光电器件

DOI：10.16818/j.issn1001－5868.2023110802

偏振选择可调谐双带太赫兹吸收器

朱海侠，倪　波*，冯祯婕，钱乙通，周晓彦，倪海彬，杨凌升，常建华

（南京信息工程大学 电子与信息工程学院 江苏省气象探测与信息处理重点实验室，南京 210044）

摘　要： 提出并研究了一种偏振选择可调谐双带太赫兹吸收器。吸收器由顶层方形劈裂石墨烯环、中间 SiO_2 介质层以及底层金反射层组成。基于时域有限差分法的仿真结果显示，该吸收器在不同偏振光入射下均可以实现双带高效率吸收。x 偏振光时在 7.86 和 12.63 THz 处的吸收率分别为 97.9%和 91.2%；y 偏振光时在 6.30 和 10.52 THz 处的吸收率分别为 94.1%和 93.2%。通过改变石墨烯费米能级，可以对两个偏振的双带吸收峰波长进行调谐。此外，研究了介质层厚度和石墨烯劈裂环的物理参数对共振吸收峰的影响。因为在两个偏振状态下都能产生双带高吸收，所以此吸收器在太赫兹偏振成像、太赫兹传感、选择性光谱检测和偏振复用等领域有重要的潜在应用价值。

关键词： 吸收器；太赫兹；石墨烯；偏振选择；双带

中图分类号： TN256　**文章编号：** 1001－5868(2024)01－0062－07

Polarization-Selective Tunable Dual-Band Terahertz Absorber

ZHU Haixia, NI Bo, FENG Zhenjie, QIAN Yitong,

ZHOU Xiaoyan, NI Haibin, YANG Lingsheng, CHANG Jianhua

(Jiangsu Key Laboratory of Meteorological Detection and Information Processing, School of Electronic and Information Engineering, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044, CHN)

Abstract: A polarization-selective dual-band tunable terahertz metamaterial absorber is proposed and investigated. The absorber is composed of square split graphene rings, a SiO_2 dielectric layer, and a Au reflection layer. The finite-difference time-domain simulation results show that the absorber can achieve dual-band high-efficiency absorption under different polarization light incidence. When the incident light is x-polarized, the absorption rates at 7.86 and 12.63 THz are 97.9% and 91.2%, respectively; when the incident light is y-polarized, the absorption rates at 6.30 and 10.52 THz are 94.1% and 93.2%, respectively. By changing the Fermi energy of graphene, the wavelengths of the dual-band absorption peaks of the two polarizations can be tuned. In addition, the effects of the thickness of the dielectric layer and the physical parameters of the graphene split ring on the resonant absorption peaks are investigated. Because dual-band high absorption can be generated in both polarization states, this absorber has important potential applications in terahertz polarization imaging, terahertz sensing, selective spectral detection, and polarization multiplexing.

Key words: absorber; terahertz; graphene; polarization-selective; dual-band

收稿日期：2023－11－08.

基金项目：国家自然科学基金项目(62175114,61875089)；昆山南京信息工程大学智能传感器研究中心项目.

* **通信作者：**倪　波

0　引言

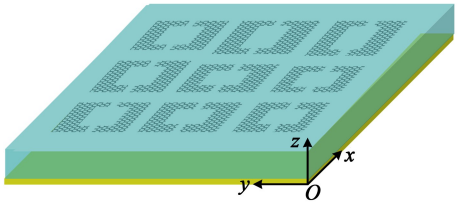
超材料吸收体对电磁波的完美吸收特性使其在传感和检测、隐身技术等方面具有广阔的应用前景[1-3]。传统的超材料吸收体，因其固定的结构参数和谐振结构导致谐振吸收频率保持不变，从而限制了应用范围[4]。因此，实现超材料完美吸收动态调谐成为重要的发展方向。

近些年，石墨烯独特的零带隙展现的良好光学特性[5]，以及通过外部条件（电压、光泵或化学掺杂）可以调整其费米能级从而调控石墨烯光器件[6-8]，引起了人们的广泛关注。2019 年，Su 等[9]提出了一种由周期性双层石墨烯环形阵列构成的双频吸波器，在不改变结构参数的情况下，通过改变外部偏置电压调谐吸收峰波长并通过阻抗匹理论阐述了完美吸收的物理机理。同年，Li 等[10]设计了一种伞形石墨烯/硅用于多波段可调谐太赫兹吸收器，该吸收器在 0.506，1.638 和 2.687 THz 频率处有三个不同的吸收峰，且吸收率均在 99%以上，通过阻抗匹配理论和等效电路模型分析了共振吸收的机理。2021 年，Wu 等[11]提出了一种基于石墨烯的双裂环结构的太赫兹吸收器，该吸收器在 10.96 和 12.71 THz 处有两个吸收峰，吸收效率分别为 99.7%和 99.4%，通过分析共振峰处的电场，解释了产生完美吸收峰的机理。2022 年，Bahloli 等[12]提出了一种紧凑的石墨烯基五波段太赫兹吸收器，这种结构提供了高于 95%的吸收峰水平，通过石墨烯片的化学势可以调节五个共振频率。Fu 等[13]提出了一种利用图像化石墨烯的宽带太赫兹吸收体，该吸收体在 0.93～1.65 THz 范围内吸光度超过 99%，在 0.80～1.87 THz 范围内吸光度超过 90%，相对带宽达到 80.2%，并且通过对阻抗匹配理论和共振峰处的电磁场分布的分析，揭示了吸收机理。然而，上述设计的吸收器对入射光偏振不敏感或者只对一个偏振方向敏感，对于偏振成像[14]、选择性光谱检测[15]和偏振复用[16]等领域，不能满足应用需求。

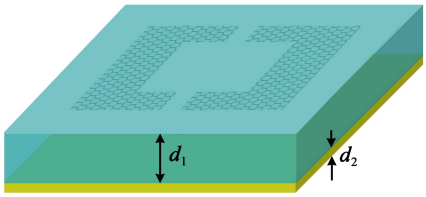
本文提出了一种偏振敏感的双带可调谐太赫兹吸收器，可以在不同偏振入射下产生双吸收峰，在 x 偏振和 y 偏振光入射时吸收率均高于 90%。通过数值仿真计算，研究了石墨烯费米能级、中间 SiO_2 介电层的厚度以及石墨烯图案物理参数对吸收特性的影响。此外，本文使用阻抗匹配理论、等效电路模型和电场分布对实现偏振敏感的双带吸收物理机理进行了分析研究。

1　理论模型与研究方法

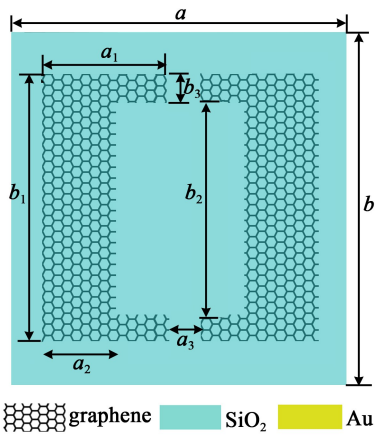
本文的太赫兹吸收器的基本结构如图 1 所示。图 1(a)～(c)分别显示了吸收器结构示意图、单元结构视图和单元俯视图。吸收器由顶层方形劈裂石墨烯环、中间 SiO_2 介质层以及底层金反射层组成。



(a) 结构示意图



(b) 单元结构



(c) 单元俯视图(x-y 平面)

图 1　吸收器的结构

顶层石墨烯的介电常数 ε_g 可以表示为[17]：

$$\varepsilon_g = 1 + \mathrm{i}\frac{\sigma(\omega)}{\varepsilon_0(\omega)} \tag{1}$$

其中，$\sigma(\omega)$为石墨烯电导率，ε_0 为真空介电常数，ω 为入射光的频率。石墨烯介电常数的实部表示相位调制，虚部表示幅度调制。在仿真计算中，石墨烯的表面电导率可以由 Kubo 模型来描述，石墨烯表面电导率 $\sigma(\omega)$由带内电导率和带间电导率共同影响，其计算公式为[17-18]：

$$\sigma(\omega) = \sigma_{\mathrm{intra}}(\omega) + \sigma_{\mathrm{inter}}(\omega) \tag{2}$$

$$\sigma_{\text{intra}}(\omega)=\mathrm{i}\frac{2e^2k_{\text{B}}T}{\pi\hbar(\omega+\mathrm{i}\tau^{-1})}\ln\left[2\cosh\left(\frac{E_{\text{f}}}{2k_{\text{B}}T}\right)\right] \quad (3)$$

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega)=\frac{e^2}{4\hbar}\left[H\left(\frac{\omega}{2}\right)+\frac{4\mathrm{i}\omega}{\pi}\int_0^{\infty}\frac{H(\varepsilon)-H(\varepsilon/2)}{\omega^2-4\varepsilon^2}\mathrm{d}\varepsilon\right] \quad (4)$$

式中，e 为电子的电荷量，k_{B} 为玻尔兹曼常数，T 为开尔文温度，$\hbar=h/2\pi$ 为约化普朗克常数，τ 为弛豫时间，E_{f} 为费米能级。在太赫兹频段内，当满足 $\hbar\omega\ll 2E_{\text{f}}$ 时，带间电导率可以忽略不计，石墨烯的表面电导率取决于带内电导率。带内电子-光子散射过程产生类德鲁德色散，因此石墨烯的表面电导率简化为 Drude 模型来描述[19]：

$$\sigma(\omega)=\frac{e^2E_{\text{f}}}{\pi\hbar^2}\frac{\mathrm{i}}{\omega+\mathrm{i}\tau^{-1}} \quad (5)$$

由式(5)可以看出，石墨烯的表面电导率除了与入射电磁波的角频率 ω、弛豫时间 τ 相关以外，还和其费米能级 E_{f} 有关。

中间电介质层为厚度(d_1)4 μm，折射率 1.5 的 SiO_2，基底为厚度(d_2)200 nm，电导率为 4.56×10^7 S/m 的金。图 1(c)中吸收器几何参数：$a=2$ μm，$b=2.5$ μm，$a_1=0.8$ μm，$b_1=1.6$ μm，$a_2=0.52$ μm，$b_2=1.4$ μm，$a_3=0.1$ μm，$b_3=0.1$ μm。

在数值计算中，入射光的传播方向设置为垂直于 x-y 平面，沿 z 轴负方向入射。x 和 y 方向使用周期边界条件，z 方向使用完全匹配的边界条件。金层的作用是增强反射，减少电磁波的传播，由于底层金的厚度大于电磁波的趋肤深度，将金置于结构层下，可以实现 $T(\omega)=|S_{21}|^2=0$ 的透射效果，因而吸收率公式可以简化为 $A(\omega)=1-R(\omega)=1-|S_{11}|^2$。

2 实验结果及讨论

图 2 为吸收器在 $E_{\text{f}}=0.7$ eV 时，基于时域有限差分法计算的不同入射光偏振吸收谱线。如图 2 所示，此吸收器在 x 和 y 两个偏振方向上都有两个吸收率大于 90% 的吸收峰。当 x 偏振入射波时，在 7.86 和 12.63 THz 吸收率分别为 97.9% 和 91.2%；当 y 偏振入射波时，在 6.30 和 10.52 THz 处的吸收率分别为 94.1% 和 93.2%。

为了更好地展示石墨烯偏振相关超材料吸收器的内在机制，本文基于阻抗匹配理论对其吸收机理进行分析。吸收器的相对阻抗 Z 可以由仿真结果中的 S 参数导出，其计算公式为[20]：

$$Z=\pm\sqrt{\frac{(1+S_{11})^2-S_{21}^2}{(1-S_{11})^2-S_{21}^2}} \quad (6)$$

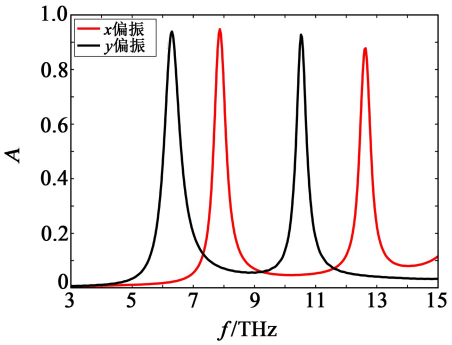
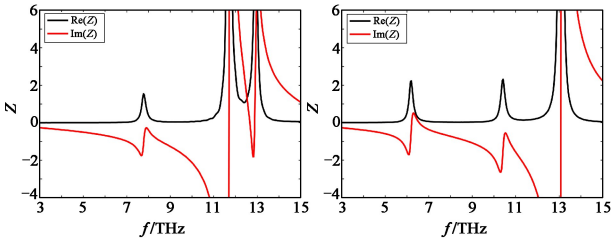


图 2 不同偏振入射时的吸收谱

根据式(6)，计算出吸收器的有效归一化阻抗，如图 3(a)、(b)所示。在 7.86，12.63，6.30 和 10.52 THz 四个谐振频率下，有效归一化阻抗分别为 $Z=1.01-0.3\mathrm{i}$，$Z=1.78+0.30\mathrm{i}$，$Z=1.07+0.51\mathrm{i}$ 和 $Z=1.26-0.54\mathrm{i}$，Re(Z)接近 1，Im(Z)接近 0。实现了阻抗匹配，因此获得了最大的吸收。



(a) x 偏振 (b) y 偏振

图 3 不同偏振入射时的等效阻抗

为了进一步研究吸收的物理机制，本文分析了共振吸收峰的电场分布。图 4 显示了 x 和 y 偏振模式下 7.86，12.63，6.30 和 10.52 THz 时 x-y 平面中的电场强度分布。在 7.86 THz 时，电场相对较弱，电场主要在石墨烯右侧方形角边缘处。在 12.63 THz 时，电场主要集中在左侧的石墨烯横条上下缺口处，其他位置电场较弱。在 6.30 THz 时，电场主要集中在上半区石墨烯横条左右缺口处，下半区电场较弱。在 10.52 THz 时，电场主要集中于上半区石墨烯横条缺口处以及下半区石墨烯边缘。由此可见，电场主要集中在石墨烯边缘和相邻单元胞间的气隙处，说明发生了电共振[21]，且电共振主要来源于上部石墨烯图案。这是由于当图案化石墨烯与太赫兹波相互作用时，局部等离子体激元在石墨烯块的四角边缘和缺口周围被共振激发，使得电场被强烈地约束在石墨烯表面，从而使吸收器产生了完美的吸收效果。

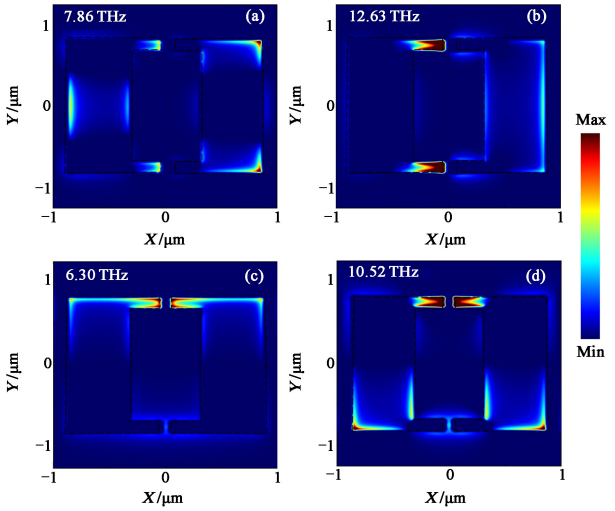


图 4　x 和 y 偏振入射时的电场分布图。(a)7.86 THz;(b)12.63 THz;(c)6.30 THz;(d)10.52 THz

图 5 显示了 x 和 y 偏振模式下 7.86,12.63,6.30 和 10.52 THz 时 x-y 平面中的磁场强度分布。在 7.86 THz 时,磁场主要集中在石墨烯方形块下半区内侧以及上半区的外侧。在 12.63 THz 时,磁场主要集中在上半区石墨烯方形块外侧以及下半区相邻石墨烯方形块的内侧。在 6.30 THz 时,磁场主要集中于左侧石墨烯方形块的内侧以及石墨烯右侧方形块外侧。在 10.52 THz 时,磁场强度较弱,主要集中在左侧石墨烯方形块的内侧,以及石墨烯右侧方形块上下侧。由此可见,磁场主要集中于石墨烯方形块的内侧和相邻单元胞间的外侧,说明发生了磁共振[21],且磁共振主要发生在石墨烯块之间。吸收器的完美吸收是通过电共振和磁共振实现的。

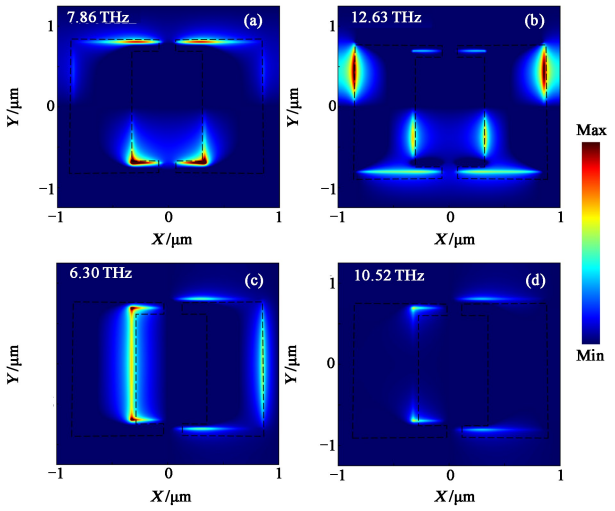


图 5　x 和 y 偏振入射时的磁场分布图。(a)7.86 THz;(b)12.63 THz;(c)6.30 THz;(d)10.52 THz

结合图 4 和图 5,可以看出,磁场比电场强,所以两个偏振方向的两个吸收峰都以磁共振为主。如图 5 所示,对于 x 偏振,第一个吸收峰的磁共振强度高于第二个吸收峰,因此第一个峰的吸收率更高;同样,对于 y 偏振,第一个吸收峰的磁场强度高于第二个吸收峰,也是第一个吸收峰的吸收率更高。

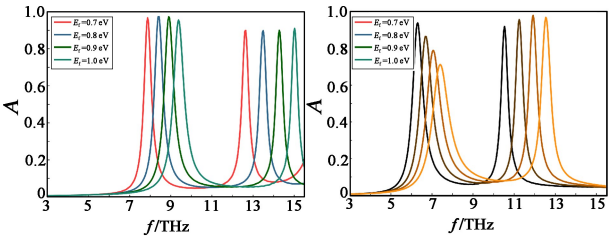
对石墨烯的费米能级进行调整可以改变石墨烯的电导率,从而对太赫兹吸收器的吸收特性产生影响。石墨烯费米能级 E_f 表达式为[22]:

$$E_f=\hbar\nu_F\sqrt{n_g\pi}=\hbar\nu_F\sqrt{\frac{\pi\varepsilon_d\varepsilon_0V_g}{et_d}} \tag{7}$$

式中,$n_g=\varepsilon_d\varepsilon_0V_g/et_d$ 为石墨烯的载流子浓度,ε_d 为介质层的介电常数,ε_0 为真空的介电常数,t_d 为石墨烯层与电极之间的介质层厚度,V_g 为外加在石墨烯层的偏置电压。由表达式可知费米能级的大小主要取决于石墨烯的载流子浓度,通过调节 V_g 即可改变石墨烯的载流子浓度 n_g。基于这些理论分析,可以通过调节石墨烯的费米能级来实现吸收光谱的动态调制。

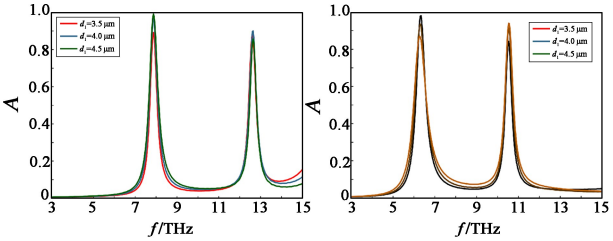
图 6(a)、(b)展示了在两种偏振状态下,费米能级的改变对吸收特性的影响。在 x 偏振和 y 偏振状态下,随着石墨烯费米能级增大,吸收峰位置都开始蓝移,x 偏振吸收率基本保持不变,而对于 y 偏振,第一个吸收峰出现明显下降,第二个吸收峰略微上升。这是由于石墨烯微观结构位于吸收器的顶部,费米能级的变化会改变石墨烯材料的电导率。当石墨烯费米能级改变时,其表面电导率也随之改变,破坏了吸收器的阻抗与自由空间的阻抗匹配,导致产生了不同的吸收特性。由此可见,在不重新设计器件结构的情况下,通过操纵石墨烯超表面的费米能级,可以有效地调节吸收器的共振吸收波长和吸收率。

图 7 为 SiO_2 厚度变化对吸收特性的影响。当 SiO_2 厚度 d_1 从 3.5 μm 增加到 4.5 μm 时,x 和 y 偏振吸收峰的位置基本不变,对于 x 偏振双吸收峰的吸收率都逐渐升高,但对于 y 偏振的第一个峰吸收率下降,第二个峰吸收率上升。由于在改变中间介质层厚度 d_1 时,介电层厚度的增加导致谐振腔顶层相对于自由空间的等效阻抗增强,因此,反射率减小,吸收率升高,但当介质层厚度增加到一定程度时,由于表面阻抗不满足阻抗匹配,从而造成吸收率下降。



(a) x 偏振 (b) y 偏振

图 6 不同石墨烯费米能级对应的吸收谱



(a) x 偏振 (b) y 偏振

图 7 不同中间介质层厚度对应的吸收谱

由于超材料吸收体的吸收机理复杂，理论上很难精确计算出如此宽频率范围内的吸收。本文基于等效电路理论分析研究了石墨烯图案层结构参数对吸收特性的影响。等效电路模型如图 8 所示。其中金反射层由于电磁波无法透过，因此等效为一根短接的传输线，其阻抗为 Z_{Au}，$Z_0=120\pi$ 表示自由空间的等效阻抗值，$Z_{in}=R-\mathrm{i}(1-\omega 2LC)/\omega C$。$R$ 表示石墨方环的有效电阻，L 和 C 是有效电感和有效电容，决定了电流谐振[23]。本文所提出的太赫兹吸收器的谐振频率 f，L，C 公式如下：

$$f=\frac{1}{2\pi\sqrt{LC/2}}\propto\frac{1}{l\sqrt{\varepsilon_d}} \tag{8}$$

$$L=\mu_0\frac{hl}{w} \tag{9}$$

$$C=C_d+C_a=\varphi\varepsilon_d+\varepsilon_0\varepsilon_a\frac{wl}{4h} \tag{10}$$

式中，ε_d 为介质层的介电常数，ε_0 为真空中的介电常数，φ 为相关系数，ε_a 为分析物石墨烯介电常数，l 和 w 分别为表面电流所流经石墨烯结构的长和宽，h 为微流通道的高度。

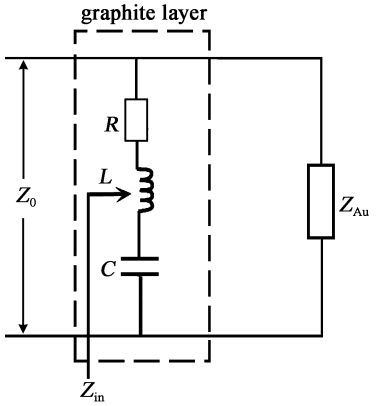
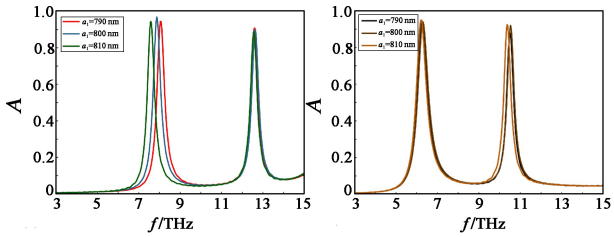


图 8 石墨烯超材料吸收体的 RLC 等效电路模型图

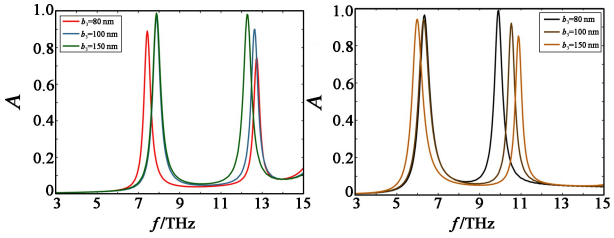
如图 9(a)、(b)分别为石墨烯横条长度 a_1 从 790 nm 增加至 810 nm 对应的 x 偏振和 y 偏振吸收谱线。可以看出，随着 a_1 的增加，对于 x 偏振，第一个吸收峰明显左移，吸收率略微升高后降低，第二个吸收峰轻微左移，吸收率基本保持不变；对于 y 偏振第一个吸收峰轻微左移，吸收率基本保持不变，第二个吸收峰左移，吸收率略微升高。这是由于当横条长度 a_1 逐渐增加时，表面电流所流经石墨烯结构的长度 l 增大，使得等效电容和等效电感增大，谐振频率变小，从而出现了透射谱中的红移现象。增加石墨烯横条的长度，不仅有效共振长度增加，石墨烯方块的有效面积也增加，所以吸收呈现出逐渐上升的趋势，但当石墨烯横条长度超过一定范围时，不满足阻抗条件，吸收率会下降。



(a) x 偏振 (b) y 偏振

图 9 石墨烯横条不同长度对应的吸收谱

图 10(a)、(b)分别为石墨烯横条宽度 b_3 从 80 nm 增加至 150 nm 对应的 x 偏振和 y 偏振的吸收谱线。可以看出随着 b_3 的增加，对于 x 偏振第一个吸收峰右移且吸收率增加，第二个吸收峰左移且吸收率增加；对于 y 偏振，第一个吸收峰左移吸收率无明显变化，第二个吸收峰右移且吸收率明显降低。这是由于当横条宽度逐渐增加时，表面电流所流经石墨烯结构的宽度 w 增大，使得等效电感减小，等效电容增大，谐振频率变小，从而出现了透射谱中的红移现象。增加石墨烯横条的宽度，使得石墨烯方块的有效面积增加，对于x偏振吸收呈现出

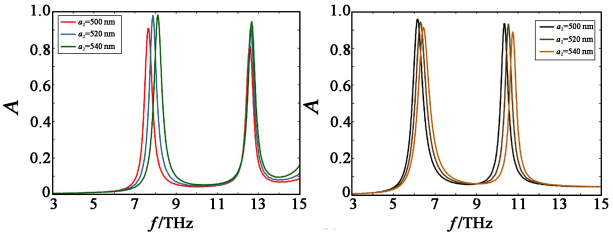


(a) x 偏振 (b) y 偏振

图 10 石墨烯横条不同宽度对应的吸收谱

逐渐上升的趋势；对于 y 偏振，由于 y 偏振第二个峰主要是靠缺口处的电共振产生的吸收，增加石墨烯横条的宽度，相当于减少上下缺口之间的距离，从而使得电场强度减弱，吸收率降低。

图 11(a)、(b)分别为石墨烯竖条长度 a_2 从 500 nm 增加至 540 nm，对应的 x 偏振和 y 偏振的吸收谱线。可以看出随着 a_2 的增加，对于 x 偏振和 y 偏振，两个吸收峰都右移，对于 x 偏振双峰的吸收率提高，而对于 y 偏振双峰的吸收率呈下降趋势。这是因为当竖条长度逐渐增加时，表面电流所流经石墨烯结构的长度 l 增大，使得等效电容减小，等效电感减小，谐振频率变大，从而出现了透射谱中的蓝移现象。对于 x 偏振，增加石墨烯竖条的长度，不仅有效共振长度增加，而且石墨烯块的有效面积也明显增加，所以吸收呈现出逐渐上升的趋势。而对于 y 偏振，由于改变了石墨烯的尺寸，使得阻抗不匹配，从而导致吸收率下降。

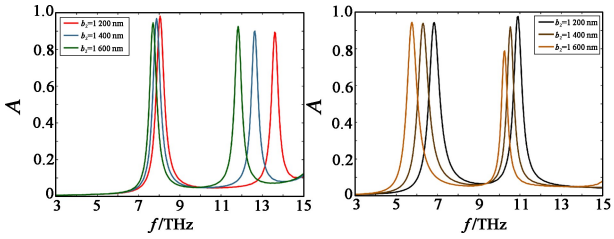


(a) x 偏振　　(b) y 偏振

图 11　石墨烯竖条不同长度对应的吸收谱

图 12(a)、(b)分别为石墨烯竖条宽度 b_2 从 1 200 nm 增加至 1 600 nm 对应的 x 偏振和 y 偏振吸收谱线。可以看出随着 b_2 的增加，对于 x 偏振，吸收峰出现左移现象，第一个吸收峰随着 b_2 的增大吸收率略微减小，而第二个吸收峰随着 b_2 的增加吸收率略微升高；对于 y 偏振，吸收峰左移，第一个吸收峰的吸收率基本保持不变，第二个吸收峰的吸收率明显下降。这是由于当竖条宽度逐渐增加时，表面电流所流经石墨烯结构的长度 l 增大，等效电容增大，等效电感增大，从而谐振频率变小，从而出现了透射谱中的红移现象。同样增加石墨烯竖条的长度，石墨烯方块的有效面积也增加，对于 x 偏振吸收呈现出略微上升的趋势，而对于 y 偏振，由于增加了竖条的长度，使得缺口之间的距离变长，从而导致电共振减弱，使得吸收率下降。

值得注意的是，改变几何参数后的吸收光谱相比于改变厚度的波动幅度更大，这是因为改变石墨烯图案层结构参数时，其下方的连续介质槽也相应在变化，从而改变了吸收器的整体阻抗，导致石墨烯层与自由空间无法形成良好的阻抗匹配。



(a) x 偏振　　(b) y 偏振

图 12　石墨烯竖条不同宽度对应的吸收谱

3　结论

本文提出并研究了一种结构简单的石墨烯太赫兹吸收器，可以实现双频带高吸收、可调和偏振敏感。该吸收器由方形劈裂石墨烯环周期性阵列、二氧化硅介电层作为间隔层和金层作为衬底组成。当 x 偏振波入射时，在 7.86 和 12.63 THz 吸收率分别为 97.9%，91.2%；当 y 偏振波入射时，在 6.30 和 10.52 THz 处的吸收率分别为 94.1%，93.2%。通过调整石墨烯的费米能级，可以调节吸收峰的位置或优化吸收率。基于阻抗匹配法和等效电路模型分析了其吸收特性的机理。本文提出的吸收器可以在不同偏振方向上实现双带吸收，且具有更简单的结构，易于制造，在偏振成像、选择性光谱检测和偏振复用等领域具有潜在的应用价值。

参考文献：

[1] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, et al. Perfect metamaterial absorber[J]. Physical Review Lett., 2008, 100(20): 207402.

[2] Kim J, Seong J, Yang Y, et al. Tunable metasurfaces towards versatile metalenses and metaholograms: A review [J]. Advanced Photonics, 2022, 4(2): 024001.

[3] Jorwal S, Dubey A, Gupta R, et al. A review: Advancement in metamaterial based RF and microwave absorbers [J]. Sensors and Actuators A: Physical, 2023: 114283.

[4] Meng H, Shang X, Xue X, et al. Bidirectional and dynamically tunable THz absorber with Dirac semimetal[J]. Opt. Express, 2019, 27(21): 31062-31074.

[5] Qi L, Liu C. Broadband multilayer graphene metamaterial absorbers[J]. Optical Materials Express, 2019, 9(3): 1298-1309.

[6] Geim A K. Graphene: status and prospects [J]. Science, 2009, 324(5934): 1530-1534.

[7] Wei W, Qu X. Extraordinary physical properties of functionalized graphene[J]. Small, 2012, 8(14): 2138-2151.

[8] Fallahi A, Perruisseau-Carrier J. Design of tunable biperiodic graphene metasurfaces[J]. Physical Review B, 2012, 86(19): 195408.

[9] Su W, Chen X, Geng Z. Dynamically tunable dual-frequency terahertz absorber based on graphene rings[J]. IEEE Photon. J., 2019, 11(6): 1-8.

[10] Li J S, Sun J Z. Umbrella-shaped graphene/Si for multi-band tunable terahertz absorber[J]. Appl. Phys. B, 2019, 125: 183.

[11] Wu Z, Xu B, Yan M, et al. Tunable terahertz perfect absorber with a graphene-based double split-ring structure [J]. Opt. Mater. Express, 2021, 11(1): 73-79.

[12] Darvishi Bahloli M, Bordbar A, Basiri R, et al. A tunable multi-band absorber based on graphene metasurface in terahertz band[J]. Opt. Quantum Electron., 2022, 54(11): 708.

[13] Fu M, Wang J, Guo S, et al. A polarization-insensitive broadband terahertz absorber using patterned graphene[J]. Nanomaterials, 2022, 12(21): 3763.

[14] Sakamoto M, Nhan H T, Noda K, et al. Polarization-probe polarization-imaging system in near-infrared regime using a polarization grating[J]. Scientific Reports, 2022, 12(1): 15268.

[15] Yin C, Han C, Xue X, et al. Spectra-based selective searching for hyperspectral anomaly detection[J]. Appl. Sciences, 2020, 11(1): 175.

[16] Sun X, Ma R, Pu X, et al. High-efficiency polarization multiplexing metalenses[J]. Nanomaterials, 2022, 12(9): 1500.

[17] Hanson G W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene[J]. J. Appl. Phys., 2008, 103(6): 064302.

[18] Kaipa C S R, Yakovlev A B, Hanson G W, et al. Enhanced transmission with a graphene-dielectric microstructure at low terahertz frequencies[J]. Phys. Rev. B, 2012, 85(24): 245407.

[19] Xu C, Jin Y, Yang L, et al. Characteristics of electro-refractive modulating based on graphene-oxide-silicon waveguide[J]. Opt. Express, 2012, 20(20): 22398-22405.

[20] Li J X, Yu P, Cheng H, et al. Optical polarization encoding using graphene-loaded plasmonic metasurfaces[J]. Adv. Opt. Mater., 2016, 4(1): 91-98.

[21] Liu X, Fan K, Shadrivov I V, et al. Experimental realization of a terahertz all-dielectric metasurface absorber[J]. Opt. Express, 2017, 25(1): 191-201.

[22] Guo Y, Qi Y, Liu C, et al. Research on perfect and tunable metamaterial absorber based on crosshair-shaped graphene [J]. J. of Physics: Conf. Series, 2021, 2109(1): 012015.

[23] Wang B X, Wang G Z. Temperature tunable metamaterial absorber at THz frequencies[J]. J. Mater. Sci.: Mater. in Electron., 2017, 28: 8487-8493.

作者简介：

朱海侠(2002—)，女，安徽省宿州市人，硕士生，主要从事超表面光场调控的研究；

倪　波(1984—)，男，博士，讲师，硕士生导师，研究方向包括超表面光场调控、光子器件逆向设计、红外与可见光图像融合等。