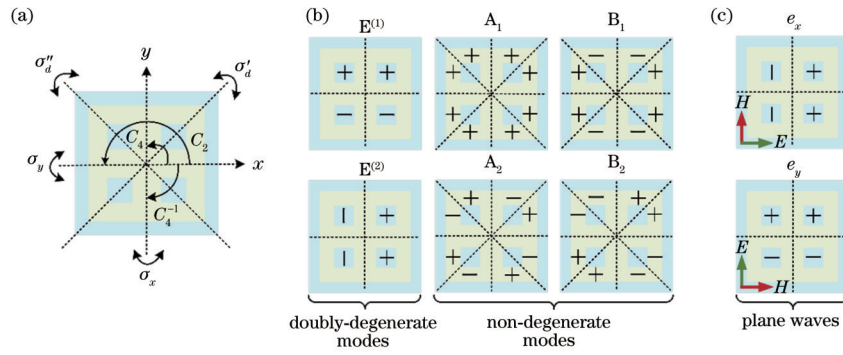


图 3 与该超表面在 $r=0\text{ nm}$ 时相关的对称性。(a) 方形晶格原胞的对称特征；(b) 双重简并模态与非简并模态的模场对称性；(c) x 极化平面波 e_x 与 y 极化平面波 e_y 的模场对称性(两“+”区域对称,两“-”区域反对称)

Fig. 3 Symmetry related to proposed metasurface when $r=0\text{ nm}$. (a) Symmetrical properties of square lattice unit cell; (b) mode field symmetry of double degenerate mode and non-degenerate mode; (c) mode field symmetry of x -polarized plane wave e_x and y -polarized plane wave e_y (two “+” areas are symmetrical, and two “-” areas are antisymmetric)

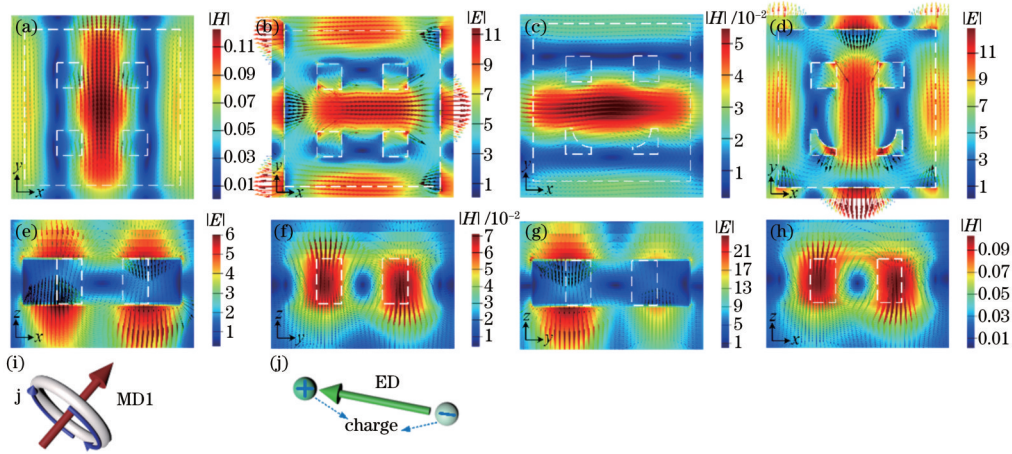


图 4 FR1 与 FR2 处的近场分布及其谐振模式的概念描述图。(a)(b) x 极化波激发下 FR1(FR2) 在 xoy 截面的磁场(电场)分布 $|H|$ ($|E|$); (c)(d) y 极化波激发下 FR1(FR2) 在 xoy 截面的磁场(电场)分布 $|H|$ ($|E|$); (e)(f) x 极化波激发下 FR1(FR2) 在 xoz (yoz) 截面的电场(磁场)分布 $|E|$ ($|H|$); (g)(h) y 极化波激发下 FR1(FR2) 在 yoz (xoz) 截面的电场(磁场)分布 $|E|$ ($|H|$); (i)(j) MD1 与 ED 的概念描述图

Fig. 4 Near field distributions of FR1 and FR2 and conceptual depiction of their resonant modes. (a)(b) Magnetic (electric) field distribution $|H|$ ($|E|$) of FR1 (FR2) at xoy cross section under x -polarized wave excitation; (c)(d) magnetic (electric) field distribution $|H|$ ($|E|$) of FR1 (FR2) at xoy cross section under y -polarized wave excitation; (e)(f) electric (magnetic) field distribution $|E|$ ($|H|$) of FR1 (FR2) at xoz (yoz) cross section under x -polarized wave excitation; (g)(h) electric (magnetic) field distribution $|E|$ ($|H|$) of FR1 (FR2) at yoz (xoz) cross section under y -polarized wave excitation; (i)(j) conceptual depiction of MD1 and ED

态只能由相同对称类型的垂直入射平面波激发^[17],因此这里通过各 Fano 共振在 xoy 截面的矢量场的对称性来解释 FR1~FR5 的形成机理。

首先分析双重简并模态 Fano 共振的激发,在 x 极化波激发下,如图 4(a)、(e)所示,电场在 FR1 处被激励成 xoz 截面的环形分布,这增强了法向磁场,从而产生了沿 y 方向振荡的磁偶极子 MD1,该磁谐振模式在 xoy 截面的磁场矢量分布整体关于 y 轴对称,属于 $E^{(1)}$ 模态,故只能由 e_x 的 H_y 偏振分量激发。如图 4(b)、(f)所示,磁场在 FR4 处被激励成 yoz 截面的环形分布,增强了其法向电场,从而产生了沿 x 方向振荡的电偶极

子 ED,该电谐振模式在 xoy 截面的电场矢量分布整体关于 x 轴对称,属于 $E^{(2)}$ 模态,故只能由 e_x 的 E_x 偏振分量激发, $E^{(1)}$ 与 $E^{(2)}$ 模态分别与自由空间辐射连续体干涉形成 FR1 与 FR2。图 4(i)、(j)分别给出了 MD1 与 ED 的概念描述图。在 y 极化波激发下,如图 4(c)、(g)所示,电场被激励成 yoz 截面的环形分布,从而产生了沿 x 方向振荡的磁偶极子,该磁谐振模式在 xoy 截面的磁场矢量分布与 MD1 互成 90° 旋转重合版本,故属于 $E^{(2)}$ 模态,只能由 e_y 的 H_x 偏振分量激发。如图 4(d)和 4(h)所示,磁场被激励成 xoz 截面的环形分布,从而产生了沿 y 方向振荡的电偶极子,该电谐振模式在 xoy

截面的电场矢量分布与 ED 互成 90° 旋转重合版本, 故属于 $E^{(1)}$ 模式, 只能由 e_y 的 E_y 偏振分量激发, 同理, $E^{(2)}$ 与 $E^{(1)}$ 模式分别与自由空间辐射连续体干涉形成双重简并模式 Fano 共振。由于 x, y 极化波激发下形成的双重简并模式 Fano 共振处对应的谐振模式相同, 因此, FR1 与 FR2 在图 2 反射光谱曲线中表现出极化独立。

接下来分析三重非简并模式 Fano 共振的激发。如图 5(a)、(d) 所示, 电场在 FR3 处被局域到硅体边缘与内部。硅体边缘的电场矢量分布属于 A_2 模式^[18], 硅体内部的位移电流在 xoy 截面内呈现一个逆时针、另一个顺时针绕向的反相闭环分布, 增强了两闭环中心的磁场, 从而产生了一对磁偶极矩沿 $+z, -z$ 方向的磁偶极子, 其与 e_x 的 H_y 偏振分量构成 yoz 截面的环形磁场分布, 激发了沿 $+x$ 方向振荡的环形偶极子 TD1。图 5(g) 为 TD1 的概念描述图, TD1 与 A_2 的杂化共振电场矢量在 xoy 截面内整体关于 x 轴对称, 故该非简并模式共振主导的杂化共振只能由 e_x 激发。如图 5(b)、(e) 所示, 电场在 FR4 处也被局域到硅体边缘与内部, 硅体边缘的电场矢量分布仍属于 A_2 模式, 但硅

体内部的位移电流整体反相, 即在 xoy 截面内呈现一个顺时针、另一个逆时针绕向的反相闭环分布, 从而产生了一对磁偶极矩沿 $-z, +z$ 方向的磁偶极子, 激发了沿 $-x$ 方向振荡的环形偶极子 TD2。如图 5(h) 中 TD2 的概念描述图所示, TD2 与 A_2 的杂化共振电场矢量在 xoy 截面内整体关于 x 轴对称, 故该非简并模式共振主导的杂化共振也只能由 e_x 激发。如图 5(c)、(f) 所示, 电场在 FR5 处被局域到空心孔内部, e_x 的 E_x 偏振分量导致两对空心孔各在其左、右侧产生反相极化异号电荷, 从而产生两个沿 x 方向的电偶极子, 光在此处散射并进入原胞内部形成 xoy 截面的环形电场分布, 激发沿 z 方向振荡的磁偶极子 MD2。图 5(i) 为 MD2 的概念描述图, MD2 在 xoy 截面的磁场矢量垂直向里, 属于 A_1 模式^[19]。上述三种非简并模式共振主导的杂化共振分别与自由空间辐射连续体干涉形成 FR3、FR4 与 FR5。综上所述, 近场分析结果表明图 2 (b) 中极化依赖的 FR3、FR4 和 FR5 是三重非简并模式 Fano 共振, 极化独立的 FR1 与 FR2 是双重简并模式 Fano 共振, 通过对比 FR1~FR5 处的局域场强发现, 三重非简并模式 Fano 共振比双重简并模式 Fano 共振具有更大的局域场强。

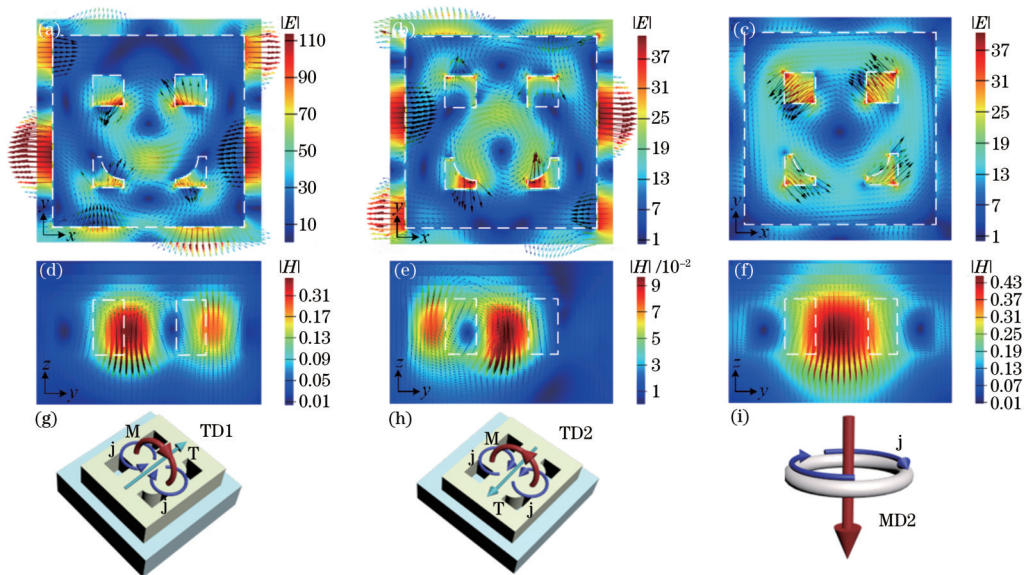


图 5 FR3、FR4 和 FR5 处的近场分布及其共振模式的概念描述图。(a)~(c) FR3、FR4 和 FR5 在 xoy 截面的电场分布 $|E|$; (d)~(f) FR3、FR4 和 FR5 在 yoz 截面的磁场分布 $|H|$; (g)~(i) TD1、TD2 和 MD2 的概念描述图

Fig. 5 Near field distributions of FR3, FR4, and FR5 and conceptual depiction of their resonant modes. (a)~(c) Electric field distributions $|E|$ of FR3, FR4, and FR5 at xoy cross section; (d)~(f) magnetic field distributions $|H|$ of FR3, FR4, and FR5 at yoz cross section; (g)~(i) conceptual depiction of TD1, TD2, and MD2

3 结构参数对多重 Fano 共振特性的影响

3.1 基本参数对共振位置的调节

图 6 分析了基本参数 b, P, a, t 和 l 对 FR1~FR5 共振位置的影响, 其中晶格扰动参数 r 固定为 80 nm。如图 6(a) 所示, 对 b 从 680 nm 到 720 nm 进行参数化扫

描, 步长为 10 nm, 可见: 对于电场局域在原胞横向边缘的 FR3 与 FR4 以及沿 x 方向存在电偶极子的 FR2 与 FR5 来说, 其共振位置均随着 b 的增加而产生轻微红移。出现该现象的原因是: 两相邻原胞沿 x 方向的间距减小, 导致分布在两相邻原胞间隙的异种谐振电荷之间的排斥作用减小^[20], 谐振运动的回复力减小, 对应的共振波长发生红移。如图 6(b) 所示, 对 P 从

760 nm 到 800 nm 进行参数化扫描,步长为 10 nm,可见:随着 P 的增加,磁偶响应 FR1 与 FR5 产生明显的红移。然而,环偶响应 FR3 与 FR4 及电偶响应 FR2 的共振位置却基本未发生改变,故调节该参数主要影响磁谐振模式的共振位置。如图 6(c) 所示,对 a 从 80 nm 到 120 nm 进行参数化扫描,步长为 10 nm,随着 a 的增加,硅体的有效尺寸减小,阵列表面光场的反应面积减小,引起激发能增大^[21],五重 Fano 共振整体蓝移。但相比之下,调节该参数主要影响在空心孔内部存在局域电场的 FR4 与 FR5 的共振位置,更大的空心孔尺寸将导致更大的局域电场强度。如图 6(d) 所示,对 t 从 120 nm 到 160 nm 进行参数化扫描,步长为 10 nm,随着 t 的增加,五重 Fano 共振整体红移,且这种变化是均匀、稳定的。该现象可由单个介质纳米颗粒与介质基底的耦合效应^[22]来解释:硅体在 x 极化波的激发下产

生沿 x 方向分布的极化异种电荷并形成沿 x 方向的电偶极矩,该极矩在 SiO_2 基底上诱导产生镜像电偶极矩,随着硅体与 SiO_2 基底距离的增大,同种电荷排斥力减小,谐振回复力减小,对应的共振波长发生红移。如图 6(e) 所示,对 l 从 280 nm 到 320 nm 进行参数化扫描,步长为 10 nm,可见五重 Fano 共振的共振位置基本未改变,这表明调节该参数基本不对五重 Fano 共振的共振位置产生影响。综上所述,通过改变基本参数 b 、 P 、 a 和 t ,能够对该超表面产生的 Fano 共振位置进行调节。具体而言:对于复杂的集体响应 FR3 与 FR4 来说,其共振位置主要通过 b 、 a 和 t 来调节;对于磁偶响应 FR5 来说,其共振位置主要通过 b 、 P 、 a 和 t 来调节。因此,基于该超表面的光学器件,其工作波段可以通过调节基本参数来实现。

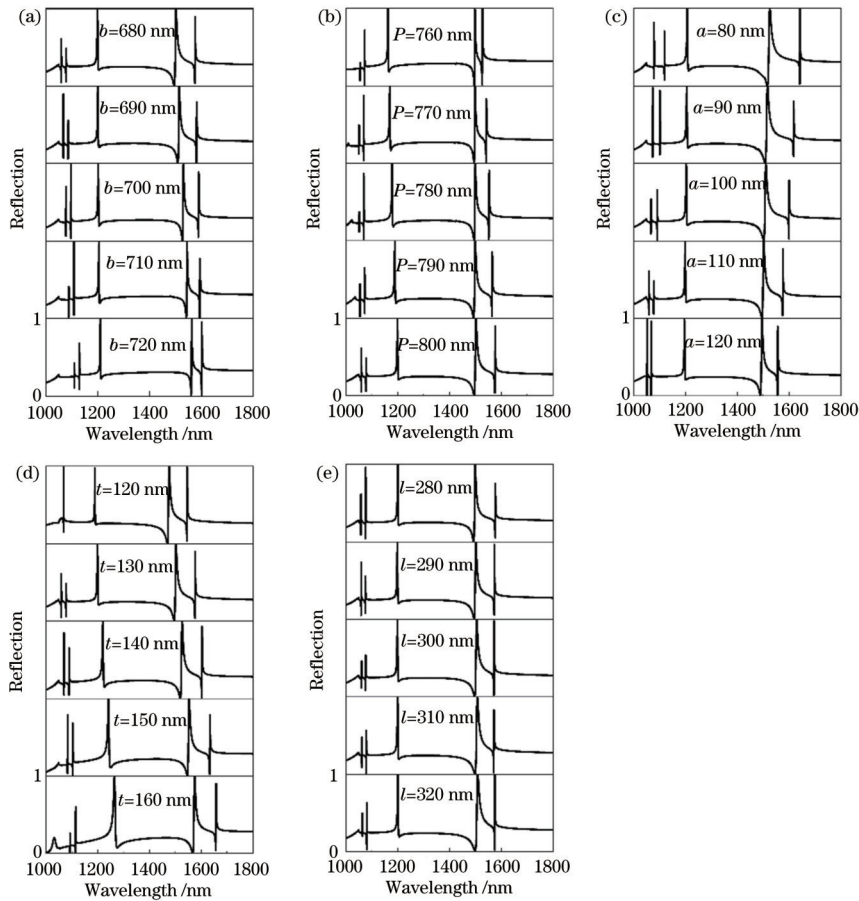


图 6 基本参数对共振位置的影响。(a) b 对共振位置的影响;(b) P 对共振位置的影响;(c) a 对共振位置的影响;(d) t 对共振位置的影响;(e) l 对共振位置的影响

Fig. 6 Influence of fundamental parameters on resonant position. (a) Influence of b on resonant position; (b) influence of P on resonant position; (c) influence of a on resonant position; (d) influence of t on resonant position; (e) influence of l on resonant position

3.2 晶格扰动参数对共振 Q 值及局域电场强度的调节

图 7 计算了不同的晶格扰动参数 r 对 FR1~FR5 共振 Q 值的影响,其中基本参数的尺寸与图 1 保持一致。图 7(a) 为该超表面在 r 从 0 nm 到 160 nm 变化时的反射光谱曲线。显然,双重简并模式能够在

$r=0$ nm 时的方形晶格超表面中由平面波直接激发出来,随着 r 的增加,FR1 与 FR2 的线宽几乎保持不变,故调节晶格扰动参数基本不影响双重简并模式 Fano 共振的 Q 值。而且,由前文表 1 可知,当 $r=80$ nm 时,FR1 与 FR2 的 Q 值分别为 392 与 205,明显低于 FR3、FR4 和 FR5 的 Q 值。因此,以下针对三重非简并模式

Fano 共振 Q 值随 r 的变化展开详细分析。对于 FR3、FR4 和 FR5 来说: 当 $r=0$ nm 时, 三重非简并模式 Fano 共振的线宽为 0, 在反射光谱曲线中完全消失, 说明此时没有能量从方形晶格超表面中泄漏到自由空间, 即存在不耦合的非简并模式; 当增加 r 时, 三重非简并模式 Fano 共振出现在反射光谱曲线中, 且其线宽随 r 的增加而逐渐增大, 这是由于方孔内两个 $1/4$ 圆柱的运动扰动了方形晶格原胞的面内对称性, 导致原本不耦合的非简并模式被激发出来并耦合到自由空间辐射连续体, 形成 Fano 共振。 r 的增加引起对非简并模式耦合强度的增强^[23], 这种增强表现为线宽的增大。图 7(b) 计算了 FR3、FR4 和 FR5 在 r 增加过程中的 Q 值的变化, 可见三共振的变化趋势大体一致, 即 Q 值均随着 r

接近 0 nm 而逐渐增大。当 $r=5.2$ nm 时, 三共振的 Q 值可分别高达 1.8×10^4 、 2.7×10^4 和 1.9×10^4 ; 当 $r=0$ nm 时, 三共振的 Q 值变成无穷值。上述分析结果表明, 非简并模式的激发成为实现高 Q 值 Fano 共振的必要条件, 其与连续外辐射波的耦合强度受晶格扰动参数控制, 晶格扰动参数越小, 耦合强度越低, Fano 共振 Q 值越高, 因此, 通过优化晶格扰动参数可调节该超表面, 实现超高 Q 值。超高 Q 值的 Fano 共振往往伴随着强烈的局域电场增强。图 7(c) 计算了 FR3、FR4 与 FR5 随 r 变化时的局域电场强度变化, 可见: 随着 r 的减小, 三共振的局域电场强度经历由缓慢增加到迅速增加的过程; 当 $r=5.2$ nm 时, 三共振的局域电场强度同时达到极高值 2×10^4 、 3×10^4 与 1.5×10^4 。

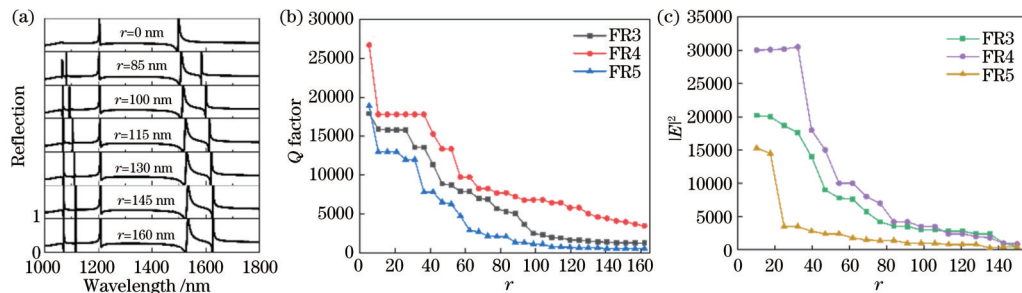


图 7 晶格扰动参数对共振 Q 值及局域电场强度的影响。(a) FR1~FR5 随 r 增大的反射光谱曲线变化; (b) FR3、FR4 和 FR5 随 r 增大的共振 Q 值变化; (c) FR3、FR4 和 FR5 随 r 增大的局域电场强度变化

Fig. 7 Influence of lattice-perturbed parameters on resonant Q factor and local electric field intensity. (a) Reflectance spectra of FR1~FR5 varying with r ; (b) resonant Q factors of FR3, FR4, and FR5 varying with r ; (c) local electric field intensity of FR3, FR4, and FR5 varying with r

4 结 论

提出了一种方形晶格对称性破缺的全介质纳米孔阵列超表面。在垂直入射平面波的作用下, 无需打破方形晶格原胞的面内对称性就能被直接激发出来的离散简并模式与自由空间辐射连续体干涉, 实现了极化独立的双重 Fano 共振。通过打破方形晶格原胞的面内对称性, 原本不耦合的离散非简并模式被激发出来并与自由空间辐射连续体干涉, 实现了更高 Q 值的极化依赖的三重 Fano 共振。应用数值仿真分析了晶格扰动参数对三重非简并模式 Fano 共振特性的影响, 结果表明: 三重非简并模式 Fano 共振的 Q 值与局域电场强度受晶格扰动参数控制, 通过优化晶格扰动参数可使三者的 Q 值同时高达 1.8×10^4 、 2.7×10^4 和 1.9×10^4 , 局域电场强度同时高达 2×10^4 、 3×10^4 和 1.5×10^4 。

参 考 文 献

- [1] Li Z, Liu W W, Li Z C, et al. Fano-resonance-based mode-matching hybrid metasurface for enhanced second-harmonic generation[J]. Optics Letters, 2017, 42(16): 3117-3120.
- [2] 廖琨, 甘天奕, 胡小永, 等. 基于介质超表面的片上集成纳米光子器件[J]. 光学学报, 2021, 41(8): 0823001. Liao K, Gan T Y, Hu X Y, et al. On-chip nanophotonic devices based on dielectric metasurfaces[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(8): 0823001.
- [3] Zhu H T, Pu T, Mou W F, et al. Analysis of beat noise in optical stealth transmission system[J]. Optics Communications, 2021, 501: 127390.
- [4] Shi W J, Wang Y Q, Zhou J C, et al. Multifunctional Fano resonance modulator with graphene-based double-layer independent gratings[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2021, 38(10): 2823-2829.
- [5] Yang L, Wang J C, Yang L Z, et al. Characteristics of multiple Fano resonances in waveguide-coupled surface plasmon resonance sensors based on waveguide theory[J]. Scientific Reports, 2018, 8: 2560.
- [6] Bochkova E, Han S, de Lustrac A, et al. High-Q Fano resonances via direct excitation of an antisymmetric dark mode[J]. Optics Letters, 2018, 43(16): 3818-3821.
- [7] Zhang W W, Feng Y M, Zhang Y X, et al. Sensitivity and tunability of heptamer clusters composed of asymmetric split nanorings[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2015, 48(27): 275102.
- [8] Moritake Y, Kanamori Y, Hane K. Demonstration of sharp multiple Fano resonances in optical metamaterials [J]. Optics Express, 2016, 24(9): 9332-9339.
- [9] Liu S D, Leong E S P, Li G C, et al. Polarization-independent multiple Fano resonances in plasmonic nonamers for multimode-matching enhanced multiband second-harmonic generation[J]. ACS Nano, 2016, 10(1):

- 1442-1453.
- [10] Zhang X D, Kong D P, Liu S J, et al. All-dielectric metasurface with multi-function in the near-infrared band [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2020, 37(11): 1731-1739.
- [11] Hoang T T, Ngo Q M, Vu D L, et al. Controlling Fano resonances in multilayer dielectric gratings towards optical bistable devices[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 16404.
- [12] Ban G X, Gong C, Zhou C B, et al. Fano-resonant silicon photonic crystal slab for efficient third-harmonic generation[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(1): 126-129.
- [13] Cui C C, Zhou C B, Yuan S, et al. Multiple Fano resonances in symmetry-breaking silicon metasurface for manipulating light emission[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(10): 4074-4080.
- [14] Bai T R, Li Q, Wang Y Q, et al. Terahertz vortex beam generator based on bound states in the continuum[J]. *Optics Express*, 2021, 29(16): 25270-25279.
- [15] Zhou C B, Liu G Q, Ban G X, et al. Tunable Fano resonator using multilayer graphene in the near-infrared region[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(10): 101904.
- [16] Xu H Z, Zhong R H, Wang X L, et al. Dual-wavelength filters based on two-dimensional photonic crystal degenerate modes with a ring dielectric rod inside the defect cavity[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(14): 4534-4541.
- [17] Lee J, Zhen B, Chua S L, et al. Observation and differentiation of unique high-Q optical resonances near zero wave vector in macroscopic photonic crystal slabs[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(6): 067401.
- [18] Crozier K B, Lousse V, Kilic O, et al. Air-bridged photonic crystal slabs at visible and near-infrared wavelengths[J]. *Physical Review B*, 2006, 73(11): 115126.
- [19] Cui C C, Yuan S, Qiu X Z, et al. Light emission driven by magnetic and electric toroidal dipole resonances in a silicon metasurface[J]. *Nanoscale*, 2019, 11(30): 14446-14454.
- [20] 向进, 徐毅, 兰胜. 基于高折射率半导体微纳颗粒米氏共振的荧光调控[J]. *中国激光*, 2020, 47(7): 0701015.
Xiang J, Xu Y, Lan S. Fluorescence manipulation based on Mie resonance of semiconductor nanoparticles with high refractive index[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(7): 0701015.
- [21] Bi W L, Zhang X, Yan M, et al. Low-threshold and controllable nanolaser based on quasi-BIC supported by an all-dielectric eccentric nanoring structure[J]. *Optics Express*, 2021, 29(8): 12634-12643.
- [22] 旷依琴, 李刚, 闫竹青, 等. 工字形椭圆纳米结构的吸收及其折射率敏感特性研究[J]. *光学学报*, 2020, 40(14): 1424001.
Kuang Y Q, Li G, Yan Z Q, et al. Absorption and refractive index sensitivity of the I-shaped elliptical nanostructures[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(14): 1424001.
- [23] Yuan S, Qiu X Z, Cui C C, et al. Strong photoluminescence enhancement in all-dielectric Fano metasurface with high quality factor[J]. *ACS Nano*, 2017, 11(11): 10704-10711.