

高品质因数太赫兹超材料设计的仿真分析

邢 维 延凤平 谭思宇 刘 硕 李立朝

北京交通大学光波技术研究所全光网络与现代通信网教育部重点实验室, 北京 100044

摘要 提出了一种以非对称双开口环谐振器为基本单元的新型高品质因数 Q 太赫兹超材料结构。当入射电场为垂直极化时,所提出的结构在不同的太赫兹频段分别表现出束缚模谐振、混合模式谐振和偶极子谐振3种谐振响应,通过改变其单元结构的开口位置和水平金属微带线间的垂直距离可以调节3个谐振响应的品质因数和中心谐振频率。其中,束缚模谐振的品质因数最高可达40,相应的3 dB带宽约为11.1 GHz;混合模式谐振的品质因数可达16,相应的3 dB带宽约为62.4 GHz。这种具有高 Q 值的太赫兹超材料在高分辨率薄膜传感器、高性能窄带滤波器以及高频调制器中具有广泛的应用前景。

关键词 材料;超材料;品质因数;太赫兹;谐振

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201643.0106005

Simulation Analysis on the Designing of High- Q Terahertz Metamaterials

Xing Wei Yan Fengping Tan Siyu Liu Shuo Li Lizhao

Key Laboratory of All Optical Network and Advanced Communication Networks, Ministry of Education, Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China

Abstract Novel high quality factor Q terahertz metamaterials based on asymmetric double split ring resonator as unit cells are reported. When the incident electric field is polarized perpendicular to the ring gaps, the proposed structure simultaneously sustains, the trapped-mode resonance, the mixed-mode resonance and the dipole resonance in different terahertz frequency ranges. The quality factor and center resonance frequency of the resonances can be tuned by changing the gap position and vertical distance between the horizontal metal microstrip lines of the metamaterials unit cells. Numerical simulation results show that the stop band of trapped-mode resonance can reach almost narrow line width of 11.1 GHz and the corresponding quality factor is about 40; the line width of mixed-mode resonance is about 62.4 GHz and the corresponding quality factor is about 16. The proposed high- Q metamaterials have extensive applications in the fields of terahertz research, such as for the high-resolution thin-film sensors, high-performance narrow-band terahertz filters and high frequency modulators.

Key words materials; metamaterials; quality factor; terahertz; resonance

OCIS codes 160.3918; 300.6495; 260.5740

1 引言

近年来随着太赫兹技术的迅猛发展,基于超材料的太赫兹光子器件的报道也越来越多,如太赫兹滤波器、吸波器、偏振器、调制器等^[1]。超材料太赫兹光子器件在太赫兹成像、光谱、生物传感等领域具有十分广阔的应用前景。超材料(MM)是一种人工的具有周期性元胞结构的宏观复合材料,它被设计为具有某种自然界材料所不具备的物理性质。通过设计改变超材料谐振结构单元的尺寸或形状,可以灵活地控制超材料的电磁特性,得到一些奇异的电磁现象,如负折射率、隐形斗篷、超透镜等^[2-4],而大多数电磁超材料的奇异现象

收稿日期: 2015-09-02; 收到修改稿日期: 2015-09-25

基金项目: 国家自然科学基金(61275091,61327006)

作者简介: 邢 维(1989—),女,硕士研究生,主要从事超材料设计等方面的研究。E-mail: 13120034@bjtu.edu.cn

导师简介: 延凤平(1966—),男,博士,教授,主要从事光通信等方面的研究。E-mail: fpyan@bjtu.edu.cn(通信联系人)

实为超材料谐振结构单元对外场响应的合成效果。一般来说,品质因数 Q 反映了谐振电路对信号源选频特性的好坏, Q 值越大,选频效果越好;若从能量的角度出发, Q 值反映了谐振电路中储能能力和耗能能力的比值关系,显然,具有高 Q 值的谐振电路能量消耗更低,其储能效率就越高。超材料的亚波长结构单元可以被等效视为一个谐振电路,金属开口环谐振器的金属部分可以等效为一个电感,缺口部分可以等效为一个电容^[5]。因此,超材料品质因数的大小所表示的意义与谐振电路的品质因数所表示的意义相同,反映了超材料谐振的选频特性以及储能效率。然而,在太赫兹、红外和光学等离子超材料中的 Q 往往很小,一般不超过10,这主要是因为传统超材料中的损耗主要来源于材料的欧姆损耗和共振单元的辐射损耗^[6]。虽然在太赫兹超材料中,用以构造超材料谐振单元的金属在该频段导电性很高,几乎呈现为完美导体,因此其欧姆损耗相对较低。但是辐射损耗的存在使得超材料谐振响应的品质因数并没有得到明显改善,且传统超材料是由亚波长尺寸单元组成的,无法简单地提供对电磁场的大容量抑制^[7],这也导致了高 Q 谐振的实现阻碍颇多。而低 Q 限制了太赫兹光子器件的性能,如传感器的传感能力,滤波器的滤波特性以及分辨能力等,因此提高品质因数具有实际的研究价值。最近几年来的一些研究结果表明,如果在超材料的基本单元的形状中引入微小的非对称性^[6-17],或者在超材料的单元结构中采用开口环谐振单元(SRR)的镜像排列^[18-20],或者采用SRR间的传导耦合^[21],某些特别的谐振模式将会被激发,如法诺谐振模式、四偶极子谐振模式、束缚模谐振模式等,使得具有高 Q 的太赫兹光子器件的实现成为可能。

提出了一种新颖的超材料结构,它以上下两个分离的非对称双开口谐振环(ADSRR)为基本单元。在数值仿真过程中,通过不断调整双开口环的开口位置和水平金属微带线间的垂直间距,获得了一个极其尖锐的具有高 Q 的束缚模谐振、一个新的混合模式谐振和一个普通的偶极子谐振。并通过谐振频率处的表面电流,分析了束缚模谐振和混合模式谐振的产生机理。在此基础上,系统研究了束缚模谐振与混合模式品质因数及谐振特性随结构尺寸的几何参数的变化趋势。

2 超材料结构设计

图1是非对称双开口环的单元结构示意图。由两层材料构成,上层是 $0.2\ \mu\text{m}$ 厚的金属铝,下层以 $50\ \mu\text{m}$ 厚的高阻硅作为基底。其单元的结构参数设计如下:总臂长 $l=48\ \mu\text{m}$,线宽 $w=6\ \mu\text{m}$,开口宽度 $g=3\ \mu\text{m}$,中间两条金属微带线的垂直间距 $d=3\ \mu\text{m}$,整个单元的长度 $P=75\ \mu\text{m}$ 。开口中心线与单元结构中心线的距离为 d_x ,称其为非对称因子。同时,上层金属铝的电导率设定为 $3.56 \times 10^7\ \text{s/m}$,下层硅衬底的介电常数设定为 $\epsilon_{\text{si}}=11.9$,并保持硅基底的电导率为 $2.5 \times 10^{-4}\ \text{s/m}$ 不变。从图1可以看出,这种单元结构在水平方向上呈现对称性,在垂直方向上呈现非对称性。

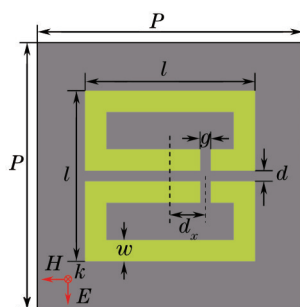


图1 超材料的单元结构示意图
Fig.1 Illustration of the metamaterial unit cell

3 仿真结果及讨论

采用CST Microwave Studio的频域求解器仿真了太赫兹波垂直入射超材料表面且电场方向为垂直偏振情况下所提出非对称双开口环的透射光谱,并利用相同条件下 $50\ \mu\text{m}$ 厚裸硅的透射率作为参考对所得样品透射率进行归一化处理。

图2所示为对称SRR($d_x=0$)与所提出的非对称SRR($d_x=8\ \mu\text{m}$)归一化透射频谱的对比。在垂直偏振入射

电场的影响下,对称SRR仅在 $f_0=1.142$ THz附近有一个典型的偶极子谐振被激发。而非对称SRR的透射光谱中出现了3个谐振频率点:在对称SRR的偶极子谐振频率 f_0 附近,于 $f_2=1.1$ THz和 $f_3=1.258$ THz处分别激发了两个相对较宽的谐振响应;并且在 $f_1=0.456$ THz处出现了一个在对称结构中不存在的极其尖锐的谐振峰。利用品质因数的表达式 $Q=f/\Delta f$ (式中 f 和 Δf 分别为谐振的中心频率与其3 dB带宽),可以计算出,当 $d_x=0$ μm 时,偶极子谐振的3 dB带宽约为397 GHz,品质因数 Q 约为3。当 $d_x=8$ μm 时, f_1 谐振的3 dB带宽约为14.2 GHz,品质因数 Q 约为32,约为对称结构中偶极子谐振品质因数的10倍; f_2 谐振的3 dB带宽约为135 GHz,品质因数 Q 约为8。

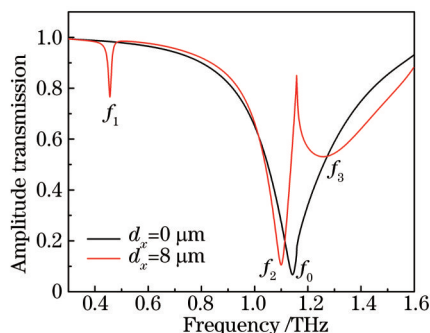


图2 数值仿真得到的透射振幅曲线

Fig.2 Simulation results of transmission spectra

为了进一步揭示基于所提出的 ADSRR 的 3 个谐振的产生机理,仿真了 3 个模式在谐振频率下的表面电流分布,并与 $d_x=0$ 时的对称结构电流分布进行对比,结果如图 3 所示。当 $d_x=0$ μm 时,超材料的开口位置处于水平金属微带线的中心,上下两个开口环沿着电场方向呈现完全对称。在外加电场驱动下, f_0 谐振的表面电流符合偶极子谐振的电流分布特性。由于在对称 SRR 的左、右臂上的电流方向相同,会发生相长干涉,从而导致辐射能量损耗很高,存储在超材料表面的储能很低。而 Q 值反映了谐振电路中储能能力和耗能能力的比值关系,因此对称结构中较高的辐射损害极大地限制了结构的 Q 值。在保证电场方向为垂直偏振的条件下,通过调整上下两个 SRR 的开口位置,使其同时偏离 ADSRR 的中心轴,则双开口环谐振器($d_x=0$ μm)原有的对称性被打破。这种结构上的非对称性的引入,使得在 f_1 频率附近一种微弱的尖锐的谐振模式被激发。这个特别的谐振模式在完全对称的结构($d_x=0$ μm)中是被禁止的,通常它被称为束缚模谐振。其表面电流分布如图 3(b)所示,在中间的水平金属微带线部分以及左、右臂上的电流方向相反,这样的电流分布所形成的散射电磁场非常微弱,辐射损耗很低,诱导电流的强度非常高,大部分能量被存储在超材料表面,因此形成高 Q 谐振。而在 1.1 THz 处,如图 3(c)所示,双开口环谐振器的左、右臂上的电流方向相同,类似于偶极子谐振;但在中间的水平金属微带线部分电流张量很强,电流方向相反,呈现反对称分布,这又区别于偶极子谐振,因此这个谐振被称之为混合模式谐振。在这一谐振频率点处的阻带比偶极子谐振更尖锐,其辐射损耗和品质因数均介于偶极子谐振和束缚模谐振之间。第 3 个谐振的表面电流分布如图 3(d),从图中可以看出它是

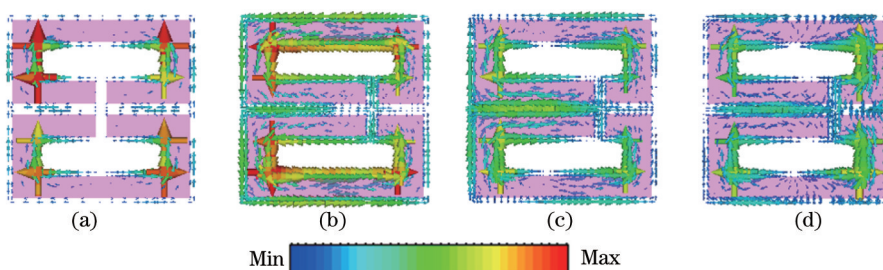


图3 表面电流分布。(a) $f_0=1.142$ THz处偶极子谐振;(b) $f_1=0.456$ THz处束缚模谐振;

(c) $f_2=1.100$ THz处混合模式谐振;(d) $f_3=1.258$ THz处偶极子谐振

Fig.3 Distributions of surface current. (a) Dipole resonance at the resonance frequency $f_0=1.142$ THz;

(b) trapped-mode resonance at the resonance frequency $f_1=0.456$ THz; (c) mixed-mode resonance at the

resonance frequency $f_2=1.100$ THz; (d) dipole resonance at the resonance frequency $f_3=1.258$ THz

一个普通的偶极子谐振。

为了进一步分析非对称性因子 d_x 的引入对束缚模式与混合模式品质因数及中心频率的影响,通过调整非对称双开口环单元结构的开口位置,对具有不同非对称因子 d_x 的 ADSRR 进行了数值仿真。图 4 所示为仿真得到的透射振幅随非对称因子的变化曲线。从图中可以看出,随着 d_x 的增加,束缚模谐振的中心谐振频率向高频飘移,且透射率降低,半峰全宽展宽;混合模式谐振的中心频率向低频飘移,且透射率增加。这是由于双开口环谐振器的开口位于水平金属微带线,通过调节其位置,改变了沿着入射电场方向左、右臂以及中间水平金属微带线附近的电场强度分布,从而改变了束缚模式和混合模式振荡的辐射特性。图 5(a)和(b)分别为束缚模式与混合模式品质因数随 d_x 的变化趋势。图 5(a)中的黑色实点为 d_x 取 7 组离散值时对应的束缚模谐振的品质因数,在 $d_x=4 \mu\text{m}$ 时束缚模式品质因数最高可达 40。通过对这 7 组数据进行线性拟合可知,束缚模谐振的品质因数随 d_x 的变化趋势近似为线性递减关系。由于混合模式与偶极子模式在 d_x 取值较小的情况下谐振频率非常接近,因此在 3 dB 带宽的计算时选取两个模式之间($\sim 1.18 \text{ THz}$)的透射峰的幅度为基线。如图 5(b)所示,混合模式谐振的品质因数随 d_x 的增加首先呈现明显的减小趋势,约在 $d_x=10 \mu\text{m}$ 附近有最小值 8;随着 d_x 的进一步增加,混合模式与偶极子模式在频谱上逐渐远离,混合模式品质因数随之增大至 11。

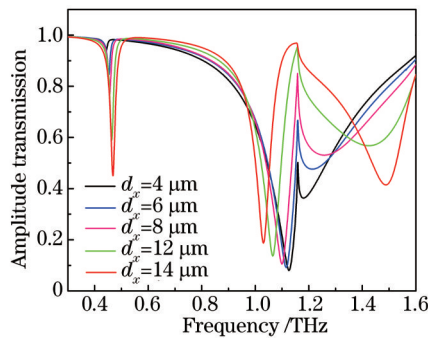


图 4 不同非对称因子下的透射振幅曲线

Fig.4 Simulation results of transmission spectra with different asymmetric parameter d_x

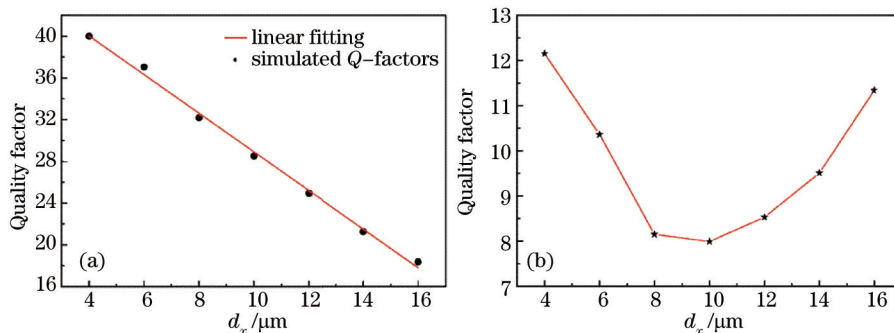


图 5 (a) 束缚模谐振和(b) 混合模式谐振的品质因数与非对称因子间的对应关系

Fig.5 Relationship between the quality factors of (a) trapped-mode resonance and (b) mixed-mode resonance and asymmetric parameter d_x

为了研究结构中上下两个谐振环之间的电容耦合是否对谐振特性与品质因数产生影响,将 d_x 固定为 $16 \mu\text{m}$,对具有不同垂直间距 d 的 4 组 ADSRR 进行仿真,其透射光谱如图 6(a)所示。从图中可以看出,随着垂直间距 d 的增加,两个谐振响应的中心谐振频率均产生飘移;其中束缚模谐振的阻带的 3 dB 线宽基本保持不变,而混合模式谐振的阻带明显变得陡峭,3 dB 线宽变窄。图 6(b)给出当 d 取不同值时对应的两个谐振响应的品质因数 Q 的理论值。束缚模谐振的品质因数随垂直间距 d 的变化比较缓慢,而混合模式谐振的品质因数随垂直间距 d 的增加有较为明显的增加。当 $d=6 \mu\text{m}$ 时,混合模式谐振的 3 dB 带宽近似为 62.4 GHz ,品质因数 Q 可达 16。为了阐明束缚模式和混合模式谐振特性随垂直间距 d 变化具有不同变化趋势的原因,进一步仿真了这两种模式在谐振频率下的电场强度分布,如图 7 所示。可以看出束缚模谐振的电场分布主要集

中在上下两个SRR的缺口位置,即缺口形成的耦合电容起决定性作用;而混合模式谐振的电场分布主要集中在上下SRR的左臂附近以及中间水平金属微带线的右半部分。当调整垂直间距 d 时,仅有水平金属微带线间形成的等效电容被改变,进而影响了附近的电场强度和电流强度分布,因此,相较于束缚模式,混合模式谐振的品质因数随垂直间距 d 的变化更为剧烈。同时,因为垂直间距 d 的变化使得两条水平金属微带线间形成的等效耦合电容发生改变,且由两个谐振响应的表面电流分布可知,各有一部分电流通过了这个耦合电容,故两个模式的谐振频率与这个耦合电容有关,等效耦合电容变化引起谐振频率漂移^[5]。

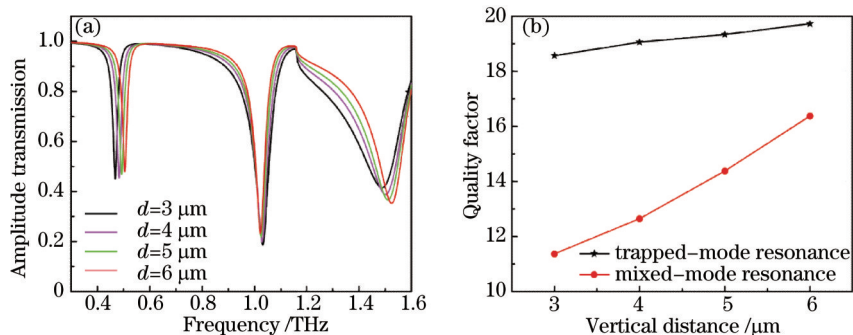


图 6 (a) 不同垂直间距下的透射振幅曲线; (b) 品质因数与垂直距离 d 间的关系

Fig.6 (a) Simulation results of transmission spectra with different vertical distance d ; (b) relationship between the quality factor and vertical distance d

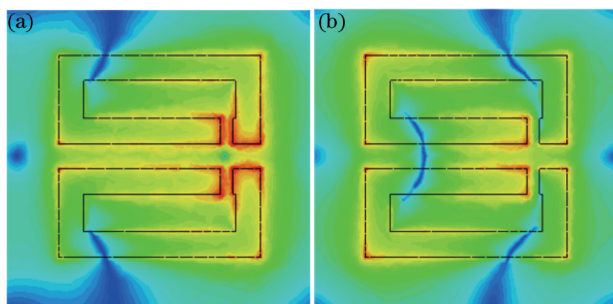


图 7 电场强度分布。(a) 在 f_1 处的束缚模谐振; (b) 在 f_2 处的混合模式谐振

Fig.7 Distributions of the electric field. (a) Trapped-mode resonance at the resonance frequency f_1 ;

(b) mixed-mode resonance at the resonance frequency f_2

4 结 论

利用数值仿真方法研究以 ADSRR 为单元结构的超材料的透射光谱。仿真结果表明,当入射电场垂直极化时,束缚模谐振、混合模式谐振和偶极子谐振被激发。通过对 3 个谐振模式的表面电流分布的仿真分析进一步阐释不同谐振的物理起源。在此基础上,系统分析非对称因子 d_x 以及水平金属微带线间的垂直间距 d 对于束缚模式与混合模式品质因数、谐振频率的影响。通过对结构参数的优化设计,得到束缚模式最高品质因数约为 40,近似为对称结构中偶极子谐振品质因数的 13 倍;混合模式谐振的品质因数最高约为 16,为对称结构中偶极子谐振品质因数的 5 倍。提出的 ADSRR 结构的超材料可以用于薄膜传感器、窄带滤波器以及高频调制器的实现。所提出结构的品质因数随几何参数的变化趋势对太赫兹功能性器件的优化设计也具有一定的指导意义。

参 考 文 献

- 1 Li Huayue, Liu Jianjun, Han Zhanghua, *et al.*. Terahertz metamaterial analog of electromagnetically induced transparency for a refractive-index-based sensor[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(2): 0223003.
李化月, 刘建军, 韩张华, 等. 基于类电磁诱导透明效应的太赫兹折射率传感器[J]. 光学学报, 2014, 34(2): 0223003.
- 2 Fang Zhenhua, Luo Chunrong, Zhao Xiaopeng. Negative Goos-Hänchen shift of left-handed-metamaterials based on the silver dendritic structure[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(3): 0316001.

- 方振华, 罗春荣, 赵晓鹏. 银树枝左手超材料的反常古斯-汉欣位移[J]. 光学学报, 2015, 35(3): 0316001.
- 3 Han Hao, Wu Dongwei, Liu Jianjun, *et al.*. A terahertz metamaterial analog of electromagnetically induced transparency[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(4): 0423003.
- 韩 昊, 武东伟, 刘建军, 等. 一种太赫兹类电磁诱导透明超材料谐振器[J]. 光学学报, 2014, 34(4): 0423003.
- 4 Han N R, Chen Z C, Lim C S, *et al.*. Broadband multi-layer terahertz metamaterials fabrication and characterization on flexible substrates[J]. *Optics Express*, 2011, 19(8): 6990-6998.
- 5 Liang Hao, Li Jiansheng, Guo Yunsheng. Theoretical and experimental study of the electric resonant coupling between two metamaterial resonators[J]. *Acta Phys Sin*, 2015, 64(14): 144101.
- 梁 浩, 李剑生, 郭云胜. 超材料谐振子间的电耦合谐振理论与实验研究[J]. 物理学报, 2015, 64(14): 144101.
- 6 Cao W, Singh R, Alnaib I A I, *et al.*. Low-loss ultra-high- Q dark mode plasmonic Fano metamaterials[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(16):3366.
- 7 Fedotov V A, Rose M, Prosvirnin S L, *et al.*. Sharp trapped-mode resonances in planar metamaterials with a broken structural symmetry[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(14):12243-12254.
- 8 Singh R, Al-Naib I A, Koch M, *et al.*. Asymmetric planar terahertz metamaterials[J]. *Optics Express*, 2010, 18(12):13044-50.
- 9 Yang Y, Huang R, Cong L, *et al.*. Modulating the fundamental inductive-capacitive resonance in asymmetric double-split ring terahertz metamaterials[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(12): 121114.
- 10 Singh R, Alnaib I A, Koch M, *et al.*. Sharp Fano resonances in THz metamaterials[J]. *Optics Express*, 2011, 19(7): 6312-6319.
- 11 Jansen C, Alnaib I A I, Born N, *et al.*. Terahertz metasurfaces with high Q -factors[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(5): 051109.
- 12 Miyamaru F, Kubota S, Nakanishi T, *et al.*. Transmission properties of double-gap asymmetric split ring resonators in terahertz region[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(5): 051112.
- 13 Cao Y P, Wang Y Y, Geng Z X, *et al.*. Tuning of Fano resonances in terahertz metamaterials[J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 117(6): 063107.
- 14 Singh R, Cao W, Alnaib I, *et al.*. Ultrasensitive terahertz sensing with high- Q Fano resonances in metasurfaces[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(17): 171101.
- 15 Singh R, Alnaib I, Cao W, *et al.*. The Fano resonance in symmetry broken terahertz metamaterials[J]. *Terahertz Science & Technology IEEE Transactions*, 2013, 3(6): 820-826.
- 16 Alnaib I, Jansen C, Singh R, *et al.*. Novel THz metamaterial designs: from near-and far-field coupling to high- Q resonances [J]. *Terahertz Science & Technology IEEE Transactions*, 2013, 3(6): 772-782.
- 17 Liu Ran, Shi Jinhui, Plum E, *et al.*. Tuning Fano resonances in a planar metamaterial[J]. *Acta Phys Sin*, 2012, 61(15): 154101.
- 刘 冉, 史金辉, Plum E, 等. 基于平面超材料的 Fano 谐振可调谐研究[J]. 物理学报, 2012, 61(15): 154101.
- 18 Alnaib I, Singh R, Rockstuhl C, *et al.*. Excitation of a high- Q subradiant resonance mode in mirrored single-gap asymmetric split ring resonator terahertz metamaterials[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(7): 071108.
- 19 Born N, Alnaib I, Jansen C, *et al.*. Excitation of multiple trapped-eigenmodes in terahertz metamolecule lattices[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(10): 101107.
- 20 Alnaib I, Yang Y, Dignam M M, *et al.*. Ultra-high Q even eigenmode resonance in terahertz metamaterials[J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 106(1): 011102.
- 21 Ibraheem A N, Erik H, Carsten R, *et al.*. Conductive coupling of split ring resonators: a path to THz metamaterials with ultrasharp resonances[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(18): 183903.

栏目编辑: 张 雁