

激光与光电子学进展

基于镂空蝶形石墨烯的宽带可调太赫兹偏振转换器

易南宁, 宗容, 龚江, 钱蓉蓉*, 段韬

云南大学信息学院, 云南 昆明 650500

摘要 提出一种基于镂空蝶形石墨烯的正交偏振转换器。由于石墨烯可以支持表面等离子激元, 从而在蝶形的边缘激发连续的等离激元共振。该偏振转换器可以利用较为简单的结构来实现高效宽带的偏振转换性能。数值仿真表明, 当石墨烯的费米能级和弛豫时间为 0.4 eV 和 1.0 ps 时, 偏振转换器可以在 0.947~1.452 THz 的频率范围内实现偏振转换率大于 90%, 相对带宽为 42.1%, 中心频率为 1.2 THz。此外, 所提出的偏振转换器对入射太赫兹波的入射角表现出较强的鲁棒性, 当入射角增加至 40° 时, 偏振转换率在较宽的频率范围内能维持在 80% 以上。偏振转换器的高效工作频带和偏振转换率的大小还可以通过调节石墨烯的费米能级和弛豫时间来改变, 该设计方法可在光子学领域具有巨大的应用潜力。

关键词 材料; 超材料; 偏振转换; 可调谐; 石墨烯; 太赫兹

中图分类号 O436 文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.1716001

Broadband Tunable Terahertz Polarization Converter Based on Hollow Butterfly-Shape Graphene

Yi Nanning, Zong Rong, Gong Jiang, Qian Rongrong*, Duan Tao

School of Information, Yunnan University, Kunming, Yunnan 650500, China

Abstract A cross-polarization converter based on hollow butterfly graphene is proposed. The continuous plasmon resonance at the edge of the butterfly shape can be excited due to the surface plasmons can be supported by graphene. The proposed polarization converter can achieve excellent broadband polarization conversion performances by using a simpler structure. Numerical simulations show that when the Fermi level and relaxation time of graphene are 0.4 eV and 1.0 ps, the polarization converter can achieve a polarization conversion rate greater than 90% in the frequency range of 0.947–1.452 THz, the relative bandwidth is 42.1%, and the center frequency is 1.2 THz. Moreover, the proposed polarization converter shows strong robustness to the incident angle of the incident terahertz wave. The polarization conversion rate can be maintained above 80% in a wide frequency range when the incident angle is increased to 40°. The high-efficiency working bandwidth and polarization conversion rate of the polarization converter can also be modulated by adjusting the Fermi level and relaxation time of graphene. This design method can have huge application potential in the field of photonics.

Key words materials; metamaterial; polarization conversion; tunable; graphene; terahertz

OCIS codes 160.3918; 260.5430; 300.6495; 040.2235

收稿日期: 2020-12-09; 修回日期: 2021-01-12; 录用日期: 2021-01-21

基金项目: 国家自然科学基金(61701433)、云南省科技厅面上项目(2018FB099)

通信作者: *r.qiang@ynu.edu.cn

1 引言

太赫兹波是指频率在 0.1~10.0 THz 范围内的电磁波,在电磁光谱中介于红外光和微波之间,由于有效太赫兹源和灵敏检测器的出现,使太赫兹技术的研究变得越来越重要^[1-3]。偏振作为操控电磁波重要的方法之一,已经受到各个领域的广泛关注,实现偏振操控的传统方法包括使用双折射材料和光栅等^[4-5]。虽然这些方法在实际应用中会有一些的效果,但通常需要很长的传输距离来实现相位梯度的积累,而且其偏振转换设备通常有体积大等缺点^[6]。超材料是一种人造亚波长材料,因其特殊的电磁响应特性而引起人们极大的研究兴趣^[7-9]。2017年,Jiang等^[10]提出了一种基于双L型的三层反射型偏振转换器,可以实现线性偏振波切换到圆偏振波的功能,同时可以在0.60~1.41 THz的频率范围内实现偏振转换率(Polarization Conversion Ratio, PCR)大于88%的高效转换性能。2019年,Ako等^[11]提出了一种由T型金属谐振器、环烯烃共聚物和金接地平面构成的反射型线性偏振转换器,在0.38~1.07 THz的频率范围内可以实现PCR大于80%。这些偏振转换器都需要通过改变顶层金属图案才能达到动态调节偏振转换性能的目的,使得相应的设备在实际应用中缺乏灵活性,所以一种不需要改变结构就能轻松调节偏振转换性能的偏振转换器成为当下人们的研究热点。

石墨烯是一种排列在六方晶格二维材料中的单层碳原子结构,具有出色的机械、电学和光学特性,包括快速的载流子迁移率、高的光学透明性和可调性^[12-13]。石墨烯在太赫兹频段内可以支持表面

等离子激元的传播,使其在偏振转换器^[14-16]、调制器^[17-18]、吸收器^[19-22]和波导^[23]等领域具有良好的应用潜力。2018年,Yadav等^[24]提出一种基于“ ϕ ”型石墨烯的中红外频段的正交偏振转换器,在5.08~6.89 THz的频率范围内的PCR超过90%,相对带宽仅为31.8%。随后Zhu等^[25]提出了一种基于正弦缝隙石墨烯的太赫兹偏振转换器,可以在1.3~2.1 THz的频率范围内实现PCR大于85%,相对带宽为47%。2019年,张洪滔等^[26]提出了一种基于镂空椭圆石墨烯的线偏振转换器,在0.98~1.34 THz的频率范围内实现PCR大于90%,相对带宽仅为36.7%。尽管这些基于石墨烯的偏振转换器可以实现对偏振转换性能的动态可调,但是偏振转换性能较低以及带窄等缺点限制了这些设备在实际应用中的潜力。鉴于此,设计一种具有带宽、高PCR以及角度不敏感特性的可调石墨烯偏振转换器仍然是一个挑战。

本文构建一种基于单层镂空蝶形石墨烯的反射型太赫兹正交偏振转换器。该偏振转换器由顶层的镂空蝶形石墨烯和经过SiO₂隔开的铜接地平面构成,可以在较宽的频率范围内将入射的线性偏振波转换为其正交方向上的线性偏振波。此外,还探究了偏振转换器在不同参数下PCR的变化曲线。相比于其他偏振转换器,提出的设计具有灵活可调和结构简单等优点,在实际应用中具有更大的潜力。

2 理论模型

石墨烯的物理特性与石墨烯的表面电导率有直接关系,根据Kubo公式^[24-26],石墨烯的表面电导率可以表示为

$$\sigma_g(\omega, \mu_c, \Gamma, T) = \sigma_{\text{inter}}(\omega, \mu_c, \Gamma, T) + \sigma_{\text{intra}}(\omega, \mu_c, \Gamma, T), \tag{1}$$

式中: σ_{inter} 为带间电导率; σ_{intra} 为带内电导率; ω 为角频率; μ_c 为费米能级; Γ 为散射率; T 为环境温度(一般为300 K)。由(1)式可以看出,石墨烯的表面电

导率由带间电导率 $\sigma_{\text{inter}}(\omega, \mu_c, \Gamma, T)$ 和带内电导率 $\sigma_{\text{intra}}(\omega, \mu_c, \Gamma, T)$ 组成,带间电导率与带内电导率的表达式分别为

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega, \mu_c, \Gamma, T) = -j \frac{e^2}{4\pi\hbar} \ln \left[\frac{2|\mu_c| - (\omega - j2\Gamma)\hbar}{2|\mu_c| + (\omega - j2\Gamma)\hbar} \right], \tag{2}$$

$$\sigma_{\text{intra}}(\omega, \mu_c, \Gamma, T) = -j \frac{e^2 k_B T}{\pi\hbar^2 (\omega - j2\Gamma)} \left\{ \frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left[\exp \left(-\frac{\mu_c}{k_B T} \right) + 1 \right] \right\}, \tag{3}$$

式中: \hbar 、 k_B 和 e 分别为约化普朗克常量($\hbar = h/2\pi$)、玻尔兹曼常量和电荷量,其中 h 为普朗克常量。在室温和较低的太赫兹频率条件下($\hbar\omega \ll 2|\mu_c|$),根据

Pauli排斥原理,带间电导率可以忽略不计,石墨烯的表面电导率主要由带内电导率决定^[27-28]。(1)式可以简化为

$$\sigma_g(\omega, \mu_c, \Gamma, T) = -j \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - j2\Gamma)} \left\{ \frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left[\exp \left(-\frac{\mu_c}{k_B T} \right) + 1 \right] \right\} \quad (4)$$

弛豫时间 $\tau = \mu \mu_c / e v_F^2$, 其中 $\mu = 10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, v_F 为费米速度, $v_F = 10^6 \text{ m/s}$, μ 为载流子浓度。由 (4) 式可知, 石墨烯的表面电导率可以通过费米能级和弛豫时间来调节, 在实际操作中, 石墨烯的费米能级可以通过化学掺杂或者改变外加的偏置电压来实现。通常情况下, 石墨烯的费米能级与外部偏置电压的关系^[26]可以表示为

$$\mu_c = \hbar v_F \sqrt{\pi a_0 V_{\text{bias}}}, \quad (5)$$

式中: a_0 为常数; V_{bias} 为偏置电压。

根据线性偏振波和正交偏振波的反射系数可知, 反射电场和入射电场之间的关系^[29]可以表示为

$$\begin{bmatrix} E_x^r \\ E_y^r \end{bmatrix} = \mathbf{R} \begin{bmatrix} E_x^i \\ E_y^i \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中: 下标中的 x 和 y 分别表示电磁波的偏振方向; 上标中的 i 和 r 分别表示入射波和反射波; \mathbf{R} 为复反射矩阵, 可以表示为

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} R_{xx} & R_{xy} \\ R_{yx} & R_{yy} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

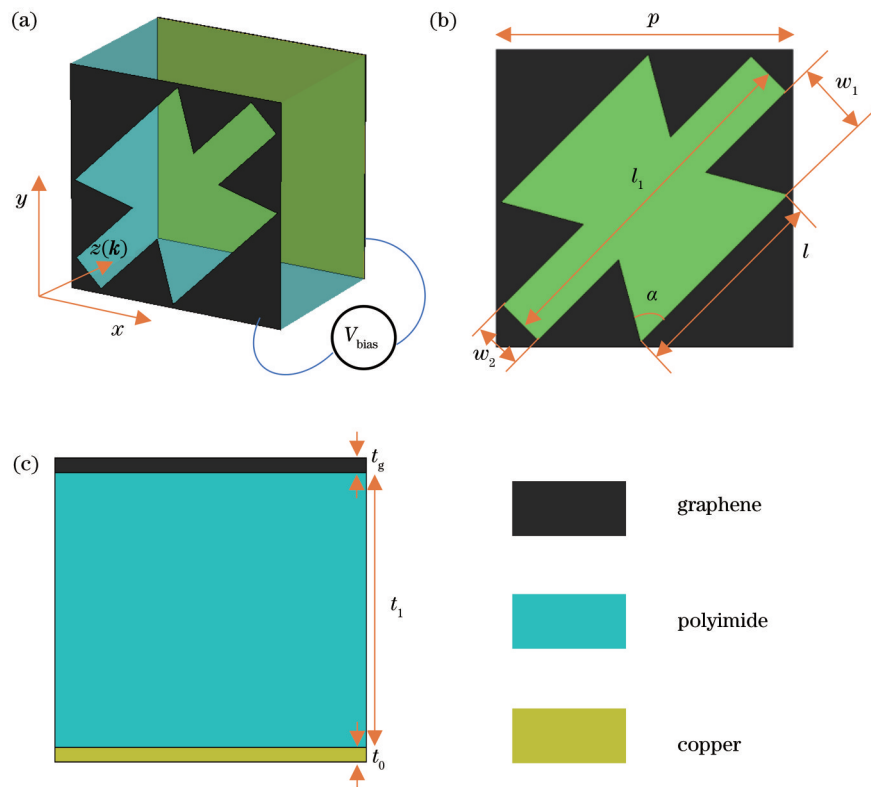


图1 偏振转换器的单元晶胞结构。(a) 周期性单元的三维立体图; (b) 俯视图; (c) 侧视图。

Fig. 1 Unit cell structure of polarization converter. (a) Three-dimensional view of unit cell; (b) top view; (c) side view

式中: $R_{xx} = \frac{|E_x^r|}{|E_x^i|}$ 和 $R_{yy} = \frac{|E_y^r|}{|E_y^i|}$ 为同向偏振反射系数; $R_{yx} = \frac{|E_y^r|}{|E_x^i|}$ 和 $R_{xy} = \frac{|E_x^r|}{|E_y^i|}$ 为正交偏振反射系数。

(7) 式中的 R_{xx} 为 x 方向上的入射波对应 x 方向上的反射波的反射系数, R_{yx} 为 x 方向上的入射波对应 y 方向上的反射波的反射系数。由于超表面具有对称性, 所以对于 x 偏振波或者 y 偏振波的表现相同。假设入射波是 x 偏振波, 对于线性偏振, PCR^[14-16] 可以定义为

$$P_{\text{PCR}} = \frac{R_{yx}^2}{R_{yx}^2 + R_{xx}^2} \quad (8)$$

3 结构设计与仿真

图1为基于镂空蝶形石墨烯的反射型偏振转换器的单元晶胞结构, 其中 \mathbf{k} 为电磁波的传播方向。该结构分为三层, 其中顶层为利用化学气相沉积工艺制造的单层图案化石墨烯层, 其厚度为 1 nm , 远小于入射波长, 所以厚度可忽略不计, 费米能级设

定为 0.4 eV, 弛豫时间设定为 1 ps; 中间层为相对介电常数 $\epsilon_r = 3.5$ 的聚酰亚胺, 忽略材料的损耗和散射^[16], 厚度 $t_1 = 38 \mu\text{m}$; 底层为金属铜, 其电导率根据 Drude 模型可以近似为 $\sigma = 5.8 \times 10^7 \text{ S/m}$, 厚度为 $0.2 \mu\text{m}$, 大于铜的趋肤深度, 入射的太赫兹波无法通过超表面。镂空的蝶形与 x 轴和 y 轴的夹角均为 45° , 经过有限元法 (Finite Element Method, FEM) 优化后, 得到周期 $p = 54 \mu\text{m}$, 蝶形石墨烯梯形下边的长度 $l = 38 \mu\text{m}$, 蝶形石墨烯镂空矩形的长度 $l_1 = 64 \mu\text{m}$, 矩形下边到下方梯形下底边的长度 $w_1 = 18 \mu\text{m}$, 矩形镂空石墨烯的宽 $w_2 = 9 \mu\text{m}$, 梯形斜边与下底边的夹角 $\alpha = 30^\circ$ 。

4 结果分析

通过软件 CST STUDIO SUITE 2018 中的频域求解器来获得仿真结果。在 x 方向和 y 方向上均采用周期性单元边界条件, z 方向上采用 Floquet 端口, 假设入射的太赫兹电场沿着 x 方向并且沿着 $-z$ 方向照射到超材料表面, 并通过自适应网格来提高仿真的精度。当石墨烯的费米能级 $\mu_c = 0.4 \text{ eV}$ 、弛豫时间 $\tau = 1 \text{ ps}$ 时, 反射系数和 PCR 的频谱如图 2 所示。从图 2 可以看到, 同向偏振反射系数在谐振频率点 1.055 THz 和 1.380 THz 处分别取到极小值, 其值分别为 0.097 和 0.079。同时, 正交偏振反射系数在这两个频率点的取值分别为 0.717 和 0.665。这表明入射的 x 偏振波在经过超表面后, 转换为反射的 y 偏振波。此外, 可以从图 2 看到 PCR 在谐振

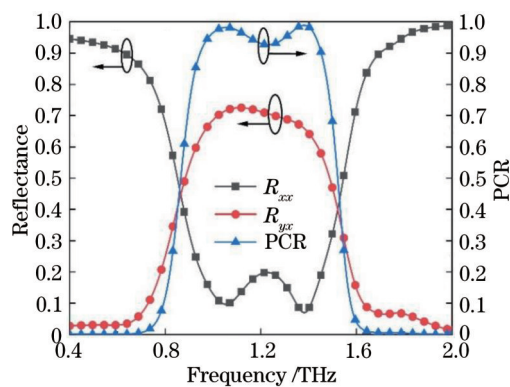


图 2 反射系数和 PCR 与频率的关系

Fig. 2 Relationship among reflection coefficient, PCR, and frequency

频率点处 1.055 THz 和 1.380 THz 处分别取得极大值, 其值分别为 0.982 和 0.989, 这说明超表面可以将入射的线性偏振波很好地转换为反射的正交偏振波, 并且在 0.947~1.452 THz 的频率范围内实现偏振转换率大于 90%, 相对带宽为 $\frac{2 \times (f_{\max} - f_{\min})}{f_{\max} + f_{\min}} = 42.1\%$ (f_{\max} 和 f_{\min} 分别为带宽的最大频率和最小频率), 中心频率为 1.2 THz。为了更好地理解偏振转换器背后的物理机制, 图 3 给出这两个谐振频率点处石墨烯表面的电场分布。从图 3(a) 可以看到, 在 1.055 THz 处电场主要分布在蝶形石墨烯的边缘以及拐角处, 而在 1.380 THz 处电场主要集中在 4 个拐角处, 而在边缘处的电场几乎消失。这激发了石墨烯表面的等离子激元, 从而引起了局域性表面等离子共振, 使得 PCR 进一步增强。

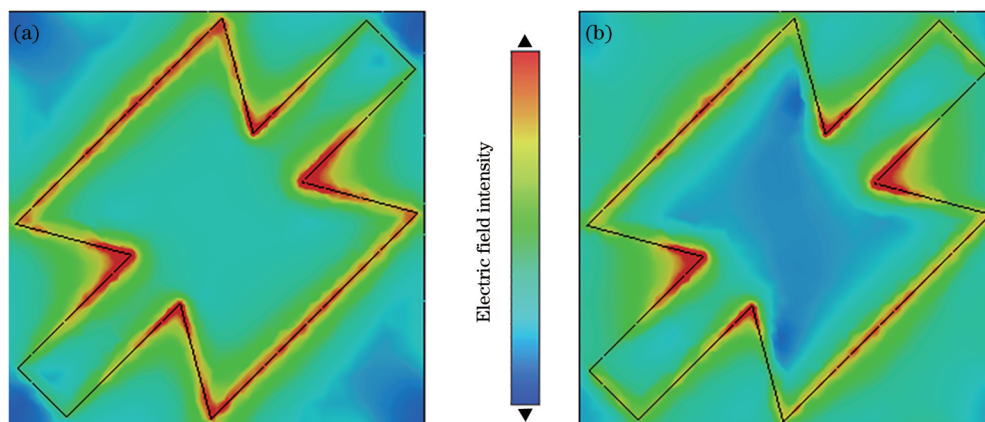


图 3 超表面在不同频率处的电场分布。(a) 1.055 THz; (b) 1.380 THz

Fig. 3 Electric field distributions of metasurface at different frequencies. (a) 1.055 THz; (b) 1.380 THz

为了进一步了解所提出的基于石墨烯的偏振转换器的物理机制, 在两个谐振频率点 1.055 THz 和 1.380 THz 处石墨烯表面和底层金属表面的电

流分布如图 4 所示。从图 4(a) 和图 4(b) 可以看到, 在 1.055 THz 处, 石墨烯表面的电流 (图中箭头所示) 与底层金属表面的电流在介质层中形成了闭合

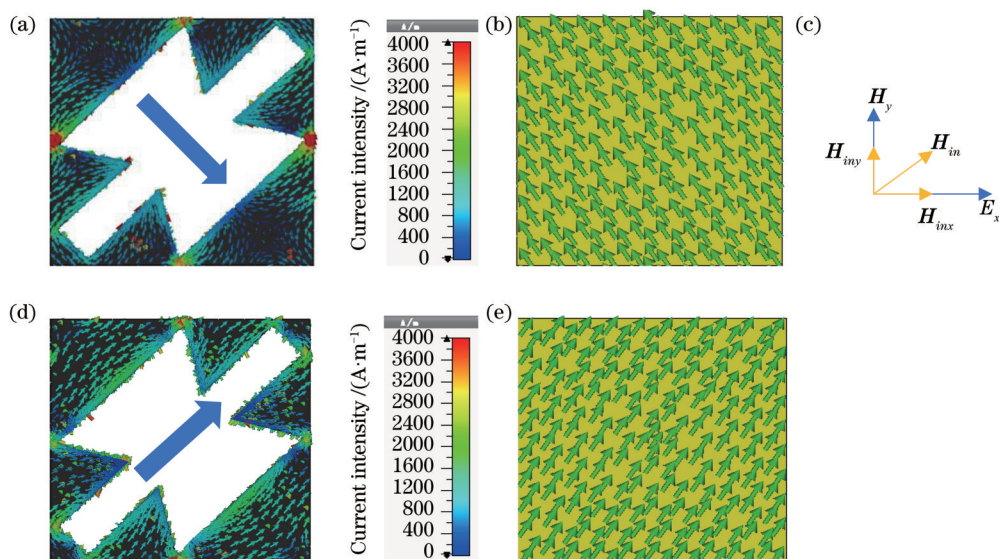


图4 两个谐振频率点处不同表面上的电流分布。1.055 THz 频率点处,(a)石墨烯表面上的电流分布,(b)底面金属表面上的电流分布;(c)感应磁场的矢量分解图;1.380 THz 频率点处,(d)石墨烯表面上的电流分布,(e)底面金属表面上的电流分布
Fig. 4 Current distribution on different surfaces at two resonant frequency points. At frequency point of 1.055 THz, (a) current distribution on surface of graphene, (b) current distribution on metal surface at bottom; (c) vector decomposition of induced magnetic field; at frequency point of 1.380 THz, (d) current distribution on surface of graphene, (e) current distribution on metal surface at bottom

的电流回路,产生了图4(c)的感应磁场 H_{in} ,方向朝着右上方,而 H_{in} 可以分解为 H_{inx} 与 H_{iny} 。其中 H_{iny} 与入射波(x 偏振波)的磁场分量重合(垂直于入射电场分量),不会引起正交偏振; H_{inx} 与入射波的磁场分量垂直,可以感应出沿着 y 轴的电场,从而导致正交偏振的出现,由此可知该谐振频率处产生的共振是磁谐振。在较高频率的谐振模式(1.380 THz)处,石墨烯表面的电流分布如图4(d)箭头所示,底层金属表面的电流分布如图4(e)所示,这两处产生的电流是平行的,所以在该谐振频率处产生的是电谐振。

入射电场可以表示为 $E_i = E_{im} \times e_m + E_{in} \times e_n$

(E_{im} 和 E_{in} 为两个本征模分量, e_m 和 e_n 为两个本征模方向上的单位矢量),可知正交偏振转换器的偏振性能与两个正交的本征模有关,分别为与入射波(x 偏振波)的电场方向顺时针夹角 45° 的本征模 m (R_{mm})和逆时针夹角 45° 的本征模 n (R_{nn})^[20-21],电场分解示意图如图5(a)所示。当 $|R_{mm}| = |R_{nn}|$ 且 $\varphi_{mm} - \varphi_{nn} = 2m'\pi \pm \pi$ (φ_{mm} 和 φ_{nn} 分别表示两个本征模所对应的相位, m' 为任意整数)时,表明入射波经过超表面反射后,其偏振方向被旋转了 90° 。图5(b)为两个正交本征模的同偏振反射系数。从图5(b)可以看到,在1.00~1.45 THz 的频率范围内 R_{mm} 与 R_{nn} 的幅度值几乎相等。而相应的相位差如图5(c)

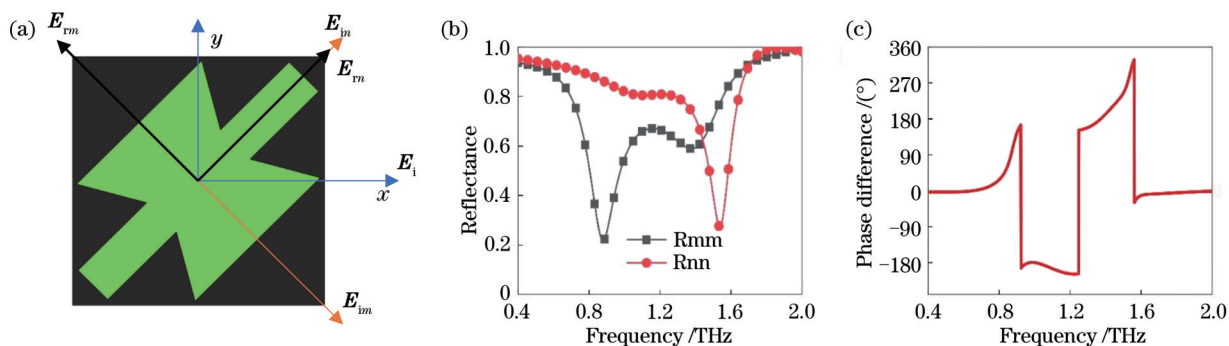


图5 偏振转换器的两个本征模。(a)电场矢量分解图;(b)本征模的幅值;(c)本征模幅值所对应的相位
Fig. 5 Two eigenmodes of polarization converter. (a) Electric field vector decomposition graph; (b) amplitude of eigenmodulus; (c) phase corresponding to amplitude of eigenmodule

所示。从图 5 可以看到这两个正交本征模在 1.00~1.45 THz 的频率范围内具有接近于 180° 的相位差, 这说明入射的 x 偏振波被转化为 y 偏振波。

5 不同参数对偏振转换性能的影响

5.1 不同入射角对 PCR 的影响

在实际应用中, 还需要所设计的超表面具有入射角不敏感性, PCR 在入射角 θ 为 $0^\circ \sim 60^\circ$ 和扫描步长为 2° 的情况下, 随频率变化的光谱图如图 6 所示。从图 6 可以看到, 当入射角不超过 40° 时, 随着入射角的增加, PCR 的值没有明显的变化, 偏振转换器的 PCR 值可以在相同的频率范围内 (0.947~1.452 THz) 维持在 80% 以上; 当入射角超过 40° 后, PCR 值开始出现明显的下降, 这是因为随着入射角的进一步增加, 电磁波与带有特殊图案的石墨烯表面的相互耦合作用降低, 从而使

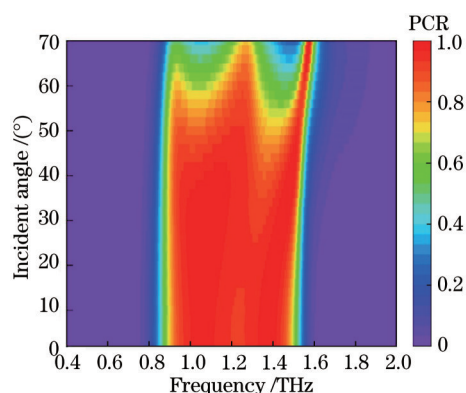


图 6 不同入射角下的 PCR 光谱

得 PCR 值开始出现明显的下降。综上可知, 该偏振转换器在 $0^\circ \sim 40^\circ$ 的入射角范围内可以保持良好的偏振转换性能。与以前的一些设计相比, 本文所提出的设计方法具有较宽的偏振转换带宽以及入射角不敏感等特点, 因此, 本文设计的正交偏振转换器在实际中具有更广泛的应用, 例如太赫兹检测等。

5.2 不同石墨烯参数对 PCR 的影响

石墨烯的表面电导率可以通过改变石墨烯的费米能级和弛豫时间来达到动态调节的目的^[30-31], 偏振转换率随着费米能级和弛豫时间的变化曲线如图 7 所示。图 7(a) 为偏振转换器的 PCR 在不同费米能级下的光谱。从图 7(a) 可以看到, 当费米能级 $\mu_c = 0$ 时, PCR 几乎为 0, 此时偏振转换器相当于处于“关闭”状态; 随着 μ_c 从 0.1 eV 增加到 0.5 eV, PCR 的峰值先增大再减小, 并且谐振频率点蓝移; 当费米能级为 0.4 eV 时, PCR 的性能最优, 石墨烯的费米能级最终优化为 0.4 eV。不同弛豫时间下 PCR 的光谱如图 7(b) 所示。从图 7(b) 可以看到, 当 τ 小于 0.1 ps 时, PCR 几乎为 0, 此时没有正交偏振发生, 随着弛豫时间的增加, PCR 的峰值逐渐增大, 偏振转换率的带宽逐渐展宽。这是因为随着 τ 值的增加, 等离子体激元振荡变得更强, 导致偏振转换率的增加^[26]。值得注意的是, 当 $\tau = 0.1$ ps 时, 只有一个谐振频率点, 而当 τ 大于 0.3 ps 时, 第二个谐振频率点出现, 并且逐渐蓝移。当 τ 增大到 1.0 ps 时, PCR 在两个谐振频率点处的峰值达到最大, 所以最终 τ 值优化为 1.0 ps。

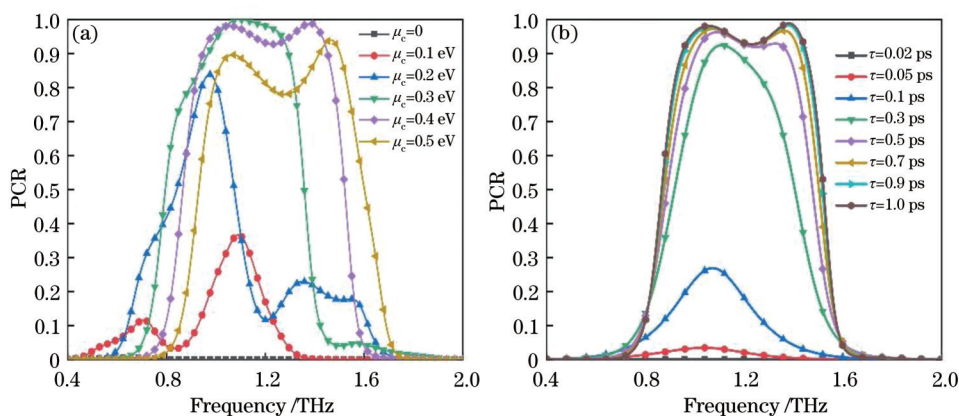


图 7 超表面在不同石墨烯参数条件下的 PCR 光谱。(a) 当弛豫时间固定为 1.0 ps 时, 不同费米能级条件下的 PCR 光谱图; (b) 当费米能级固定为 0.4 eV 时, 不同弛豫时间条件下的 PCR 光谱图

Fig. 7 PCR spectra of metasurface under different graphene parameters. (a) When the relaxation time is fixed at 1.0 ps, PCR spectra under different Fermi level; (b) when the Fermi level is fixed at 0.4 eV, PCR spectra under different relaxation time

5.3 不同结构参数对 PCR 的影响

本文还探讨了不同结构参数(t_1 、 p 和 α)对所提出的偏振转换器性能的影响,如图 8 所示。图 8(a)为超表面在不同介质层厚度下的偏振转换性能。从图 8 可以看到,随着介质层厚度的增加,PCR 的峰值先增后减,而且 PCR 大于 90% 的带宽先展宽后变窄。并且谐振频率点出现红移,这可以由 $\phi_p = \frac{4d\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}}{\lambda}$ 解释,其中 ϕ_p 表示入射电磁波的相位路径, λ 为波长。由于太赫兹波垂直入射在均匀介质层上并进行传播,因此可以将 ϕ_p 和 θ 视为常数,由此可知谐振频率与电介质层的厚度成反

比^[16],最终介质层的厚度为 38 μm 时性能最优。PCR 在不同晶胞单元周期下的变化曲线如图 8(b) 所示。从图 8(b) 可以看到,当 $p = 50 \mu\text{m}$ 时,PCR 出现三个谐振频率点,而当 $p > 50 \mu\text{m}$ 后,谐振频率点变为两个,且随着周期的增大,偏振转换率的峰值逐渐较小,这是由于随着周期的增大,晶胞结构之间的耦合作用先增强后减弱,当 $p = 54 \mu\text{m}$ 时耦合作用达到最强,所以经过优化周期最后确定 p 值为 54 μm 。图 8(c) 为不同夹角 α 对偏振转换性能的影响。从图 8(c) 可以看到,随着夹角的增大,PCR 大于 90% 的带宽先增大后减小,所以 α 值确定为 30°。

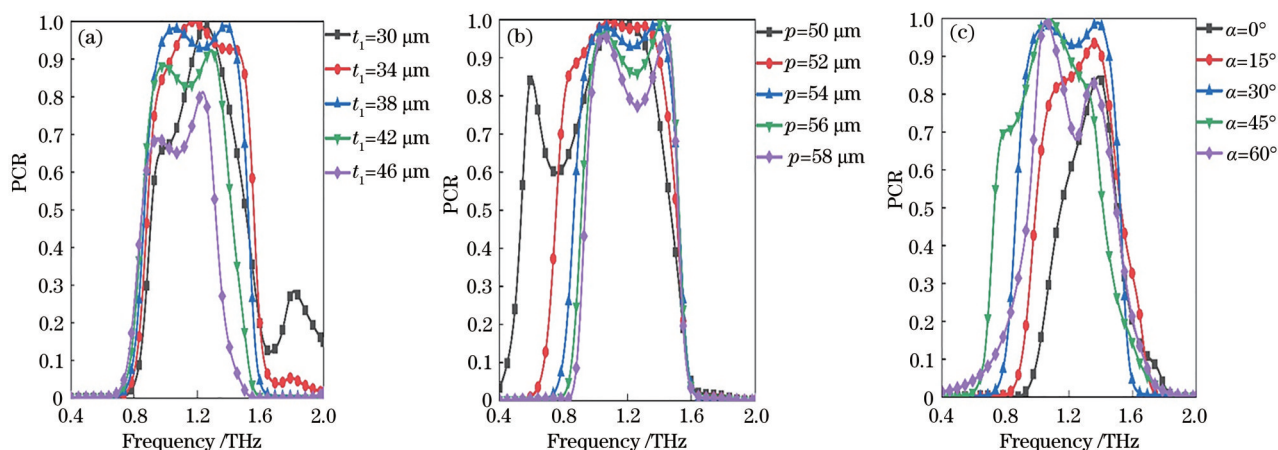


图 8 不同情况下的 PCR 与频率的关系。(a) 介质层厚度; (b) 周期; (c) 夹角

Fig. 8 Relationship between PCR and frequency under different conditions. (a) Thickness of medium layer; (b) period; (c) angle

6 结 论

本文建立一种新的基于镂空蝶形石墨烯的交叉偏振转换器,对该转换器进行数值仿真模拟。模拟结果表明,偏振转换器可以在 0.947~1.452 THz 的频率范围内实现 PCR 大于 90% 的宽带偏振转换性能。相比于其他经典金属-介质-金属的三层具有偏振转换功能的器件来说,所设计的超表面可以通过调整石墨烯的费米能级和弛豫时间来改变工作频段以及 PCR 的幅度。此外,由于局域性等离激元共振被激发,偏振转换特征对入射角不敏感。仿真结果显示,当入射角增加到 40° 时,PCR 仍保持大于 0.8。此外,本文还探究了不同的结构参数对偏振转换性能的影响,通过对比后发现不同的结构参数对所设计的超表面的偏振转换性能的影响较大,通过优化结构参数可以使超表面的偏振转换性能达到最优。高的偏振转换效率和入射角不敏感特性可以使所提出的偏

振转换器在太赫兹领域中具有广泛的应用。

参 考 文 献

- [1] Fan R H, Zhou Y, Ren X P, et al. Freely tunable broadband polarization rotator for terahertz waves[J]. *Advanced Materials*, 2015, 27(7): 1201-1206.
- [2] Siegel P H. Terahertz technology[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2002, 50(3): 910-928.
- [3] Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology[J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(2): 97-105.
- [4] Max B, EMIL W. Principles of optics[M]. 7th ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- [5] Du G X, Saito S, Takahashi M. Tailoring the Faraday effect by birefringence of two dimensional plasmonic nanorod array[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(19): 191107.
- [6] Liu W, Chen S, Li Z, et al. Realization of broadband cross-polarization conversion in transmission mode in

- the terahertz region using a single-layer metasurface [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(13): 3185-3188.
- [7] Enoch S, Tayeb G, Sabouroux P, et al. A metamaterial for directive emission[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(21): 213902.
- [8] Padilla W J, Taylor A J, Highstrete C, et al. Dynamical electric and magnetic metamaterial response at terahertz frequencies[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(10): 107401.
- [9] Papasimakis N, Luo Z Q, Shen Z X, et al. Graphene in a photonic metamaterial[J]. *Optics Express*, 2010, 18(8): 8353-8359.
- [10] Jiang Y N, Wang L, Wang J, et al. Ultra-wideband high-efficiency reflective linear-to-circular polarization converter based on metasurface at terahertz frequencies [J]. *Optics Express*, 2017, 25(22): 27616-27623.
- [11] Ako R T, Lee W S L, Bhaskaran M, et al. Broadband and wide-angle reflective linear polarization converter for terahertz waves[J]. *APL Photonics*, 2019, 4(9): 096104.
- [12] Novoselov K S, Fal'ko V I, Colombo L, et al. A roadmap for graphene[J]. *Nature*, 2012, 490(7419): 192-200.
- [13] Zeng F, Ye L F, Li L, et al. Tunable mid-infrared dual-band and broadband cross-polarization converters based on U-shaped graphene metamaterials[J]. *Optics Express*, 2019, 27(23): 33826-33839.
- [14] Yang C, Luo Y, Guo J X, et al. Wideband tunable mid-infrared cross polarization converter using rectangle-shape perforated graphene[J]. *Optics Express*, 2016, 24(15): 16913-16922.
- [15] Ding J, Arigong B, Ren H, et al. Mid-infrared tunable dual-frequency cross polarization converters using graphene-based L-shaped nanoslot array[J]. *Plasmonics*, 2015, 10(2): 351-356.
- [16] Chen M, Sun W, Cai J J, et al. Frequency-tunable mid-infrared cross polarization converters based on graphene metasurface[J]. *Plasmonics*, 2017, 12(3): 699-705.
- [17] Ye L F, Sui K H, Zhang Y, et al. Broadband optical waveguide modulators based on strongly coupled hybrid graphene and metal nanoribbons for near-infrared applications[J]. *Nanoscale*, 2019, 11(7): 3229-3239.
- [18] Ye L F, Sui K H, Liu Y H, et al. Graphene-based hybrid plasmonic waveguide for highly efficient broadband mid-infrared propagation and modulation [J]. *Optics Express*, 2018, 26(12): 15935-15947.
- [19] Mou N L, Sun S L, Dong H X, et al. Hybridization-induced broadband terahertz wave absorption with graphene metasurfaces[J]. *Optics Express*, 2018, 26(9): 11728-11736.
- [20] Liu Z M, Guo L, Zhang Q M. A simple and efficient method for designing broadband terahertz absorber based on singular graphene metasurface[J]. *Nanomaterials*, 2019, 9(10): E1351.
- [21] Zhang Y, Shi Y, Liang C H. Broadband tunable graphene-based metamaterial absorber[J]. *Optical Materials Express*, 2016, 6(9): 3036-3044.
- [22] Deng G S, Chen P, Yang J, et al. Graphene-based tunable polarization sensitive terahertz metamaterial absorber[J]. *Optics Communications*, 2016, 380: 101-107.
- [23] Li J, Tao J, Chen Z H, et al. All-optical controlling based on nonlinear graphene plasmonic waveguides [J]. *Optics Express*, 2016, 24(19): 22169-22176.
- [24] Yadav V S, Ghosh S K, Bhattacharyya S, et al. Graphene-based metasurface for a tunable broadband terahertz cross-polarization converter over a wide angle of incidence[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(29): 8720-8726.
- [25] Zhu J F, Li S F, Deng L, et al. Broadband tunable terahertz polarization converter based on a sinusoidally-slotted graphene metamaterial[J]. *Optical Materials Express*, 2018, 8(5): 1164-1173.
- [26] Zhang H T, Cheng Y Z, Huang M L. Broadband terahertz tunable metasurface linear polarization converter based on graphene[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2019, 46(8): 49-58.
张洪滔, 程用志, 黄木林. 基于石墨烯的宽带太赫兹可调超表面线偏振转换器[J]. *光电工程*, 2019, 46(8): 49-58.
- [27] Sun P. Characteristic analysis and application of graphene surface plasmons[D]. Qingdao: Qingdao University, 2018: 2-4.
孙鹏. 石墨烯等离子激元的特性分析及其应用研究[D]. 青岛: 青岛大学, 2018: 2-4.
- [28] Zhou L, Zhao G Z, Li Y H. Broadband terahertz polarization converter based on L-shaped metamaterial[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(4): 041602.
周璐, 赵国忠, 李永花. 基于L形超材料的太赫兹宽带偏振转换器[J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(4): 041602.
- [29] Xu Z H. Research and design of terahertz metamaterials based on graphene[D]. Beijing: Beijing

- University of Posts and Telecommunications, 2019: 11-12.
徐增辉. 基于石墨烯太赫兹超材料的研究与设计 [D]. 北京: 北京邮电大学, 2019: 11-12.
- [30] Bilal R M H, Baqir M A, Choudhury P K, et al. On the specially designed fractal metasurface-based dual-polarization converter in the THz regime[J]. Results in Physics, 2020, 19: 103358.
- [31] Zhou Y X, Huang Y Y, Jin Y P, et al. Terahertz properties of graphene and graphene-based terahertz devices[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(6): 0614011.
周译玄, 黄媛媛, 靳延平, 等. 石墨烯太赫兹波段性质及石墨烯基太赫兹器件[J]. 中国激光, 2019, 46(6): 0614011.