

# 基于平面超材料的 Fano 谐振可调谐研究\*

刘冉<sup>1)</sup> 史金辉<sup>1)3)†</sup> E. Plum<sup>2)</sup> V.A. Fedotov<sup>2)</sup> N.I. Zheludev<sup>2)</sup>

1) (哈尔滨工程大学理学院, 哈尔滨 150001)

2) (Optoelectronics Research Center, University of Southampton, Southampton SO17 1BJ, UK)

3) (东南大学毫米波国家重点实验室, 南京 210096)

(2011 年 11 月 21 日收到; 2012 年 1 月 9 日收到修改稿)

基于两段相同金属分裂环谐振器构成的单层结构, 从理论及实验方面研究了平面超材料的可调谐 Fano 谐振. 实验测量了平面超材料对 TE 和 TM 入射波的电磁响应, 利用电磁波的入射角度控制 Fano 谐振的强度, 实现了谐振的开关特性, 谐振频率红移可达到 21%. 基于有限元法给出了平面超材料的场分布, 强的正常色散表明平面超材料的电磁响应可类比经典电磁诱导透明现象, 仿真与实验结果相符合. 对称结构超材料 Fano 谐振的开/关特性为超材料性能的可调谐控制提供了有效途径.

**关键词:** 电磁超材料, 束缚模, Fano 谐振, 电磁诱导透明

**PACS:** 41.20.Jb, 42.25.Ja, 78.20.-e

## 1 引言

2001 年, 科学家首次制造出在微波波段具有负介电常数和负磁导率的超材料 (metamaterials, 新型人工电磁材料), 证实了负折射现象的存在<sup>[1]</sup>, 自此超材料在国际电磁科学领域引起了广泛的关注<sup>[2]</sup>, 通过单元结构设计来控制超材料的电磁谐振<sup>[3-5]</sup>. 谐振现象在自然界中普遍存在, 有洛伦兹型和 Fano 型之分, 具有非对称谱线形状的 Fano 谐振是量子系统的显著特性之一<sup>[6]</sup>. 最近, 研究者在表面等离子体纳米结构和超材料中发现了 Fano 谐振, 并进行了深入研究<sup>[4]</sup>. Fano 谐振陡峭的色散特性十分重要, 可在众多领域中得到应用, 例如慢光<sup>[7-13]</sup>、传感<sup>[14,15]</sup>、非线性<sup>[16]</sup>及光开关<sup>[17]</sup>等方面. 在不同长度金属弧构成的非对称谐振环阵列中, 首先发现了超材料的 Fano 谐振, 当外加电场极化方向平行于金属线方向时, 入射电磁波在 2 个金属弧上可

激发出呈现反对称分布的表面电流, 从而导致高  $Q$  值的谐振, 该谐振被称为束缚模 (trapped mode) 谐振, 具有非对称的 Fano 谱线形状, 可类比电磁诱导透明现象 (electromagnetically-induced transparency, EIT)<sup>[18]</sup>. Fano 谐振的  $Q$  值受损耗限制, 目前可以利用光抽运增益介质 (如半导体量子点<sup>[19,20]</sup>) 或者超导体超材料<sup>[21]</sup>来补偿或者消除焦耳损耗, 进而提高 Fano 谐振性能. 此外, Fano 谐振的可调性也备受关注, 当超导体超材料的温度在其超导临界温度附近变化时, 可以实现 Fano 谐振的调谐<sup>[21]</sup>, 然而超导超材料的实验条件较为苛刻, 不易实现; 但普遍的方法是通过超材料的结构设计来控制暗模 (dark mode) 与亮模 (bright mode) 之间的耦合强度, 从而调谐 Fano 谐振的特性<sup>[18,22-24]</sup>, 然而超材料制备后就很难改变其单元结构几何参数, 因此需要一个实用的方法来控制 EIT 现象和 Fano 谐振. 通常, 用于研究 EIT 现象的超材料在平面内至多有一个对称轴, 即  $C1$  对称 (至少旋转  $360^\circ$  与自身重合),

\* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 11104043), 黑龙江省自然科学基金 (批准号: LC201006), 中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: HEUCF 20111113), 中国博士后基金 (批准号: 2012M511651) 和哈尔滨市青年科技创新人员专项基金 (批准号: 2012RFLXG030) 资助的课题.

† E-mail: hrbeusjh@gmail.com

由于结构的非对称性, 垂直入射的电磁波便可激发出 EIT 现象<sup>[7-10,18,21]</sup>, 而对于具有  $C_2$  对称结构 (至少旋转  $180^\circ$  与自身重合) 的平面超材料, 在同一频率范围内正入射的电磁波无法导致 EIT 现象, 因此研究甚少. 借助电磁波的倾斜入射, 可实现  $C_2$  对称平面超材料的 EIT 现象, 但仅局限于光波段的理论研究<sup>[25]</sup>.

本文设计了  $C_2$  对称结构的单层平面超材料, 通过改变电磁波的入射方向调控超材料的 Fano 谐振. 实验测量了平面超材料在不同角度下对 TE 和 TM 入射波的电磁响应, 基于有限元法给出了数值仿真, 研究了入射角对 Fano 谐振  $Q$  值及谐振频率的调控. 该方法实现了超材料的可调性, 简单而又可行, 避免了其他超材料调谐方法中存在的问题.

## 2 设计与实验测试

对于  $C_1$  结构平面超材料, 无论电场偏振方向平行于结构对称轴还是垂直于对称轴, 都可以激发超材料多个谐振模式, 而电场偏振垂直于结构对称轴时, 可激发出最低阶的谐振模式<sup>[26]</sup>. 文献 [18] 中研究的超材料为  $C_1$  结构, 电场偏振垂直于结构对称轴, 即结构相对于电场方向表现为非对称性, 在其研究的频率范围内最低阶谐振被垂直入射的电磁波激发, 而在同一频率范围内垂直入射的电磁波无法激发  $C_2$  结构超材料的束缚模谐振.  $C_2$  对称结构超材料束缚模谐振的研究尚罕见报道, 本文主要研究  $C_2$  对称开口环 (symmetrically split rings, SSR) 超材料对不同入射角度电磁波的响应, 入射角度可有效控制电磁诱导透明现象, 这一方式在光波段已得到了数值验证<sup>[25]</sup>.

超材料的结构如图 1 所示, 厚度为  $35\ \mu\text{m}$  的铜金属环结构周期地刻蚀在  $1.6\text{ mm}$  厚的 FR4 基板上, 其周期为  $15\text{ mm}$ , 实验样品的总尺寸为  $220\text{ mm} \times 220\text{ mm}$ , 入射电磁波的波矢  $\mathbf{k}$  与超材料平面法向量  $\mathbf{n}$  之间的夹角记为入射角  $\alpha$ . 平面超材料基本结构单元的具体参数如图 1(b) 所示, SSR 由 2 段完全相同的金属弧构成, 相对于  $x, y$  坐标轴对称 (即  $C_2$  对称), 金属弧中心半径为  $6.0\text{ mm}$ , 线宽为  $0.8\text{ mm}$ , 所对应的弧度角为  $160^\circ$ . 在微波暗室中采用宽带喇叭天线 (Schwarzbeck BBHA9120D) 和网络分析仪 (Agilent E8364B) 对超材料进行测量, 实验中采用一对介质透镜对电磁波进行准直, 并

利用吸波材料减弱实验样品的边缘散射. 考虑到样品实际尺寸有限, 倾斜测量时实际有效测量面积变小, 导致测量误差较大, 因此实验中入射角局限为  $0^\circ\text{--}50^\circ$ , 在  $4\text{--}14\text{ GHz}$  频率范围内测量超材料对 TE 和 TM 波的电磁响应, TE 波电场极化方向平行于图 1(a) 的  $y$  轴, 而 TM 波磁场方向则平行于图 1(a) 的  $y$  轴.

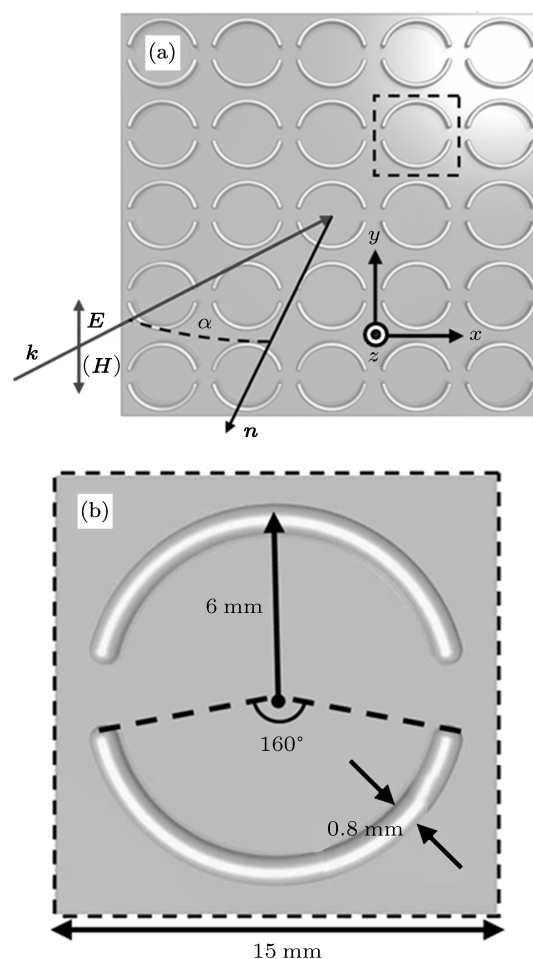


图 1 对称型平面超材料结构示意图

不同入射角  $\alpha$  情况下透射测量曲线如图 2 所示. 垂直入射时, TE 和 TM 波都仅能激发一个电偶极子谐振. 随着入射角的增大, SSR 超材料被激发出更多的谐振模式, TM 波在  $12\text{--}14\text{ GHz}$  之间激励出另一个较弱的谐振, 而 TE 波则可激发出较为明显的 Fano 谐振. 对于平面超材料的 TE 波响应, 在低频段, 谐振 IV 基本上不会随着倾角  $\alpha$  的增大而移动, 谐振频率维持在  $5.8\text{ GHz}$  附近; 在高频段, 当  $\alpha = 0^\circ$  时 (电磁波正入射到结构表面), 仅能激发谐振频率为  $11.3\text{ GHz}$  的电偶极子谐振, 这种情

况下在两个金属弧上不会出现反对称的电流振荡, 因此不能产生束缚模谐振. 而随着  $\alpha$  的增大, 在两个透射极小值之间出现了窄的通带 II (对应反射率极小值), 即为 Fano 型束缚模谐振, 谐振频率向低频段偏移, 当  $\alpha = 50^\circ$  时, 谐振 II 最明显, 其谐振频率红移达 21%. 入射角度的变化实现了 Fano 谐振的开/关过程.

### 3 数值仿真研究

为了更好地解释实验现象, 基于有限元法数值模拟了平面超材料对入射电磁波的响应, 如图 3 所示. 在微波段, 基底 FR4 的介电常数  $\varepsilon = 4.05 - 0.05i$ , 金属铜视为完美导体. 从图 3 可以看出, 入射角对超材料谐振可进行有效的控制, 透射峰对应于反射率谷, 透过率的仿真结果图 3(a), (c) 与实验结果图 2(a), (b) 相符合. 正入射时, TE 入射波仅能激发 11 GHz 附近的电偶极子谐振, 而 TM 入射波则激发出 6.5 GHz 附近的电偶极子谐振. 电磁波倾斜入射时, TM 波在 12—14 GHz 之间激发出另一个较弱的高阶谐振, TE 波则激发出多个谐振, 形成透射峰 II 和 IV. 平面超材料对 TE 和 TM 入射波表现出不同的电磁响应可由入射波的磁场分量解释: TM 入射波无磁场分量穿过 SSR 超材料表面, 其电场分量不能有效激发 C2 对称结构的束缚模谐振; TE 入射波的磁场分量可穿过 SSR 超材料表面, 且

角度的增加会导致更强的磁场 ( $|H_{0z}| = |H_0| \sin \alpha$ ) 穿过 SSR 超材料表面, 尽管结构本身为 C2 对称, 但由于入射波磁场分量  $|H_0|$  在  $z$  方向的作用, 整个系统的对称性已破坏, 因而超材料对 TE 入射波响应剧烈 [25]. 仿真结果中的谐振强于实验结果, 这主要是由于实验过程中存在边缘散射, 入射角越大边缘散射越强, 而仿真过程中超材料被假设为无限大 (Floquet 模求解 [27]), 未考虑实际测量过程中的边缘散射, 造成了实验与仿真之间的差异.

图 4(a) 给出了超材料透射峰 (谐振 II)  $Q$  值的实验与理论计算结果, 二者符合较好, 随着入射角的增加,  $Q$  值逐渐增大. 当  $\alpha = 50^\circ$  时,  $Q$  值达到了 18 ( $Q = f/\Delta f$ , 其 3 dB 带宽为 0.6 GHz). 图 4(b) 给出了  $\alpha = 50^\circ$  时透射波的相位, 当透射谱出现 Fano 谐振峰时, 超材料表现出陡峭的色散关系 (图中阴影区域), 可类比经典的电磁诱导透明现象, 导致慢波效应, 增强电磁波与物质的相互作用. 大角度入射情况下, 由于样品尺寸有限, 实验结果误差较大, 不易获取, 图 4(c) 给出  $\alpha = 80^\circ$  时超材料的透射谱仿真结果, TM 入射波激发的高阶谐振增强, 但其透射谱线并无明显改变, 而 TE 入射波的透射谱变化较大, 透射峰 II 与 IV 的  $Q$  值明显增大, 谐振处的峰值透射率明显减低, 同时在 12 GHz 附近出现第三个透射峰, 这一变化主要源于 TE 入射波磁场分量的影响.

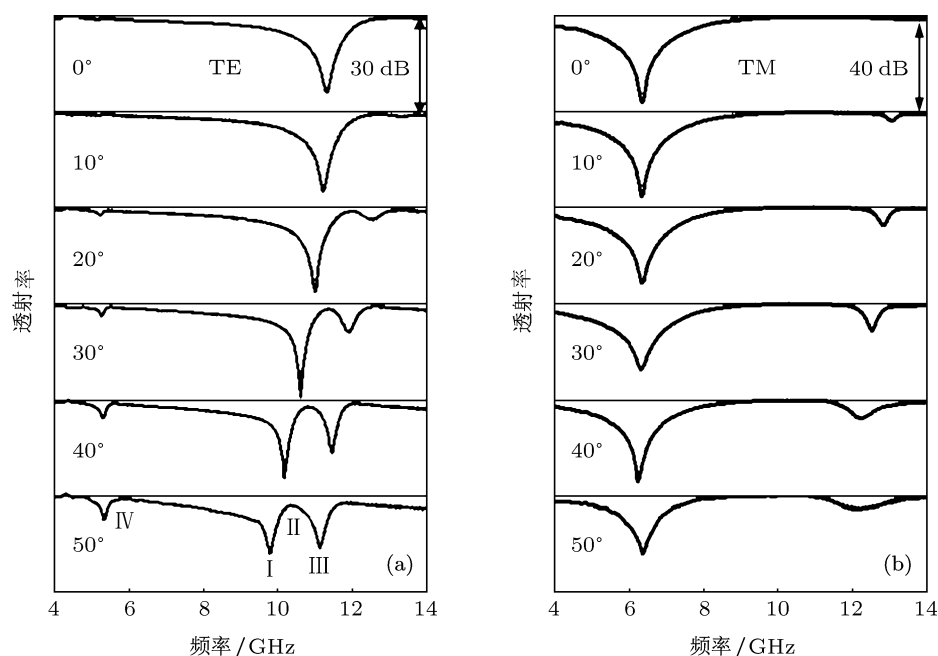


图 2 不同入射角度下平面 SSR 超材料的实验结果

垂直入射的电磁波仅能激发  $C2$  对称结构超材料的电偶极子谐振, 与自由空间耦合强, 导致其损耗较大, 而  $C1$  非对称结构的超材料则可被激发出磁偶极子谐振, 与自由空间耦合较弱, 损耗较低, 其显示出非对称型透射峰, 即被激发出束缚模谐振<sup>[18]</sup>. Fano 谐振具有非对称谱线形状, 其非对称性的产生可归因于彼此靠近的谐振透射和共振反射的共存, 可简单地理解为离散态 (局域态) 与连续态相互作用的结果. 下面主要分析 TE 入射波的超材

料响应,  $\alpha = 50^\circ$  时谐振 I, II, III 及 IV 处的磁场  $z$  分量如图 5 所示, 箭头代表瞬时电流方向, 虚线代表 SSR 的对称轴, 即  $y$  轴. 倾斜入射时, 入射波的磁场分量将穿过 SSR 超材料表面, 同时 SSR 超材料的表面激励产生时延, 反对称的表面电流形式被激励. 谐振 II 及 IV 的表面电流较强, 且反对称分布的电流占主导地位, 产生磁偶极子, 与自由空间耦合较弱, 绝大部分能量集中在超材料表面. 而谐振 I 及 III 表现出电偶极子谐振, 对应反射率极大值.

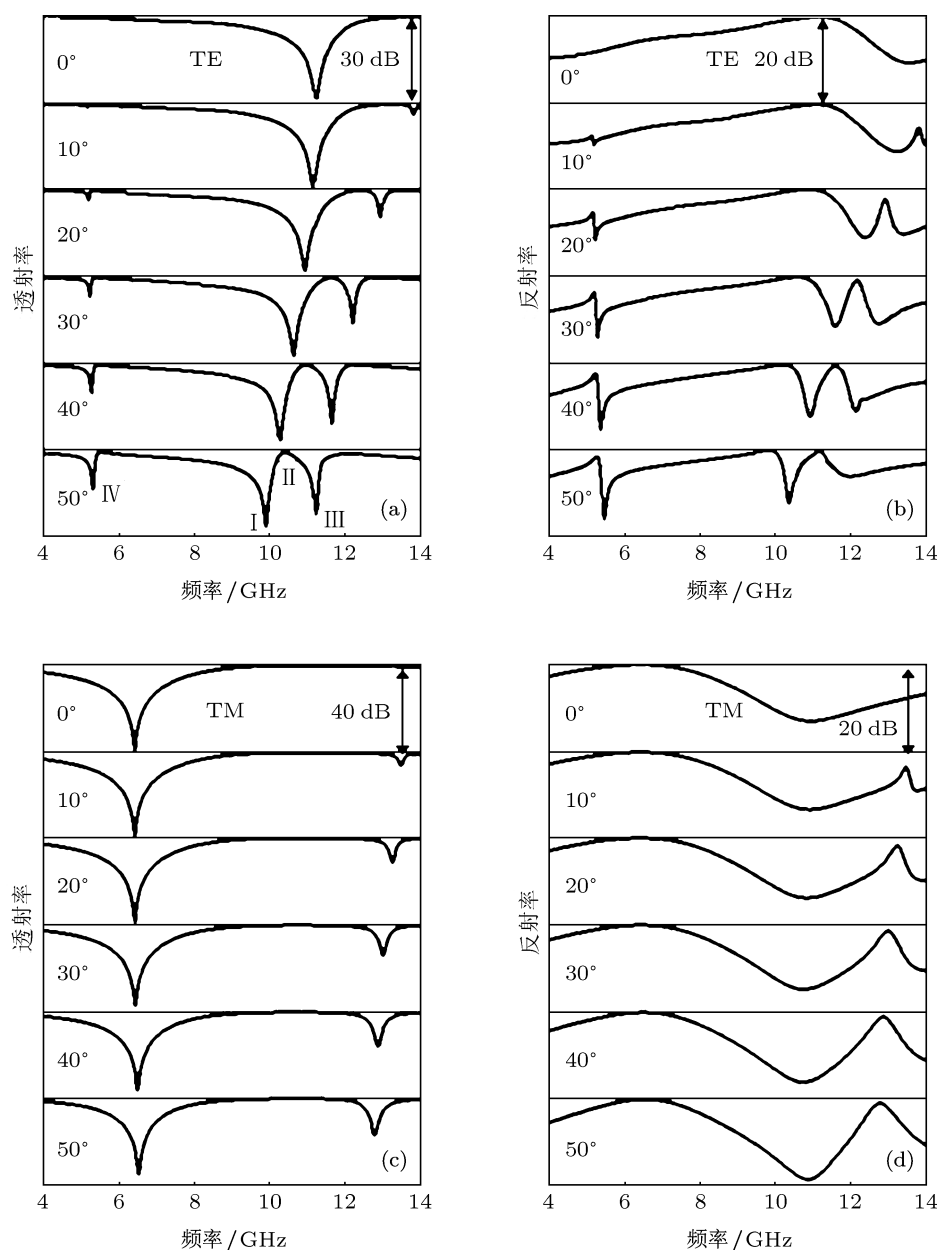


图 3 不同入射角下 SSR 超材料的仿真结果

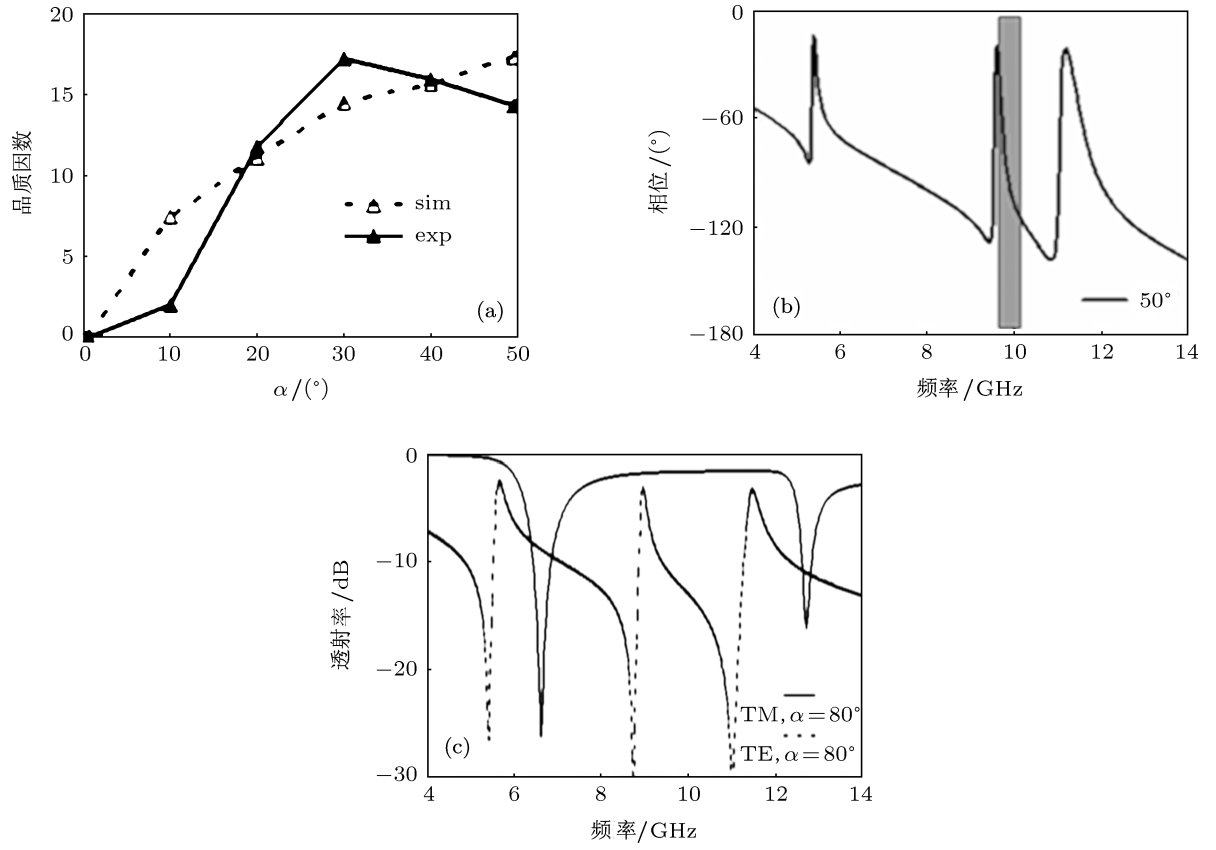


图4 (a) SSR 超材料谐振 II 的  $Q$  值; (b)  $\alpha = 50^\circ$  的透射相位; (c)  $\alpha = 80^\circ$  的透射谱

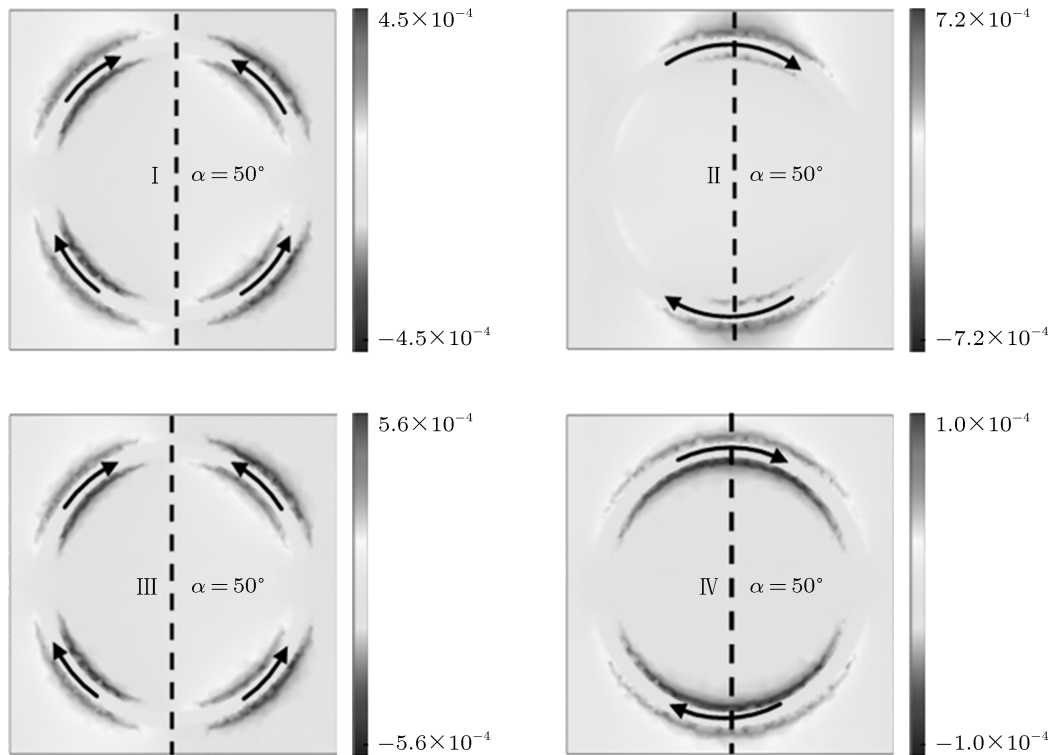


图5  $\alpha = 50^\circ$  时谐振 I, II, III 及 IV 处磁场  $z$  分量场图

实际上, Fano 型束缚模谐振的反对称电流振荡主要取决于金属弧线上表面电流密度的  $x$  分量. 不同入射角下表面电流密度  $x$  分量与入射频率之间的关系如图 6 所示. 在低频段,  $\alpha = 0^\circ$  时无谐振 IV, 随着入射角增大, 出现了反对称电流分布, 形成谐振 IV; 在高频段, 垂直入射时两个金属弧上的

净表面电流  $x$  分量均为 0, 随着入射倾角从  $0^\circ$  增加到  $50^\circ$ , 在两个金属弧上出现了相位相反、幅值相近的电流分布, 且电流幅值增长 10 倍, 谐振频率发生红移, 从 13.2 GHz 降至 10.4 GHz. 反向电流分布产生的远场辐射将相互抵消, 导致电磁波能量局域在超材料表面, 保证了较高  $Q$  值的谐振.

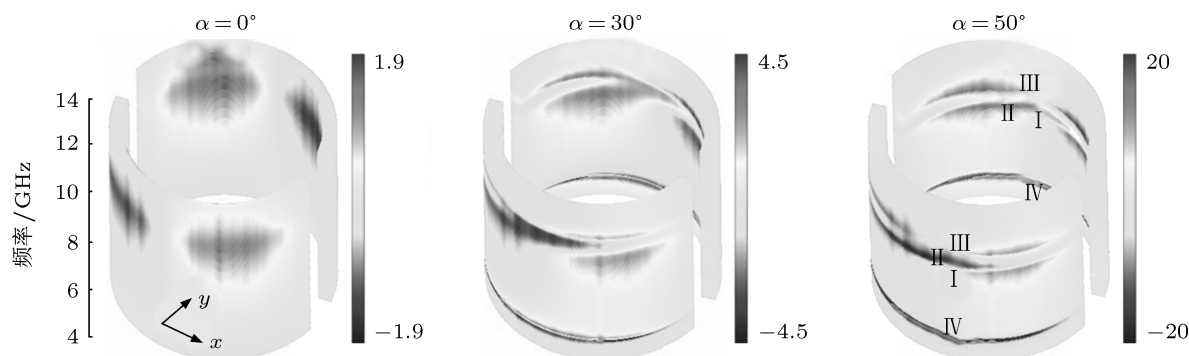


图 6 入射角  $\alpha$  分别为  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $50^\circ$  时表面电流密度  $x$  分量的分布图

## 4 结 论

本文通过数值仿真和实验研究了  $C_2$  对称 SSR 型平面超材料的 Fano 谐振, 入射波角度能够有效控制谐振强度, TE 入射波的磁场分量有助于激发束缚模谐振. 通过简单地控制电磁波的入射角度, 实现了 Fano 谐振的开/关、控制谐振品质因数以及得到了束缚模谐振红移 21% 的结果. SSR 平面超材

料结构制造工艺简单, 现有的微、纳米加工技术可以轻松实现, 而且可以通过控制入射角来调谐超材料性能. 入射角的调控方式可以应用于其他电磁谱区域. SSR 平面超材料显示出类似于电磁诱导透明的行为, 可以使其在慢光方面有着重要应用, 而且其产生的局域能量增强特性可以应用到非线性和增益超材料领域.

- [1] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [2] Zheludev N I 2011 *Opt. & Photonics News* **22** 30
- [3] Yang Y M, Wang J F, Xia S, Bai P, Li Z, Wang J, Xu Z, Qu S B 2011 *Chin. Phys. B* **20** 014101
- [4] Luk'yanchuk B, Zheludev N I, Maier S A, Halas N J, Nordlander P, Giessen H, Chong C 2010 *Nat. Mater.* **9** 707
- [5] Bao S, Luo C R, Zhao X P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 014101 (in Chinese) [保石, 罗春荣, 赵晓鹏 2011 物理学报 **60** 014101]
- [6] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866
- [7] Papasimakis N, Fedotov V A, Zheludev N I, Prosvirnin S L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 253903
- [8] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [9] Tassin P, Zhang L, Koschny T, Economou E N, Soukoulis C M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 053901
- [10] Chiam S Y, Singh R, Rockstuhl C, Lederer F, Zhang W L, Bettiol A A 2009 *Phys. Rev. B* **80** 153103
- [11] Liu N, Langguth L, Weiss T, Kästel J, Fleischhauer M, Pfau T, Giessen H 2009 *Nat. Mater.* **8** 758
- [12] Papasimakis N, Zheludev N I 2009 *Opt. & Photonics News* **20** 22
- [13] Miroshnichenko A E, Flach S, Kivshar Y S 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2257
- [14] Liu N, Weiss T, Mesch M, Langguth L, Eigenthaler U, Hirscher M, Sönnichsen C, Giessen H 2010 *Nano Lett.* **10** 1103
- [15] Lahiri B, Khokhar A Z, De La Rue R M, McMeekin S G, Johnson N P 2009 *Opt. Express* **17** 1107
- [16] Nikolaenko A E, De Angelis F, Boden S A, Papasimakis N, Ashburn P, Di Fabrizio E, Zheludev N I 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 153902
- [17] Sámson Z L, MacDonald K F, De Angelis F, Gholipour B, Knight

- K, Huang C C, Di Fabrizio E, Hewak D W, Zheludev N I 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 143105
- [18] Fedotov V A, Mladonov P L, Prosvirnin S L, Rogacheva A V, Chen Y, Zheludev N I 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 167401
- [19] Plum E, Fedotov V A, Kuo P, Tsai D P, Zheludev N I 2009 *Opt. Express* **17** 8548
- [20] Tanaka K, Plum E, Ou J Y, Uchino T, Zheludev N I 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 227403
- [21] Fedotov V A, Tsiatmas A, Shi J H, Buckingham R, de Groot P, Chen Y, Wang S, Zheludev N I 2010 *Opt. Express* **18** 9015
- [22] Singh R, Al-Naib I A I, Koch M, Zhang W L 2011 *Opt. Express* **19** 6312
- [23] Xiao X, Wu J, Miyamaru F, Zhang M, Li S, Takeda M W, Wen W, Sheng P 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 011911
- [24] Plum E, Tanaka K, Chen W T, Fedotov V A, Tsai D P, Zheludev N I 2011 *J. Opt.* **13** 055102
- [25] Lu Y H, Rhee J Y, Jang W H, Lee Y P 2010 *Opt. Express* **18** 20912
- [26] Rockstuhl C, Lederer F, Etrich C, Zentgraf T, Kuhl J, and Giessen H 2006 *Opt. Express* **14** 8827
- [27] Yang R, Xie Y J, Li X F, Jiang J, Wang Y Y, Wang R 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 901 (in Chinese) [杨锐, 谢拥军, 李晓峰, 蒋俊, 王元源, 王瑞 2009 物理学报 **58** 901]

# Tuning Fano resonances in a planar metamaterial\*

Liu Ran<sup>1)</sup> Shi Jin-Hui<sup>1)3)†</sup> Plum Eric<sup>2)</sup> Fedotov Vassili<sup>2)</sup> Zheludev Nikolay<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> ( College of Science, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China )

<sup>2)</sup> ( Optoelectronics Research Center, University of Southampton, Southampton SO17 1BJ, UK )

<sup>3)</sup> ( State Key Laboratory of Millimeter Waves, Southeast University, Nanjing 210096, China )

( Received 21 November 2011; revised manuscript received 9 January 2012 )

## Abstract

We demonstrate the tuning of Fano resonances in a symmetric planar metamaterial both experimentally and theoretically, on the basis of a unit cell consisting of two identical split ring resonators. The electromagnetic responses of the planar metamaterial to incident TE and TM waves are measured. By controlling the excitation of the Fano-type trapped-mode resonance via the angle of incidence, the resonance can be switched on/off and the resonance is red-shifted by up to 21%. Based on the finite element method, the field distributions are presented and a very sharp normal phase dispersion renders the response of the structure a metamaterial analog of classical electromagnetically-induced transparency (EIT). The simulated results are in good agreement with the measured ones. The switching feature of the trapped mode resonance in symmetric metamaterial can provide an easy approach to tuning the performance of metamaterial.

**Keywords:** metamaterials, trapped mode, Fano resonance, electromagnetically-induced transparency

**PACS:** 41.20.Jb, 42.25.Ja, 78.20.-e

\* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11104043), the Natural Science Foundation of Heilongjiang Province, China (Grant No. LC201006), the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No. HEUCF20111113), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2012M511651), and the Special Foundation for Harbin Young Scientists (Grant No. 2012RFLXG030).

† E-mail: hrbeusjh@gmail.com