

一种基于 Dirac 半金属的可调控极化偏转器件的仿真分析

邓嘉豪^{1,2}, 熊 汉^{2*}, 李 媛¹, 张淮清²

(1. 重庆大学微电子与通信工程学院, 重庆 401331; 2. 重庆大学电气工程学院, 重庆 400044)

摘要: 本文提出了一种基于体 Dirac 半金属 (Bulk Dirac Semimetal, BDS) 的动态超材料结构极化偏转器。与传统的极化偏转器不同, 该偏转器可以通过改变费米能级来动态控制偏振转换率和不对称传输。模拟结果表明, 当 BDS 的费米能级调整为 90 meV 时, 偏转器的偏振转换率在 1.085~1.872 THz 频率范围内都保持在 90% 以上 (带宽为 0.787 THz), 在 1.159 THz 处偏振转换率达到峰值 98%。该偏振转换器的不对称传输参数在 1.229~1.831 THz 大带宽范围内大于 60%。本文还研究了偏振旋转角、椭圆度角、表面电流和电场分布情况以阐明该器件的极化转换特性和物理机制; 通过施加栅极电压控制 BDS 费米能级, 实现了对该极化偏转器的偏振转换率以及不对称传输的动态调谐。该极化偏转器的可调谐不对称传输特性, 为基于动态不对称传输所设计的多路复用器、太赫兹二极管等设备的制造提供了新的思路。

关键词: 极化偏转; 不对称传输; Dirac 半金属; 可调性; 超材料; 太赫兹

基金项目: 毫米波国家重点实验室 (No.K202204)

中图分类号: TN92; O441.4; TB34

文献标识码: A

文章编号: 0372-2112(2024)05-1488-08

电子学报 URL: <http://www.ejournal.org.cn>

DOI: 10.12263/DZXB.20220189

Simulation and Analysis of a Tunable Polarization Converter Based on Dirac Semimetals

DENG Jia-hao^{1,2}, XIONG Han^{2*}, LI Yuan¹, ZHANG Huai-qing²

(1. School of Microelectronics and Communication Engineering, Chongqing University, Chongqing 401331, China;

2. School of Electrical Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

Abstract: This paper proposes a dynamic metamaterial structural polarization converter based on bulk Dirac semimetal (BDS). Different from the traditional polarization converter, the polarization conversion ratio and asymmetric transmissions of this polarization converter can be adjusted by Fermi level. The simulation results show that when the Fermi level of BDS are adjusted at 90 meV, the polarization conversion ratio is greater than 90% in the frequency range of 1.085~1.872 THz (Bandwidth is 0.787 THz). The polarization conversion ratio is peaked at 98% at the 1.159 THz. The asymmetric transmissions of this polarization converter is greater than 60% in the big frequency range of 1.229~1.831 THz. BDS can be controlled by Fermi energy, that explained the control mechanism of polarization conversion rate and the asymmetric transmission. The polarization rotation angle, ellipticity angle, surface current and electric field distribution are studied to clarify the physical mechanism of polarization deflection. By applying gate voltage to control the Fermi level of BDS, the dynamic tuning of polarization conversion rate and asymmetric transmission of the polarization converter is realized. The tunable asymmetric transmission characteristics of this polarization converter provide a new idea for the manufacture of multiplexers, THz diodes and other equipment.

Key words: polarization deflection; asymmetric transmission; Dirac semimetal; tunable; metamaterials; terahertz

Foundation Item(s): State Key Laboratory of Millimetre Waves (No.K202204)

1 引言

随着现代科技的高速发展,人们对电磁波的控制需求越来越高.电磁波控制在雷达、军工武器、通信工程、医疗设备等方面都被视为核心技术,且一直是该领域学者的研究热点.近些年,手性超材料在电磁波领域的特殊应用受到了人们的广泛关注^[1,2].手性是指一个结构经过平移及旋转无法与其镜像重合的几何性质.相较于传统材料,手性超材料具有天然材料所不具备的物理特性,如圆二色性^[3]、负指数^[4]等特殊的电磁现象,在电磁波的传输、极化以及损耗等方面起到了重要的作用.然而,手性超材料还具有一种奇特的电磁效应,即不对称传输(Asymmetric Transmission, AT)^[5,6].AT效应指传输媒质对沿不同传播方向入射的电磁波表现出不同的传输性能,这是由于手性超材料的平面手征效应使材料结构单元在电磁波传播方向上的对称性被破坏,从而导致从相反方向入射的电磁波具有不同的透射、反射、吸收以及极化转化等表现.这种特殊的效应引起了人们极大的关注,也为电磁波的偏振控制提供了新的思路.自从2010年Menzel等人^[7]报道了在三维手性光学超材料中存在线性偏振波的AT现象之后,手性超材料就被广泛应用于实现在微波和太赫兹波频域的线偏振AT效应.2012年,Huang等人^[8]提出了一种由90°扭曲的分叉环谐振器组成的手性结构来实现AT效应.Shi等人^[9]报道了一种手性超薄90°扭曲的巴比内倒置超表面,实现了传输对比度优于17.7 dB的宽带AT效应.Plum等人^[10]证明了在任意有损周期结构平面上斜入射电磁波即可观察到AT现象.Mutlu等人^[11]提出了一种由4个U形开口环谐振器对组成的超薄手性超材料结构,该结构在6.2 GHz处呈现出了线偏振波的AT效应.肖桐等人^[12]设计了一种基于L型结构的手征超表面单元,证明了其中红外波段具有良好的AT特性.然而,上述所提出的器件普遍工作带宽窄、AT效应不明显,且加工后性能固定,不可调控^[13-15],这极大地限制了器件在不同环境条件下的应用.

当前,可调控器件由于具备动态的工作模式及可拓宽的工作频带的优异性能,吸引了诸多研究人员在该领域进行深入的研究.目前,可调控器件存在着多样化的调谐机制,如电压调谐、温度调谐以及化学掺杂等.这些器件性能可调控的根本原因在于器件中运用到了各类参数可调控的材料,例如目前被广泛使用的石墨烯^[16-18]、黑磷^[19]和二氧化钒^[20-22]等材料,其中一种新型量子材料——体狄拉克半金属(Bulk Dirac Semimetal, BDS)因具有超高的载流子迁

移率,抗干扰能力强,以及加工工艺简单等优点,从而展现出了极高的研究价值^[23,24].更为重要的是,BDS的介电常数可以通过改变其费米能级来动态控制,而对其施加栅极电压或表面化学掺杂即可实现这种调控^[22,25,26].

受Dai等人^[27]于2019年提出的极化偏转器结构启发,本文提出了一种基于BDS的极化偏转器件,其偏振转换率和AT效应等性能参数可以通过改变BDS的费米能级进行调谐.实验结果表明,当BDS的费米能级为90 meV时,偏转器的偏振转换率带宽为0.787 THz,AT参数在1.229~1.831 THz内大于60%.本文通过在20~100 meV内调控BDS的费米能级,实现了对该极化偏转器偏振转换率和AT参数的动态调节.此外,本文还研究了不同结构参数、波的不同入射角度对AT效应的影响,通过表面电流和电场分布分析解释了波的极化转化行为和AT现象.本文设计的极化偏转器在太赫兹领域具有一定的应用价值,为可调控AT极化偏转器件的设计提供了新的思路.

2 结构设计与理论分析

本文提出的基于BDS的极化偏转器结构单元,如图1所示.该单元由三层结构构成:顶层是一对旋转对称的F型BDS材料结构;顶层镜像后旋转90°即构成底层,其中BDS厚度 $t=2\ \mu\text{m}$,可外接控制电路施加栅极电压,从而实现对其费米能级的调节;中间层为氧化铝(Al_2O_3)介质,相对介电常数为3.1.本文使用CST(Computer Simulation Technology)微波工作室(microwave studio)软件进行模型设计以及实验仿真,在仿真设置中,沿 z 方向应用开放边界条件,沿 x 和 y 方向应用周期边界条件,以在数值上实现无限阵列.电磁波沿 $-z$ 方向垂直作用于极化偏转器,利用频域求解器对器件进行有限元模拟仿真.经过结构参数扫描和优化后,得到所提模型的结构具体尺寸: $p=80\ \mu\text{m}$, $h=12\ \mu\text{m}$, $t=2\ \mu\text{m}$, $w=10\ \mu\text{m}$, $a=5\ \mu\text{m}$, $l_1=75\ \mu\text{m}$, $l_2=36\ \mu\text{m}$, $d=30\ \mu\text{m}$.

模型中BDS的介电常数可以通过改变其费米能级进行控制,进而改变器件的工作性能,这是由于BDS的电导率 σ 会受到其费米能级 E_F 和频率 ω 的影响而变化,其动态电导率^[28]如下:

$$\text{Re}\sigma(\Omega) = \frac{e^2}{\hbar} \frac{gk_F}{24\pi} \Omega G(\Omega/2) \quad (1)$$

$$\text{Im}\sigma(\Omega) = \frac{e^2}{\hbar} \frac{gk_F}{24\pi^2} \left[\frac{4}{\Omega} - \Omega \ln \left(\frac{4\varepsilon_c^2}{|\Omega^2 - 4|} \right) \right] \quad (2)$$

其中, $\text{Re}\sigma(\Omega)$ 表示实部, $\text{Im}\sigma(\Omega)$ 表示虚部, $\Omega = \hbar\omega/E_F + i\hbar\tau^{-1}/E_F$, $\varepsilon_c = E_c/E_F$ ($E_c=3$ 是截止能量).因此,BDS的介电常数可以表示为

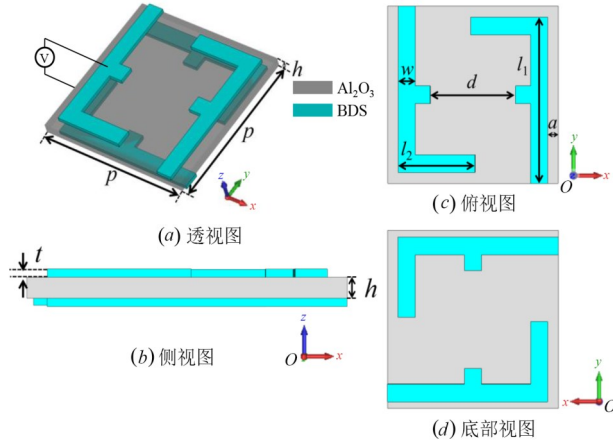


图1 极化偏转器的结构单元和尺寸示意图

$$\varepsilon = \varepsilon_b + i\sigma/\omega\varepsilon_0 \quad (3)$$

其中, $\varepsilon_b = 1$; ε_0 为真空中的介电常数.

这里我们用如下的琼斯矩阵来分析 THz 波在所提极化偏转器中传输的透射型线偏振转换器的转换机理^[29]:

$$\begin{pmatrix} T_x \\ T_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{xx} & t_{xy} \\ t_{yx} & t_{yy} \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} I_x \\ I_y \end{pmatrix} \quad (4)$$

其中, T_x 和 T_y 表示透射波的 x 和 y 分量; I_x 和 I_y 表示入射波的 x 和 y 分量; t_{xx} , t_{xy} , t_{yx} 和 t_{yy} 表示透射系数, 其中 t_{ij} 表示 j 偏振入射波转换为 i 偏振透射波的分量. 总透射率^[30]为

$$|t_x|^2 = |t_{xx}|^2 + |t_{yx}|^2 \quad (5)$$

$$|t_y|^2 = |t_{yy}|^2 + |t_{xy}|^2 \quad (6)$$

其中, $|t_x|^2$ 表示 x 偏振波入射时的透射率; $|t_y|^2$ 表示 y 偏振波入射时的透射率.

衡量偏振转换器转换能力的指标为偏振转换率 (Polarization Conversion Ratios, PCR), PCR_x 表示由 x 偏振波转化为 y 偏振波与总透射 x 偏振波的功率之比. 同理也可以理解 PCR_y 的定义. 它们的计算公式^[31]为

$$\text{PCR}_x = |t_{yx}|^2 / (|t_{xx}|^2 + |t_{yx}|^2) \quad (7)$$

$$\text{PCR}_y = |t_{xy}|^2 / (|t_{yy}|^2 + |t_{xy}|^2) \quad (8)$$

当共偏振透射系数 $t_{xx} = 0$, 正交偏振透射系数 $t_{xy} = 1$ 时, 偏振转换的效果最好. 为了讨论角度偏转情况, 在此引入斯托克斯公式:

$$S_0 = |t_{xx}|^2 + |t_{yx}|^2 \quad (9)$$

$$S_1 = |t_{xx}|^2 - |t_{yx}|^2 \quad (10)$$

$$S_2 = 2|t_{xx}|^2 |t_{yx}|^2 \cos \delta \quad (11)$$

$$S_3 = 2|t_{xx}|^2 |t_{yx}|^2 \sin \delta \quad (12)$$

其中, $\delta = \varphi_{t_{yx}} - \varphi_{t_{xx}}$ 表示 t_{yx} 与 t_{xx} 的相位差. 根据斯托克斯参数, 可以求出所提出极化偏振器的偏振旋转角 ψ 和椭圆率 χ , 这两个参数^[32] 定义为

$$\psi = 0.5 \arctan(S_2/S_1) \quad (13)$$

$$\chi = 0.5 \arcsin(S_3/S_0) \quad (14)$$

3 结果与讨论

首先对图 1 所示的结构分别在 x 偏振与 y 偏振波入射下的极化转换进行了仿真. 在仿真中我们设定 BDS 的初始费米能级为 90 meV, 将电磁波从 $+z$ 方向垂直入射并沿 $-z$ 方向射出定义为正向传输, 反之为反向传输. 图 2(a) 和 (b) 分别是仿真得到的线偏振波在正向传输和反向传输条件下的透射系数. 可以看到, 无论在正向传输还是反向传输下, 共偏振透射系数 t_{xx} 和 t_{yy} 在整个频段的幅值均较低, 且两者的走势保持着高度一致. 此外, t_{xx} 和 t_{yy} 在不同传输方向下并没有发生明显的变化, 由此可见, 该偏振转换器对共偏振透射具有对称性传输的性质. 然而, 正交偏振透射系数 t_{xy} 和 t_{yx} 在 1~2 THz 频率范围内的差异十分明显, 但值得注意的是, 伴随着传输方向的改变, t_{xy} 和 t_{yx} 发生了交换行为, 这种同时依赖入射线偏振波的传播方向和偏振方向的特性意味着该器件具有明显的 AT 效应.

根据图 2(a) 和 (b) 的数据以及式 (5) 和式 (6), 我们计算了 x 和 y 偏振波正向传输的总透射强度, 结果如图 2(c) 所示. $|t_x|^2$ 在 1.221~1.869 THz 频率范围内超过了 0.6 (归一化幅度), 而 $|t_y|^2$ 在 1~1.890 THz 频率范围内都保持在 0.1 以下. 这一计算结果表明, 在正向传输过程中, 有 60% 以上的入射波在中间频段处保持 x 偏振透射或被转换为 y 偏振透射波, 只有极小部分被保持 y 偏振透射或转换为 x 偏振透射波, 再次体现了两种线偏振转换的不对称性. 同样, 由仿真得到的正反向传输时的透射系数及式 (7) 和式 (8), 计算得到了所设计模型转换效率随频率变化曲线, 如图 2(d) 所示. 从图 2(d) 中 PCR_x 曲线可以看出, x 偏振的偏振转换率在 1.159 THz 和 1.758 THz 处分别出现了 0.98 和 0.97 两个峰值, 在 1.085~1.872 THz 频率范围内都保持在 0.9 以上, 表明了该器件在宽带上具有较高的偏振转换率的优越性. 同时, 由 PCR_y 曲线可以看出, 在绝大部分的频率范围内其偏振转换率都要小于 0.6.

接着, 我们利用仿真得到的正反向透射系数计算了非对称传输参数 AT. AT 参数量化了不同传播方向的总传输强度之间差异. 这里 AT 参数用 $\text{AT}^x = t_{yx}^2 - t_{xy}^2 = -\text{AT}^y$ 进行计算. 根据该表达式, 线偏振非对称传输参数 AT 计算结果如图 3 所示.

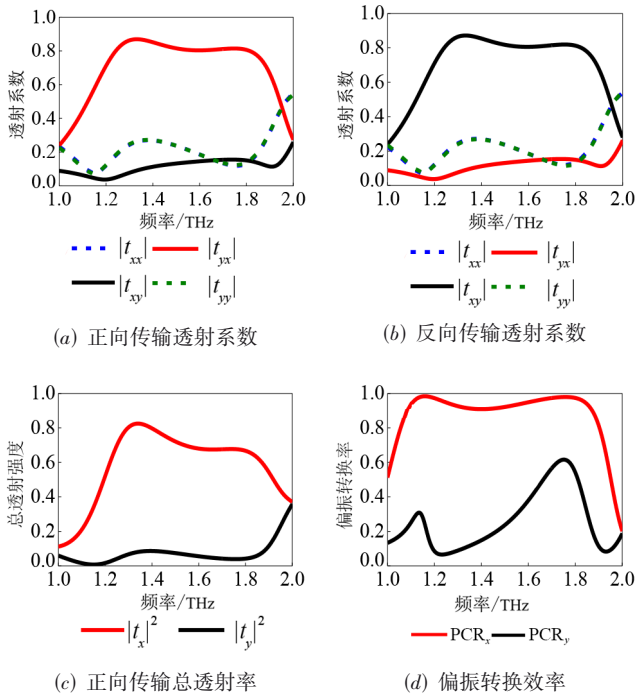


图2 x 和 y 偏振波的透射系数和偏振转换效率

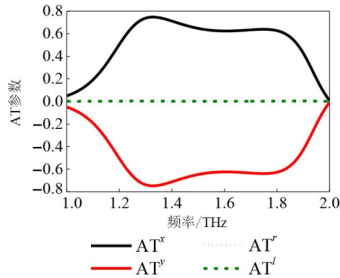


图3 线偏振波和圆偏振波的AT参数

图3清晰地显示线偏振波的AT参数(AT^x)在1.328 THz和1.748 THz处有0.75和0.64两个峰值,在1.229~1.831 THz频率范围内大于0.6.从图3中可以看到 AT^r 和 AT^l 两条曲线是关于 x 轴对称的,因而两种线性偏振都表现出相同的AT幅度和特性,这是该器件的结构对称性导致的.此外,我们还计算了圆偏振入射波的AT参数即 AT^r 和 AT^l ($AT^r = t_{lr}^2 - t_{rl}^2 = -AT^l$,其中“ r ”和“ l ”分别表示右旋圆偏振和左旋圆偏振),由图3中的虚线可知,其值在整个频率范围内几乎为零,这说明该器件能实现线偏振波的非对称传输而不能实现圆偏振波的非对称传输,同时也表明该器件可以通过适当地调整入射偏振状态来进行对称传输.

为了清晰地展示透射波相对于入射波的偏振角度,以及圆偏振程度,根据式(9)~(14)我们计算出了 x 偏振入射波的偏振旋转角 ψ 和椭圆度角 χ ,结果如图4所示.图4(a)~(d)显示了 x 偏振入射波在正向和反向传输中透射波的偏振状态.在图4(a)和(b)中,正向传

输的透射波在1.159 THz和1.758 THz处的偏振旋转角分别为 $+87.24^\circ$ 和 -85.41° (“+”表示逆时针方向的旋转,“-”表示顺时针方向的旋转),获得的椭圆度角分别为 $+6.86^\circ$ 和 -6.88° .在图4(c)和(d)中,反向传输的透射波在1.159 THz和1.758 THz处的偏振旋转角分别为 $+25.50^\circ$ 和 -80.60° ,获得的椭圆度角分别为 -17.81° 和 -37.53° .这说明线性偏振波在通过该结构时可以发生一定角度的偏转,且表现出不同程度的椭圆偏振状态.正向传输比反向传输在两个频点处都具有更大的偏振旋转角,这也是该结构不对称偏振转换特性导致的.

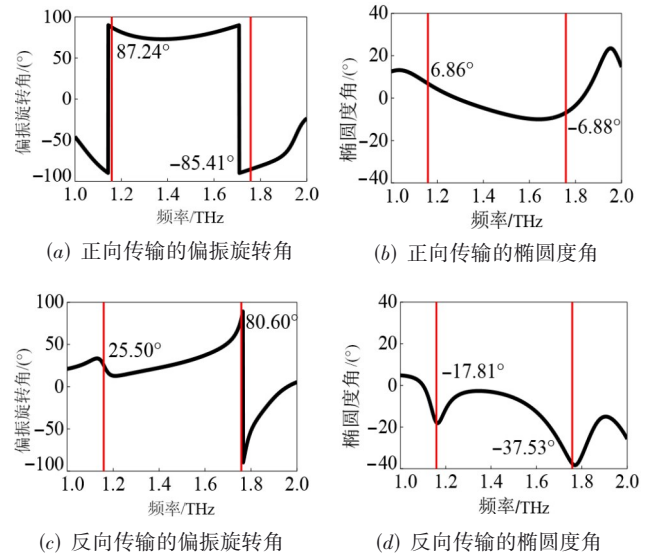


图4 x 偏振入射波分别在正向和反向传输时的偏振旋转角和椭圆度角

为了探究该器件的偏振转换响应机理,我们对器件在 x 偏振波入射下的表面电流分布进行了仿真.如图5所示,将 x 偏振入射波正向传输得到的偏振转换率的两个谐振峰分别标记为频点1和频点2,图6(a)和(b)分别显示了器件工作在频点1和频点2时对应顶层和底层BDS的电流密度.从图6(a)中可以看到,当器件工作在频点1时,顶层和底层BDS中产生了方向相同

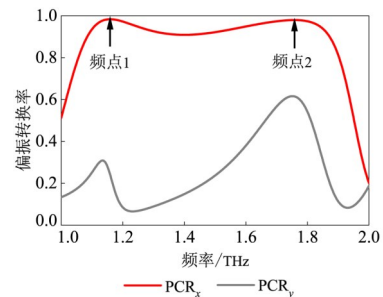


图5 线偏振波的偏振转换率

的平行传导电流,这种平行电流会使顶层和底层 BDS 间形成电场聚集,从而产生电谐振. 然而如图 6(b)所示,顶层和底层 BDS 在频点 2 处产生的是方向相反的反平行电流,使电场集中在了介质层,这时结构中的电流回路会产生磁谐振. 正是这两种谐振模式相互作用导致了器件的高偏振转换效率特性.

我们还对器件在 AT 参数峰值 1.328 THz 处 x 偏振入射波正向、反向传输的电场分布进行了仿真以分析

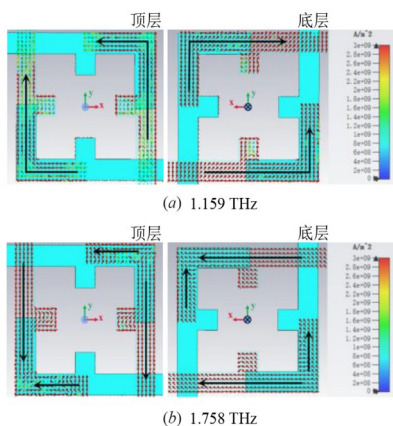


图 6 1.159 THz 和 1.758 THz 的 x 偏振波分别在顶部和底部的电流密度分布

器件 AT 效应的物理机制,如图 7 所示,黑色箭头代表电场方向. 从图 7(a)的正向入射电场图中可以看到,入射波的电场方向发生了 90° 的旋转,电场强度略微减小,绝大部分 x 偏振波被转化为了 y 偏振波,极化转换使得 x 偏振波具有较强的正向透射率. 当 x 偏振波反向入射时,如图 7(b)所示,电场方向旋转 180° , x 偏振波没有发生交叉极化转换,因此反向透射率极低. 器件具备的 AT 效应正是这种不对称的极化转换能力导致的.

此外,我们还研究了不同尺寸参数在其他几何参数保持不变的情况下对线偏振波 AT 参数的影响,以对器件的几何尺寸进行优化,在此以臂宽 w 、介质厚度 h 、长臂长度 l_1 和短臂长度 l_2 为例进行分析. 首先,如图 8(a)所示,随着臂宽 w 的增加,AT 参数曲线幅值有了明显的上升,在大部分频率范围高于了 0.6,且带宽略微变宽. 其次,如图 8(b)所示,介质厚度 h 的增加可以使带宽产生大幅的提升,且幅值也能有所增大. 在图 8(c)中,增加长臂长度 l_1 会减小带宽,但能使中高频段的 AT 参数幅值有显著的提升. 最后,图 8(d)显示了长臂长度 l_2 的增加会使 AT 参数曲线的幅值得到一定提升,但是会牺牲部分带宽. 基于这些结果,我们选择了前文中所描述的优化参数值以达到最佳性能.

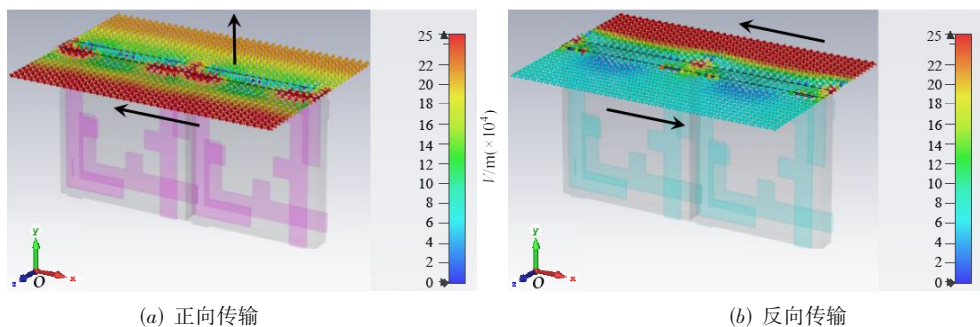


图 7 x 偏振波正向、反向传输的电场分布

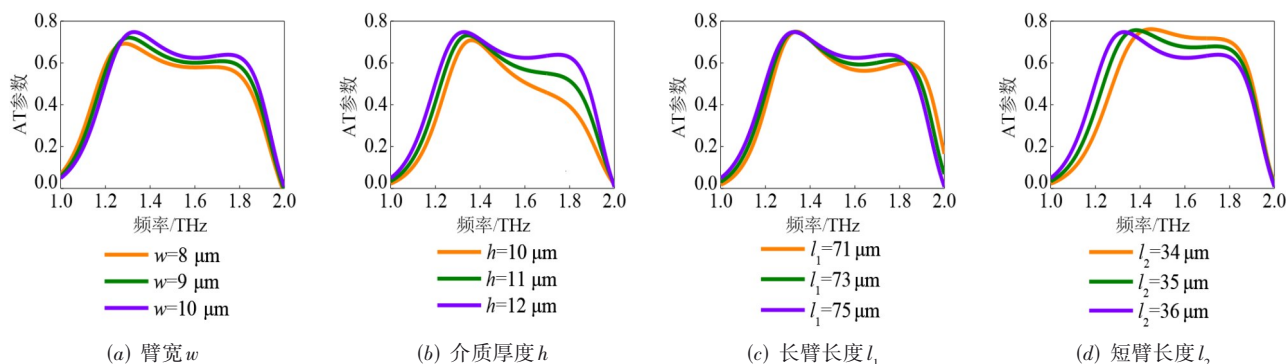


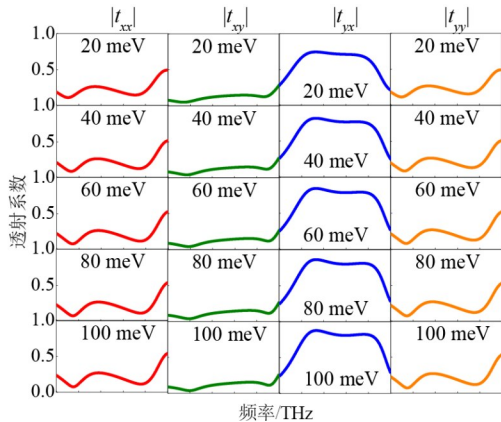
图 8 不同结构参数对 AT 参数的影响

BDS 的电导率会随着其费米能级的增加而上升,且越来越趋近于金属态,因而可以达到增强谐振强度

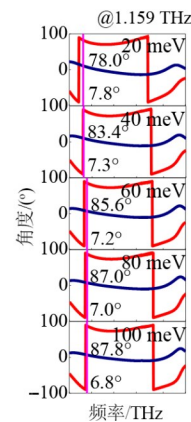
和偏振转换的目的. 故此,我们将 BDS 的费米能级 E_F 从 20 meV 均匀地增加到 100 meV 来进行仿真分析.

图 9 显示了不同费米能级下 x 偏振入射波在正向传输的传输系数和偏振状态. 从图 9(a) 可以看出, 无论费米能级如何增加, 共偏振透射系数 t_{xx} 和 t_{yy} 在整个频段内始终保持着几乎一致的走势. 图 9(a) 显示, 正交偏振透射系数 t_{xy} 和 t_{yx} 在整个频段内有着显著的区别. 随着费米能级的增加, t_{yx} 曲线的走势没有发生明显变化, 但整体幅值发生了均匀的提升, 峰值从 0.74 逐步增加到了 0.88. 然而, 不管费米能级如何改变, t_{xy} 在 1~

2 THz 频段内一直低于 0.3, 说明在正向传输中, 费米能级对 t_{yx} 的调控效果比 t_{xy} 更为明显. 正是这种差异使该器件的 AT 效应也会随着费米能级的改变而发生变化. 如图 9(b) 所示, 在 1.159 THz 处, x 偏振入射波的偏振旋转角随着费米能级的增加逐渐变大, 但不同费米能级下透射波获得的椭圆度角均较小, 这说明在正向传输过程中可以保持比较稳定的线偏振状态.



(a) 不同费米能级下线偏振入射波正向传输的透射系数

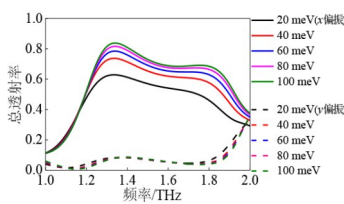


(b) 不同费米能级下 x 偏振入射波正向传输的偏振旋转角和椭圆度角

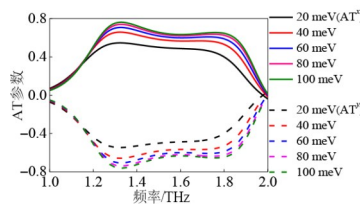
图 9 不同费米能级下 x 偏振入射波在正向传输的传输系数和偏振状态

线偏振入射波正向传输的总透射率如图 10(a) 所示. x 偏振波的总透射率随着费米能级的增加呈现出了明显的上升, 然而其对 y 偏振波总透射率的影响较弱, 说明费米能级对 x 偏振波的偏振转换性能具有更好的调节效果. 不同费米能级下的 AT 参数如图 10(b) 所示. 与总透射率相似, 随着费米能级的增

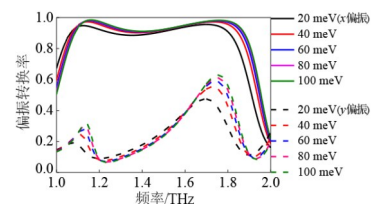
加, AT 参数的峰值从 0.55 逐步增大到了 0.76, 高于 0.5 的带宽从 0.26 THz 扩展到了 0.69 THz. 线偏振波的偏振转换率可调性如图 10(c) 所示. 随着费米能级从 20 meV 均匀地变化到 100 meV, x 偏振波和 y 偏振波的偏振转换率幅值逐步提升, 带宽逐渐增大, 同时还伴随着小幅的蓝移.



(a) 费米能级对总透射率的影响



(b) 费米能级对 AT 参数的影响



(c) 费米能级对偏振转换率的影响

图 10 费米能级对线偏振入射波正向传输总透射率、AT 参数和偏振转换率的影响

以上现象都展现了 BDS 费米能级对该器件的偏振转换率及 AT 参数的可控性, 极大地提升了极化偏转器的灵活性和应用能力.

多数情况下入射波并非垂直入射到器件表面, 因此本文还讨论了波的人射角度 θ 对器件性能的影响. 图 11 分别给出了 θ 为 0° 、 20° 、 40° 和 60° 时 x 偏振波的 AT 参数. 可以看到, 当 $\theta=20^\circ$ 时, 器件 AT 参数在低中频部分几乎没有受到影响, 在高频部分突然下降, 工作带宽略微变窄, 同时在 1.756 THz 处出现一个波谷. 随着 θ 增加至 60° , 低中频段变化愈发明显, 工作带宽逐步变窄, 波谷发生明显

的红移. 这是由于 θ 的增大使入射波的 x 偏振分量和 y 偏振分量比例发生了变化, x 偏振分量逐渐减小, 总透射强

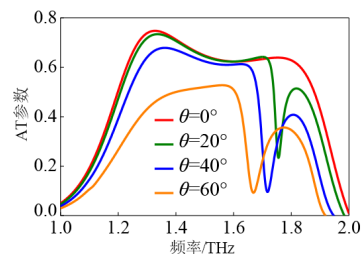


图 11 不同入射角下 x 偏振波的 AT 参数

度降低,导致AT参数减小.但当 $\theta=40^\circ$ 时,仍有0.445 THz带宽的AT参数大于0.5.由此可见,本文提出的器件在 $0\sim 40^\circ$ 范围内具有一定的入射角不敏感性.

最后,为了展示这项工作的新颖性,我们将本文的工作与以往报道的不对称传输器件进行了比较,如表1所示.表1展示了不同文献中器件的工作频段,工作模式、AT参数,以及调谐方式.可以看到,大部分不对称传输器件的AT参数远低于本文所提结构.在调控方式上,文献[33~35]的操作难度和复杂度更高,且工作模式主要集中在圆偏振.文献[36]提出了一种双L型超表面结构来实现太赫兹波段线偏振的不对称传输,但不可调控的缺陷使器件的应用具有巨大的局限性.相较于以往的类似研究,我们的工作通过较为简单的调控方式实现了太赫兹波段线偏振的高不对称传输以及偏振转换的动态调谐.

表1 本文设计与最近报道的不对称传输器件的比较

对比文献	工作频段	偏振模式	AT参数	调控方式
文献[33]	7 800~8 000 nm	圆偏振	<0.052	石墨烯费米能级
文献[34]	0.5~5.0 THz	圆偏振	<0.150	VO ₂ 相变
文献[35]	0.8~1.5 μm	圆偏振	<0.190	结构形态
文献[27]	1.0~2.0 THz	线偏振	<0.400	狄拉克半金属费米能级
文献[36]	1.0~1.6 THz	线偏振	<0.859	不可调控
本工作	1.0~2.0 THz	线偏振	<0.750	狄拉克半金属费米能级

4 结论

综上所述,本文基于BDS材料设计了一种双F结构的可调谐极化偏转器,该器件的偏振转换率达到了98%,实现了在一定频率范围内对线极化波产生可调谐的不对称传输,且不对称传输参数在1.229~1.831 THz的大带宽范围内保持在60%以上.结合模拟仿真研究了几何参数、BDS费米能级和线偏振波入射角度对器件不对称传输参数的影响,结果表明,线偏振不对称传输参数在1.15~2.00 THz范围内可以通过改变BDS的费米能级来进行均匀调谐,且具有一定的入射角度不敏感性.通过对表面电流和电场分布的分析,解释了该器件优越的带宽响应的物理机制.相较于最近报道的类似工作,本文的设计具有更加明显的不对称传输效应,以及更为简单的动态调谐方式,可在太赫兹领域及通信系统中用于对电磁波偏振的控制,也为动态不对称传输器件的设计提供了一定的参考价值.

参考文献

[1] 金柯,刘永强,韩俊,等.基于超材料的中波红外宽带偏振转换研究[J].物理学报,2017,66(13):84-89.
JIN K, LIU Y Q, HAN J, et al. Middle-wave infrared and

broadband polarization conversion based on metamaterial [J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(13): 84-89. (in Chinese)

[2] SILVA A, MONTICONE F, CASTALDI G, et al. Performing mathematical operations with metamaterials[J]. Science, 2014, 343(6167): 160-163.

[3] WANG Q, YANG Y, NI X, et al. Acoustic asymmetric transmission based on time-dependent dynamical scattering [J]. Scientific Reports, 2015, 5: 10880.

[4] DECKER M, KLEIN M W, WEGENER M, et al. Circular dichroism of planar chiral magnetic metamaterials[J]. Optics Letters, 2007, 32(7): 856-858.

[5] FEDOTOV V A, SCHWANECKE A S, ZHELUDEV N I, et al. Asymmetric transmission of light and enantiomerically sensitive plasmon resonance in planar chiral nanostructures[J]. Nano Letters, 2007, 7(7): 1996-1999.

[6] STEPHEN L, YOGESH, SUBRAMANIAN. Broadband asymmetric transmission of linearly polarized electromagnetic waves based on chiral metamaterial[J]. Journal of Applied Physics, 2018, 123(3): 33103-1-033103-7.

[7] MENZEL C, HELGERT C, ROCKSTUHL C, et al. Asymmetric transmission of linearly polarized light at optical metamaterials[J]. Physical Review Letters, 2010, 104(25): 253902.

[8] HUANG C, FENG Y J, ZHAO J M, et al. Asymmetric electromagnetic wave transmission of linear polarization via polarization conversion through chiral metamaterial structures[J]. Physical Review B, 2012, 85(19): 195131.

[9] SHI J H, MA H F, GUAN C Y, et al. Broadband chirality and asymmetric transmission in ultrathin 90° -twisted Babinet-inverted metasurfaces[J]. Physical Review B, 2014, 89(16): 165128.

[10] PLUM E, FEDOTOV V A, ZHELUDEV N I. Asymmetric transmission: A generic property of two-dimensional periodic patterns[J]. Journal of Optics, 2011, 13(2): 024006.

[11] MUTLU M, AKOSMAN A E, SEREBRYANNIKOV A E, et al. Asymmetric transmission of linearly polarized waves and polarization angle dependent wave rotation using a chiral metamaterial[J]. Optics Express, 2011, 19(15): 14290-14299.

[12] 肖桐,田昌会,王军,等.一种实现中红外非对称传输的手征超表面设计[J].红外技术,2021,43(3):272-278.
XIAO T, TIAN C H, WANG J, et al. Chiral metasurface designed for the asymmetric transmission of the mid-infrared band[J]. Infrared Technology, 2021, 43(3): 272-278. (in Chinese)

[13] XU Y Q, SHI Q C, ZHU Z, et al. Mutual conversion and asymmetric transmission of linearly polarized light in bilayered chiral metamaterial[J]. Optics Express, 2014, 22(21): 25679-25688.

[14] CHENG Y Z, FAN J P, LUO H, et al. Dual-band and high-efficiency circular polarization conversion via asymmetric transmission with anisotropic metamaterial in the

- terahertz region[J]. *Optical Materials Express*, 2019, 9(3): 1365-1376.
- [15] WANG L L, LIU S B, ZHANG H F, et al. Asymmetric transmission and absorption generated with three-dimensional metamaterials at oblique incidence[J]. *Optical Materials Express*, 2019, 9(3): 965-975.
- [16] XU K D, LI J X, ZHANG A X, et al. Tunable multi-band terahertz absorber using a single-layer square graphene ring structure with T-shaped graphene strips[J]. *Optics Express*, 2020, 28(8): 11482-11492.
- [17] XIONG H, JI Q, BASHIR T, et al. Dual-controlled broadband terahertz absorber based on graphene and Dirac semimetal[J]. *Optics Express*, 2020, 28(9): 13884-13894.
- [18] XIONG H, JIANG Y N, YANG C, et al. Frequency-tunable terahertz absorber with wire-based metamaterial and graphene[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2018, 51(1): 015102.
- [19] GUO T J, ARGYROPOULOS C. Tunable and broadband coherent perfect absorption by ultrathin black phosphorus metasurfaces[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2019, 36(11): 2962-2971.
- [20] HUANG J, LI J N, YANG Y, et al. Active controllable bandwidth of THz metamaterial bandpass filter based on vanadium dioxide[J]. *Optics Communications*, 2020, 465(15): 125616.
- [21] ZHANG H F, LIU G B, HUANG T, et al. Design of a frequency reconfigurable broadband THz antenna based on the vanadium dioxide[J]. *Plasmonics*, 2020, 15(4): 1035-1041.
- [22] WANG T L, ZHANG Y P, ZHANG H Y, et al. Dual-controlled switchable broadband terahertz absorber based on graphene-vanadium dioxide metamaterial[J]. *Optical Materials Express*, 2020, 10(2): 369-389.
- [23] CHEN H, ZHANG H Y, LIU M D, et al. Realization of tunable plasmon-induced transparency by bright-bright mode coupling in Dirac semimetals[J]. *Optical Materials Express*, 2017, 7(9): 3397-3407.
- [24] SHI X W, FANG P P, ZHAI X, et al. Large-range, continuously tunable perfect absorbers based on Dirac semimetals[J]. *Optics Express*, 2020, 28(5): 7350-7359.
- [25] 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.
- [26] DAI L L, ZHANG Y P, ZHANG H Y, et al. Broadband tunable terahertz cross-polarization converter based on Dirac semimetals[J]. *Applied Physics Express*, 2019, 12(7): 075003.
- [27] DAI L L, ZHANG Y P, O'HARA J F, et al. Controllable broadband asymmetric transmission of terahertz wave based on Dirac semimetals[J]. *Optics Express*, 2019, 27(24): 35784-35796.
- [28] JIANG Y N, WAN X G, WANG J, et al. Tunable terahertz absorber based on bulk-dirac-semimetal metasurface[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2018, 10(5): 46007.
- [29] LIU D J, XIAO Z Y, MA X L, et al. Broadband asymmetric transmission and polarization conversion of a linearly polarized wave based on chiral metamaterial in terahertz region[J]. *Wave Motion*, 2016, 66: 1-9.
- [30] XIAO Z Y, LIU D J, MA X L, et al. Multi-band transmissions of chiral metamaterials based on Fabry-Perot like resonators[J]. *Optics Express*, 2015, 23(6): 7053-7061.
- [31] JI W Y, CAI T, WANG G M, et al. High-efficiency and ultra-broadband asymmetric transmission metasurface based on topologically coding optimization method[J]. *Optics Express*, 2019, 27(3): 2844-2854.
- [32] WU S, ZHANG Z, ZHANG Y, et al. Enhanced rotation of the polarization of a light beam transmitted through a silver film with an array of perforated S-shaped holes[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(20): 207401.
- [33] LI Z C, LIU W W, CHENG H, et al. Tunable dual-band asymmetric transmission for circularly polarized waves with graphene planar chiral metasurfaces[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(13): 3142-3145.
- [34] DONG X X, LUO X Q, ZHOU Y X, et al. Switchable broadband and wide-angular terahertz asymmetric transmission based on a hybrid metal-VO₂ metasurface[J]. *Optics Express*, 2020, 28(21): 30675-30685.
- [35] REN Y, ZHOU T L, JIANG C, et al. Thermally switching between perfect absorber and asymmetric transmission in vanadium dioxide-assisted metamaterials[J]. *Optics Express*, 2021, 29(5): 7666-7679.
- [36] 陈琦, 潘武, 王荣尹, 等. 太赫兹宽带非对称传输器件的研究[J]. *半导体光电*, 2019, 40(4): 472-475.
- CHEN Q, PAN W, WANG X Y, et al. Study on terahertz broadband asymmetric transmission devices[J]. *Semiconductor Optoelectronics*, 2019, 40(4): 472-475. (in Chinese)

作者简介



邓嘉豪 男, 1998年8月出生于贵州省遵义市. 目前就读于重庆大学. 主要研究方向为微波超材料器件.

E-mail: 648217129@qq.com



熊汉 男, 1984年1月出生于湖北省咸宁市. 现为重庆大学副教授、硕士生导师. 主要研究方向为无线传输、微波生物效应、电磁兼容.

E-mail: hxiong@cqu.edu.cn