

太赫兹超材料的吸收调制方法

张建娜 张波 沈京玲

首都师范大学物理系北京市太赫兹波谱与成像重点实验室, 太赫兹光电子学教育部重点实验室,
北京成像技术高精尖创新中心, 北京 100048

摘要 超材料吸收器由金属谐振腔、电介质层和金属底层平面这 3 部分组成。利用阻抗匹配原理或多次反射干涉理论可以定性或定量地解释超材料结构对入射的电磁波在某一共振吸收峰出现完美吸收的原因。然而, 当超材料的结构参数一旦确定, 就只能在特定的共振频率产生完美吸收。因此, 如何调制超材料吸收器的吸收频率以及吸收强度引起了人们的广泛关注。近些年来, 本课题组研究了如何实现超材料吸收器的动态调制。在此基础上, 综述几种可以有效地调制太赫兹超材料吸收的方法, 包括改变中间电介质层的厚度、调节金属底层平面的电导率或在金属谐振腔的开口处添加光敏半导体材料, 并对太赫兹超材料的吸收调制的发展前景进行了展望。

关键词 材料; 太赫兹光学; 超材料吸收器; 阻抗匹配原理; 多次反射干涉理论; 吸收调制

中图分类号 O433 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP53.110002

Absorption Modulation Method of Terahertz Metamaterial

Zhang Jianna Zhang Bo Shen Jingling

*Beijing Advanced Innovation Center for Imaging Technology, Key Laboratory of Terahertz Optoelectronics,
Ministry of Education, Beijing Key Laboratory for Terahertz Spectroscopy and Imaging,
Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China*

Abstract The metamaterial absorber consists of metallic resonator, dielectric layer and metallic ground plane. Using impedance matching theory or multi-reflection interference theory can explain why the metamaterial structure can absorb the incident waves perfectly at one specific resonance absorption peak, qualitatively or quantitatively. However, metamaterial structure can only absorb incident waves perfectly at a specific frequency once the structure parameters are fixed. Therefore, methods to obtain tunable metamaterial absorbers have attracted widespread attention. In recent years, the author's team has focused on how to achieve the dynamic modulation of metamaterial absorber. Based on this, the ways to modulate the absorption of terahertz metamaterial absorber are reviewed, including varying the dielectric layer thickness, modulating the conductivity of ground plane, and adding photoconductive materials to the gaps of the metallic resonator. A brief outlook is presented by focusing on the absorption modulation of terahertz metamaterial.

Key words materials; terahertz optics; metamaterial absorber; impedance matching theory; multi-reflection interference theory; absorption modulation

OCIS codes 160.3918; 160.4670; 160.5140

1 引言

超材料是一种人工的亚波长周期性结构, 不同于一般的天然材料, 它具有许多独特的性质和有趣的现

收稿日期: 2016-06-14; **收到修改稿日期:** 2016-07-27; **网络出版日期:** 2016-10-20

基金项目: 国家重大科学仪器设备开发专项(2012YQ140005)、国家自然科学基金(61505125)、北京自然科学基金(4144069)、北京市教育委员会科技计划项目(KM201410028004)

作者简介: 张建娜(1989—), 女, 硕士研究生, 主要从事太赫兹超材料方面的研究。E-mail: 2140602027@cnu.edu.com

导师简介: 沈京玲(1957—), 女, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事太赫兹波科学与技术等方面的研究。

E-mail: sjl-phy@cnu.edu.com(通信联系人)

象,包括负折射率^[1-3]、完美透镜^[4-6]、隐身特性^[7-9]等。因此,超材料被广泛应用于各种功能器件,如生物化学传感器^[10]、谐振器^[11-12]、波导调制器^[13]和吸收器^[14-16]等。其中,超材料吸收器在微波波段^[17]、红外波段^[18]、可见光波段^[19]以及太赫兹波段^[20]内对入射的电磁波都有完美吸收的现象。与传统的电磁波吸收器相比较,超材料吸收器具有宽带吸收^[21-23]、偏振不敏感^[24-25]和入射角度范围大^[26-27]等特性。

太赫兹波超材料吸收器由金属谐振腔、电介质层和金属底层平面 3 部分组成。理论上解释超材料对入射的电磁波在共振频率处可以实现将近 100% 吸收的原理有 2 类:一类是阻抗匹配原理^[14,28-30];另一类是多次反射干涉理论^[31-35]。当电磁波入射到超材料结构上时,吸收器中会产生电场共振和磁场共振,同时伴随着有效介电常数 $\epsilon(\omega)$ 和有效磁导率 $\mu(\omega)$ 的产生。在特定的共振频率处,当超材料吸收器的有效阻抗 $Z(\omega)$ 接近于自由空间的阻抗 Z_0 时,两者的有效阻抗相互匹配,这时反射强度会下降。由于金属底层平面的存在,使透射为零,因此吸收强度就会增加^[16,28]。然而,阻抗匹配原理只是定性而不能定量地分析吸收增强的原因。因此,2012 年 Chen H T 等^[36]提出多次反射干涉理论模型,定量地解释了完美吸收产生的原理:在共振频率处,经过电介质层之后的多次反射光与直接从超材料表面得到的反射光干涉相消,使反射系数 $r(\omega)$ 为零,从而产生完美吸收。

然而,当超材料的结构参数一旦确定,就只能在特定的共振频率产生完美吸收。因此,如何调制超材料吸收器的吸收频率以及吸收强度引起了人们的广泛关注。目前,通过一些外部激励可以实现超材料结构的动态调节,包括光调制^[37-38]、电抽运^[39-41]及温度调节^[42-43]。例如,2011 年,Chowdhury D R 等^[37]通过光诱导半导体材料硅实现了超材料结构透射强度的动态调节;2013 年,Liao M L 等^[39]通过理论和实验证明了电控太赫兹波调制器的可行性;2015 年,Wang B X 等^[42]通过改变超材料结构的环境温度实现了共振频率可调的超材料吸收器。在此基础之上,本文从超材料吸收器的结构出发,主要综述 3 大类可以实现太赫兹超材料吸收器的调制方法,包括改变中间电介质层的厚度、改变底层平面的电导率及在金属谐振腔的开口处添加光敏半导体材料,并对太赫兹超材料的吸收调制的发展前景进行展望。

2 几种太赫兹超材料的吸收调制方法

2.1 改变中间电介层的厚度

在某一特定的吸收频率范围内使太赫兹超材料吸收器可以得到有效调制的一种方法是改变中间电介质层的厚度^[36,44]。如图 1(a)所示,该太赫兹超材料吸收器是由十字谐振腔、聚酰亚胺电介质层和金属底层平面构成。该结构的周期为 $p = 100 \mu\text{m}$,其中十字谐振腔的长度和宽度分别为 $l = 90 \mu\text{m}$ 、 $w = 10 \mu\text{m}$;复介电常数为 $\epsilon_{\text{spacer}} = 3.1 \times (1 + 0.07i)$ 的聚酰亚胺电介质层的厚度为 $d = 90 \mu\text{m}$;十字谐振腔和金属底层平面的厚度均为 $0.2 \mu\text{m}$ 。通过改变中间电介质层的厚度来研究该太赫兹超材料的吸收性质^[36]。

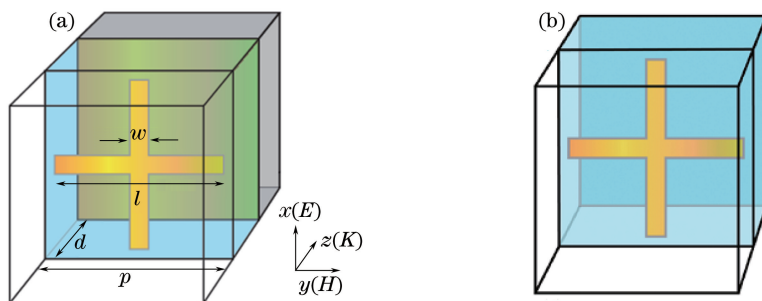


图 1 (a) 超材料吸收器晶胞的结构示意图; (b) 不包含金属底层平面的超材料晶胞^[36]

Fig. 1 (a) Structure schematic of metamaterial absorber unit cell; (b) metamaterial unit cell without metallic ground plane^[36]

根据多次反射干涉理论模型^[31],证明金属谐振腔和金属底层平面之间的近场相互作用是可以忽略的,这 2 层金属结构之间的联系仅通过发生在电介质层中的多次反射的相互叠加而产生,如图 2(a)所示。在该理论模型中,需要知道发生在空气-电介质层分界面处的反射系数和透射系数。根据解耦模型^[32],太赫兹超材料结构可以分解为 2 部分:一部分包括金属谐振腔和中间电介质层,如图 1(b)所示;另一部分是反射系数为 -1 的金属底层平面。当太赫兹波垂直入射到超材料表面时,利用图 1(b)中的结构和有限元积分的方法模

拟了该结构在空气-电介质层分界面处的反射系数 r_{12} 、 r_{21} 和透射系数 t_{12} 、 t_{21} ，以及反射角 ϕ_{12} 、 ϕ_{21} 和折射角 θ_{12} 、 θ_{21} ，如图 2(b) 和(c) 所示。

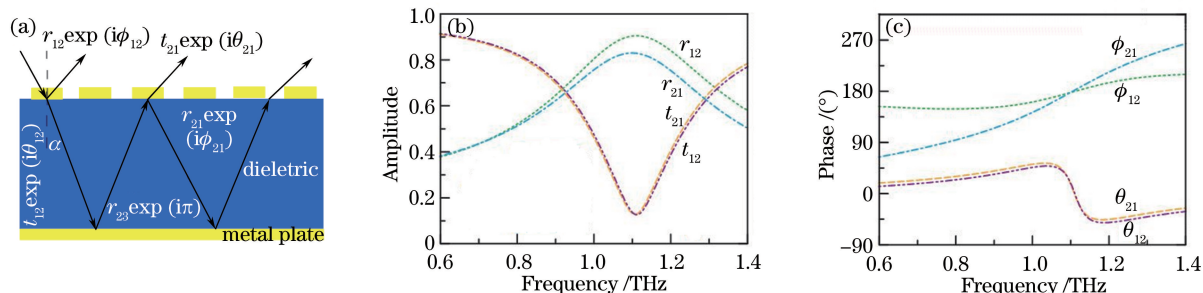


图 2 (a) 超材料吸收器的多次反射和透射模型^[32]；空气-电介质层分界面上的(b)反射、透射系数及(c)反射角、透射角^[36]

Fig. 2 (a) Multi-reflection and transmission model of metamaterial absorber^[32] ; (b) reflection, transmission coefficients and (c) reflection, refraction angles at air-dielectric interface^[36]

根据干涉理论的推导, 反射系数的计算公式为

$$\tilde{r} = \tilde{r}_{12} - \frac{\tilde{t}_{12} \tilde{t}_{21} \exp(i2\tilde{\beta})}{1 + \tilde{r}_{21} \exp(i2\tilde{\beta})}, \quad (1)$$

式中 \tilde{r}_{12} 、 \tilde{r}_{21} 、 \tilde{t}_{12} 、 \tilde{t}_{21} 分别为复反射系数和透射系数, $\tilde{\beta} = \sqrt{\epsilon_{\text{spacer}}} k_0 d$ 为传播相位, k_0 是太赫兹波在自由空间中的波数, d 为中间电介质层的厚度^[36]; 由于金属底层平面的存在, 使透射 $T(\omega) = 0$, 然后根据公式

$$A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega) = 1 - |\tilde{r}(\omega)|^2 \quad (2)$$

计算得到吸收谱, 如图 3 所示。由图 3 可得: 当 d 从 $4 \mu\text{m}$ 开始逐渐增加时, 共振吸收峰出现红移现象, 且吸收强度逐渐增强; 当电介质层的厚度增加到 $d = 10 \mu\text{m}$ 时, 位于 $f = 1.0 \text{ THz}$ 的共振吸收峰强度高达 100%; 随着电介质厚度的不断增加, 虽然共振吸收峰继续红移, 但是吸收峰的强度却在逐渐降低。根据解耦模型和干涉理论, (1) 式中的第二项是由于发生在超材料结构中的多次反射的叠加而形成的, 当中间电介层的厚度为最佳值时, 在共振频率处, 它与直接从空气-电介质层分界面处得到的反射光干涉相消, 最终反射为零, 从而得到完美吸收。图 3 中的插图是利用图 1(a) 中的结构得到的模拟结果, 它与计算结果符合得很好。因此, 通过改变中间电介质层的厚度, 太赫兹超材料吸收器的吸收强度和共振频率都可以得到有效的调制。

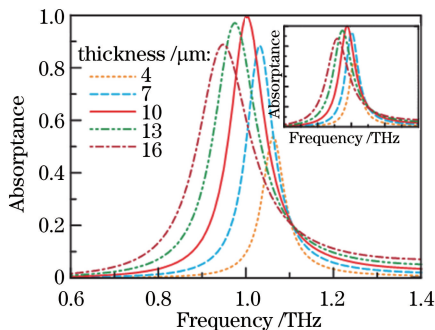


图 3 中间电介质层的厚度取不同值时, 利用干涉模型计算得到的超材料吸收谱。

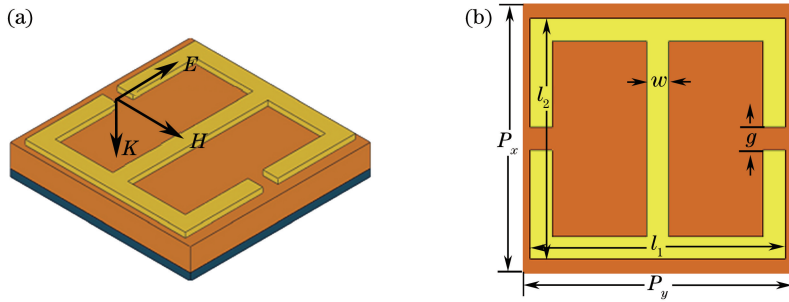
插图: 利用图 1(a) 中的结构得到的模拟吸收谱^[36]

Fig. 3 Calculated metamaterial absorption spectra using interference model for various dielectric thicknesses.

Insets: simulated absorption spectra obtained from the structure in Fig. 1 (a)^[36]

2.2 改变金属底层平面的电导率

有效调制太赫兹超材料在共振频率处的吸收强度的另一种方法是改变其金属底层平面得电导率^[45]。如图 4(a) 所示, 该太赫兹超材料吸收器由背对背开口环谐振腔、中间电介质层和金属底层平面组成。在这个周期为 $P_x = P_y = 36 \mu\text{m}$ 的模型中, 开口环谐振腔是由电导率为 $\sigma_{\text{Au}} = 1.8 \times 10^7 \text{ S/m}$ 的金构成的, 其中 $l_1 = 34 \mu\text{m}$, $l_2 = 32 \mu\text{m}$, $w = 3 \mu\text{m}$, $g = 3 \mu\text{m}$, 如图 4(b) 所示; 中间电介质层是厚度为 $9.3 \mu\text{m}$ 、复电导率为 $\epsilon_d = 2.46 \times (1 + 0.04i)$ 的聚对二甲苯碳; 开口环谐振腔和金属底层平面的厚度都是 $0.1 \mu\text{m}$ 。通过改变金属底

图4 太赫兹超材料吸收器的(a)透视图^[45]和(b)正视图Fig. 4 (a) Perspective view^[45] and (b) front view of terahertz metamaterial absorber

层平面的电导率 σ 来研究该太赫兹超材料的吸收性质。

当太赫兹波垂直入射到该结构表面时,利用有限元积分的方法模拟了该超材料结构在太赫兹波段的吸收性质,结果如图5所示。由于该结构中的开口谐振腔一种典型的电场耦合谐振腔,因此它可以提供低频低阶 $f_1=0.89$ THz的电场共振和高频高阶 $f_2=2.62$ THz的偶极子共振。同时可以看到,随着金属底层平面电导率的改变,该太赫兹超材料的特征吸收峰的强度也都发生了变化:当金属底层平面的电导率从 1.8×10^7 S/m降低到 3.0×10^5 S/m时,低频 f_1 处的吸收从0.84降低到0.65,而高频处的吸收从0.55增加到0.89。这是因为随着金属底层平面电导率的降低,该太赫兹超材料结构与自由空间之间的有效阻抗 $z(\omega)$ 在高频 f_2 处增加,使反射强度降低,从而增加吸收强度,而 f_1 与之相反^[28-30]。图5中的插图是利用多次反射干涉原理计算得到的吸收谱,它与模拟结果符合得很好^[45]。因此,通过改变金属底层平面的电导率 σ ,太赫兹超材料的特征吸收峰的强度可以得到动态调制。

利用光刻技术加工了2种底层平面不同的太赫兹超材料结构:底层平面分别为金和钴的硅化物,其中金的电导率为 $\sigma_{Au}=1.8\times 10^7$ S/m、钴的硅化物的电导率为 $\sigma_{Co-Si}=8.3\times 10^5$ S/m,然后利用傅里叶变换红外光谱仪对2种样品的吸收性质进行研究。通过图6的实验结果^[45]得出:2种底层平面电导率不同的样品在 $f_1=0.89$ THz和 $f_2=2.67$ THz都分别存在明显的共振吸收峰;且当金属底层平面的电导率从 $\sigma_{Au}=1.8\times 10^7$ S/m降低到 $\sigma_{Co-Si}=8.3\times 10^5$ S/m时,低频共振 f_1 处的吸收强度从0.84降低到0.81,而高频共振 f_2 处的吸收却从0.55增加到0.79,该实验结果的趋势与模拟结果吻合得很好。因此,从模拟、计算和实验3个方面可以得出统一的结论:通过改变金属底层平面的电导率可以有效地调制太赫兹超材料的吸收强度。

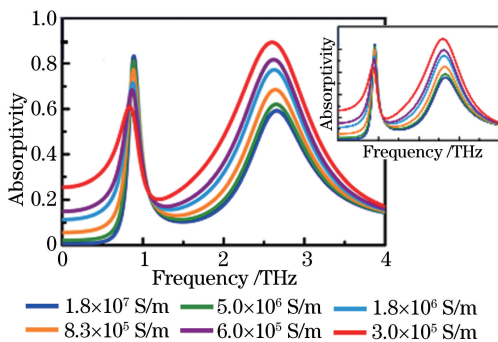


图5 金属底层平面的电导率取不同值时,该太赫兹超材料吸收谱的模拟结果。插图:计算结果

Fig. 5 Simulated absorption spectra of terahertz metamaterial for various conductivities of metallic ground plane.

Insets: calculated result

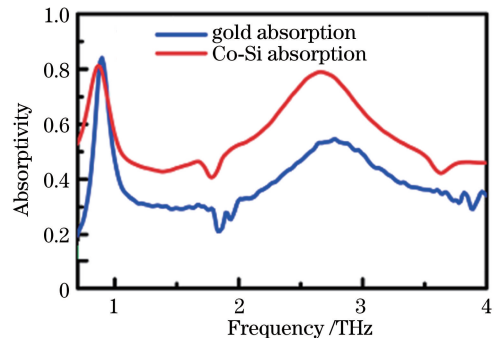


图6 底层平面分别为金或钴的硅化物时,该太赫兹超材料结构吸收谱的实验结果

Fig. 6 Measured absorption spectra of terahertz metamaterial structure while ground plane consists of gold silicide or Co-Si silicide

2.3 在金属谐振腔的开口处添加光敏半导体材料

另外一种不需要改变超材料的几何结构就可以动态调制其共振吸收峰的位置以及吸收强度的方法是利用外界抽运光激励谐振腔开口处填充的半导体材料^[46-49]。硅是一种光敏半导体材料,在外界抽运光的激励下可以改变它的电导率,进而转变超材料吸收器的共振模式,最终达到动态调制太赫兹超材料吸收性质的效果^[50-52]。

2.3.1 单开口金属谐振腔的开口处添加光敏半导体材料

在单开口金属谐振腔的开口处添加光敏半导体材料硅是一种常见的调节吸收的方法。如图 7(a)所示,该太赫兹超材料吸收器由单开口环谐振腔、光敏半导体材料硅、蓝宝石电介质层和金属底层平面构成,其中开口环谐振腔和金属底层平面均是电导率为 $\sigma_{Au} = 1.8 \times 10^7$ S/m、厚度为 $0.2 \mu\text{m}$ 的金。该结构中的其他参数如下:周期为 $P = 50 \mu\text{m}$,单开口环谐振腔的长度 $l = 37 \mu\text{m}$ 、线宽 $w = 3 \mu\text{m}$,其中大小为 $10 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m} \times 0.6 \mu\text{m}$ 、介电常数为 $\epsilon_{Si} = 11.7$ 的硅被填充在谐振腔的开口处;中间蓝宝石电介质层的厚度为 $5 \mu\text{m}$, $\epsilon_{\text{Spacer}} = 10.5$ 。如图 7(b)所示,在外界抽运光的激励下,利用有限元积分的方法研究该太赫兹超材料的吸收特性^[53]。

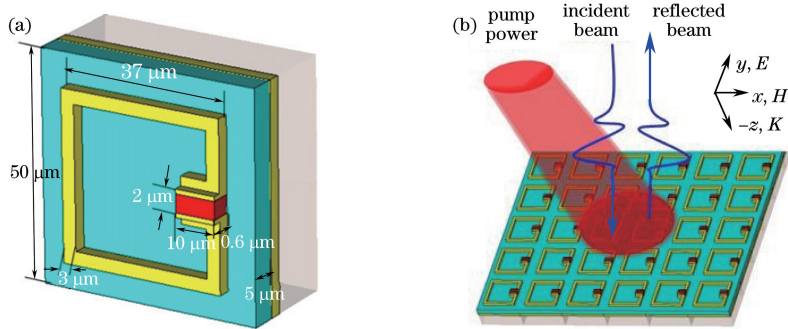


图 7 (a) 光控可调太赫兹超材料的结构示意图; (b) 原理图^[53]

Fig. 7 (a) Structure schematic of optical tunable terahertz metamaterial; (b) schematic drawing^[53]

图 8 展示的是半导体材料硅在不同的电导率下,该太赫兹超材料的模拟吸收谱^[53]。由图 8 可得,当硅的电导率低于 $\sigma_{Si} = 6.0 \times 10^3$ S/m 时,随着硅电导率的增加,开口处的载流子浓度增加,造成共振吸收峰强度从 99.5% 降低到 39.3%;当硅的电导率高于 $\sigma_{Si} = 6.0 \times 10^3$ S/m 时,随着硅电导率的增加,共振吸收峰强度又从 39.3% 增加到 99.4%;且随着硅的电导率的不断增加,共振吸收峰从 $f_1 = 1.11$ THz 红移到 $f_2 = 0.87$ THz。同时,为了证明该模拟结果的准确性,利用多次反射干涉理论,计算了硅在不同的电导率下该太赫兹超材料的吸收谱,如图 8 中的插图所示,它与模拟结果符合得很好。因此,利用外界抽运光来调节半导体材料硅的电导率的大小,该太赫兹超材料的共振吸收峰频率在 1.11 THz 和 0.87 THz 之间转换,最终实现一个红移开关的功能。

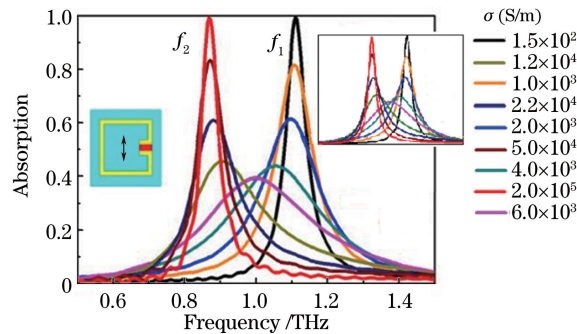


图 8 硅在不同电导率下,该太赫兹超材料结构吸收谱的模拟结果。插图:计算结果

Fig. 8 Simulated absorption spectra of terahertz metamaterial for various silicon conductivities. Inset: Calculated result

为了解释该红移现象产生的物理原因,分别模拟了该太赫兹超材料吸收器在共振频率处(f_1 和 f_2)的电场分布和表面电流分布,如图 9 所示^[53]。结果表明:当硅的电导率低于 6.0×10^3 S/m 时,开口处依然是断开的,共振吸收是由 3 个偶极子共振引起的,如图 9(a) 和 (c) 所示;而当硅的电导率高于 6.0×10^3 S/m 时,硅被金属化,这时开口处是短路的,共振吸收是由单个偶极子共振引起的,如图 9(b) 和 (d) 所示。因此,在外界抽运光的激励下,开口处硅的电导率发生变化,引起金属谐振腔共振模式的改变,最终导致共振吸收峰的动态可调^[54-55]。

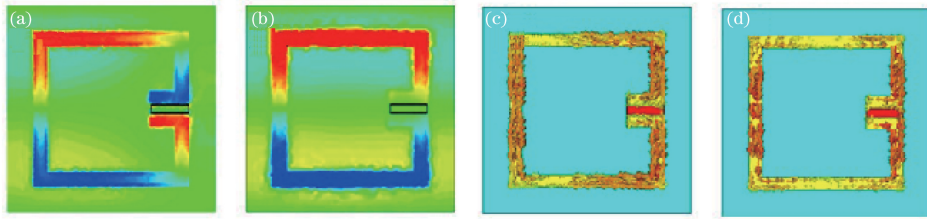


图9 电场图,共振频率为(a) f_1 和(b) f_2 ; 电流图,共振频率为(c) f_1 和(d) f_2

Fig. 9 Electric field figures, resonant frequency is (a) f_1 and (b) f_2 ; current figures, resonant frequency is (c) f_1 and (d) f_2

2.3.2 双开口金属谐振腔的双开口处添加光敏材料

为了实现太赫兹超材料吸收器的双频段宽带可调,设计了如下结构:在金属谐振腔的2个开口处分别添加光敏半导体材料硅^[56]。在外界抽运光的激励下,通过改变硅的电导率,进而转变超材料吸收器的共振模式,最终引起其共振频率的动态可调。如图10(a)所示,该太赫兹超材料吸收器由双开口环金属谐振腔、光敏半导体材料硅、聚酰亚胺电介质层和金属底层平面构成。其中, $P_x = P_y = 28 \mu\text{m}$, $l_1 = 22 \mu\text{m}$, $l_2 = 11 \mu\text{m}$, $w = 1 \mu\text{m}$, $g = 1 \mu\text{m}$;金属部分是电导率为 $\sigma_{\text{Au}} = 4.09 \times 10^7 \text{ S/m}$,厚度为 $0.4 \mu\text{m}$ 的金;介电常数为 $\epsilon_{\text{spacer}} = 3.5$ 的聚酰亚胺电介质层的厚度为 $4.5 \mu\text{m}$;介电常数为 $\epsilon_{\text{Si}} = 11.7$ 的硅被填充在谐振腔的开口处。在外界抽运光的激励下研究该结构的吸收性质,如图10(b)所示。

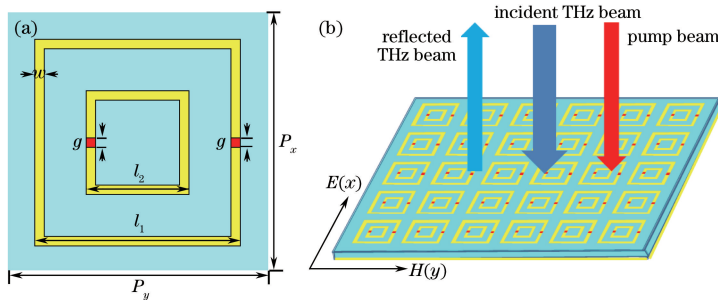


图10 (a)超材料吸收器的晶胞;(b)原理图^[56]

Fig. 10 (a) Unit cell of metamaterial absorber; (b) schematic drawing^[56]

图11描述了在外界抽运光的激励下,该太赫兹超材料结构具有的双频宽带可调性^[56]。由于共振频率与金属谐振腔的边长成反比,所以高频处的共振吸收由内环引起,反之成立^[57]。当硅的电导率从 $2.8 \times 10^3 \text{ S/m}$ 增加到 $9.0 \times 10^4 \text{ S/m}$ 时,高频处的共振吸收峰由 $f_1 = 6.41 \text{ THz}$ 红移到 $f_2 = 4.94 \text{ THz}$,低频处的共振吸收峰由 $f_3 = 3.08 \text{ THz}$ 红移到 $f_4 = 2.18 \text{ THz}$ 。因此,在外界抽运光的激励下,该结构可以实现双频段宽带可调的功能。

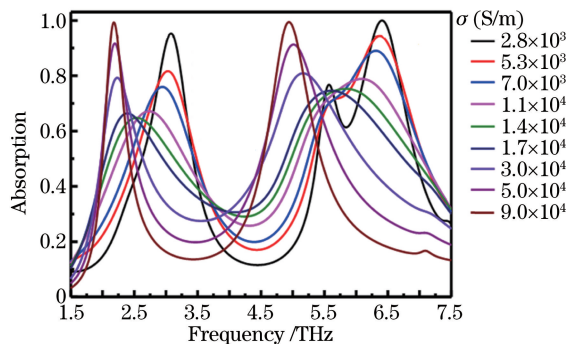


图11 硅的电导率取不同值时,该太赫兹超材料结构吸收谱的模拟结果

Fig. 11 Simulated absorption spectra of terahertz metamaterial absorber structure for various silicon conductivities

为了解释产生该现象的原因,分别模拟了这4个共振频率下的电场和磁场分布。通过模拟结果,发现2个频段范围内发生红移现象的原因是:共振模式从三偶极子共振模式到单个偶极子共振模式的转变,图12分别展示了 f_1 和 f_2 处的电场和磁场分布^[56]。

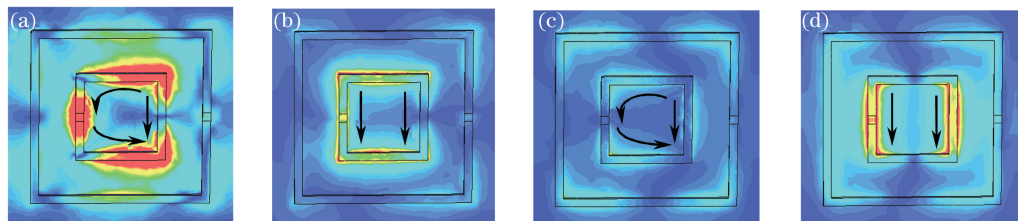


图 12 电场图,共振频率为(a) f_1 和(b) f_2 ;磁场图,共振频率为(c) f_1 和(d) f_2 。黑色箭头方向代表感应电流方向
Fig. 12 Electric field figures, resonant frequency is (a) f_1 and (b) f_2 ; magnetic field figures, resonant frequency is (c) f_1 and (d) f_2 . Black arrows indicate the directions of induced currents

3 讨 论

从超材料吸收器的结构出发,分别通过改变中间电介质层的厚度、改变底层平面的电导率或在金属谐振腔的开口处添加光敏半导体材料的方法都可以实现太赫兹超材料的吸收调制,而且每种方法的调制效果都非常明显。1) 改变超材料吸收器中间电介质的厚度可以同时实现共振吸收峰及吸收强度的调节,并且当中间电介质层的厚度取某一合理的值时,可以实现超材料结构的完美吸收。2) 改变底层平面的电导率可以在超材料结构的共振频率处实现吸收强度的大小调节,并且该方法已经得到实验的证实。然而,这 2 种方法的调制效率不是很理想,它们虽然可以实现超材料结构的吸收调节,但是却不能实现超材料吸收器的动态调制,因为一旦超材料结构的几何尺寸或组成成分确定,就只能在特定的共振频率处实现相应的吸收。3) 而第 3 种方法(在金属谐振腔的开口处添加光敏半导体材料)在不改变超材料结构的几何尺寸及组成成分的前提下,成功地实现了超材料吸收器共振频率的动态调制。2.3.1 节 Shen X P 等^[53]利用不同强度的外界抽运光调节硅电导率的大小,从而使超材料吸收器的共振吸收峰在 0.87 THz 和 1.11 THz 之间动态变化,共振频率可调的范围是 0.24 THz;而本课题组通过在双开口金属谐振腔的双开口处添加光敏半导体材料硅,在外界抽运光的激励下,该超材料结构的共振吸收峰可同时实现在 2.18 THz 和 3.08 THz 之间、4.94 THz 和 6.41 THz 之间的动态变化,共振频率可调的范围分别高达 0.90 THz 和 1.47 THz,成功地实现了超材料吸收器的双频段宽带可调。

综上所述,虽然每种方法都可以实现超材料结构的吸收调制,但是第 3 种方法可以实现共振吸收峰的动态可调,比前 2 种方法的调节效率要高,而且本课题组设计的超材料结构与 2.3.1 节中的结构相比,不仅可以实现共振吸收峰的动态可调,还实现了共振吸收峰的双频段宽带可调。因此,在这 3 种调制太赫兹超材料吸收的方法中,利用外界抽运光激发复合结构(由超材料吸收器和光敏半导体材料组成)是最有效、最实用的一种调制超材料吸收的方法。

4 结 论

以简明的方式阐述了超材料吸收器产生完美吸收的 2 类理论解释:一类是超材料结构与自由空间之间的阻抗匹配原理(定性的);一类是多次反射干涉理论(定量的)。另外,由于共振频率可调的太赫兹超材料结构在太赫兹调制器、开关等领域有着重要的应用。因此,在此基础之上,又详细介绍了 3 种可以有效地调制太赫兹超材料吸收器的方法:改变中间电介质层的厚度、调节底层平面的电导率以及在开口环谐振腔的开口处添加光电导材料,而且每一种方法的调制效果都非常的明显。目前,第 2 种调制方法已经得到实验的证实。但是,由于加工技术的局限性,大多数利用光敏半导体材料实现调制吸收的目的还处于理论模拟阶段。所以,在解决上述加工技术的基础之上,寻找更加简洁、快速的调制吸收的方法也是今后研究的重中之重。

参 考 文 献

- 1 Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. Science, 2001, 292(5514): 77-79.
- 2 Smith D R, Pendry J B, Wiltshire M C K. Metamaterials and negative refractive index[J]. Science, 2004, 305(5685):

- 788-792.
- 3 Zhang S, Park Y S, Li J, *et al.* Negative refractive index in chiral metamaterials[J]. *Phys Rev Lett*, 2009, 102(2): 023901.
 - 4 Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 85(18): 3966-3969.
 - 5 Fang N, Lee H, Sun C, *et al.* Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens[J]. *Science*, 2005, 308(5721): 534-537.
 - 6 Zhang X, Liu Z W. Superlenses to overcome the diffraction limit[J]. *Nat Mater*, 2008, 7(6): 435-441.
 - 7 Schurig D, Mock J J, Justice B J, *et al.* Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies[J]. *Science*, 2006, 314(5801): 977-979.
 - 8 Liu R, Ji C, Mock J J, *et al.* Broadband ground-plane cloak[J]. *Science*, 2009, 323(5912): 366-369.
 - 9 Valentine J, Li J, Zentgraf T, *et al.* An optical cloak made of dielectrics[J]. *Nat Mater*, 2009, 8(7): 568-571.
 - 10 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.
 - 11 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, 吴东伟, 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.
 - 12 Xing Wei, Yan Fengping, Tan Siyu, *et al.* Simulation analysis on the designing of high-Q terahertz metamaterial[J]. *Chinese J Lasers*, 2016, 43(1): 0106005.
邢维, 延凤平, 谭思宇, 等. 高品质因数太赫兹超材料设计的仿真分析[J]. *中国激光*, 2016, 43(1): 0106005.
 - 13 Piao X J, Yu S, Park N. Control of Fano asymmetry in plasmon induced transparency and its application to plasmonic waveguide modulator[J]. *Opt Express*, 2012, 20(17): 18994-18999.
 - 14 Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, *et al.* Perfect metamaterial absorber[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 100(20): 207402.
 - 15 He J, Li Q M, Shen J L. Asymmetric double split-ring metamaterials absorber in the terahertz region[C]. *SPIE*, 2012, 8562: 85620N.
 - 16 Liu X L, Starr T, Starr A F, *et al.* Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 104(20): 207403.
 - 17 Shen X P, Cui T J, Zhao J M, *et al.* Polarization-independent wide-angle triple-band metamaterial absorber[J]. *Opt Express*, 2011, 19(10): 9401-9407.
 - 18 Wu C, Neuner B, Shvets G, *et al.* Large-area wide-angle spectrally selective plasmonic absorber[J]. *Phys Rev B*, 2011, 84(7): 075102.
 - 19 Aydin K, Ferry V E, Briggs R M, *et al.* Broadband polarization-independent resonant light absorption using ultrathin plasmonic super absorbers[J]. *Nat Commun*, 2011, 2(517): 1-7.
 - 20 Diem M, Koschny T, Soukoulis C M. Wide-angle perfect absorber/thermal emitter in the terahertz regime[J]. *Phys Rev B*, 2009, 79(3): 033101.
 - 21 Jang T, Youn H, Shin Y J, *et al.* Transparent and flexible polarization-independent microwave broadband absorber[J]. *ACS Photon*, 2014, 1(3): 279-284.
 - 22 Grant J, Ma Y, Saha S, *et al.* Polarization insensitive, broadband terahertz metamaterial absorber[J]. *Opt Lett*, 2011, 36(17): 3476-3478.
 - 23 Wen Y Z, Ma W, Bailey J, *et al.* Planar broadband and high absorption metamaterial using single nested resonator at terahertz frequencies[J]. *Opt Lett*, 2014, 39(6): 1589-1592.
 - 24 Ma Y, Chen Q, Grant J, *et al.* A terahertz polarization insensitive dual band metamaterial absorber[J]. *Opt Lett*, 2011, 36(6): 945-947.
 - 25 Ye Y Q, Jin Y, He S. Omnidirectional, polarization-insensitive and broadband thin absorber in the terahertz regime[J]. *J Opt Soc Am B*, 2010, 27(3): 498-504.
 - 26 Wang B X, Wang L L, Wang G Z, *et al.* Tunable bandwidth of the terahertz metamaterial absorber[J]. *Opt Commun*, 2014, 325: 78-83.
 - 27 Avitzour Y, Urzhumov Y, Shvets G. Wide-angle infrared absorber based on a negative-index plasmonic metamaterial[J].

- Phys Rev B, 2009, 79(4): 045131.
- 28 Wen Y Z, Ma W, Bailey J, *et al.* Broadband terahertz metamaterial absorber based on asymmetric resonators with perfect absorption[J]. IEEE T Thz Sci Techn, 2015, 5(3): 406-411.
- 29 Hu T, Bingham C M, Striwerda A C, *et al.* Highly flexible wide angle of incidence terahertz metamaterial absorber: design, fabrication, and characterization[J]. Phys Rev B, 2008, 78(24): 241103.
- 30 Hu T, Landy N I, Bingham C M, *et al.* A metamaterial absorber for the terahertz regime: design, fabrication and characterization[J]. Opt Express, 2008, 16(10): 7181-7188.
- 31 Shen X P, Yang Y, Zang Y Z, *et al.* Triple-band and terahertz metamaterial absorber: design, experiment, and physical interpretation[J]. Appl Phys Lett, 2012, 101(15): 154102.
- 32 Xu Z C, Gao R M, Ding C F, *et al.* Multiband metamaterial absorber at terahertz frequencies[J]. Chinese Phys Lett, 2014, 31(5): 054205.
- 33 Chen H T, Zhou J F, O'Hara J F, *et al.* Antireflection coating using metamaterials and identification of its mechanism [J]. Phys Rev Lett, 2010, 105(7): 073901.
- 34 Huang L, Chowdhury D R, Ramani S, *et al.* Impact of resonator geometry and its coupling with ground plane on ultrathin metamaterial perfect absorbers[J]. Appl Phys Lett, 2012, 101(10): 101102.
- 35 Chen H T. Semiconductor activated terahertz metamaterials[J]. Frontiers of Optoelectronics, 2015, 8(1): 27-43.
- 36 Chen H T. Interference theory of metamaterial perfect absorbers[J]. Opt Express, 2012, 20(7): 7165-7172.
- 37 Chowdhury D R, Singh R, O'Hara J F, *et al.* Dynamically reconfigurable terahertz metamaterial through photo-doped semiconductor[J]. Appl Phys Lett, 2011, 99(23): 231101.
- 38 Fan K B, Zhao X G, Zhang J D, *et al.* Optically tunable terahertz metamaterials on highly flexible substrates[J]. IEEE T Thz Sci Techn, 2013, 3(6): 702-708.
- 39 Liao M L, Cong J W, Zhang X, *et al.* Development of an electrically controlled terahertz-wave modulator[J]. J Mod Optic, 2013, 60(20): 1690-1695.
- 40 Chen H T, Padilla W J, Cich M J, *et al.* A metamaterial solid-state terahertz phase modulator[J]. Nat Photonics, 2009, 3(3): 148-151.
- 41 Chen H T, Palit S, Tyler T, *et al.* Hybrid metamaterials enable fast electrical modulation of freely propagating terahertz waves[J]. Appl Phys Lett, 2008, 93(9): 091117.
- 42 Wang B X, Zhai X, Wang G Z, *et al.* Frequency tunable metamaterial absorber at deep-subwavelength scale[J]. Opt Mater Express, 2015, 5(2): 227-235.
- 43 Zhu J, Han J G, Zhen T, *et al.* Thermal broadband tunable terahertz metamaterials[J]. Opt Commun, 2011, 284(12): 3129-3133.
- 44 Alves F, Kearney B, Grbovic D, *et al.* Strong terahertz absorption using SiO₂/Al based metamaterial structures [J]. Appl Phys Lett, 2012, 100(11): 111104.
- 45 Wen Y Z, Ma W, Bailey J, *et al.* Absorption modulation of terahertz metamaterial by varying the conductivity of ground plane[J]. Appl Phys Lett, 2014, 105(14): 141111.
- 46 Xu Z C, Gao R M, Ding C F, *et al.* Photoexcited broadband blueshift tunable perfect terahertz metamaterial absorber[J]. Opt Mater, 2015, 42: 148-151.
- 47 Xu Z C, Gao R M, Ding C F, *et al.* Photoexcited switchable metamaterial absorber at terahertz frequencies[J]. Opt Commun, 2015, 344: 125-128.
- 48 Kafesaki M, Shen N H, Tzortzakakis S, *et al.* Optically switchable and tunable terahertz metamaterials through photoconductivity[J]. J Optics, 2012, 14(11): 114008.
- 49 Manceau J M, Shen N H, Kafesaki M, *et al.* Dynamic response of metamaterials in the terahertz regime: blueshift tenability and broadband phase modulation[J]. Appl Phys Lett, 2010, 96(2): 021111.
- 50 Shen N H, Kafesaki M, Koschny T, *et al.* Broadband blueshift tunable metamaterials and dual-band switches[J]. Phys Rev B, 2009, 79(16): 161102.
- 51 Shen N H, Massaouti M, Gokkavas M, *et al.* Optically implemented broadband blueshift switch in the terahertz regime [J]. Phys Rev Lett, 2011, 106(3): 037403.
- 52 Cong J W, Zhou Z Q, Yao H B, *et al.* Reducing the pump power of optically controlled terahertz metamaterial via

- tailoring the resistance of the silicon gap region[J]. *J Optics*, 2015, 17(10): 105108.
- 53 Shen X P, Cui T J. Photoexcited broadband redshift switch and strength modulation of terahertz metamaterial absorber [J]. *J Optics*, 2012, 14(11): 114012.
- 54 Wang G C, Zhang J N, Zhang B, *et al.* Photo-excited terahertz switch based on composite metamaterial structure[J]. *Opt Commun*, 2016, 374: 64-68.
- 55 Liu X W, Liu H J, Sun Q B, *et al.* Metamaterial terahertz switch based on split-ring resonator embedded with photoconductive silicon[J]. *Appl Opt*, 2015, 54(11): 3478-3483.
- 56 Zhang J N, Wang G C, Zhang B, *et al.* Photo-excited broadband tunable terahertz metamaterial absorber[J]. *Opt Mater*, 2016, 54: 32-36.
- 57 He Y N, Zhang B, He T, *et al.* Optically-controlled metamaterial absorber based on hybrid structure[J]. *Opt Commun*, 2015, 356:595-598.