

基于狄拉克半金属超材料的太赫兹吸波体研究

李倩文¹ 周晓英¹ 王彤灵² 张玉萍¹ 张会云¹

(1. 山东科技大学 电子信息工程学院, 山东 青岛 266590; 2. 山东科技大学 电气与自动化工程学院, 山东 青岛 266590)

摘 要 设计了一种基于狄拉克半金属的超材料太赫兹宽频及双频吸波体. 该吸波体由三层结构组成, 上层为狄拉克半金属层, 中间为介质层, 底层为金属基底. 首先设计了 U 型的单峰吸波体, 该吸波体能够实现在 6.02 THz 处的完美吸收. 通过研究单峰吸波体的表面电流分布可知, 入射太赫兹能量的吸收主要来自沿 U 型臂方向上电场引起的电偶极子振荡. 然后通过多个吸收峰叠加扩展带宽的原理, 设计出了双频和宽频吸波体. 仿真结果表明, 本文设计的双频吸波体能够在 5.33 THz 和 5.86 THz 处实现 94.7% 及 91% 的吸收率, 宽频吸波体在 5.59 THz 到 5.90 THz 之间吸收率可达 90% 以上. 同时, 利用狄拉克半金属电导率的可调节性, 通过改变狄拉克半金属的费米能级, 无需优化几何结构和重新制造结构, 便可以实现共振吸收峰频率的动态调谐.

关键词 太赫兹; 超材料; 吸波体

中图分类号 TM732

文献标识码 A

1 研究前言

近年来, 超材料吸波体由于在传感、成像和隐身中的潜在应用而得到了广泛的研究^[1-5]. 目前, 超材料与 THz 的结合成为研究的热点, 各种基于超材料的太赫兹吸波体被广泛研究^[6]. 2008 年, Tao H 等人设计出了第一个 THz 波段的单频窄带吸波体^[7], 之后, Ma Y 等人制作出了 THz 波段双频吸波体^[8], 2013 年, Wang G D 等人设计出了宽频吸波体^[9], 然而, 这些超材料吸波体的缺陷在于只能工作在特定频率, 结构设计出来后就很难改变, 限制了超材料吸波体的发展.

在过去的几年里, 石墨烯和黑磷等二维材料被发现, 它们具有很高的载流子迁移率^[10], 成为了设计超材料吸波体强有力的候选材料^[11,12]. 石墨烯是一种单层蜂窝状碳晶格, 因其独特的性能引起了超材料吸收介质领域的科学家极大的关注^[13-18]. 同时, 石墨烯具有零或近零带隙的特征, 这限制了它在高开关比和光物质强相互作用中的应用^[19]. 然而, 二维黑磷材料虽然具有高的电荷载流子迁移率^[20]和很强的各向异性^[21,22], 但其不稳定且易氧化的特性会影响它的性能. 作为石墨烯的三维类似物, 狄拉克半金属膜(Dirac semimetal films)具有光敏二维材料的优点, 并且与石墨烯相比不易受介电环境干扰, 没有表面过剩电子^[23,24]. 此外, 狄拉克半金属^[25-27]中的载流子迁移率能够达到 $9 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ^[28], 这个数值远远高于最佳石墨烯^[29]. 值得注意的是, 通过碱性表面掺杂^[30,31]可以动态地改变其费米能级从而改变电导率. 这些特性保证了狄拉克半金属是具有频率调谐的一种新材料, 并且在光伏器件、传感器、成像和通信方面具有很大的潜力. 此外, 狄拉克半金属在低于费米能级的频率上显示金属性质, 在高于费米能级的频率下表现出电介质性质^[32]. 同时, 在太赫兹频率下, 狄拉克半金属由于其金属特性而阻碍传输, 可以看作是吸波体的索尔兹伯里屏(Salisbury screen), 在可调谐吸波体的应用中比石墨烯更方便. Liu 等人在太赫兹频率下提出了一种基于狄拉克半金属的可调谐窄带吸波体, 该吸波体在 1.39 THz 处达到了完美吸收, 同时通过改变费米能级, 实现了吸收共振的频率可调性^[33]. Wang 等人利用三维狄拉克半金属设计了三种可调谐的太赫兹超材料吸波体, 随着费米能

收稿日期: 2019-10-06

基金项目: 国家自然科学基金项目(61875106, 61775123); 山东省重点研发计划项目(2019GGX104039, 2019GGX104053)资助

通讯作者: 张会云, 男, 汉族, 博士, 副教授, 研究方向: 太赫兹技术, E-mail: sdust_thz@126.com.

级的增加,吸收峰和反射谷的共振频率向高频移动^[34].因此,狄拉克半金属作为一种新型的电磁材料,通过改变其费米能级,能够改变表面电导率,相比于传统的金属超材料吸波体,其吸收效果和共振频率都可以通过改变狄拉克半金属的费米能级从而进行调节,不需要重新构造结构便可以实现共振频率的调谐,在电磁隐身、通讯等领域具有很大的应用价值.

本文首先设计了基于狄拉克半金属的 U 型周期性排列结构的单峰吸波体,并分析了改变相关结构参数对单峰吸波体吸波性能产生的影响.之后,根据多个吸收峰叠加扩展带宽的原理将两个尺寸相差较大(较小)的谐振器组合一起,获得了双频(宽频)吸波体.同时,利用狄拉克半金属电导率的可调节性,通过改变狄拉克半金属的费米能级,无需优化几何结构和重新制造结构,便能够实现共振吸收峰频率的动态调谐.

2 结构设计及机理

2.1 单峰吸波体的设计

本文设计的单峰吸波体是由三层结构组成的,底层为金底层,中间是介电常数为 3.5 的介质层,介质层为损耗聚合物(Polyimide)^[35],损耗角正切 $\tan\delta=0.057$.顶层则是狄拉克半金属构成的 U 型谐振器.单峰吸波体顶层结构如图 1 所示,其中 x 和 y 方向的周期 $L=9\ \mu\text{m}$,金属底层的厚度 $n_1=0.2\ \mu\text{m}$,介质层的厚度 $n_2=1.2\ \mu\text{m}$,狄拉克半金属材料层的厚度 $n_3=0.2\ \mu\text{m}$.U 型结构的参数分别为 $a=7\ \mu\text{m}$, $b=3\ \mu\text{m}$, $c=5.5\ \mu\text{m}$.当太赫兹波垂直表面入射时,通过利用吸收率的计算公式 $A=1-|S_{11}|^2-|S_{21}|^2$,其中 S_{11} 和 S_{21} 分别代表反射系数和透射系数,可以计算出吸波体的吸收率.并且由于金接地层的厚度为 $0.2\ \mu\text{m}$,远大于太赫兹波在金属中的趋肤深度,因此,透射系数 $S_{21}=0$,所以吸波体的吸收率 $A=1-|S_{11}|^2$.器件性能仿真是在基于时域有限积分法的电磁波仿真软件 CST Microwave Studio 中进行,电场偏振沿 U 型臂的方向,太赫兹波垂直表面入射,采用频域求解器, x 和 y 方向为周期边界条件, z 方向为开放边界条件,在仿真计算中使用的参数取值与图 1 中所设参数取值相同.

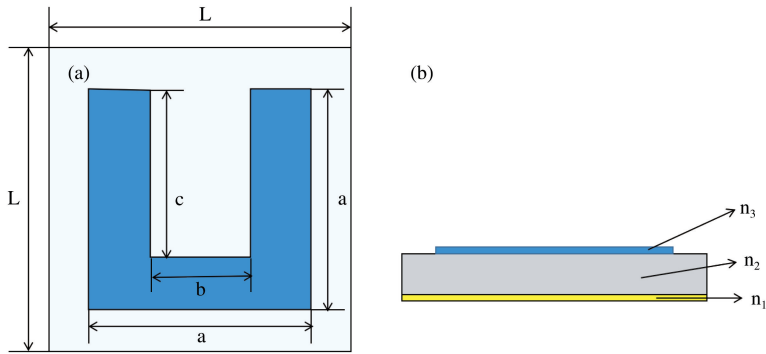


图 1 单峰吸波体结构示意图(a)俯视图;(b)侧视图

用随机相位近似理论中的 Kubo 公式,能够计算出狄拉克半金属在长波长极限下的电导率^[32].狄拉克半金属的带内电导率和带间电导率分别可以表示为

$$\sigma_{\text{intra}} = \frac{ie^2}{h} \frac{gk_F}{6\pi^2\Omega} \left(1 + \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{T}{E_F}\right)^2\right), \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{inter}} = \frac{ie^2 g\omega}{3\pi^2 \hbar v_F} \left[-\frac{\pi i}{2} \frac{G(\hbar\omega/2)}{4} + \int_0^\infty \frac{(G(E) - G(\hbar\omega/2))}{\hbar^2 \omega^2 - 4E^2} E dE\right], \quad (2)$$

其中 $G(E) = n(-E) - n(E) = \frac{\sinh(E/T)}{\cosh(E_F/T) + \cosh(E/T)}$, $n(E)$ 为费米分布函数, E 为一个电子所占据的能量; e 为电子电量; T 为温度; $\Omega = \hbar\omega/E_F$, 其中 ω 为频率; $k_F = E_F/\hbar v_F$ 为费米动量, \hbar 为约化普朗克常数, E_F 为费米能级; $v_F \approx 10^6\ \text{m/s}$ 为费米速度,简并因子 $g=40$.

在考虑能带间电子跃迁的情况下,利用双能带模型可以得到三维狄拉克半金属的介电常数为

$$\epsilon = \epsilon_b + i \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}, \quad (3)$$

其中 ϵ_0 为真空中的介电常数, $\epsilon_b = 1$ 为有效背景介电常数,利用上述的狄拉克半金属介电常数方程,可以在 MATLAB 中计算出不同频率下的介电常数,将这些色散值导入仿真软件 CST 新材料的选项中,就可以定

狄拉克半金属.

2.2 相关参数对单峰吸波体的影响

图 2 为狄拉克半金属费米能级为 100 meV 时,改变单峰吸波体几何结构参数得到的吸收谱. 由图 2(a) 可知,在保持其他参数不变的情况下,随着 a 的增大,得到吸收曲线的吸收峰将会发生红移. 改变开口宽度 b 的大小,从图 2(b) 中可以看到,随着 b 的增大,吸收带的吸收峰将会发生红移,且在这个过程中吸收率先增大后减小,根据阻抗匹配原理,这是由于在这个过程中超材料的阻抗与自由空间的阻抗先接近后远离^[36]. 从图 2(c) 中可以发现,随着改变开口深度 c 的减小,吸收带的吸收峰将会发生蓝移,吸收率也有所降低,这是由于超材料的阻抗与自由空间的阻抗逐渐远离^[36]. 当 $a=7 \mu\text{m}$, $b=3 \mu\text{m}$, $c=5.5 \mu\text{m}$ 时,吸波体吸收率最大,此时,吸波体与自由空间实现了阻抗匹配,对入射电磁波的反射近似为零,电磁波能够最大限度地进入结构内部并损耗掉,从而实现最大的吸收率.

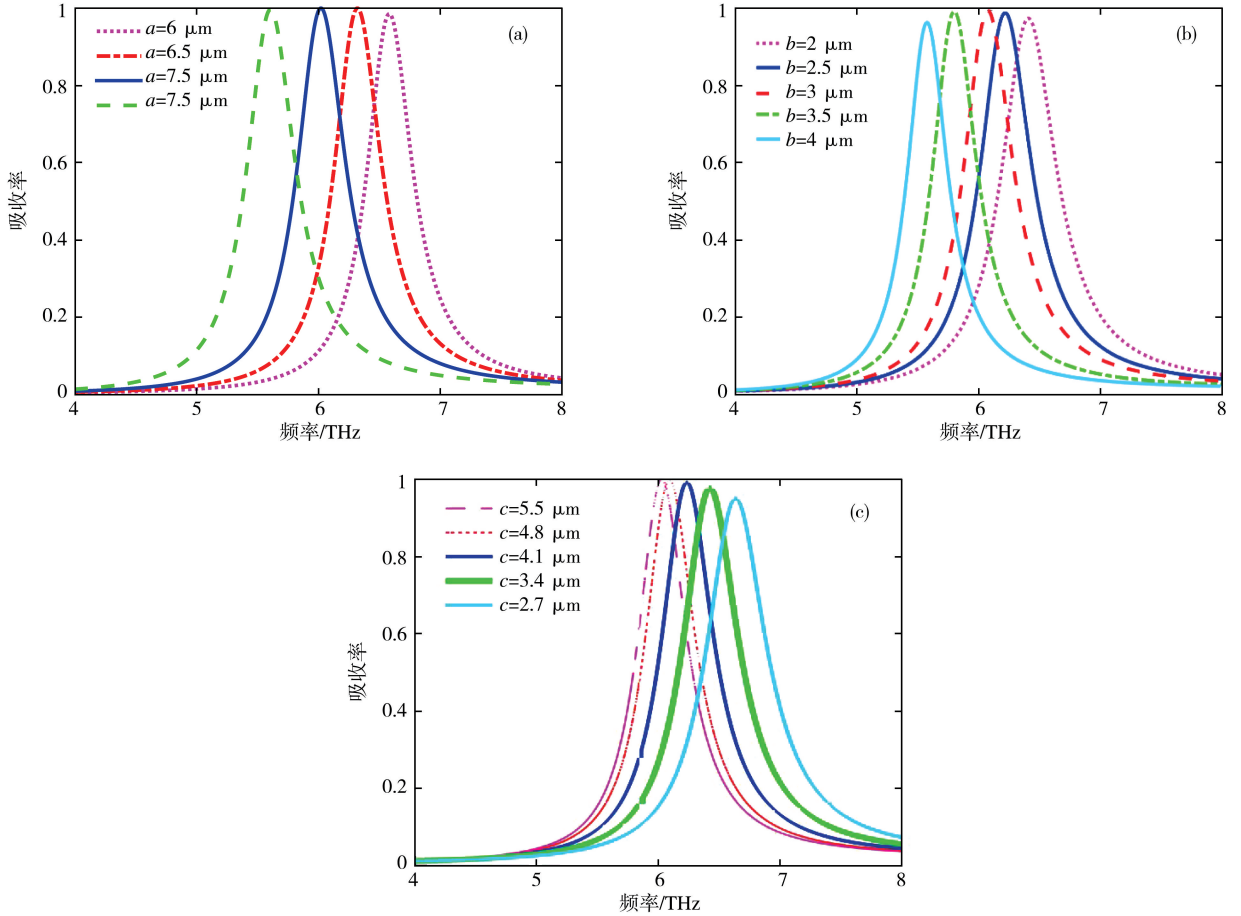


图 2 狄拉克半金属费米能级为 100 meV 时 (a) 不同外周长, (b) 不同开口宽度, (c) 不同开口深度的吸波体吸收谱

利用狄拉克半金属电导率可调的特性,通过改变狄拉克半金属的费米能级,可以实现吸收率频率的动态调谐. 从图 3(a) 中可以观察到,随着费米能级的增加,吸收峰从 5.32 THz 移动到了 6.62 THz,吸收谱发生了蓝移,在费米能级为 100 meV 时,超材料吸波体在 6.02 THz 处产生了共振吸收,此时超材料的阻抗与自由空间中的阻抗最为接近,随着费米能的增加,吸波体的阻抗逐渐接近然后又远离自由空间的阻抗,在费米能级为 100 meV 时,吸收率达到最高. 为了更好的解释上述的分析结果,我们计算了相对阻抗 Z ,当吸波体等效阻抗 Z_1 与自由空间阻抗 Z_0 相等时,相对阻抗 $Z=1$,此时吸波体与自由空间实现了阻抗匹配,吸收率达到最大. 相对阻抗 Z 的表达式为^[37]

$$Z = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}, \quad (4)$$

利用等效阻抗原理,得到吸波体的相对阻抗实部、虚部曲线图如图 3(b)-(c) 所示. 从图中可以看出,随着费米能级的增加,相对阻抗先接近 1,然后又远离 1,当费米能级为 100 meV 时,等效阻抗几乎为 1,实现了阻抗

匹配,吸收率达到最大.因此,图 3(b)-(c)所得结果与对图 3(a)的分析相符合,随着费米能级的增加,超材料等效阻抗先接近自由空间的阻抗,然后又远离自由空间的阻抗.

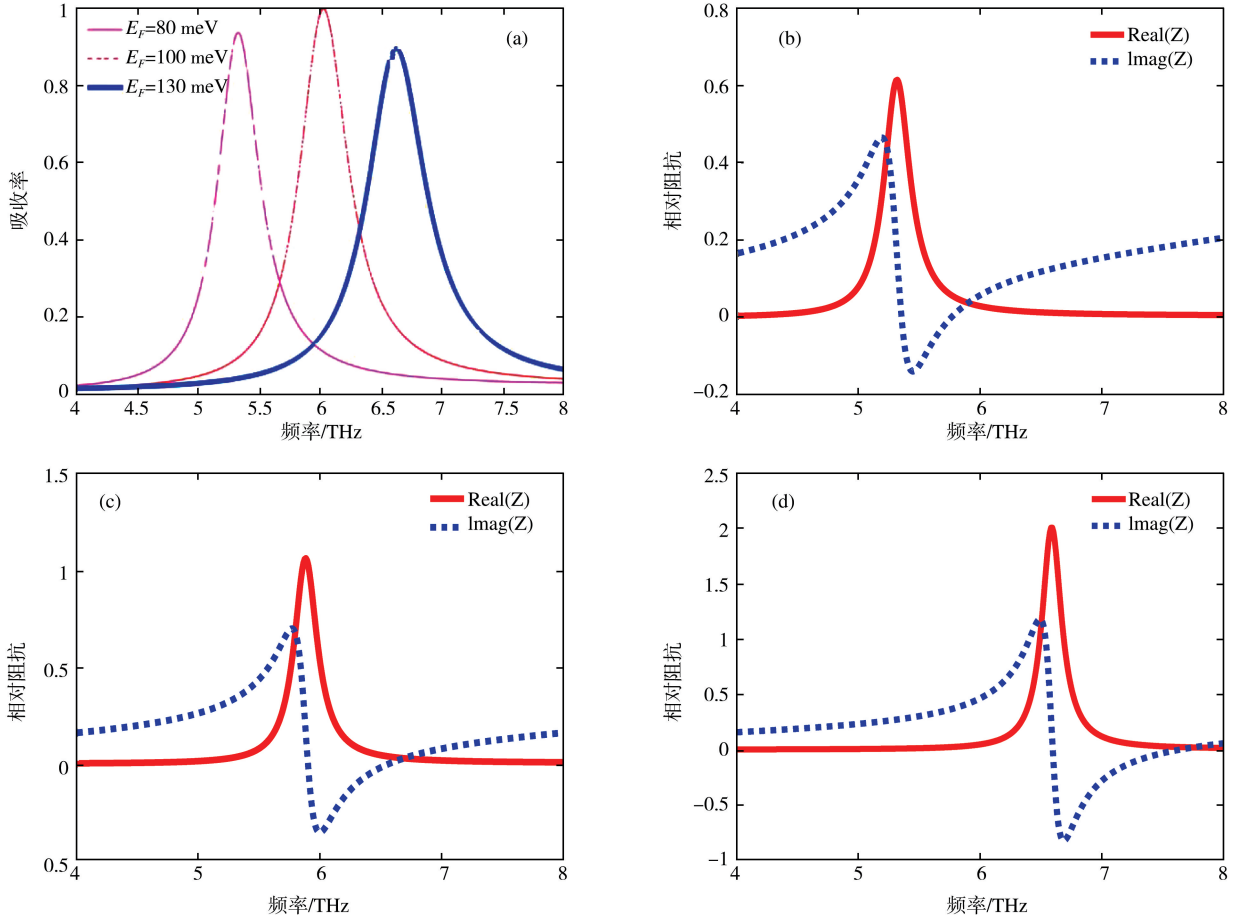


图 3 (a)不同费米能级下吸波体吸收曲线及(b)费米能级为 80 meV,(b)费米能级为 100 meV, (b)费米能级为 130 meV 时的相对阻抗 z 实部、虚部曲线图

2.3 单峰吸波体吸波机理

为了分析该单峰吸波体的机理,选取 $a = 7 \mu\text{m}$ 的单峰吸波体在 6.02 THz 处对电场 z 分量进行分析,电场图如图 4 所示.从图中可以看到,当电场偏振在 y 轴,电磁波垂直于吸波体表面入射时,异性电荷沿着 y 轴方向分布在顶层狄拉克半金属层的上下部分,并且底层对应部分的电荷和顶层狄拉克半金属层的相应位置的分布相反,因此在 y 方向上引起电偶极子谐振^[38],由于这种强电磁共振,使得电磁波的能量在吸波体中被吸收^[39].

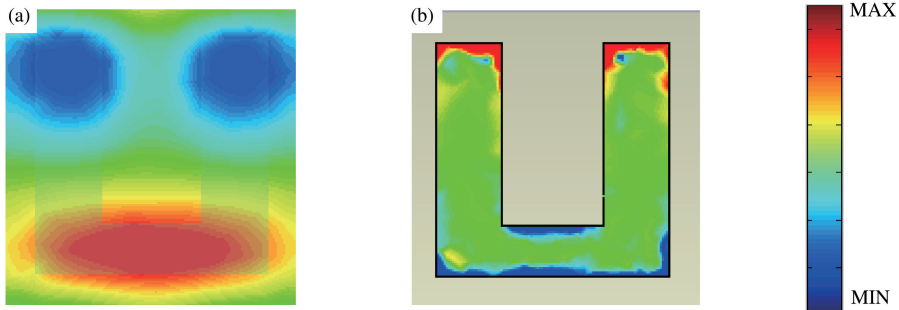


图 4 单峰吸波体电场图(a)金属底层;(b)狄拉克半金属层

2.4 双频与宽频吸波体设计

由于单峰吸波体吸收特性受到结构相关参数影响较大,所以可以根据吸收峰叠加来扩展带宽的原理,将尺寸相差较大(较小)的两个 U 型谐振器放在一起,设计出双频(宽频)吸波体,如图 5 所示,电场偏振同样沿 U 型臂的方向,太赫兹波垂直表面入射.其中 $L = 9 \mu\text{m}$,两 U 距离为 $2 \mu\text{m}$,参数与图 1 一致,只改变 U 型谐

振器的边长,开口深度均为 $5.5 \mu\text{m}$,开口宽度均为 $3 \mu\text{m}$,双频吸波体的结构参数为 $a_1=8 \mu\text{m}, a_2=7 \mu\text{m}$;宽频吸波体的结构参数为 $a_1=7.8 \mu\text{m}, a_2=7.4 \mu\text{m}$.

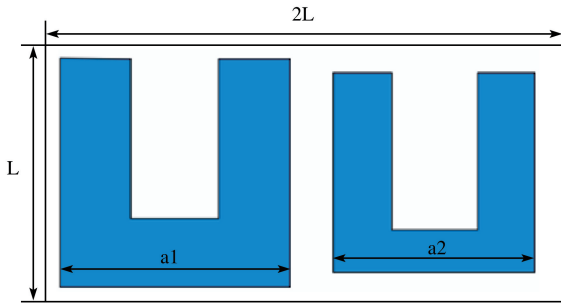


图 5 双频吸波体结构单元

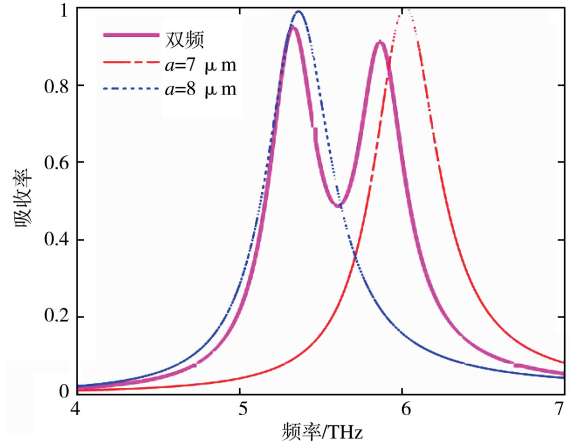


图 6 双频吸波体和两个单峰吸波体吸收曲线

仿真结构表明,双频吸波体的两个吸收峰在 5.33 THz 和 5.86 THz 附近分别达到了 94% 和 91% 的吸收率. 通过分别仿真 $a=7 \mu\text{m}$ 和 $a=8 \mu\text{m}$ 时 U 型单峰吸波体的吸收谱与双频吸波体的吸收谱作比较,如图 6 所示,可以看出双频吸波体的两个吸收峰与两个不同尺寸 U 型单峰吸波体的吸收峰基本重合. 为了分析双频吸波体的吸收机理,仿真了在 5.33 THz 和 5.86 THz 处的电场分布,如图 7 所示. 从图中可以看出,与理论相符合,在 5.33 THz 处电场主要分布在 $a=8 \mu\text{m}$ 的 U 型谐振器附近, 5.86 THz 处电场主要分布在 $a=7 \mu\text{m}$ 的 U 型谐振器附近.

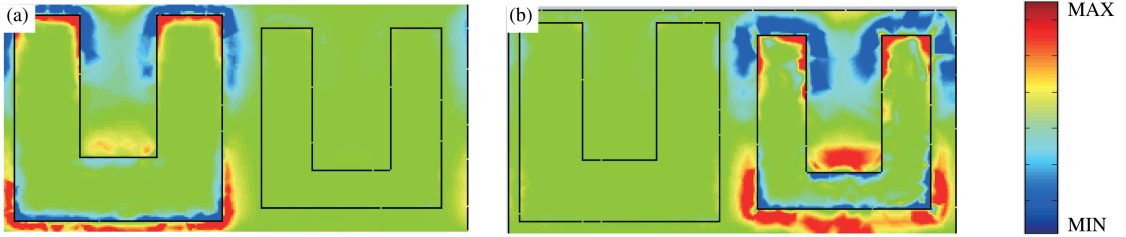


图 7 双频吸波体电场图(a)5.33THz 处的电场;(b)5.86THz 处的电场

通过改变双频吸波体狄拉克半金属的费米能级,如图 8 所示,可以看出随着费米能级的增大,吸收峰的中心频率会发生蓝移. 低频吸收峰的中心频率从 5.94 THz 蓝移到 6.46 THz ,高频吸收峰的中心频率从 6.85 THz 蓝移到 7.42 THz .

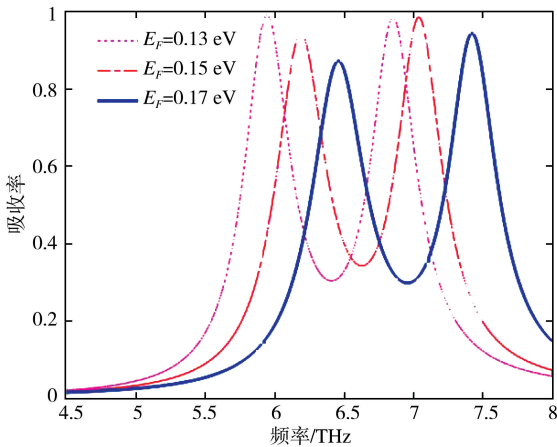


图 8 不同费米能级双频吸波体吸收曲线

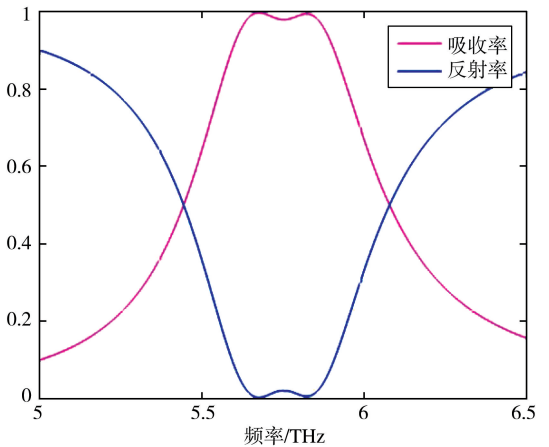


图 9 宽频吸波体仿真结果

同样,将两个吸收峰频率接近的两个单峰吸波体组合,获得了宽频吸波体. 如图 9 所示,仿真结果表明,在 5.63 THz 到 5.85 THz 之间实现宽频吸收,且吸收率在 98% 以上,而且在 5.59 THz 到 5.90 THz 之间吸收率在 90% 以上. 为了进一步分析宽频吸波体的吸波体机理,仿真了 5.64 THz 和 5.83 THz 处的电场分

布图,如图 10 所示,在低频处,电场主要集中分布在尺寸较大的 U 型结构中;在高频处,电场主要集中分布在尺寸较小的 U 型结构中.并且,在两个共振频率处,顶层电场分布都与底层电场分布相反,因此在两个谐振频率处产生了电偶极子谐振,使得电磁波能量被消耗在吸波体中,多个吸收共振峰相互叠加从而拓展了吸收带宽,最终实现了宽带吸收.

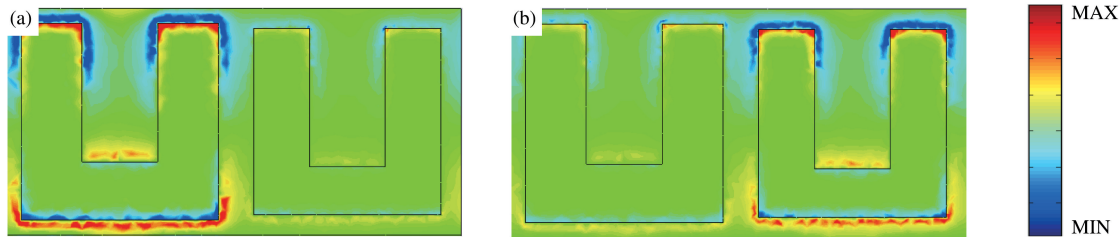


图 10 宽频吸波体电场分析(a)宽频吸波体在 5.64 THz 处的电场;(b)宽频吸波体在 5.83 THz 处的电场

如图 11 所示,通过改变宽频狄拉克半金属的费米能级,可以实现宽频吸收峰的动态调谐.随着费米能级的增加,吸收带的中心频率将会发生蓝移,从 80 meV 增加到 100 meV 时,吸收带的中心频率由 4.98 THz 蓝移到 5.4 THz,且在费米能级为 100 meV 时吸收性能最好.

3 结论

利用狄拉克半金属的可调谐性,本文设计了可动态调谐的双频和宽频超材料吸波体.首先提出了 U 型单峰吸波体,之后利用不同尺寸狄拉克半金属 U 型单峰吸波体分别产生不同频率的单峰谐振吸收,基于多谐振吸收峰叠加扩展带宽的思想,将尺寸接近(相差较大)的狄拉克半金属 U 型谐振器组合成宽频(多频)吸波体.本文设计的双频吸波体,当狄拉克半金属费米能级为 0.13 eV 时,两个吸收峰的吸收率都在 99% 以上.宽频吸波体的最高吸收率也能够达到 99% 以上.并且,改变狄拉克半金属的费米能级,双频和宽频吸波体均能实现在太赫兹频段的动态调谐.这种不需要重新构造结构便可以实现吸收峰共振频率可调谐的完美电磁波吸波体在电磁隐身、通讯等领域具有很大的应用价值.

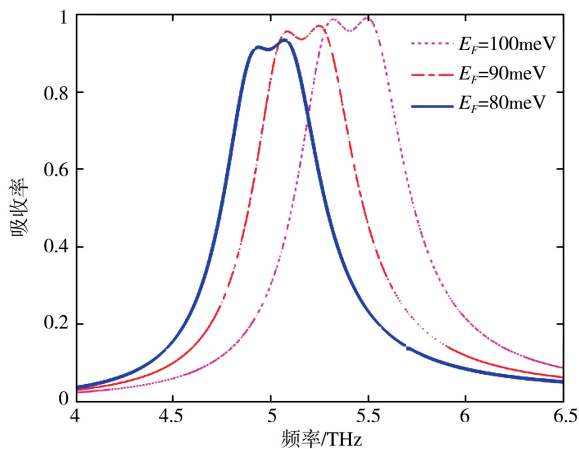


图 11 不同费米能级下宽频吸波体吸收曲线

参 考 文 献

- [1] Schurig D, Mock J J, Justice B J, et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies[J]. Science, 2006, 314(5801): 977-980.
- [2] Du K, Li Q, Zhang W, et al. Wavelength and thermal distribution selectable microbolometers based on metamaterial absorbers[J]. IEEE Photonics Journal, 2015, 7(3): 1-8.
- [3] Kuznetsov S A, Paulish A G, Gelfand A V, et al. Matrix structure of metamaterial absorbers for multispectral terahertz imaging[J]. Progress In Electromagnetics Research, 2012, 122: 93-103.
- [4] Liu N, Mesch M, Weiss T, et al. Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor[J]. Nano letters, 2010, 10(7): 2342-2348.
- [5] Cai W, Chettiar U K, Kildishev A V, et al. Optical cloaking with metamaterials[J]. Nature Photonics, 2007, 1(4): 224-230.
- [6] 王若星, 薛喻宸, 龚瑞, 等. 基于环形电磁超材料的可调谐太赫兹吸收器[J]. 聊城大学学报(自然科学版), 2019, 32(6): 14-20.
- [7] Tao H, Landy N I, Bingham C M, et al. A metamaterial absorber for the terahertz regime: design, fabrication and characterization [J]. Optics Express, 2008, 16(10): 7181-7188.
- [8] Ma Y, Chen Q, Grant J, et al. Terahertz polarization insensitive dual band metamaterial absorber [J]. Optics Letters, 2011, 36(6): 945-947.
- [9] Wang G D, Liu M H, Hu X W, et al. Broadband and ultra-thin terahertz metamaterial absorber based on multi-circular patches [J]. European Physical Journal B, 2013, 86: 304-309.
- [10] Liu H, Du Y, Deng Y, et al. Semiconducting black phosphorus: synthesis, transport properties and electronic applications[J]. Chemical So-

ciety Reviews,2015,44(9):2732-2743.

- [11] Wang J, Jiang Y. Infrared absorber based on sandwiched two-dimensional black phosphorus metamaterials[J]. Optics Express, 2017, 25(5):5206-5216.
- [12] Wang J, Jiang Y, Hu Z. Dual-band and polarization-independent infrared absorber based on two-dimensional black phosphorus metamaterials[J]. Optics Express, 2017, 25(18):22149-22157.
- [13] Xu B, Gu C, Li Z, et al. A novel structure for tunable terahertz absorber based on graphene[J]. Optics Express, 2013, 21(20):23803-23811.
- [14] Alaei R, Farhat M, Rockstuhl C, et al. A perfect absorber made of a graphene micro-ribbon metamaterial[J]. Optics Express, 2012, 20(27):28017-28024.
- [15] Zhang Y, Feng Y, Zhu B, et al. Graphene based tunable metamaterial absorber and polarization modulation in terahertz frequency[J]. Optics Express, 2014, 22(19):22743-22752.
- [16] Xia S. X., Zhai X, Huang Y, et al. Multi-band perfect plasmonic absorptions using rectangular graphene gratings[J]. Optics Letters, 2017, 42(15):3052-3055.
- [17] Rahmazadeh M, Rajabalipanah H, Abdolali A. Multilayer graphene-based metasurfaces: robust design method for extremely broadband, wide-angle, and polarization-insensitive terahertz absorbers[J]. Applied Optics, 2018, 57(4):959-968.
- [18] Zhai Z, Zhang L, Li X, et al. Tunable terahertz broadband absorber based on a composite structure of graphene multilayer and silicon strip array[J]. Optics Communications, 2019, 431:199-202.
- [19] Chen Y, Jiang G, Chen S, et al. Mechanically exfoliated black phosphorus as a new saturable absorber for both Q-switching and mode-locking laser operation[J]. Optics Express, 2015, 23(10):12823-12833.
- [20] Li L, Yu Y, Ye G J, et al. Black phosphorus field-effect transistors[J]. Nature Nanotechnology, 2014, 9(5):372.
- [21] Low T, Roldán R, Wang H, et al. Plasmons and screening in monolayer and multilayer black phosphorus[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(10):106802-106806.
- [22] Koenig S P, Doganov R A, Schmidt H, et al. Electric field effect in ultrathin black phosphorus[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(10):103106-103109.
- [23] Neupane M, Xu S Y, Sankar R, et al. Observation of a three-dimensional topological Dirac semimetal phase in high-mobility Cd_3As_2 [J]. Nature Communications, 2014, 5:3786-3792.
- [24] Wang Q, Li C Z, Ge S, et al. Dong Sun Ultrafast broadband photodetectors based on three-dimensional Dirac semimetal Cd_3As_2 [J]. Nano letters, 2017, 17(2):834-841.
- [25] Wan X, Turner A M, Vishwanath A, et al. Topological semimetal and Fermi-arc surface states in the electronic structure of pyrochlore iridates[J]. Physical Review B, 2011, 83(20):205101.
- [26] Fang C, Gilbert M J, Dai X, et al. Multi-Weyl topological semimetals stabilized by point group symmetry[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(26):266802.
- [27] Young S M, Zaheer S, Teo J C Y, et al. Dirac semimetal in three dimensions[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(14):140405.
- [28] Liang T, Gibson Q, Ali M N, et al. Ultrahigh mobility and giant magnetoresistance in the Dirac semimetal Cd_3As_2 [J]. Nature Materials, 2015, 14(3):280-286.
- [29] Bolotin K I, Sikes K J, Jiang Z, et al. Ultrahigh electron mobility in suspended graphene[J]. Solid State Communications, 2008, 146(9-10):351-355.
- [30] Liu Z K, Jiang J, Zhou B, et al. A stable three-dimensional topological Dirac semimetal Cd_3As_2 [J]. Nature Materials, 2014, 13(7):677.
- [31] Liu Z K, Zhou B, Zhang Y, et al. Discovery of a three-dimensional topological Dirac semimetal, Na_3Bi [J]. Science, 2014, 343(6173):864-867.
- [32] Kotov O V, Lozovik Y E. Dielectric response and novel electromagnetic modes in three-dimensional Dirac semimetal films[J]. Physical Review B, 2016, 93(23):235417.
- [33] Liu G D, Zhai X, Meng H Y, et al. Dirac semimetals based tunable narrowband absorber at terahertz frequencies[J]. Optics Express, 2018, 26(9):11471-11480.
- [34] Wang T, Cao M, Zhang H, et al. Tunable terahertz metamaterial absorber based on Dirac semimetal films[J]. Applied Optics, 2018, 57(32):9555-9561.
- [35] Hu F R, Wang L, Quan B G, et al. Design of a polarization insensitive multiband terahertz metamaterial absorber[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2013, 46(19):195103.
- [36] 黄锐, 许向东, 敖天宏, 等. 太赫兹超材料响应频率及频带的调控[J]. 红外与毫米波学报, 2015, 34(01):44-50.
- [37] Qi L, Liu C, Shah S M A. A broad dual-band switchable graphene-based terahertz metamaterial absorber[J]. Carbon, 2019, 153:179-188.
- [38] Wang G D, Liu M H, Hu X W, et al. Broadband and ultra-thin terahertz metamaterial absorber based on multi-circular patches[J]. The European Physical Journal B, 2013, 86(7):304.

[39] 邹涛波,胡放荣,肖靖,等. 基于超材料的偏振不敏感太赫兹宽带吸波体设计[J]. 物理学报,2014,63(17):350-358.

Research of Terahertz Absorber Based on Dirac Semimetal Metamaterials

LI Qian-wen¹ ZHOU Xiao-ying¹ WANG Tong-ling²
ZHANG Yu-ping¹ ZHANG Hui-yun¹

(1. School of Electronics and Information Engineering, Shandong University of Science and Technology, Qingdao 266590, China; 2. School of Electrical Engineering and Automation, Shandong University of Science and Technology, Qingdao 266590, China)

Abstract In this paper, dual band and broadband terahertz absorbers based on Dirac semimetal metamaterials are designed. The proposed absorbers consist of three layers. The upper layer is a Dirac semimetal layer, middle layer is dielectric layer, and the lower layer is gold which consider as the metal back plate. The U-type single absorber is designed at first which can achieve perfect absorption at 6.02 THz. By analyzing the surface current distribution of the single absorber, it is known that the energy of the incident THz wave is absorbed by the electric dipole oscillation which caused by the electric field in the U-type arm direction. Then, the dual-band and broadband absorbers are designed by superimposing the extended bandwidth of multiple absorption peaks. The dual-band absorber can achieve 94.7% and 91% absorption at 5.33 THz and 5.86 THz respectively. The broadband absorber can achieve the over 90% absorption between 5.59 THz and 5.90 THz. In addition, due to the tunability of Dirac semimetal's conductivity, the dynamic tuning of the resonance absorption peak can be achieved by changing the Fermi energy of the Dirac semimetal without optimize the geometry and re-manufacture the structure.

Key words terahertz; metamaterials; absorber