

基于三维耦合的多波段宽带电磁诱导透明分析

李广森, 延凤平*, 王伟, 乔楠

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 设计了一种平面-立式相结合且能够通过三维耦合方式实现多波段宽带电磁诱导透明效应的超材料。通过3个立式开口环与平面闭合方环相互耦合,该超材料结构实现了0.68 THz与1.09 THz双波段的电磁诱导透明现象,带宽分别可达0.38 THz与0.74 THz。通过拆分表面金属结构并相互对比,分别研究了该超材料结构实现多波段与宽带电磁诱导透明效应的机理,同时分析了3个开口环的间距、臂长对电磁诱导透明强度与带宽的影响。仿真分析表明:该超材料结构能够于太赫兹波段实现多频点高强度的慢光效应,并具有较高的折射率灵敏度,在光缓存器件与折射率传感领域有一定的应用价值。

关键词 材料; 超材料; 电磁诱导透明; 多波段; 宽带; 慢光效应; 折射率传感

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP55.121601

Analysis of Multiband and Broadband Electromagnetically Induced Transparency Based on Three-Dimensional Coupling

Li Guangsen, Yan Fengping*, Wang Wei, Qiao Nan

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

Abstract In this paper, a planar and vertical combination of metamaterial that can realize the multiband and broadband electromagnetically induced transparency effect by three-dimensional coupling is designed. Through the coupling of three vertical split ring resonators (SRRs) and one planar square closed loop (SCL), the electromagnetically induced transparency of the metamaterial is realized at 0.68 THz and 1.09 THz. The bandwidth can reach 0.38 THz and 0.74 THz, respectively. By comparing and splitting the structures, the physical mechanism of electromagnetically inducing transparency through multiband and broadband is studied. Besides, the influences of the distance between the three SRRs and their arm-lengths on the intensity and bandwidth of the electromagnetically induced transparency are analyzed. The simulation show that the structure of metamaterial can achieve slow light effect with high intensity at multiple frequency points and high refractive index sensitivity in terahertz range. It has some application value in the field of optical buffer devices and refractive index sensing.

Key words materials; metamaterial; electromagnetically induced transparency; multiband; broadband; slow light effect; refractive index sensing

OCIS codes 160.3918; 300.6495; 230.5750; 280.4788

1 引言

超材料^[1-3]是一种人工合成的具有周期性单元结构的宏观材料,通过合理的材料选择及结构参数设计,能够实现电磁波某些奇异特性的控制与调节,如负折射率^[4-5]、吸收体^[6-7]、抗反射增透膜^[8-9]、电磁诱导透明^[10-11](EIT)等。

EIT效应是指在耦合光干涉下,频率与跃迁能级相符的探测光通过介质时产生透射峰的现象^[12]。伴随该现象产生的慢光效应^[13]、高折射率灵敏度^[14]等特性被广泛应用于光缓存^[15]、折射率传感^[16]领域。在原始的原子系统^[17]中,EIT效应的实现往往需要超低温^[18]、强光抽运^[19]等苛刻条件,因此利用超材料实现EIT效应已成为当前的研究热

收稿日期: 2018-04-22; 修回日期: 2018-06-28; 录用日期: 2018-07-08

基金项目: 国家自然科学基金(61327006,61620106014)

* E-mail: fpyan@bjtu.edu.cn

点。2009年,Chaim等^[20]通过开口环(SRR)与闭合方环(SCL)组成的超材料结构在太赫兹波段实现了高 Q 值的EIT效应。2010年,Tang等^[21]基于混合等离子体超材料结构实现了远红外波段的EIT效应,该结构能够在特定频率下产生较强的慢光效应。同年,Bai等选择碲化铜半导体作为超材料的基底^[22],实现了太赫兹波段的EIT效应,他们通过调节温度来改变半导体材料的载流子浓度,从而改变超材料的谐振频率,实现主动控制。2015年,Zhao等^[23]设计的基于石墨烯的主动式超材料结构实现了近红外波段的EIT效应,通过外加偏压可改变石墨烯材料的费米能级,从而实现主动控制EIT透射峰的谐振频率。大多数对超材料EIT效应的研究都是基于平面结构设计最终实现单波段、窄带的透射峰,因此多波段及宽带EIT的超材料设计更为困难。2012年,Zhu等^[24]通过三块矩形金属条相互耦合在微波波段实现了双波段的窄带EIT效应。2017年,Ning等^[25]设计的基于石墨烯与半导体的超材料结构通过多种明暗模式结构相互耦合,在太赫兹波段实现了宽带EIT效应,并在多个频点出现了明显的慢光效应。以上对超材料的研究大都采用平面结构^[26]。

三维立体结构^[27]具有多电磁耦合^[28]方式、多维度调节等优势,更易实现多波段^[29]宽带的EIT超材料设计。2018年,Su等^[30]设计的基于站立式双开口环增透膜结构通过多次反射相互干涉,在太赫兹波段实现了宽带的高透射效应,为超材料中站立式结构的应用提供了一个新思路。目前,在EIT领域,站立式-平面相结合的三维立体结构的研究相对较少。

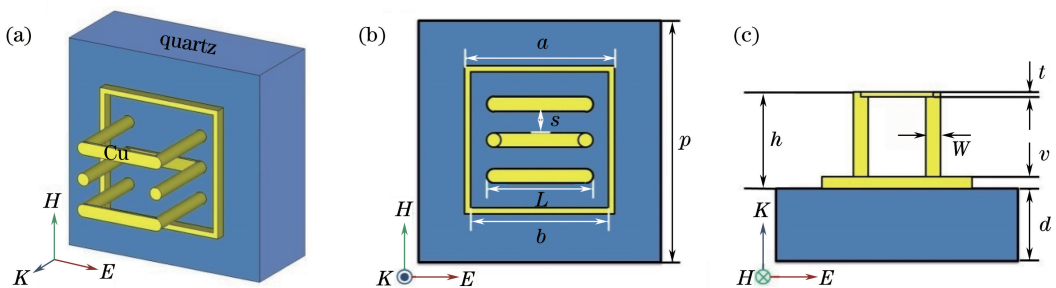


图1 超材料结构图。(a)三维图;(b)正视图;(c)仰视图

Fig. 1 Structural drawings of metamaterial. (a) 3D view; (b) front view; (c) upward view

3 仿真结果及分析

3.1 多波段EIT仿真分析

为研究多波段EIT效应产生的原理,利用电磁

本课题组设计了一种平面-立式相结合的三维立体耦合式超材料结构,利用基于有限积分法(FIT)^[31]的电磁仿真软件CST Microwave Studio进行仿真试验。结果表明,立式正向单开口环(SSRR)、反向双开口环(DSRR)与平面闭合方环(SCL)于三维立体结构中两两相互耦合,在太赫兹波段实现了双波段、宽带的EIT效应。通过对比正向单开口环、反向双开口环与平面闭合方环的单独耦合结果,分析该EIT效应产生的物理机理,并研究三个开口环的间距与臂长对EIT透射峰带宽的影响。在此基础上,对该超材料结构的慢光效应与折射率传感性能进行仿真分析。与之前研究的EIT超材料相比,所提结构能够实现双波段且频带均较宽的EIT效应,具有更高的折射率灵敏度,同时能在多个频点出现明显的慢光效应,在折射率传感器及光缓存领域具有一定的应用价值。

2 EIT超材料结构设计

所设计的多波段宽带EIT超材料的单元结构如图1所示,单元周期 $p=100\ \mu\text{m}$ 。该结构由石英基底与金属铜构成,石英基底的厚度 $d=30\ \mu\text{m}$,介电常数 $\epsilon=3.75$ 。3个结构参数相同的正、反向开口环垂直布置于基底之上,开口环的材料选用金属铜,电导率 $\sigma=5.8\times 10^7\ \text{S/m}$,底长 $L=44\ \mu\text{m}$,厚度 $t=1.5\ \mu\text{m}$,圆柱体双臂直径 $W=6\ \mu\text{m}$,臂长 $h=40\ \mu\text{m}$,开口环之间的距离 $s=8\ \mu\text{m}$ 。与开口环实现立体耦合作用的平面闭合方环的厚度 $v=5\ \mu\text{m}$,外边长 $a=62\ \mu\text{m}$,内边长 $b=57\ \mu\text{m}$ 。外加电场 E 、磁场 H 分别平行、垂直于开口环平面,电磁波入射方向 K 与石英基底表面垂直。

仿真软件CST Microwave Studio对图1所示完整结构(结构I)、去掉正向单开口环的结构(结构II)以及去掉反向双开口环的结构(结构III)进行仿真,结果如图2所示。蓝色点划线表示结构II对入射电

磁波的响应,作为明模的立式反向双开口环与作为暗模的平面闭合方环相互耦合,在 1.01 THz 处出现了明显的透射峰。绿色虚线表示结构Ⅲ对入射电磁波的响应,作为明模的立式正向单开口环与作为暗模的平面闭合方环相互耦合,在 1.04 THz 处透射率达到峰值,产生了强烈的电磁诱导透明效应。红色实线表示结构Ⅰ对入射电磁波的响应,作为明模的立式反向双开口环、正向单开口环分别与作为暗模的平面闭合方环耦合,在 0.68 THz 与 1.09 THz 两个频点均出现透射峰,且其带宽分别为 0.38 THz 与 0.74 THz,较 0.1 THz 带宽左右的传统窄带结构更宽,实现了双波段、宽带的 EIT 效应。

绘制完整结构Ⅰ在 0.68 THz 与 1.09 THz 处的电磁场分布,如图 3 所示。图 3(a)、(c)分别为 0.68 THz 处的电场分布和磁场分布,此时能量主要集中在反向双开口环与闭合方环附近,双开口环附近的能量明显更多,可见其为明模式;当电磁波入射

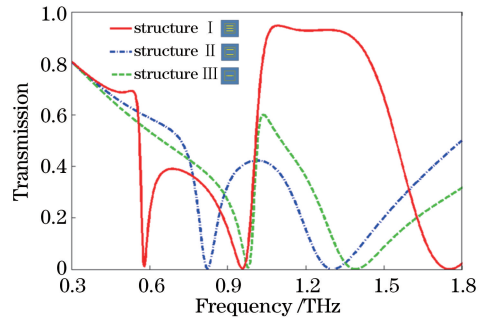


图 2 三种结构的 EIT 效应

后与作为暗模式的闭合方环发生耦合,产生第一个谐振透射峰。图 3(b)、(d)分别为 1.09 THz 处的电场分布和磁场分布,此时能量主要集中在正向单开口环与闭合方环附近;同理,由二者能量分布强度可见,明模式的单开口环与暗模式的闭合方环发生强烈的电磁耦合,产生第二个具有更高强度的谐振透射峰。

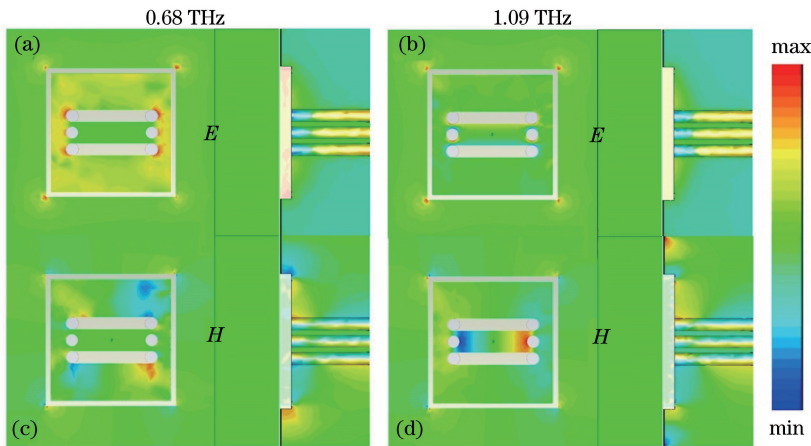


图 3 电场分布与磁场分布。(a) 0.68 THz 处的电场分布;(b) 1.09 THz 处的电场分布;
(c) 0.68 THz 处的磁场分布;(d) 1.09 THz 处的磁场分布

Fig. 3 Electric and magnetic fields. (a) Electric field at 0.68 THz; (b) electric field at 1.09 THz;
(c) magnetic field at 0.68 THz; (d) magnetic fields at 1.09 THz

3.2 宽带 EIT 仿真分析

针对两个频点均出现宽带透射峰的现象,仿真研究立式反向双开口环、正向单开口环与平面闭合方环对电磁波的单独谐振响应,并与图 2 中的结构Ⅱ、Ⅲ进行对比,结果如图 4 所示。反向双开口环、正向单开口环、闭合方环单独作用对电磁波的谐振频率分别为 1.02, 1.21, 1.13 THz。观察图 4(c)所示的各分解结构的电磁场分布可以发现,在上述谐振频率下,电磁波能够与相应结构发生强烈的电磁谐振,产生图 4(a)、(b)所示的吸收峰。由图 4(a)可以发现,反向双开口环(蓝色虚线)形成的吸收峰较闭

合方环(绿色点划线)更加尖锐,图中相应场的电磁谐振更加强烈,故其作为明模式,闭合方环作为暗模式,二者耦合,形成带宽为 0.49 THz 的宽带透射峰(由于 EIT 效应的应用主要取决于其透射峰、谷随频率的变化,所以所述“带宽”定义为透射峰两谷的间距);同理,图 4(b)中明模式的正向单开口环与暗模式的闭合方环耦合,形成带宽为 0.42 THz 的宽带透射峰。以上两种结构形成的透射峰带宽均高于 0.1 THz 左右的传统窄带结构,具有明显的宽带特性。

比较图 4(a)、(b)中的蓝色曲线,注意到同样作

为明模式,图 4(b)中正向单开口环形成的吸收峰更加尖锐,Q 值(谐振的中心频率与-3 dB 带宽的比值)更高;同时,在电磁场分布方面,图 4(c)中明模

式的正向单开口环与电磁波发生谐振时,能量变化更剧烈,故其与暗模式的闭合方环耦合产生的 EIT 透射峰强度更高。

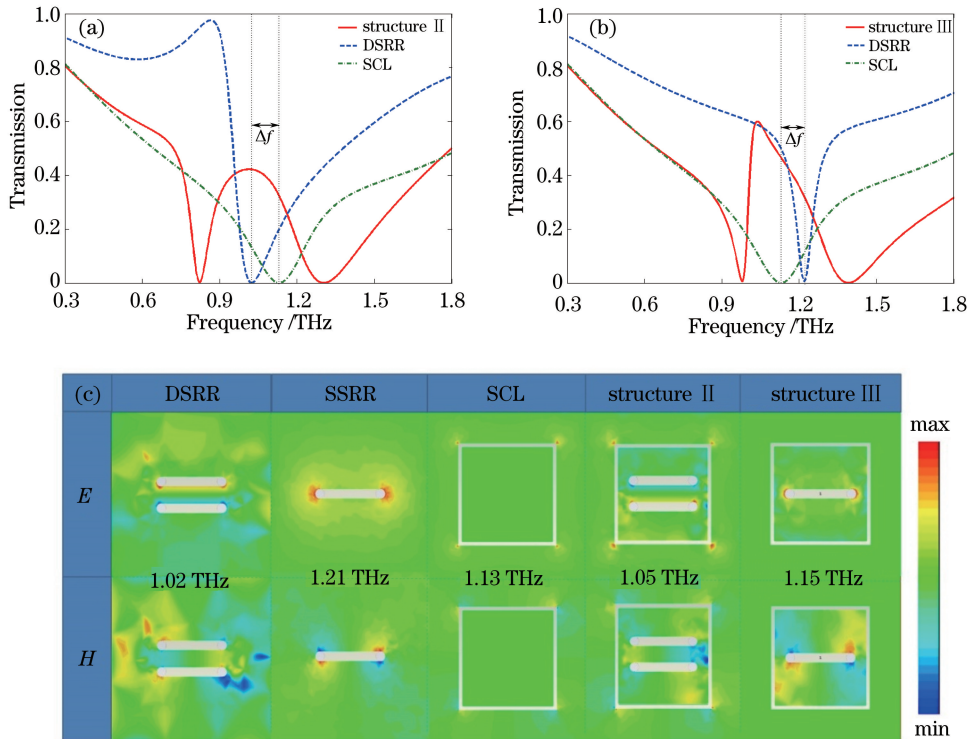


图 4 (a)反向双开口环的 EIT 效应;(b)正向单开口环的 EIT 效应;(c)各分解结构的电磁场分布

Fig. 4 (a) EIT effect of reverse double SRR; (b) EIT effect of forward single SRR;

(c) distributions of electromagnetic fields of various decomposed structures

注意到谐振频差(闭合方环与开口环谐振频率的差值)对透射峰带宽的影响,通过等比例调节闭合方环尺寸的大小,改变其单独作用下的谐振频率,进而改变其与开口环耦合的谐振频差。所设闭合方环中心谐振频率左侧约 0.1 THz 处开始出现明显的吸收峰,此时能够与开口环耦合产生 EIT 效应。故以图 2 中的结构 II 为例,调节闭合方环的大小,使谐振频差在 0~0.1 THz 区间递增,观察谐振频差的变化对 EIT 带宽的影响,结果如图 5 所示。红色实线表示谐振频差 $\Delta f=0$ 时的透射率分布,此时透射峰峰值强度为 0.35,带宽为 0.42 THz。随着 Δf 递增,其所对应的透射峰小幅蓝移,透射峰峰值与带宽均逐渐增大。当 $\Delta f=0.1$ THz 时,如紫色虚线所示,透射峰峰值为 0.43,带宽为 0.48 THz,均达到最大值。可见,在适当范围内增大谐振频差可有效拓宽透射峰的带宽,实现宽带 EIT 效应。

3.3 EIT 超材料结构参数的仿真分析

为研究超材料结构参数对 EIT 产生的影响,首先考虑 3 个开口环的间距 s 。通过调节参数 s 的大

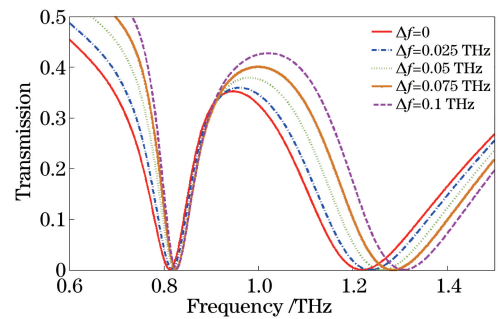


图 5 透射峰带宽与谐振频差的关系

Fig. 5 Relationship between the bandwidth of the transmission peak and the difference of resonance frequencies

小,观察其对应的 EIT 曲线的变化规律,仿真结果如图 6 所示。通过比较各曲线可以发现:由反向双开口环与闭合方环耦合产生的左侧 EIT 透射峰受参数 s 的影响更大;当 $s=8 \mu\text{m}$ 时,如红色实线所示,左侧 EIT 透射峰峰值为 0.4,带宽为 0.38 THz;随 s 递增,左侧 EIT 透射峰峰值逐渐降低,带宽逐渐减小;当 $s=16 \mu\text{m}$ 时,如紫色虚线所示,超材料结构仅产生峰值强度为 0.2、带宽为 0.17 THz 的左

侧 EIT 透射峰,右侧 EIT 透射峰由正向单开口环与闭合方环耦合产生,其峰值与带宽同样随参数 s 的增大而减小,但负相关程度相对较小。

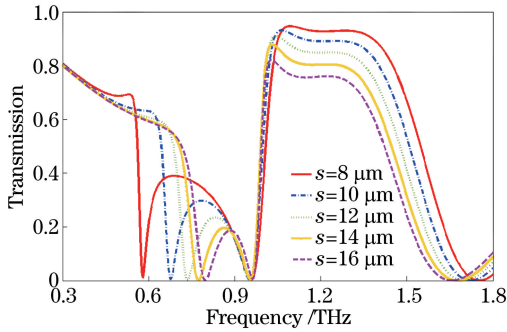


图 6 开口环间距对 EIT 效应的影响

Fig. 6 Effect of distance between the SRRs on EIT effect

进一步,观察图 3 中超材料结构的电磁场分布可知,立式开口环中起支撑作用的两臂同样可以响应入射电磁波,其臂长 h 会影响超材料结构对电磁波的谐振耦合作用。故考虑开口环臂长 h 对 EIT 效应的影响。由图 7 所示的仿真结果可以看出:当 $h=20 \mu\text{m}$ 时,如紫色虚线所示,反向双开口环与闭合方环耦合强度极低,左侧仅出现了微弱的 EIT 透射峰;随 h 递增,上述耦合作用逐渐增强,左侧 EIT 透射峰越发明显,宽度明显增大,并伴随有较大的红移;由正向单开口环与闭合方环耦合产生的右侧 EIT 透射峰带宽小幅减小,峰值强度略微提高,同时稍有红移;当 $h=40 \mu\text{m}$ 时,如红色实线所示,左右两侧均出现了宽带 EIT 透射峰,带宽分别为 0.38 THz 和 0.74 THz 。

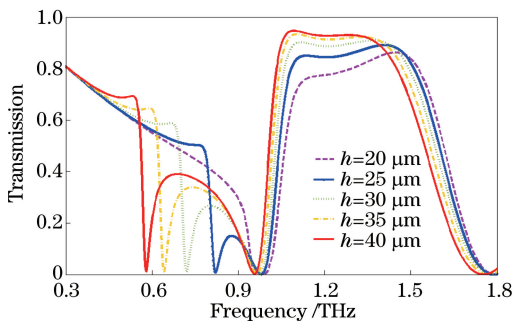


图 7 开口环臂长对 EIT 效应的影响

Fig. 7 Effect of the arm-length of SRRs on EIT effect

4 EIT 超材料的应用分析

4.1 光缓存

实际应用中,单一频率的色光通常难以实现,因此针对光速问题,应考虑复合光的群速度变化。电磁波在介质中传播时,其群速度与折射率、频率的关

系为

$$\nu_g = \frac{c}{n \left(1 + \frac{\omega}{n} \frac{dn}{d\omega} \right)}, \quad (1)$$

式中: ν_g 为波包群速度; c 为真空光速; n 为介质折射率; ω 为角频率。折射率随角频率的变化率 $dn/d\omega$ 能反映介质色散的大小。由(1)式可知,折射率 n 与 $dn/d\omega$ 越大,复合色光传播的群速度 ν_g 越小。

介质的折射率 n 可通过 S 参数反演算法^[32] 得到,表达式为

$$n = \frac{1}{kd} \arccos^{-1} \left[\frac{1}{2S_{21}} (1 - S_{11}^2 + S_{21}^2) \right], \quad (2)$$

式中: k 为电磁波的波数, $k=2\pi/\lambda$, λ 为波长; d 为介质厚度; S_{11} 、 S_{21} 参数能分别反映电磁波通过介质时的反射率和透射率,可通过 CST 电磁仿真软件计算得到。

将(1)式变形可得到电磁波的群折射率 n_g 的表达式:

$$n_g = \frac{c}{\nu_g} = n + \omega \cdot \frac{dn}{d\omega}. \quad (3)$$

n_g 能直观地反映复合光的慢光效应程度, n_g 越大, ν_g 越小,慢光效应越强烈。

EIT 效应产生时,会伴随出现折射率骤增、强烈色散的现象,这会使电磁波的波速减小,甚至减小为 0,该慢光效应能够应用于光缓存器件领域。通过 CST 电磁仿真软件计算得到图 2 中完整结构 I 的 S 参数曲线,根据(2)式利用 S 参数反演算法绘制其折射率曲线,进而通过(3)式得到其群折射率曲线,如图 8 所示。由图 8 可知,在 0.58 、 0.95 、 1.75 THz 这 3 个 EIT 透射谷频点处,伴随着双波段 EIT 效应的产生,折射率迅速增大,产生强烈的色散现象,对应的群折射率急剧增大,分别达到了 211.6 、 114.6 、 93.2 。前两个频点处的群折射率较文献^[20] 结构的 102.3 更高,慢光效应更加强烈。同时,与传统超材料结构相比,所设多波段、宽带 EIT 结构具有更多的慢光效应频点,且其宽带的透射峰使相应出现的慢光效应频点具有更高的覆盖频域。对开口环间距、臂长等结构参数进行灵活调节,可使该结构具有一定的应用价值。

4.2 折射率传感器

伴随 EIT 产生的高强色散同样使超材料对周围介质折射率的变化更加敏感,这为该类型 EIT 超材料在传感领域的应用提供了可能。完整结构 I 在不同折射率介质下的 EIT 曲线如图 9 所示。所设计

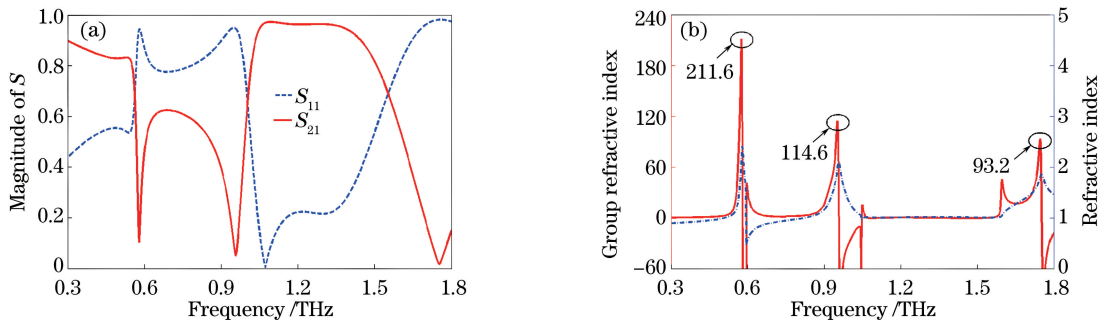
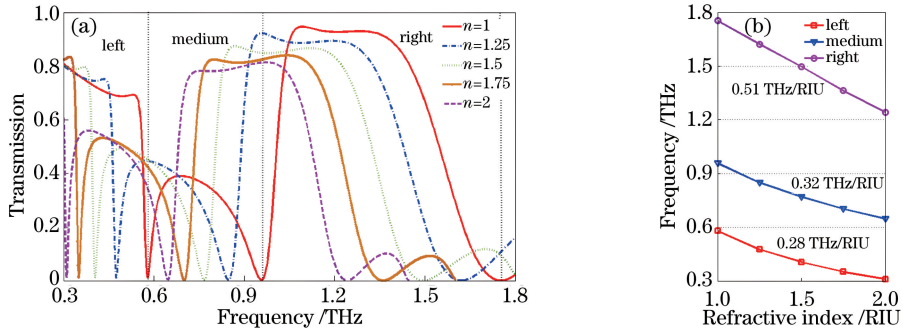
图 8 (a) S 参数以及(b)折射率、群折射率随频率的变化Fig. 8 Variations of (a) parameter S , (b) refractive index and group index with frequency

图 9 (a)不同折射率下的 EIT 曲线及(b) 3 个频段的折射率敏感度

Fig. 9 (a) EIT curves at different refractive indices and (b) refractive index sensitivity for three frequency band

结构的透射峰上的 3 个尖锐波谷频点可进行折射率传感分析。当周围介质折射率增大时,3 个频点均发生明显的红移。计算得到低、中、高三个频段的折射率敏感度分别为 0.28,0.32,0.51 THz/RIU,均高于文献[16]中的 0.228 THz/RIU。与传统的 EIT 结构相比,所设计的结构具有多个可作为折射率传感的波段,且均具有较高的灵敏度。

5 结 论

所设计的立式-平面超材料结构能够在太赫兹波段实现 0.68 THz 和 1.09 THz 双频点的 EIT 效应,且带宽分别达到 0.38 THz 和 0.74 THz。通过对比单、双开口环与闭合方环的耦合响应,分析了该结构实现多波段 EIT 效应的原理;通过等比例调节闭合方环尺寸,改变谐振频差,研究了其对结构 EIT 带宽的影响;通过改变结构参数,分析了结构透射峰峰值、带宽与开口环间距、臂长的关系。与传统结构相比,所设计的多波段宽带 EIT 超材料结构简单,易于制作,且能在多个频点产生更强烈的慢光效应,具有更高的折射率灵敏度,能够应用于光缓存、折射率传感等领域。

参 考 文 献

- [1] Cai W S, Chettiar U K, Kildishev A V, *et al.* Optical cloaking with metamaterials [J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(4): 224-227.
- [2] Kussow A, Akyurtlu A, Angkawisittpan N. Optically isotropic negative index of refraction metamaterial[J]. *Physica Status Solidi B*, 2008, 245(5): 992-997.
- [3] Gingrich M A, Werner D H. Synthesis of low/zero index of refraction metamaterials from frequency selective surfaces using genetic algorithms [J]. *Electronics Letters*, 2005, 41(23): 1266-1267.
- [4] Garcia N, Nieto-Vesperinas M. Is there an experimental verification of a negative index of refraction yet? [J]. *Optics Letters*, 2002, 27(11): 885-887.
- [5] Shen C C, Li M Q, Zhou Y G, *et al.* Novel structure design of left-handed material with broadband and low loss [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(9): 091602.
- [6] 沈纯纯, 李民权, 周永光, 等. 一种新型的宽频带低损耗左手材料结构设计[J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(9): 091602.
- [7] Tao H, Bingham C M, Pilon D, *et al.* A dual band terahertz metamaterial absorber [J]. *Journal of Physics D*, 2010, 43(22): 225102.
- [7] Zhang B, Chen F, Duan P F, *et al.* Research on

- structure and characteristics of asymmetrical compound parabolic concentrator with plane absorber [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(12): 1208002.
章波, 陈飞, 段鹏飞, 等. 平板吸收体非对称复合抛物物聚光器结构及特性研究 [J]. *光学学报*, 2017, 37(12): 1208002.
- [8] Ding L, Wu Q Y, Song J F, *et al.* Perfect broadband terahertz antireflection by deep-subwavelength, thin, lamellar metallic gratings [J]. *Advanced Optical Materials*, 2013, 1(12): 910-914.
- [9] Thoman A, Kern A, Helm H, *et al.* Nanostructured gold films as broadband terahertz antireflection coatings [J]. *Physical Review B*, 2008, 77(19): 195405.
- [10] Kim J, Soref R, Buchwald W R. Multi-peak electromagnetically induced transparency (EIT)-like transmission from bull's-eye-shaped metamaterial [J]. *Optics Express*, 2010, 18(17): 17997-18002.
- [11] Sun L, Wang X S, Liang X, *et al.* Tunable plasmonically induced transparency with unsymmetrical resonators [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(1): 012302.
孙林, 王小赛, 梁修业, 等. 非对称共振腔结构的可调等离子体诱导透明效应 [J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(1): 012302.
- [12] Sun Y, Shi T, Liu J, *et al.* Terahertz label-free biosensing with EIT-like metamaterials [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(3): 0328001.
- [13] Savo S, Casse B D F, Sridhar S. Observation of slow-light in a metamaterials waveguide at microwave frequencies [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(17): 171907.
- [14] O'Hara J F, Singh R, Brener I, *et al.* Thin-film sensing with planar terahertz metamaterials: sensitivity and limitations [J]. *Optics Express*, 2008, 16(3): 1786-1795.
- [15] Panahpour A, Silani Y, Farrokhan M, *et al.* Coupled plasmon-exciton induced transparency and slow light in plexcitonic metamaterials [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2012, 29(9): 2297-2308.
- [16] Tang Y Z, Ma W Y, Wei Y H, *et al.* A tunable terahertz metamaterial and its sensing performance [J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2017, 44(4): 453-457.
唐雨竹, 马文英, 魏耀华, 等. 一种旋转可调的太赫兹超材料及其传感特性 [J]. *光电工程*, 2017, 44(4): 453-457.
- [17] Han H X, Potyomina L G, Darinskii A A, *et al.* Phonon interference and thermal conductance reduction in atomic-scale metamaterials [J]. *Physical Review B*, 2014, 89(18): 180301.
- [18] Krause M, Stollenwerk A, Awo-Affouda C, *et al.* Combined molecular beam epitaxy low temperature scanning tunneling microscopy system: enabling atomic scale characterization of semiconductor surfaces and interfaces [J]. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 2005, 23(4): 1684-1689.
- [19] Zhu Y F, Lin J. Sub-Doppler light amplification in a coherently pumped atomic system [J]. *Physical Review A*, 1996, 53(3): 1767-1774.
- [20] Chiam S Y, Singh R, Rockstuhl C, *et al.* Analogue of electromagnetically induced transparency in a terahertz metamaterial [J]. *Physical Review B*, 2009, 80(15): 153103.
- [21] Tang B, Dai L, Jiang C. Electromagnetically induced transparency in hybrid plasmonic-dielectric system [J]. *Optics Express*, 2011, 19(2): 628-637.
- [22] Chen J. Tunable slow light in semiconductor metamaterial in a broad terahertz regime [J]. *Journal of Applied Physics*, 2010, 107(9): 093104.
- [23] Zhao X L, Yuan C, Zhu L, *et al.* Graphene-based tunable terahertz plasmon-induced transparency metamaterial [J]. *Nanoscale*, 2016, 8(33): 15273-15280.
- [24] Zhu L, Meng F Y, Fu J H, *et al.* Multi-band slow light metamaterial [J]. *Optics Express*, 2012, 20(4): 4494-4502.
- [25] Ning R X, Bao J, Jiao Z. Wide band electromagnetically induced transparency in graphene metasurface of composite structure [J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(10): 100202.
宁仁霞, 鲍婕, 焦铮. 基于石墨烯超表面的宽带电磁诱导透明研究 [J]. *物理学报*, 2017, 66(10): 100202.
- [26] Liu N, Weiss T, Mesch M, *et al.* Planar metamaterial analogue of electromagnetically induced transparency for plasmonic sensing [J]. *Nano Letters*, 2010, 10(4): 1103-1107.
- [27] Bückmann T, Stenger N, Kadic M, *et al.* Tailored 3D mechanical metamaterials made by dip-in direct-laser-writing optical lithography [J]. *Advanced Materials*, 2012, 24(20): 2710-2714.
- [28] Jin X R, Park J, Zheng H Y, *et al.* Highly-dispersive transparency at optical frequencies in planar metamaterials based on two-bright-mode

- coupling[J]. *Optics Express*, 2011, 19(22): 21652-21657.
- [29] Li H, Yuan L H, Zhou B, *et al.* Ultrathin multiband gigahertz metamaterial absorbers [J]. *Journal of Applied Physics*, 2011, 110(1): 014909.
- [30] Su S S, Yan F P, Tan S Y, *et al.* Design of antireflection coating based on broadband terahertz metamaterial with stand-up structure [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(4): 0414001.
苏思思, 延风平, 谭思宇, 等. 基于站立结构的宽带太赫兹超材料增透膜设计[J]. *中国激光*, 2018, 45(4): 0414001.
- [31] Jiao D, Lu M Y, Michielssen E, *et al.* A fast time-domain finite element-boundary integral method for electromagnetic analysis [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2001, 49(10): 1453-1461.
- [32] Sun H H, Yan F P, Tan S Y, *et al.* Simulation analysis on design of permeability-near-zero terahertz metamaterials[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(6): 0614001.
孙慧慧, 延风平, 谭思宇, 等. 磁导率近零太赫兹超材料设计的仿真分析[J]. *中国激光*, 2018, 45(6): 0614001.