

激光与光电子学进展

基于环偶极子共振的高 Q 值超材料传感器徐云川¹, 江达飞¹, 王春早^{2*}¹衢州职业技术学院信息工程学院, 浙江 衢州 324000;²绍兴文理学院数理信息学院, 浙江 绍兴 312000

摘要 提出了一种结构简单且可激发环偶极子共振的全介质超材料, 该超材料具有高品质因子(Q)和高灵敏(FOM)值。基于环偶极子共振电流密度和电场分布, 分析了超材料能够激发环偶极子的内在物理机制。经模拟计算发现, 全介质超材料的 Q 值和 FOM 值可分别达到 14000 以上和 672.7/RIU 左右。基于谐振子耦合模型和共振波长处的电场分布, 分析了超材料全介质开口环间距和探测物厚度对其 Q 值和环偶极子共振波长的影响机理。该研究可以为设计制备应用于生物、化学探测的高质量环偶极子共振超材料传感器提供理论基础。

关键词 光纤光学与光通信; 环偶极子; 超材料; 品质因子; 灵敏值

中图分类号 S220.4

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP221929

High- Q Metamaterial Sensor Based on Toroidal Dipole ResonanceXu Yunchuan¹, Jiang Dafei¹, Wang Chunzao^{2*}¹College of Information Engineering, Quzhou College of Technology, Quzhou 324000, Zhejiang, China;²School of Mathematical Information, Shaoxing University, Shaoxing 312000, Zhejiang, China

Abstract An all-dielectric metamaterial with a simple structure and can excite toroidal dipole resonance, and that exhibits a high quality factor (Q) and high sensitivity (FOM) value is proposed. Based on the current density and electric field distribution of toroidal dipole resonance, the intrinsic physical mechanism that the metamaterial can excite the toroidal dipole is analyzed. Numerical simulation shows that the Q and FOM values of the all-dielectric metamaterial can reach more than 14000 and approximately 672.7 nm/RIU, respectively. Based on the harmonic oscillator coupling model and the electric field distribution at the resonant wavelength, the influence mechanism of spacing between the rings and thickness of the detector on the Q value and the resonant wavelength is also analyzed. This study can provide a theoretical basis for the design and preparation of high-quality toroidal dipole resonance metamaterial sensors for use in biological and chemical detection.

Key words fiber optics and optical communication; toroidal dipole; metamaterial; quality factor; figure of merit

1 引言

作为一种基本的激励方式之一, 环偶极子(TD)与磁偶极子和电偶极子极为不同, 它最早是由科学家 Zel'dovich 为了解释原子核中宇称不守恒现象提出的^[1-2]。TD 可分为磁环偶极子和电环偶极子, 它们之间的区别主要在于偏振电流的不同。磁环偶极子由沿其子午线在圆环表面流动的极化电流产生, 而电环偶极子则由沿环面方向流动的极化电流环产生^[3]。尽管环偶极子存在于自然界当中, 而且它由于具有高品质

因子(Q)值^[4-5], 因此在存储、探测中具有较大的应用优势。但是由于它一般不直接与电磁波直接作用, 所以在大多数情况下相比于电/磁偶极子要微弱许多, 因此经常被人们所忽略^[6-7]。

由于自然界材料对 TD 响应非常微弱, 因此需要通过特定方式将其响应提高后才能进行测量。为了能够提高 TD 响应强度, 使其可达到可被测量的量级, 人们将视线转移到超材料上, 因为通过改变超材料内部亚波长单元结构的参数可实现对电磁波的有效操控^[8-9]。可以通过对超材料结构参数的调整和优化, 使

收稿日期: 2022-06-07; 修回日期: 2022-06-28; 录用日期: 2022-07-04; 网络首发日期: 2022-07-14

基金项目: 国家自然科学基金(61575008, 61650404)、陕西省自然科学基金(2021JQ-201)、浙江省基础公益研究计划(LGG21E050002)、衢州市科技计划(2019K20)

通信作者: *chunzaowang@163.com

超材料能够抑制电/磁极子的响应,提高 TD 响应强度^[10]。

自 2010 年,Kaelberer 等^[11]在实验上从由四个嵌入在介质平板中金属开口环构成的超材料中观测到环偶极子存在后,就有许多不同类型的超材料相继被提出并都激发出了环偶极子响应。如 2016 年 Gupta 等^[12]提出的由镜面对称的金属开口环构成的超材料,在实验上验证了该超材料在太赫兹频段上有 TD 响应存在;2019 年,Chen 等^[13]提出一种也可在太赫兹频段上激发 TD 响应的超材料,该超材料由两个铝质“E”形平面结构构成。可以发现,上述这些超材料大多都是由金属材料构成,这会导致焦耳热、材料损耗等问题的存在^[14]。

因为由金属材料构成的超材料存在材料损耗和焦耳热等问题,导致环偶极子共振的 Q 值较低,严重限制其在传感、探测领域的应用。为此人们希望通过构建全介质超材料实现环偶极子响应。2019 年,Chen 等^[15]提出一种在太赫兹频段的全介质超材料,他们在二氧化硅衬底上设计了四个高度不一的介质圆盘,并在圆盘上又覆盖了石英玻璃,这种超材料可激发高 Q 值的 TD 共振,并可用于液体探测。2021 年,Jiang 等^[16]提出一种 Q 值在理论上可达 37100 的全介质超材料,该超材料在硅衬底上设计了一个混合环杆结构。通过设计全介质超材料可避免金属超材料的问题,同时可提高 TD 共振的 Q 值。但是可以发现,目前绝大多数超材

料激发的环偶极子响应大都是在太赫兹频段,鲜有在可见光和近红外波段。

为此,本文设计了一种由全介质材料构成的超材料,该超材料可在近红外波段激发具有高 Q 值、高灵敏 (FOM) 值的 TD 共振。通过模拟计算超材料在 TD 共振波长处的电流分布和散射功率,对本文设计的全介质超材料能激发 TD 共振的内在物理机制进行了全面分析。与此同时,还对超材料的传感特性进行了模拟计算与分析。结果发现,本文的全介质超材料 Q 值可达 14000 以上,FOM 值可达 672.7/RIU 左右,明显高于其他文献^[17-19]所提出的超材料传感器。

2 器件结构

图 1 所示的是具有高 Q 值、高 FOM 值的全介质超材料单元结构。从图中可以看到,该超材料是在衬底上放置了一对沿 y 轴对称的全介质开口环。超材料的衬底材料是折射率为 1.46 的 SiO_2 ,全介质开口环的材料是折射率为 3.45 的 Si。图 1(a)~1(c) 分别是超材料的俯视图、左视图和正视图。超材料单元结构参数分别为: $L_x=520\text{ nm}$ 、 $L_y=365\text{ nm}$ 、 $g=20\text{ nm}$ 、 $w=120\text{ nm}$ 、 $l=w/2=60\text{ nm}$ 、 $t=200\text{ nm}$ 、 $d=380\text{ nm}$ 。如无特殊说明,所有数值计算都按上述结构参数进行。超材料单元是在 x 、 y 轴方向上以 $P_x=P_y=890\text{ nm}$ 的周期排列最终构成一个完整的超材料。

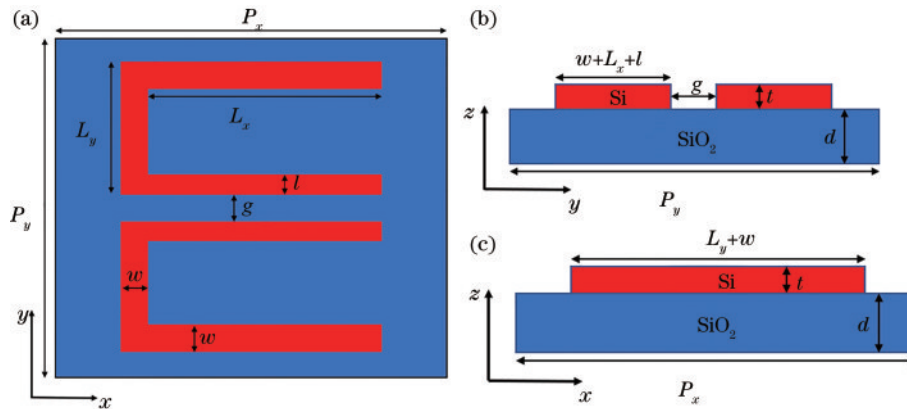


图 1 超材料单元结构。(a) 俯视图;(b) 左视图;(c) 正视图

Fig. 1 Metamaterial element structure. (a) Top view; (b) left view; (c) front view

利用时域有限差分法(FDTD)对所设计的超材料进行模拟计算。在模拟计算中, x 和 y 轴方向使用周期性边界条件, z 轴方向使用完美匹配层。为了保证模拟计算结果的精确度,模拟时在 x 和 y 轴方向的网格设置为 6 nm , z 轴方向的网格设置为 10 nm 。入射光设置为平面光,入射方向沿 $-z$ 轴方向入射,偏振方向为TE偏振(沿 x 轴方向)。

对于本文提出的超材料在将来实验上的制备也较为简单,目前的半导体工艺技术完全可以满足。首先通过外延技术在 SiO_2 衬底上生长一层 200 nm 厚度的Si膜,然后通过光刻、显影等技术获得全介质开口环图

形,最后利用干法刻蚀技术刻蚀并去除光刻胶,最终制备出所需要的全介质超材料^[20-21]。

3 结果与讨论

3.1 环偶极子共振的激发

图 2(a)所示的是超材料在无探测物体覆盖其上的透射光谱,从图中可以发现,透射光谱中在波长 1513.15 nm 处出现了一个非常尖锐的类 Fano 共振。因为共振曲线不是左右对称,所以在计算其品质因子 Q 值时不可以用标准洛伦兹线型谐振的品质因子公式计算。而是要将光谱与 Fano 公式进行拟合后再对 Q

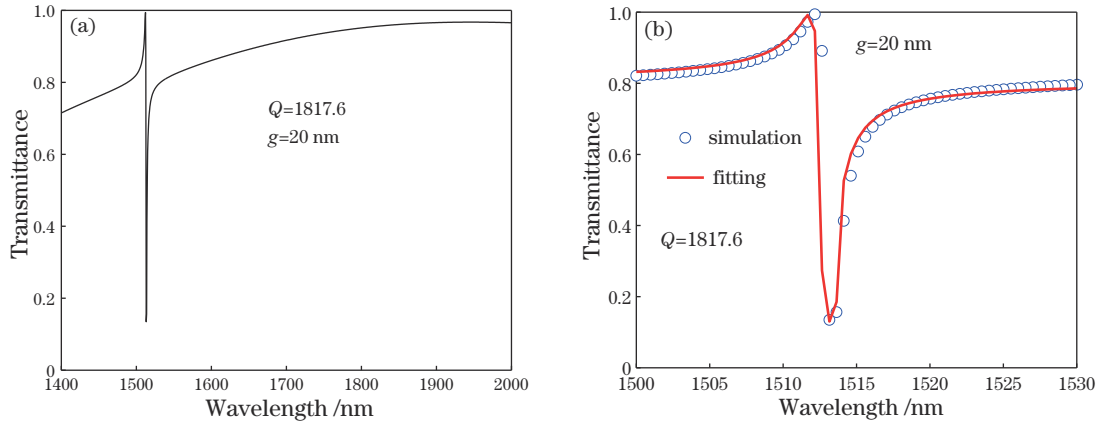


图 2 超材料的透射光谱和拟合曲线。(a) 透射光谱;(b) 拟合曲线

Fig. 2 Transmission spectrum and fitting curve of metamaterials. (a) Transmission spectrum; (b) fitting curve

值进行计算。Fano 拟合公式为

$$T(\omega) = T_0 + G \frac{[q + 2(\omega - \omega_0)/\Gamma]^2}{1 + [2(\omega - \omega_0)/\Gamma]^2}, \quad (1)$$

式中： $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$ 是共振角频率，其中 c 是真空光速， λ 是共振波长； Γ 是共振线宽； T_0 是背景散射参数； G 是连续态与离散态的耦合系数； q 是 Breit-Wigner-Fano 参数，决定共振曲线的非对称性； ω 是入射光角频率； $T(\omega)$ 是透射率^[22]。因此 Q 值可以通过 ω_0/Γ 计算得到。

基于 Matlab 利用式(1)对 Fano 共振进行了拟合，

具体如图 2(b) 所示。图 2(b) 为模拟计算得到的透射光谱与基于式(1)得到的拟合光谱，可以发现两者基本吻合。此时 $G=0.7626$, $q=0.461$, $T_0=0.04573$, $\Gamma=0.685$ THz, $\omega_0=1245.085$ THz, 故 $Q=1817.6$ 。可以发现此时超材料的 Q 值已经达到较高值，明显高于已报道的文献^[17-19,23]。

为了探究超材料能实现超尖锐共振的内在物理机制。计算了超材料在共振波长处的电流密度分布，具体如图 3(a) 所示。从图 3(a) 中可以发现，超材料上方

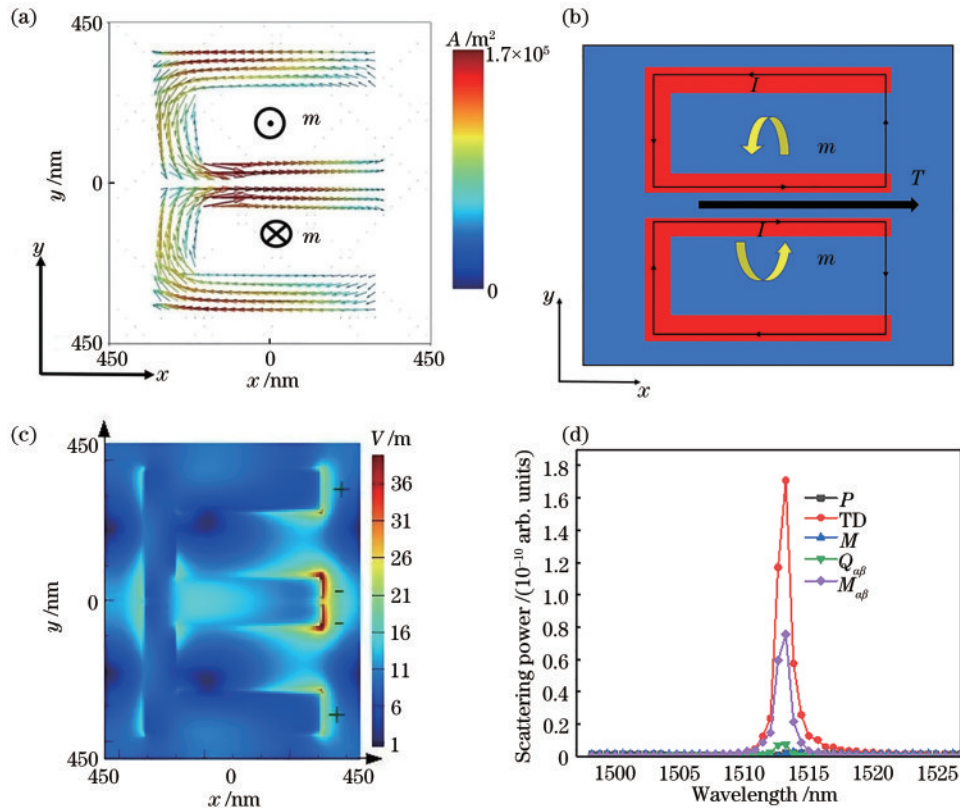


图 3 超材料 Fano 共振内在物理机制研究。(a) 超材料电流密度分布;(b) 环偶极子激发示意图;(c) 超材料电场分布;(d) 不同类型多极子散射功率

Fig. 3 Study on intrinsic physical mechanism of Fano resonance in metamaterials. (a) Current density distribution of metamaterials; (b) schematic diagram of toroidal dipole excitation; (c) electric field distribution of metamaterials; (d) scattering powers of different types of multipole

的介质开口环的电流沿逆时针方向流动,而下方的介质开口环的电流沿顺时针方向流动。由电磁波相关理论可知,这导致上方的介质开口环会形成沿 z 轴负方向的磁场,而下方的介质开口环会形成沿 z 轴正方向的磁场。从而在上下分介质开口环形成了首尾相连的磁极子,进而在沿 x 轴正方向激发了环偶极子,此时磁偶极子与自由空间耦合微弱,并以高 Q 值共振出现。图 3(b) 给出了环偶极矩激发的示意图。由上述分析可以得出,超材料在波长 1513.15 nm 处出现非常尖锐的类 Fano 共振是由磁环偶极子共振所导致的^[24]。由此也证明了本文设计的超材料在近红外波长激发了 TD 共振。另外还计算了超材料在共振波长处的电场分布,具体如图 3(c) 所示,根据电流密度分布可知,上下方介质开口环的电流都是从宽长轴流向窄长轴。

另外,本文在笛卡儿坐标系下计算了不同类型的多极子共振的散射能量,通过各散射能量的对比,进一步证明了环偶极子共振对类 Fano 共振具有主导作用。多极子共振散射能量的计算是基于超材料结构三维空间内产生的位移电流密度而获得。电偶极子、磁偶极子、环偶极子、电四偶极子、磁四偶极子的散射功率的具体计算公式^[16]分别为

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

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

$$I_{TD} = \frac{2\omega^6}{3c^5} |T|^2, \quad (4)$$

$$I_{Q\alpha\beta} = \frac{\omega^6}{5c^5} \sum |Q_{\alpha\beta}|^2, \quad (5)$$

$$I_{Qm} = \frac{\omega^6}{40c^5} \sum |M_{\alpha\beta}|^2, \quad (6)$$

式中: P 、 M 、 T 、 $Q_{\alpha\beta}$ 、 $M_{\alpha\beta}$ 分别是上述多极子的极矩; α 和 β 分别可取 x 、 y 、 z 。极矩的计算公式分别为

$$P = \frac{1}{i\omega} \int j d^3r, \quad (7)$$

$$M = \frac{1}{2c} \int (r \times j) d^3r, \quad (8)$$

$$T = \frac{1}{10c} \int [(r \cdot j)r - 2r^2 j] d^3r, \quad (9)$$

$$Q_{\alpha\beta} = \frac{1}{i\omega} \int [r_\alpha j_\beta + r_\beta j_\alpha - \frac{2}{3}(r \cdot j)] d^3r, \quad (10)$$

$$M_{\alpha\beta} = \frac{1}{3c} \int [(r \times j)_\alpha r_\beta + (r \times j)_\beta r_\alpha] d^3r, \quad (11)$$

式中: j 为电流密度; r 为空间中任意点到原点的位移矢量。最终根据式(2)~(11)计算出了各个多极子的散射功率,具体如图 3(d) 所示。从图 3(d) 中可以看到,在共振波长 1513.15 nm 处 TD 占据明显的优势,而传统的电偶极子 P 和磁偶极子 M 明显被抑制,但是其实可以发现,在共振波长处 TD 增强的同时,磁四偶极子

$M_{\alpha\beta}$ 也同时被增强,但是明显小于 TD。因此由不同类型的多极子散射功率也可以判断图 2 的类 Fano 共振是由 TD 所导致的。

3.2 结构参数对 Q 值的影响

经模拟计算发现,当两个介质开口环的间距 g 变化时对共振波长的影响较小(无探测物),但是对超材料的 Q 值影响较大,具体如图 4 所示。从图 4(a)~4(d) 中可以看到,当 $g=5$ nm 时,超材料 Q 值可以达到 14619.5,但是当 g 增加到 40 nm 后, Q 值就仅有 444。不过可以发现,无论 g 如何变化,超材料的透射光谱中共振波长都在 1515 nm 附近。

Fano 共振可以利用谐振子耦合模型进行分析^[25]。Fano 共振可看成由两谐振子耦合而成,一种是具有宽带宽的谐振子(共振角频率为 ω_1 , 阻尼系数为 γ_1),另一种是具有窄带宽的谐振子(共振角频率为 ω_2 , 阻尼系数为 γ_2),它们之间存在耦合作用,耦合系数为 G ,具体模型如图 5 所示。在图 5 中具有宽带宽的谐振子模拟亮模态,具有窄带宽的谐振子模拟暗模态,入射光被当成作用于宽带宽谐振子的驱动力 F 。两个谐振子的运动方程分别为

$$\frac{d^2x_1}{dt^2} + \gamma_1 \frac{dx_1}{dt} + \omega_1^2 x_1 + Gx_2 = Fe^{i\omega t}, \quad (12)$$

$$\frac{d^2x_2}{dt^2} + \gamma_2 \frac{dx_2}{dt} + \omega_2^2 x_2 + Gx_1 = 0, \quad (13)$$

式中, $x_1=c_1e^{i\omega t}$ 和 $x_2=c_2e^{i\omega t}$ 分别是两个谐振子的位移,其中 c_1 和 c_2 分别是两个谐振子的振幅,它们的具体计算公式为

$$c_1 = \frac{\omega_2 - \omega^2 + i\gamma_2\omega}{(\omega_1 - \omega^2 + i\gamma_1\omega)(\omega_2 - \omega^2 + i\gamma_2\omega) - G^2} F, \quad (14)$$

$$c_2 = \frac{G}{(\omega_1 - \omega^2 + i\gamma_1\omega)(\omega_2 - \omega^2 + i\gamma_2\omega) - G^2} F. \quad (15)$$

联合式(1)、式(12)~(15)可以发现,超材料在波长 1513.15 nm 处的类 Fano 共振(见图 2)是由共振频率分别在 $\omega_1=2.4$ eV ($\lambda_1=517.9$ nm) 和 $\omega_2=0.8215$ eV ($\lambda_2=1513.15$ nm) 的亮模和暗模耦合而成。因为通过计算谐振子振幅 c_1 可知,它们分别在 $\omega_1=2.4$ eV ($\lambda_1=517.9$ nm) 和 $\omega_2=0.8215$ eV ($\lambda_2=1513.15$ nm) 附近出现了线宽不同的共振峰,具体如图 6 所示,此时 $G=0.7626$, $\gamma_1=0.025$, $\gamma_2=0.0001$, $F=1$ 。图 6(a) 是振幅 $|c_1|$ 随着入射光角频率的变化图,从图中可以看到, $|c_1|$ 在角频率 $\omega_1=2.4$ eV ($\lambda_1=517.9$ nm) 和 $\omega_2=0.8215$ eV ($\lambda_2=1513.15$ nm) 处分别出现了宽度不同的共振峰,其中在 ω_2 处的非对称共振峰是具有窄线宽的暗模,在 ω_1 处的对称共振峰是具有宽线宽的亮模。

两个谐振子耦合形成一个 Fano 共振后,该 Fano 共振线宽受 ω_2 、 γ_1 、 G 以及常数 C 的影响,其表达式为 $\Gamma=\gamma_1\omega_2G^2/C^2$ 。因为从图 4 中可以发现 g 的变化对共振波长影响较小,可以判断 γ_1 和 ω_2 基本没有变化。所以随着 g 的增大,会使两个谐振子的耦合系数 G 变大,

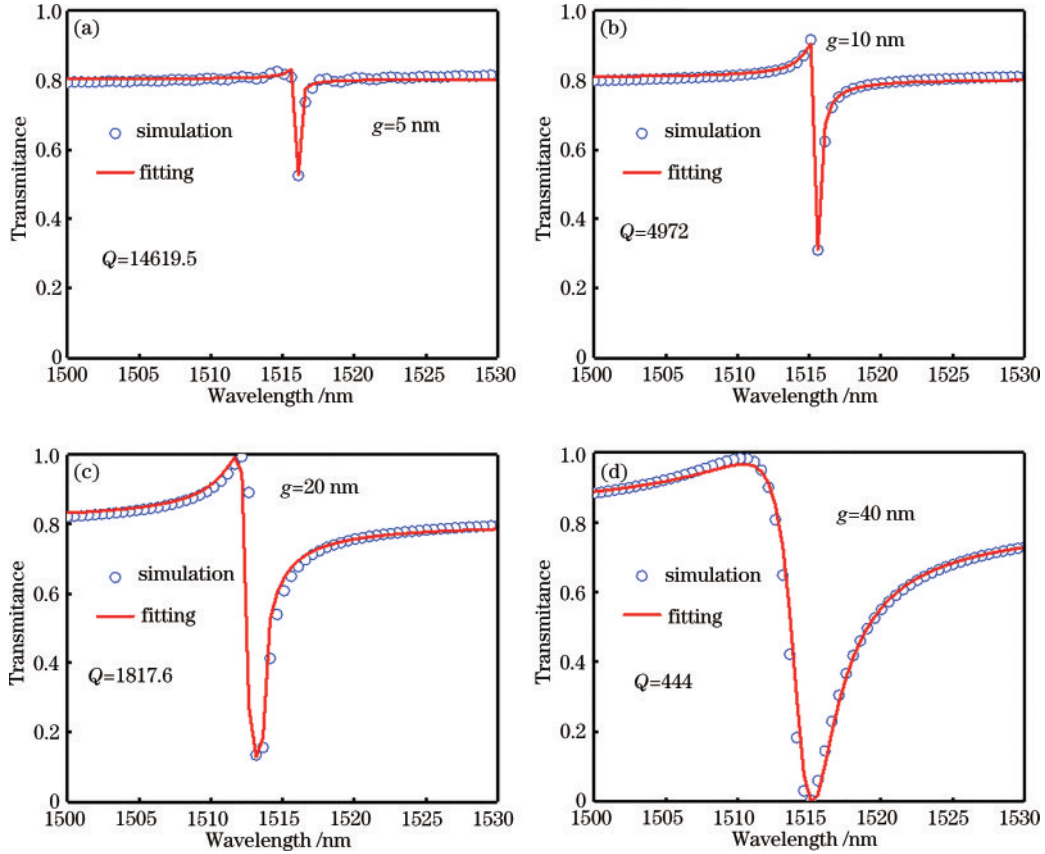


图 4 间距 g 对 Q 值的影响。(a) $g=5$ nm; (b) $g=10$ nm; (c) $g=20$ nm; (d) $g=40$ nm
 Fig. 4 Influence of spacing g on Q value. (a) $g=5$ nm; (b) $g=10$ nm; (c) $g=20$ nm; (d) $g=40$ nm

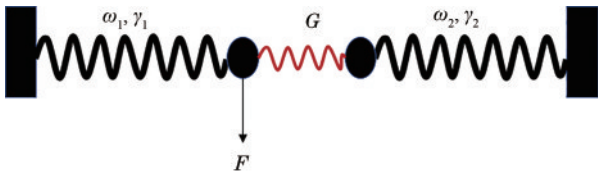


图 5 双谐振子模型示意图

Fig. 5 Schematic diagram of double harmonic oscillator model

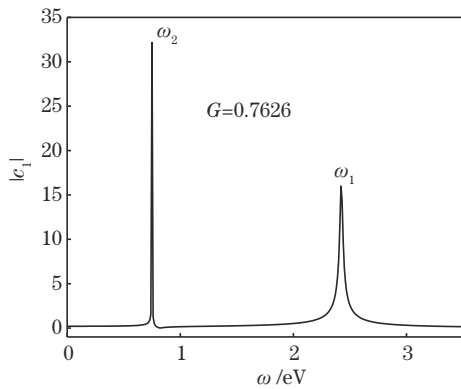


图 6 谐振子振幅

Fig. 6 Harmonic oscillator amplitude

使透射光谱中的共振线宽变大,从而导致 Q 值的下降^[14]。图 4 中随着 g 的下降,共振透射率也会随之变小,若透射率过低则不利于传感探测,所以本文选择 g 最低下降到 5 nm。

因为超材料具有高 Q 值,因此其可以应用在化学或生物传感当中。高 Q 值意味着低损耗,这就会导致有许多能量被限制在器件当中,从而能够与探测物充分耦合进而提高传感性能。衡量一个传感器性能是否优越,主要看传感器的灵敏度以及 FOM 值^[26]。为此本文计算了 g 对 FOM 值的影响(此时探测物厚度 $h_a=50$ nm),具体结果如图 7 所示。从图中可以发现,随着 g 值的增大, Q 值会下降,所以 FOM 值也随之下降。当 $g=5$ 时,FOM 值最高可达 672.7/RIU (refractive index unit, RIU)。FOM 的计算公式为

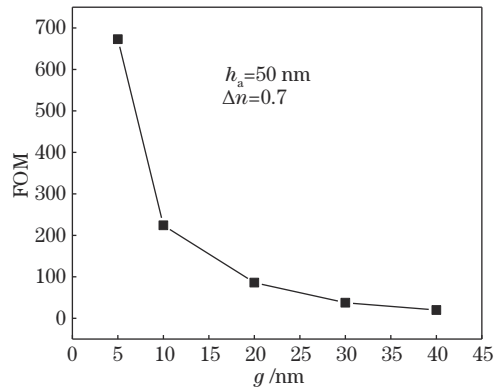


图 7 g 对 FOM 的影响

Fig. 7 Influence of g on FOM

$$V_{\text{FOM}} = \left| \frac{T(n_{a1}) - T(n_{a0})}{\Delta n \Gamma} \right|, \quad (16)$$

式中： $T(n_{a1})$ 和 $T(n_{a0})$ 分别是探测物折射率为 1.8 和 1.1 时的超材料透射光谱共振波长； $\Delta n=0.7$ 是折射率差。之所以选择这个折射率变化范围，是因为许多材料或生物分子折射率都在这个范围，如 DNA 或者 RNA 等^[27]。表 1 是本文提出的超材料的 Q 值和 FOM 值与近两年相关文献报道的超材料的对比，可以发现本文提出的超材料具有一定的优势。

除了通过改变介质开口环间距 g 可以实现对超材料 Q 值进行调控外，也可通过改变结构参数 L_y 对 Q 值进行操控，具体如图 8 所示，此时 $g=20$ nm。从图 8(a)

表 1 超材料传感参数对比

Table 1 Comparison of sensing parameters of metamaterials

Sensing parameter	Proposed	Ref. [17]	Ref. [18]	Ref. [19]	Ref. [23]
Q	14619.5	90	620	1162	360
FOM /RIU	627.7	40	—	243	139

中可以发现，通过改变 L_y 可以实现不同的 Q 值，且当 L_y 为 355 nm 时 Q 值可以达到最大值 14795，与 $g=5$ nm 时的 Q 值不相上下。不过通过 L_y 对 Q 值进行操控时，并不会以牺牲超材料透射率为代价，因为从图 8(b) 中可以发现，当 L_y 分别为 355 nm 和 365 nm 时，仅仅是共振带宽发生变化，而透射率变化幅度较小。

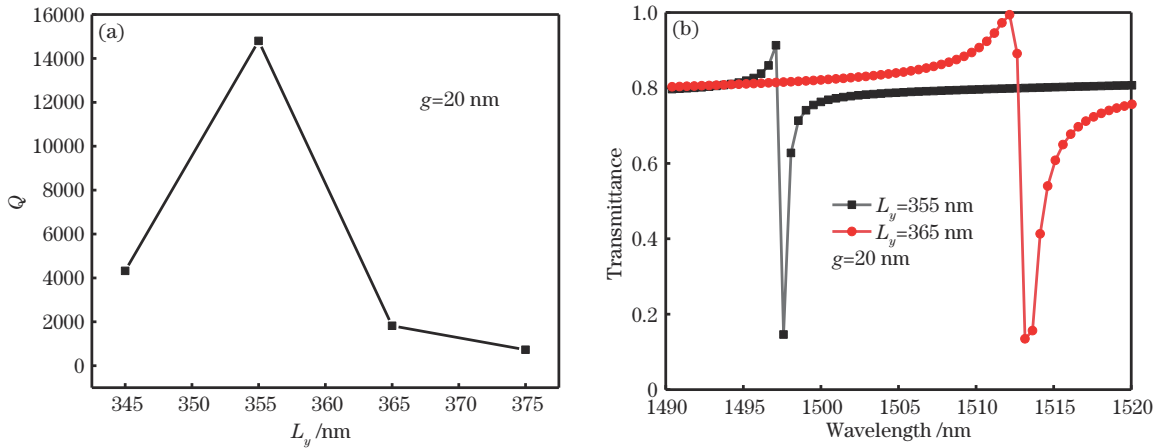


图 8 L_y 对 Q 值和透射率的影响。(a) Q 值；(b) 透射率

Fig. 8 Influence of L_y on Q value and transmittance. (a) Q value; (b) transmittance

3.3 探测物参数对共振波长影响

为了解被探测物对超材料探测特性的影响，模拟计算了探测物厚度和探测物折射率对 TD 共振波长变化的影响。图 9 所示的是探测物厚度 h_a 对共振波长偏移量的影响。从图中可以发现，随着 h_a 的增大，共振波长的偏移量开始先增大后趋于稳定不变（探测物折射率固定为 1.1）。通过对共振波长偏移量的曲线拟合，共振波长偏移量和探测物厚度之间的变化关系刚好可以由函数 $W_s=29.32-29.32e^{-0.00765h_a}$ 表达，该函数表明边缘场从结构表面呈指数下降^[15]。

为了从内在物理机制出发解释图 9 的现象，模拟计算了在不同 h_a 时超材料的电场分布 ($x=0, y-z$ 截面电场)，具体如图 10 所示。当无探测物时，从图 10(a) 可以发现，大部分电场都聚集在两个介质开口环缝隙之间。从图 10(b)~10(d) 可以发现，当探测物覆盖在超材料上后，有更多的电场被聚集在介质开口环槽和相邻超材料单元缝隙当中，而且沿着 z 轴上下方电场也在增加，此时将会改变共振波长。并且随着 h_a 不断增加，会有越来越多电场分布在探测物当中，与探测物互相耦合，所以将会导致共振波长不断地红移。不过从图 10(d) 可以发现，当 $h_a=400$ nm 时，所有的电场都基本分布在探

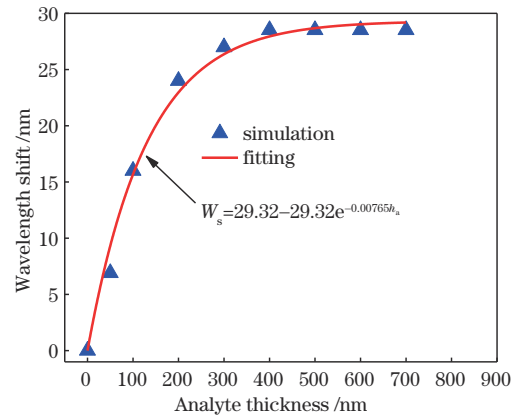


图 9 探测物厚度对 TD 共振波长偏移量的影响

Fig. 9 Influence of detector thickness on TD resonance wavelength shift

测物当中，所以当 h_a 继续增加后，将不会对共振波长产生显著影响并最终趋于一个稳定值^[17,28]。

除了分析探测物厚度 h_a 对共振波长的影响外，本文还分析了当 $h_a=50$ nm 时，探测物折射率 n_a 对共振波长的影响，具体如图 11 所示。由图 11(a) 中可以发现，当 n_a 从 1.1 增加到 1.8 的过程中，超材料共振波长将会发生红移。对共振波长偏移量的模拟计算结果进行函

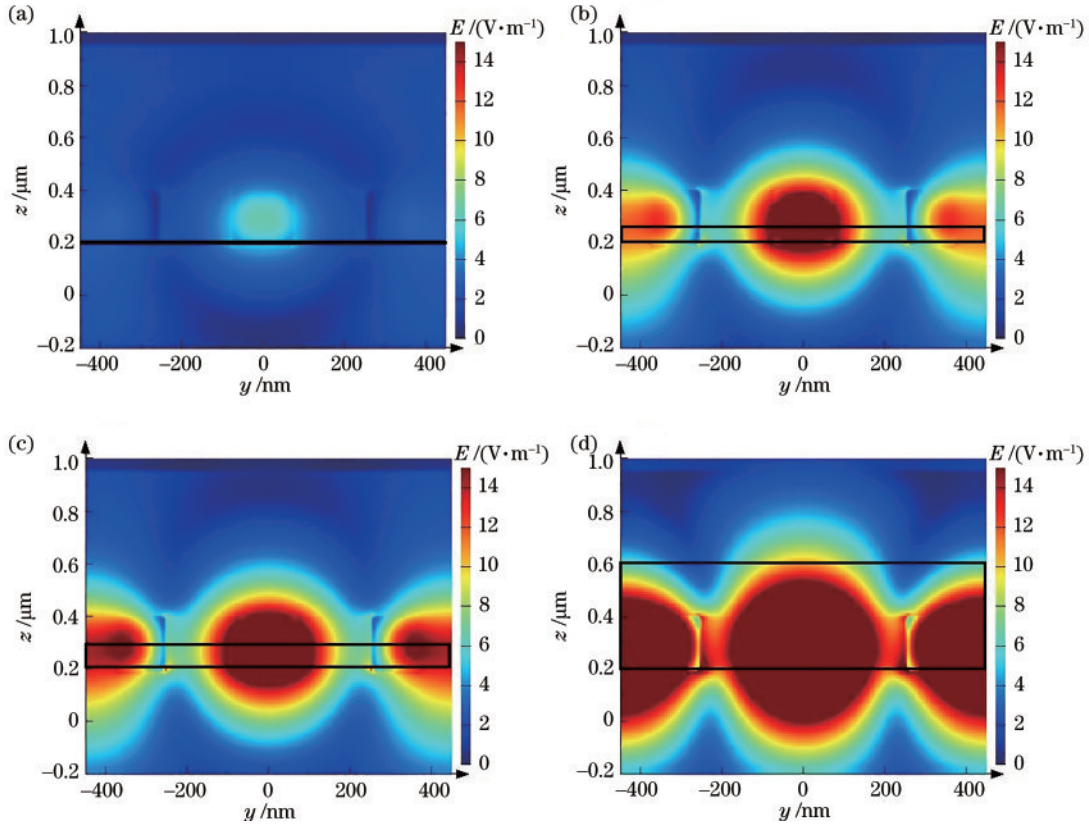


图 10 不同 h_a 时超材料的电场分布。(a) $h_a=0$; (b) $h_a=50$ nm; (c) $h_a=100$ nm; (d) $h_a=400$ nm

Fig. 10 Electric field distributions of metamaterials under different h_a . (a) $h_a=0$; (b) $h_a=50$ nm; (c) $h_a=100$ nm; (d) $h_a=400$ nm

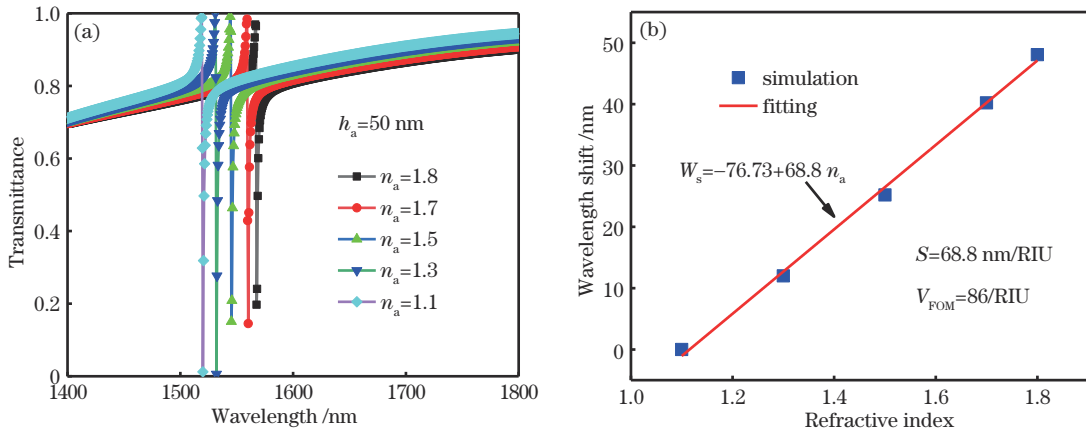


图 11 n_a 对透射光谱和共振波长偏移量的影响。(a) 透射光谱; (b) 共振波长偏移量

Fig. 11 Influence of n_a on transmission spectra and resonance wavelength shift. (a) Transmission spectra; (b) resonance wavelength shift

数拟合,可以发现 n_a 与共振波长偏移量 W_s 的函数关系为 $W_s = -76.79 + 68.8n_a$,由此可知, n_a 与函数偏移量呈线性关系,具体如图 11(b) 所示。根据线性函数可知,此时超材料作为传感器的灵敏度 $S=68.8$ nm/RIU, $V_{FOM}=86$ /RIU。之所以 FOM 相对降低,是因为此时 $L_y=365$ nm, $g=20$ nm。

4 结 论

提出了一种结构简单可在近红外波段实现 TD 共振的全介质超材料。通过对超材料在共振波长处的电流密度和散射能量的分析,阐述了超材料实现 TD 共振

的内在物理机制。随后分析了结构参数两个介质开口环的间距 g 对 Q 值和 FOM 值的影响,发现当 $g=5$ 时, Q 值和 FOM 值分别可达到 14619.5 和 672.7/RIU,并通过谐振子耦合模型分析了内在物理机制。最后分析了探测物厚度和折射率对 TD 共振波长偏移量的影响,发现探测物厚度对 TD 共振波长偏移量的影响呈指数函数关系,而探测物折射率对 TD 共振波长偏移量的影响呈线性关系,通过对电场分布的计算,分析了内在影响原理。该研究证明,利用超材料激发 TD 共振可以应用在生物、化学的高精度探测当中。

参 考 文 献

- [1] Zel'Dovich I B. Electromagnetic interaction with parity violation[J]. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1958, 6: 1184-1186.
- [2] Wang S, Zhao X L, Wang S, et al. C-shaped split ring resonator terahertz toroidal dipole metasurfaces[J]. *Optical Materials Express*, 2019, 9(9): 3657-3665.
- [3] Wang Y L, Han Z H, Du Y, et al. Ultrasensitive terahertz sensing with high-Q toroidal dipole resonance governed by bound states in the continuum in all-dielectric metasurface [J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(4): 1295-1307.
- [4] Song D F, Wang H, Deng M, et al. Toroidal dipole Fano resonances supported by lattice-perturbed dielectric nanohole arrays in the near-infrared region[J]. *Applied Optics*, 2021, 60(12): 3458-3463.
- [5] Zhu J Y, Wang S, Zhao X L, et al. Z-shaped toroidal dipole planar terahertz metasurfaces[J]. *Applied Physics B*, 2020, 126(3): 48.
- [6] Talebi N, Guo S R, van Aken P A. Theory and applications of toroidal moments in electrodynamics: their emergence, characteristics, and technological relevance [J]. *Nanophotonics*, 2018, 7(1): 93-110.
- [7] Bao Y J, Zhu X, Fang Z Y. Plasmonic toroidal dipolar response under radially polarized excitation[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 11793.
- [8] 陈磊, 严金华, 郭焕祥, 等. 基于硅基超表面的高效率大角度光束偏转[J]. *光学学报*, 2021, 41(3): 0305001.
Chen L, Yan J H, Guo H X, et al. Highly efficient large-angle beam deflection based on silicon-based metasurface [J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(3): 0305001.
- [9] Donda K D, Hegde R S. Bilayered nanoantenna design improves the performance of silicon metasurfaces in the visible-wavelength region[J]. *Journal of Nanophotonics*, 2017, 11(4): 046002.
- [10] Nemkov N A, Stenishchev I V, Basharin A A. Nontrivial nonradiating all-dielectric anapole[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 1064.
- [11] Kaelberer T, Fedotov V A, Papasimakis N, et al. Toroidal dipolar response in a metamaterial[J]. *Science*, 2010, 330(6010): 1510-1512.
- [12] Gupta M, Singh R. Toroidal versus Fano resonances in High Q planar THz metamaterials[J]. *Advanced Optical Materials*, 2016, 4(12): 2119-2125.
- [13] Chen X, Fan W H. Toroidal metasurfaces integrated with microfluidic for terahertz refractive index sensing[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2019, 52(48): 485104.
- [14] Yang Y M, Kravchenko I I, Briggs D P, et al. All-dielectric metasurface analogue of electromagnetically induced transparency[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 5753.
- [15] Chen X, Fan W H. Ultrahigh-Q toroidal dipole resonance in all-dielectric metamaterials for terahertz sensing[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(23): 5876-5879.
- [16] Jiang X Q, Fan W, Chen X, et al. Ultrahigh-Q terahertz sensor based on simple all-dielectric metasurface with toroidal dipole resonance[J]. *Applied Physics Express*, 2021, 14(10): 102008.
- [17] Chen X, Fan W H. Ultrasensitive terahertz metamaterial sensor based on spoof surface plasmon[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 2092.
- [18] Bahadori-Haghighi S, Ghayour R, Sheikhi M H. Double-layer graphene optical modulators based on Fano resonance in all-dielectric metasurfaces[J]. *Journal of Applied Physics*, 2019, 125(7): 073104.
- [19] 郑露, 张翔宇, 桑艳, 等. 一种基于 Fano 共振的全介质超表面折射率传感器[J]. *半导体光电*, 2019, 40(4): 459-462, 466.
Zheng L, Zhang X Y, Sang Y, et al. An all-dielectric metasurface refractive index sensor based on fano resonance[J]. *Semiconductor Optoelectronics*, 2019, 40(4): 459-462, 466.
- [20] 张科. 表面等离子体元结构色及超表面吸收器的设计、制备与性能研究[D]. 上海: 中国科学院上海硅酸盐研究所, 2021: 65-75.
Zhang K. Design, fabrication and performance of surface plasmon structural color and metasurface absorber[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Ceramics, Chinese Academy of Sciences, 2021: 65-75.
- [21] Lu Y, Chen J, Li J X. Design of all-dielectric ultra-wideband transparent water-based absorber[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2022, 55(11): 115502.
- [22] Joe Y S, Satanin A M, Kim C S. Classical analogy of Fano resonances[J]. *Physica Scripta*, 2006, 74(2): 259-266.
- [23] Yang H Y, Chen Y P, Liu M Y, et al. High Q-factor hybrid metamaterial waveguide multi-Fano resonance sensor in the visible wavelength range[J]. *Nanomaterials*, 2021, 11(6): 1583.
- [24] 郭林燕. 环形偶极子超介质的实现与特性研究[D]. 武汉: 华中师范大学, 2016: 27-37.
Guo L Y. Toroidal dipolar metamaterials and their characteristics[D]. Wuhan: Central China Normal University, 2016: 27-37.
- [25] 孙光厚. 全介质超构材料中 Fano 共振研究[D]. 南京: 南京大学, 2020: 27-37.
Sun G H. Research of Fano resonances in all-dielectric metamaterials[D]. Nanjing: Nanjing University, 2020: 27-37.
- [26] Wang K, Fan W H, Chen X, et al. Graphene based polarization independent Fano resonance at terahertz for tunable sensing at nanoscale[J]. *Optics Communications*, 2019, 439: 61-65.
- [27] Zhang Y P, Li T T, Zeng B B, et al. A graphene based tunable terahertz sensor with double Fano resonances[J]. *Nanoscale*, 2015, 7(29): 12682-12688.
- [28] Driscoll T, Andreev G O, Basov D N, et al. Tuned permeability in terahertz split-ring resonators for devices and sensors[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91(6): 062511.