

基于超薄石墨烯集成超表面的三频带交叉偏振转换器

姚志飞^{1,2}, 王跃科^{1,2}, 高淑梅^{1,2}

¹信息科学与技术系, 江南大学, 江苏, 无锡

²无锡电子工程技术研究中心, 江南大学, 江苏, 无锡

摘要

我们在这里介绍了一种反射型可调谐的交叉偏振转换器件, 即二分之一波片。该器件是由石墨烯贴片, 电介质和反射基底 (PEC) 组成。该结构实现了高效率、超薄且可调的三频带交叉偏振的转换。实现偏振转换的原因是由于两个正交偏振分量之间产生了 180° 的相位延迟, 从而实现了线偏振态的 90° 旋转。通过改变费米能级可以实现我们提出的可调谐性能。我们的想法通过有限元方法的模拟验证, 为设计多波段偏振转换器提供了思路。

关键词: 石墨烯, 偏振转换, 二分之一波片, 偏振旋转

1 引言

石墨烯 (Graphene) 是一种由碳原子以 sp^2 杂化轨道组成六角型呈蜂巢晶格的二维碳纳米材料, 它具有优异的光学、电学、力学特性, 在材料学、微纳加工、能源、生物医学和药物传递等方面具有重要的应用前景, 被认为是一种未来革命性的材料。最近, 通过使用石墨烯集成的超表面来控制光的偏振态的课题已经被广泛研究并且引起了研究人员的关注。传统的偏振控制方法利用天然双折射材料或二向色晶体作为波片, 可以在两个正交偏振分量之间产生相位延迟[1,2]。由于传统设备的庞大性, 它不适合于设备集成化和小型化。石墨烯的研究越来越热, 受到研究员们的广泛关注。研究人员用它来实现各种偏振转换装置[3-6]。X. Gao 等人提出了一种宽带可调谐圆偏振转换器, 它由一个带有蝴蝶形孔的单个石墨烯片组成[7]。C. Yang 等人报道了一种在中红外区域使用周期性穿孔石墨烯的超表面实现宽带可调谐交叉偏振转换器[8]。

2 理论分析

在本文中, 我们提出了一个基于石墨烯集成的超表面可调谐的三频带反射型交叉偏振转换器, 即二分之一波片, 其结构图如图 1 所示。可以实现三频带交叉偏振转换器的原因, 是由于三个本征模的激励分别产生相位突变, 从而正交分量之间产生相位延迟。通过改变费米能级可以灵活地调整三频带对应工作频率的位置。基于有限元法 (FEM) 的仿真结果已经证明可以验证我们的设计。我们的想法

得以实现, 并提供了实现三频带或多频带偏振转换的方法。

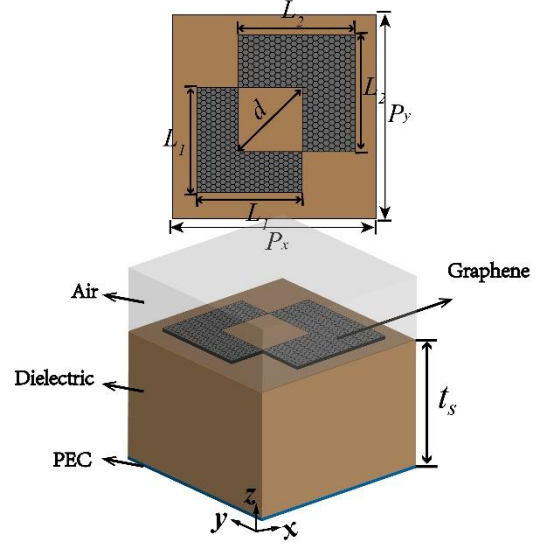


图 1. 该结构图为反射型交叉偏振转换器周期性结构单个单元结构的示意图。其中结构参数为 $P_x = P_y = 160\text{nm}$, $t_s = 1000\text{nm}$, $L_1 = 70\text{nm}$, $L_2 = 80\text{nm}$, and $d = 56\text{nm}$ 。空气层厚度设置为 800nm 。

入射电场和反射电场可以用公式 (1) 结合[9]:

$$\begin{pmatrix} E_x^r \\ E_y^r \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} E_x^i \\ E_y^i \end{pmatrix} \quad (1)$$

其中 E_x^i 和 E_y^i 分别表示作为 x 和 y 方向上的入射光的电场。 E_x^r 和 E_y^r 表示 x 和 y 方向上的反射光的电场。反射型石墨烯集成超表面的一般反射矩阵可表示为[10]:

$$R = \begin{pmatrix} R_{xx} & R_{xy} \\ R_{yx} & R_{yy} \end{pmatrix} \quad (2)$$

其中 R_{mn} 可由 $\frac{E_m^r}{E_n^i}$ ($m, n = x, y$) 定义, 这里 E_m^r ($m = x, y$) 是 x 或 y 偏振的反射电场, E_n^i ($n = x, y$) 是 x 或 y 偏振入射电场。在本文中, 我们使用 x 偏振光垂直照射该结构, 因此 $R_{xy} = R_{yx} = 0$ 。将方程 (1) 与方程 (2) 相结合, 我们得到以下等式:

$$\begin{pmatrix} E_x^r \\ E_y^r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{xx} E_x^i \\ R_{yx} E_x^i \end{pmatrix} \quad (3)$$

我们主要分析 R_{xx} 和 R_{yx} , 这里, $R_{xx} = \left| \frac{E_x^r}{E_x^i} \right|$,

$R_{yx} = \left| \frac{E_y^r}{E_x^i} \right|$ 。偏振转换率 (PCR) 可表示为[11]:

$$PCR = \frac{|R_{yx}|^2}{|R_{yx}|^2 + |R_{xx}|^2} \quad (4)$$

此外, PCR 亦表示交叉偏振转换器在反射模式下的性能。

我们都知道, 入射的 x 偏振光可以分解为两个正交入射偏振分量 (E_a 和 E_b), 其分量的偏振方位角相对于正 x 轴方向成 45° 和 -45° 。在这两个正交分量分别所在的方向, 因特征长度不同从而产生的共振频率也不同, 即 E_a (E_b) 产生共振时, E_b (E_a) 不产生共振。其产生共振的分量反射回来的相位相对于无共振分量反射回来的相位之间产生了 180° 相位差, 如图 2 (a) 所示, 从而使入射的 x 偏振发生了 90° 的旋转, 完成了 x 偏振向 y 偏振的转换, 即此结构实现了交叉偏振转换器 (二分之一波片) 的功能。图 2 (b)、(c) 和 (d) 显示在工作频率 (36.15, 48.95 and 52.20 THz) 对应激发不同的模式。

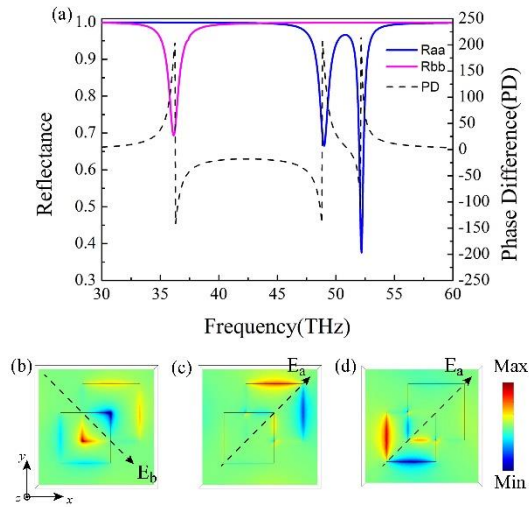


图 2. (a) 分别绘制了两个正交分量的共振反射率和其之间的相位差。

3 模拟仿真

在我们的模拟中, 结构的反射基底由完美电导体 (PEC) 边界条件代替。我们将石墨烯定义为有效介质厚度 Δ 为 1 nm, 相对复介电常数 ϵ_g 为 $1 + i \frac{\delta(g)\eta_0}{(k_0\Delta)}$ [12], 其中 η_0 ($\approx 377\Omega$) 是空气的阻抗。石墨烯 $\delta(g)$ 的光电导率可以通过使用局部随机相位近似来计算[12]:

$$\delta(g) =$$

$$\frac{ie^2E_f}{\pi\hbar^2(\omega + i\tau^{-1})} + \frac{ie^2}{4\pi\hbar} \ln \frac{2E_f - (\omega + i\tau^{-1})\hbar}{2E_f + (\omega + i\tau^{-1})\hbar} + \frac{ie^2k_B T}{\pi\hbar^2(\omega + i\tau^{-1})} \ln \left[\exp\left(-\frac{E_f}{k_B T}\right) + 1 \right] \quad (5)$$

其中 E_f ($=1$ eV) 是石墨烯的费米能级, T ($=300$ K) 是温度, ω 是入射光的频率, e 是电子的电荷, τ ($=1$ ps) 是电子散射时间, \hbar 是约化普朗克常数, k_B 是玻尔兹曼常数。

我们使用 *COMSOL Multiphysics* 进行电磁仿真。软件使用步骤如下: 首先, 我们选择三维, 波动光学模块, 电磁波频率接口。并通过图 1 中参数值进行几何建模, 几何模型中包含: 空气层, 石墨烯贴片层, 电介质层和反射基底 (PEC)。然后, 我们分别定义了材料参数。由于我们使用垂直入射的 x 偏振光, 我们在电磁波频率物理场组件下设置一个端口 1, 将端口类型设置为周期性端口。打开波激励, 电模式场大小设置为: $E_0 = (1, 0, 0)$, 即为 x 偏振的设置。入射仰角和偏振方位角设置为零, 即为垂直 x 偏振光入射。随后, 我们在端口 1 下添加一个衍射级端口, 即为端口 2, 其端口模式设置, 分量设置为正交偏振。然而, 沿着 x 和 y 方向分别应用 Floquet 周期性边界条件。然后, 我们在研究组件下选择参数化扫描, 我们使用频率范围 (30 THz, 0.1 THz, 60 THz) 来执行参数扫描。最后, 我们对结构进行网格划分, 最简单有效的方法, 我们启用物理场控制网格, 并将自由空间中的最大网格尺寸设置为 $1/6$ 个波长, 或者更细。在网格设置中, 我们将序列类型设置为物理控制网格, 并将尺寸大小设置为精细, 然后构建网格。所有设置都已完成。等待计算完成, 偏振转换的结果可以用 S 参数 S_{21} 表示。

4 仿真结果

通过上面介绍的步骤建模及计算, 我们得到了三频带偏振转换的结果, 如图 3 所示。从图中可以得知, 共振反射 R_{xx} 的反射光谱有三个低谷, 分别位于 36.15, 48.95 和 52.20 THz。相反, 在相同频率下, 交叉偏振反射 R_{yx} 的谱图中分别有三个峰值。交叉偏振转换率 (PCR) 谱图显示 36.15, 48.95 和 52.20 THz 的三个峰, 其峰值分别达到 96.9%, 96.3% 和 83.0%。在工作频率 (36.15, 48.95 和 52.20 THz) 下, 我们观察到两个分量之间的相位差接近 180° , 0° 和 0° , 它表明线偏振态的形成。我们还仿真了在不同费米能级下, 对工作频率的影响。由图 4 可知, 随着费米能级的增加, 工作频率

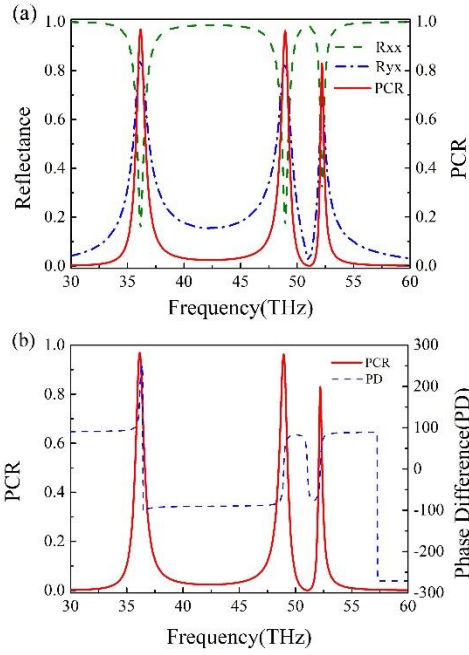


图 3. 三频带图 (36.15, 48.95 and 52.20 THz) 的结果。(a) 分别绘制了 R_{xx} 、 R_{yy} 和 PCR, (b) 绘制了 R_{xx} 和 R_{yy} 之间的相位差。

蓝移。蓝移的原因总结如下：表面等离子体波矢的

激发满足等式： $K_{spp} = \frac{\hbar\omega^2}{2\alpha_0 E_f c} \propto \frac{1}{L_g}$ [13], 这里的

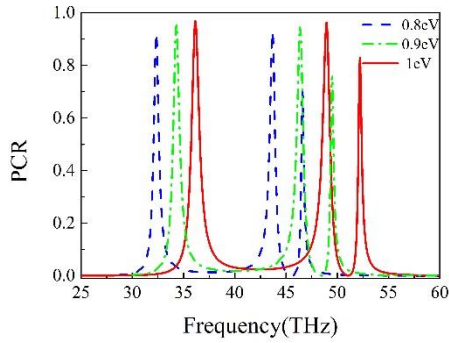


图 4. 仿真了在不同费米能级在对工作频率的影响

α_0 ($= \frac{e^2}{\hbar c}$) 是常数, 共振频率 f 可以写成:

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \propto \sqrt{\frac{\alpha_0 c E_f}{2\pi^2 \hbar L_g}} \propto \sqrt{\frac{E_f}{L_g}} \quad (6)$$

这里, L_g 表示石墨烯贴片的共振特征长度 (这里, 每种共振模式对应不同特征长度, 第一, 第二和第三共振模式的特征长度与 d , L_2 和 L_1 对应成比例)。因此, 有力地证明了增加费米能量 (E_f) 可以引起这些共振频率增加, 则引起蓝移。这种动态可调谐性能使石墨烯集成的超表面比金属偏振器更实用,

由于可以通过调整费米能量而不是几何参数来实现, 而费米能级的调节只需要加偏置电压或者化学掺杂来实现。

5 结论

总之, 我们介绍了由双 L 形石墨烯贴片阵列组成的高质量反射三频带交叉偏振转换器。基于有限元分析的仿真结果表明在 36.15, 48.95 和 52.20 THz, PCR 可以达到 96.9%, 96.2% 和 83.0%, 交叉偏振的转换源于两个反射的正交分量的叠加, 其分量之间恰好有 180° 的相位差, 从而实现交叉偏振转换。通过改变费米能量 (E_f), 在中红外区域实现可调谐交叉偏振转换器。我们的研究结果提供了一种操纵偏振和设计超薄多频带偏振转换器的思路和方法。随后, 根据我们的方法和经验, 有望设计一种多功能偏振转换器, 即一种结构在不同频率下能够实现多频段交叉偏振转换器 (二分之一波片) 和线转圆偏振转换器 (四分之一波片)。

参考文献

1. C.-Y. Chen, T.-R. Tsai, C.-L. Pan and R.-P. Pan, "Room temperature terahertz phase shifter based on magnetically controlled birefringence in liquid crystals," *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4497-4499 (2003).
2. L. Zhang, H. Zhong, C. Deng, C. Zhang and Y. Zhao, "Characterization of birefringent material using polarization controlled terahertz spectroscopy," *Opt. Express* **18**, 20491-20497 (2010).
3. Y. Zhang, Y. Feng, T. Jiang, J. Cao, J. Zhao and B. Zhu, "Tunable broadband polarization rotator in terahertz frequency based on graphene metamaterial," *Carbon* **133**, 170-175 (2018).
4. J. Peng, Z. Zhu, J. Zhang, X. Yuan and S. Qin, "Tunable terahertz half-wave plate based on hybridization effect in coupled graphene nanodisks," *Appl. Phys. Express* **9**, 055102 (2016).
5. F. Ling, G. Yao and J. Yao, "Active tunable plasmonically induced polarization conversion in the THz regime," *Sci Rep.* **6**, 34994 (2016).
6. K. Rouhi, H. Rajabalipanah and A. Abdolali, "Real-Time and Broadband Terahertz Wave Scattering Manipulation via Polarization-Insensitive Conformal Graphene-Based Coding Metasurfaces," *Ann. Phys.* **530**, 1700310 (2017).
7. X. Gao, W. Yang, W. Cao, M. Chen, Y. Jiang, X. Yu and H. Li, "Bandwidth broadening of a graphene-based

- circular polarization converter by phase compensation,” *Opt. Express* **25**, 23945-23954 (2017).
8. C. Yang, Y. Luo, J. Guo, Y. Pu, D. He, Y. Jiang, J. Xu and Z. Liu, “Wideband tunable mid-infrared cross polarization converter using rectangle-shape perforated graphene,” *Opt. Express* **24**, 16913-16922 (2016).
9. C. Menzel, C. Rockstuhl and F. Lederer, “An advanced Jones calculus for the classification of periodic metamaterials,” *Phys. Rev. A* **82**, 053811 (2010).
10. J. Ding, B. Arigong, H. Ren, M. Zhou, J. Shao, Y. Lin and H. Zhang, “Jun Ding and Bayaner Arigong and Han Ren and Mi Zhou and Jin Shao and Yuankun Lin and Hualiang Zhang,” *Opt. Express* **22**, 29143-29151 (2014).
11. J. Hao, Q. Ren, Z. An, X. Huang, Z. Chen, M. Qiu and L. Zhou, “Optical metamaterial for polarization control,” *Phys. Rev. A* **80**, 023807 (2009).
12. Z. Su, Y. Wang, L. xin, H. Luo, C. Zhang, M. Li, T. Sang and G. Yang, “A Tunable THz absorber of elliptical graphene disk array,” *Phys. Chem. Chem. Phys.* **20**, 14357-14361 (2018).
13. F. H. L. Koppens, D. E. Chang and F. Javier Garc ía de Abajo, “Graphene plasmonics: a platform for strong light-matter interactions,” *Nano Lett.* **11**, 3370-3377 (2011).

致谢

本文研究工作得到了“国家自然科学基金”资助支持。