



## 局域表面等离子体谐振辅助的高效率宽频带可调谐偏振转换超表面

张建国 易早 康永强 任浩 王文艳 周婧璠 郝慧珍 常会东 高英豪 陈亚慧 李艳娜

### A high-efficiency wideband tunable polarization conversion metasurface assisted by localized surface plasmon resonances

Zhang Jian-Guo Yi Zao Kang Yong-Qiang Ren Hao Wang Wen-Yan Zhou Jing-Fan Hao Hui-Zhen  
Chang Hui-Dong Gao Ying-Hao Chen Ya-Hui Li Yan-Na

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 128101 (2022) DOI: 10.7498/aps.70.20220288

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20220288>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

基于超材料的可调谐的太赫兹波宽频吸收器

Tunable terahertz wave broadband absorber based on metamaterial

物理学报. 2019, 68(24): 247802 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191216>

基于纳米印刷技术的双螺旋太赫兹可调超表面

Nano-printing technology based double-spiral terahertz tunable metasurface

物理学报. 2022, 71(11): 117801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212408>

图案化石墨烯/氮化镓复合超表面对太赫兹波在狄拉克点的动态多维调制

Terahertz dynamic multidimensional modulation at Dirac point based on patterned graphene/gallium nitride hybridized with metasurfaces

物理学报. 2022, 71(6): 068101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211845>

基于反射超表面产生太赫兹涡旋波束

Terahertz vortex beam generation based on reflective metasurface

物理学报. 2019, 68(23): 238101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191055>

基于双层超表面的宽带、高效透射型轨道角动量发生器

Wideband and high efficiency orbital angular momentum generator based on bi-layer metasurface

物理学报. 2021, 70(3): 038101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200975>

一种复合型极化转换表面及其在天线辐射散射调控中的应用

Composite polarization conversion metasurface and its application in integrated regulation radiation and scattering of antenna

物理学报. 2020, 69(23): 234102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200797>

# 局域表面等离子体谐振辅助的高效率 宽频带可调谐偏振转换超表面\*

张建国<sup>1)</sup> 易早<sup>2)†</sup> 康永强<sup>3)</sup> 任浩<sup>4)</sup> 王文艳<sup>5)</sup> 周婧璠<sup>1)</sup>  
郝慧珍<sup>1)</sup> 常会东<sup>1)</sup> 高英豪<sup>6)</sup> 陈亚慧<sup>7)</sup> 李艳娜<sup>4)‡</sup>

1) (晋中学院物理与电子工程系, 晋中 030619)

2) (西南科技大学理学院, 绵阳 621010)

3) (山西大同大学物理与电子科学学院, 大同 037009)

4) (山西大学理论物理研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

5) (太原理工大学物理与光电工程学院, 太原 030024)

6) (国网山西省电力公司信息通信分公司, 太原 030001)

7) (陆军军医大学基础医学院物理学教研室, 重庆 400038)

(2022年2月17日收到; 2022年3月7日收到修改稿)

结合狄拉克半金属研究了一种基于各向异性构型的可调谐宽频带太赫兹偏振转换超表面, 其中的狄拉克半金属线阵列有利于费米能的调控. 研究表明, 该超表面可以实现宽带高效率的偏振转换, 在谐振模式处具有半波片特性. 这种转换特性源于局域表面等离子体激元谐振的激发和结构自身的各向异性. 当入射角在 $0^\circ$ — $40^\circ$ 范围内变化时, 能保持高效的宽带偏振转换特性, 大于 $40^\circ$ 后, 宽带转换逐渐转变为双带或多带转换. 此外, 发现AlCuFe的费米能从65 meV增大至140 meV过程中, 偏振转换效率能维持在很高水平, 并且转换性能由单带转换为宽带转换再变为带较宽的宽带转换与带较窄的单带转换. 同时, 通过讨论结合了不同类型狄拉克半金属的超表面, 得出了狄拉克半金属的金属性越好, 相应超表面的宽带偏振转换性能越优的结论. 最后, 基于类法布里-珀罗谐振腔的多重干涉理论对数值结果进行了验证.

**关键词:** 太赫兹可调谐超表面, 狄拉克半金属, 宽频带偏振转换, 多重干涉理论

**PACS:** 81.05.Xj, 42.79.Ci, 42.81.Gs, 42.25.Bs

**DOI:** 10.7498/aps.70.20220288

## 1 引言

偏振是电磁波的固有特性之一, 它表征了振荡电场的矢量性质, 决定了电磁波如何与物质相互作用, 奠定了光学传感、成像、显微镜和通信等领域各种光学技术的基础<sup>[1,2]</sup>. 与局域光场不同, 自由空

间中的偏振指的是电场在与电磁波传播方向正交的平面内的振荡方向<sup>[3]</sup>, 根据偏振态的不同, 可以分为不同的类型, 如线偏振、圆偏振和椭圆偏振. 在光学领域的应用中, 通过控制偏振态有效地操控电磁波的行为是一个热点研究课题. 实际上, 控制偏振态就是控制 $x$ 与 $y$ 方向上电场的振幅和相位, 但是自然界很少有能在两个正交方向上实现超过

\* 山西省高等学校科技创新项目 (批准号: 2021L485)、山西省应用基础研究计划 (批准号: 202103021223353) 和国家自然科学基金 (批准号: 11904216) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yizaomy@swust.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: yannali18@sxu.edu.cn

10% 折射率差异的材料. 幸运的是, 通过调控各向异性的超表面结构的几何参数可以为电磁波的正交偏振态之间提供高的等效折射率对比度, 从而为偏振调控提供一个理想的平台. 近年来, 人们对光子耦合表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 的相互作用进行了深入研究, 不仅为了实现新型电磁源<sup>[4]</sup>, 而且也为了研制新一代波导、传感器和调制器等. 特别是, 在太赫兹 (terahertz, THz, 0.1—10 THz) 频段探索基于 SPPs 的器件是至关重要的, 原因是具有等离子体响应的天然材料在 THz 频段的可用性受限. 例如, 金、银和铝等块体金属在可见光频段表现出等离子体行为<sup>[5]</sup>, 而在较低的 THz 频段使用这些金属是不一定可行的. 原因在于这些金属在 Lorentz-Drude 模型下的长波长响应表明其相对介电常数的虚部  $\text{Im}(\epsilon_r)$  非常大. 这就意味着虽然它们可以在 0.1 THz 处表现为良导体, 但是仍然无法确保它们在此频率下具有等离子体响应. 为了克服这一缺点, 在金属结构中引入新型材料或者是用新型材料替代贵金属变成了一个当下极具活力的研究课题.

石墨烯是探索 THz 频率下基于 SPPs 的功能器件的首选新型材料<sup>[6–10]</sup>. 然而, 石墨烯在 THz 光谱的较低频段表现出了高的吸收<sup>[7]</sup>, 这种吸收会影响某些功能器件的工作性能, 如偏振操控超表面. 随着当前凝聚态物理学的发展, 出现了可用于 THz 等离子体应用的  $\text{NiTe}_2$ ,  $\text{PtTe}_2$ ,  $\text{Na}_3\text{Bi}$  和  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  等狄拉克半金属 (Dirac semimetals, DSMs)<sup>[11–13]</sup>. Dirac 半金属是石墨烯的三维对应物, 其电子态以锥形色散区的形式向 3 个方向扩展, 这样就可以在 DSMs 中期待三维 Dirac 点, 而不是石墨烯中的一维 Dirac 点. 并且正是由于 DSMs 的这种扩展的电子色散, 使得 DSMs 的载流子迁移率比石墨烯的大了 3 倍, 进而导致 DSMs 的固有欧姆损耗相比于石墨烯有了显著降低. 同时, DSMs 的介电特性也可像石墨烯一样通过改变费米能而动态调控. 综上, DSMs 似乎是在 THz 频率下探索基于 SPPs 的功能器件的一个很有前景的候选者. 近年来, 研究人员对结合了 DSMs 的 THz 偏振操控超表面进行了初步研究, 获得了可喜的成果. 例如, 文献<sup>[14]</sup>采用非对称 DSMs 开口双环设计了一种可调谐反射型宽频带偏振转换超表面. 结果表明, 在 1.36—2.07 THz 频率范围内, 该器件的偏振转换效率 (polarization conversion ratio, PCR) 大于 80%,

并且谐振频率 1.44 和 1.95 THz 处的 PCR 达到 100%. 文献<sup>[15]</sup>基于类哑铃状 DSMs 结构设计了一种动态可调谐偏振转换超表面. 结果显示, 频段 2.026—2.481 THz 范围内的 PCR 大于 85%, 谐振频率 2.072 和 2.428 THz 处的 PCR 也达到 100%. 文献<sup>[16]</sup>在  $\text{SiO}_2$  基底上铺了一层厚度为 2  $\mu\text{m}$  的 DSMs 薄膜, 同时在该层膜上挖出两个相互连接且旋转对称的周期性排列的 E 型腔, 设计了一个透射型偏振转换超表面, 此超表面能把频段 3.82—7.88 THz 内特定频率处的线偏振波转换成与之偏振方向垂直的线偏振波, 并且 PCR 能维持在 80% 以上. 尽管以上超表面能在谐振频率处实现接近 100% 的 PCR, 但所考虑频带内其他频率处的 PCR 仍然比较小, 并且偏振转换带宽不宽. 另外, 研究者也对结合 DSMs 材料的多功能偏振转换超表面进行了探究, 文献<sup>[17]</sup>在背靠背的两个 T 型金制谐振腔中间夹了一条 DSMs 带, 设计了一款线偏振到圆偏振的反射型偏振转换超表面, 在频段 1.5—2.8 THz 范围内, 能把线偏振波转换成右旋圆偏振波, 而在频段 1.2—1.25 THz 和 3.04—3.07 THz 范围内, 可以把线偏振波转换成左旋圆偏振波. 文献<sup>[18]</sup>通过三层互补 DSMs 条带实现了偏振转换和非对称传输功能. 通过改变 DSMs 的费米能级, 可将 1.3—1.63 THz 频段内的线偏振波的偏振角从  $0^\circ$  旋转至  $90^\circ$ , 当用作非对称传输器件时, 同频段内的 PCR 大于 98%, 非对称传输系数达到 50% 以上. 文献<sup>[19]</sup>基于 DSMs 和  $\text{VO}_2$  的混合结构研究了一个双功能偏振转换超表面. 当其工作在透射模式时, 频段 1.26—4.09 THz 内的 PCR 超过了 99%; 工作在反射模式时, 在频段 4.29—6.39 THz 内可以实现 90% 以上的 PCR, 并且谐振频率 4.85 和 6.17 THz 处的 PCR 达到了 100%. 文献<sup>[20]</sup>利用 DSMs 和  $\text{VO}_2$  在同一超表面中实现了透射与反射型圆偏振转换功能. 当其表现透射性能时, 1.99 和 3.46 THz 频率处的 PCR 分别为 97.6% 和 95.8%; 表现反射性能时, 反射圆偏振波的手性特征相对于入射波可以在 2—3.55 THz 的宽频带范围内很好地保持, 并且保偏率超过了 88%. 然而通过以上工作的主要结论可以看到, 所设计的多功能偏振转换超表面的工作带宽仍然不是很宽, 因此无法满足当今较复杂应用的需求.

因此, 本文的主要内容是结合新型 DSMs 材料去设计可实现宽频带高效率的可调谐偏振转换

超表面, 研究结果显示所设计超表面能维持 99% 以上 PCR 的工作频带的相对带宽达到 38.6%, 在谐振频率处具有半波片的性质, 同时也具有灵活可调谐、开关和广角转换等特性. 此外, DSMs 线阵列的引入为费米能的电可控提供了便捷.

## 2 结构和方法

设计的偏振转换超表面的结构示意图如图 1(a) 所示. 该超表面由顶部精细设计的 DSMs 阵列、底层的开孔金属金 (Au) 板、中间的聚对二甲苯 (Parylene) 薄膜层和中间层中平行于  $z$  轴的 DSMs 线阵列组成, 其中 DSMs 线阵列是为便于精准控制顶部 DSMs 阵列的位置和调节 DSMs 的费米能而设计. 图 1(b) 和图 1(c) 所示为任一单元顶视图的分解图, 图 1(b) 中 DSMs 环的内外半径分别为  $r_2$  和  $r_1$ , 图 1(c) 显示的图案是半径为  $r_2$  的 DSMs 圆片被割去 I, II, III 部分的剩余. 其中, I 和 III 部分偏离  $x$  和  $y$  轴的距离为  $s$ , II 部分对应的矩形片的宽度为  $w$ . 图 1(d) 给出了结构各部位的材质、部分几何参数以及栅极电压的设置方法. 其中,  $\Lambda$  表示单

元周期,  $l$  表示 DSMs 线超出 parylene 层下表面的长度,  $T_1$ ,  $T_2$  和  $T_3$  分别是 DSMs 层、Parylene 膜层与底板 Au 层的厚度, 且 Au 层厚度远大于趋肤深度. 图 1(e) 是某个单元的底视图,  $r_3$  为底层 Au 板上圆孔的半径,  $r_4$  为 DSMs 线的半径,  $\gamma$  是圆孔圆心或 DSMs 线心离开坐标原点  $O$  的距离. 图 1(f) 显示了所设计的偏振转换超表面的工作原理, 当入射线偏振波沿  $y$  轴方向偏振时, 入射波和反射波的电场分别可分解为偏振方向沿  $u$  轴和  $v$  轴的分量的叠加, 即可写成  $\mathbf{E}_y^i = (E_u^i \mathbf{e}_u + E_v^i \mathbf{e}_v) e^{i(-kz - \omega t)}$  与  $\mathbf{E}_x^r = (r_u E_u^i \mathbf{e}_u + r_v E_v^i \mathbf{e}_v) e^{i(kz - \omega t)} = (E_u^r \mathbf{e}_u + E_v^r \mathbf{e}_v) e^{i(kz - \omega t)}$ , 其中  $u$  轴和  $v$  轴偏离  $y$  轴的角度为  $\pi/4$ ,  $\mathbf{e}_u$  和  $\mathbf{e}_v$  分别是  $u$  轴和  $v$  轴方向上的单位矢量,  $r_u$  和  $r_v$  分别是  $u$  轴和  $v$  轴方向的反射系数,  $i$  是虚数单位,  $k$  是波数,  $\omega$  表示入射波的角频率.

在 THz 频段内, Parylene 薄膜材料的相对介电常数为  $\epsilon_r = 2.6 \times (1 + i0.04)$  [21]. 金属 Au 的相对介电常数可通过 Drude 模型表示成  $\epsilon_{\text{Au}} = \epsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\omega\gamma)$  [22–26], 其中,  $\epsilon_\infty$  是对应于无穷大角频率的相对介电常数,  $\epsilon_\infty = 1$ ;  $\omega_p$  是等离子体的固有振荡频率,  $\omega_p = 2\pi \times 2175$  THz;  $\gamma$  为描述金属

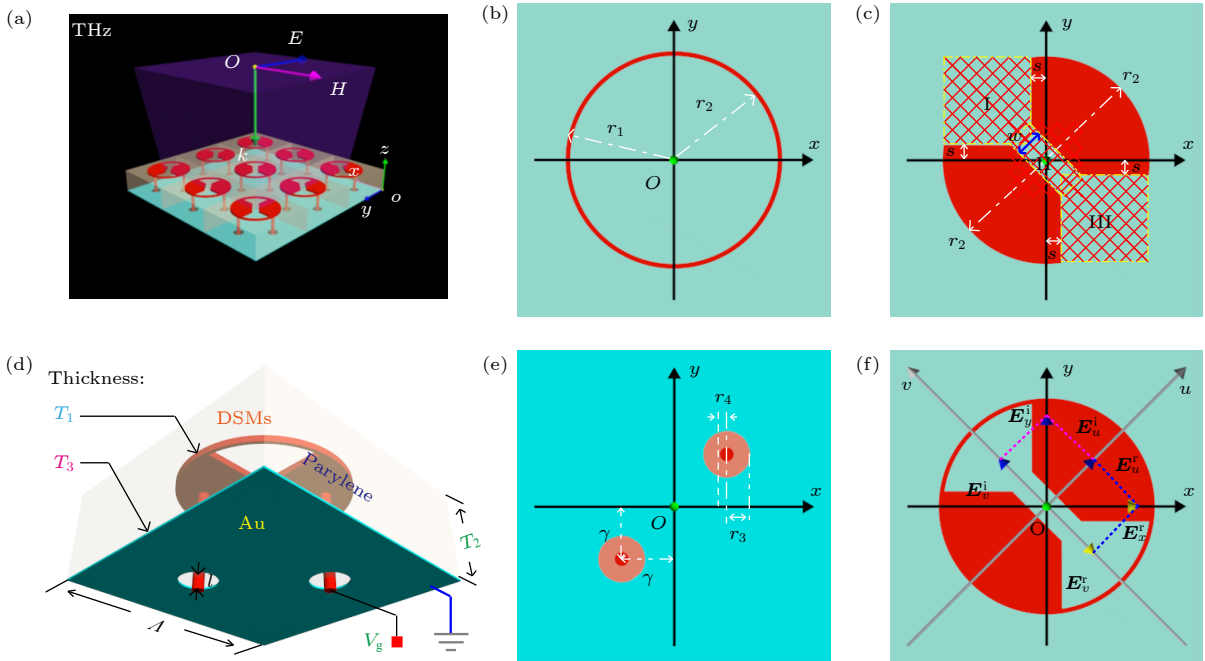


图 1 (a) 偏振转换超表面的三维结构示意图; (b), (c) 一个周期单元顶部狄拉克半金属层的结构分解图和相应的几何参数; (d) 一个周期单元的全视图与几何参数; (e) 一个周期单元的底视图及几何参数; (f) 偏振转换机理图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the three-dimensional structure of the polarization conversion metasurface; (b), (c) structural decomposition diagram of Dirac semimetals (DSMs) layer at the top of a unit cell and corresponding geometric parameters; (d) overall view of a unit cell with geometric parameters; (e) bottom view of a unit cell with geometric parameters; (f) polarization conversion mechanism diagram.

损耗的阻尼因子,  $\gamma = 2\pi \times 6.5$  THz. 在长波长和随机相位近似理论下, DSMs 材料的电导率通过库珀公式可写成如下形式<sup>[27]</sup>:

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

$$\text{Im}\sigma(\Omega) = \frac{e^2}{\hbar} \frac{gk_F}{24\pi^2} \left\{ \frac{4}{\Omega} \left[ 1 + \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{T}{E_F} \right)^2 \right] + 8\Omega \int_0^{\varepsilon_c} \left[ \frac{G(\varepsilon') - G(\Omega/2)}{\Omega^2 - 4\varepsilon'^2} \right] \varepsilon' d\varepsilon' \right\}, \quad (2)$$

其中  $e$  是电子的电荷量;  $\hbar$  是约化普朗克常量;  $g$  是简并因子;  $k_F = E_F/(\hbar v_F)$  是费米动量,  $E_F$  是费米能量 (可以通过图 1(d) 中的栅极电压  $V_g$  调节<sup>[28]</sup>),  $v_F = c/300$  是费米速度,  $c$  是自由空间中的光速;  $\Omega = \hbar\omega/E_F$ ;  $G(E) = n(-E) - n(E)$ ,  $n(E)$  为费米分布函数,  $E$  是单个电子所占据的能量;  $T$  是温度;  $\varepsilon' = E/E_F$ ;  $\varepsilon_c = E_c/E_F$ ,  $E_c$  是截止能量. 另外, 考虑电子的带间跃迁, DSMs 材料的相对介电常数可表示为  $\varepsilon_{\text{DSMs}} = \varepsilon_b + i\sigma(\omega)/(\varepsilon_0\omega)$ <sup>[16,27-31]</sup>. 其中  $\varepsilon_0$  为自由空间中的介电常数. 对于狄拉克半金属 AlCuFe<sup>[27,32]</sup>,  $\varepsilon_c = 3$ , 简并因子  $g = 40$ , 有效背景介电常数  $\varepsilon_b = 1$ .

为了研究所设计三维结构的电磁特性, 本文利用基于有限积分法 (FIT) 的 CST Microwave Studio 频域求解器进行了数值实验. 仿真过程中, 在  $x$  和  $y$  方向应用了原胞边界条件, 在  $z$  方向设置了开放边界条件. 通常, 反射电场与入射电场间的关系可通过反射系数矩阵表示为<sup>[33-35]</sup>

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_x^r \\ \tilde{E}_y^r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{r}_{xx} & \tilde{r}_{xy} \\ \tilde{r}_{yx} & \tilde{r}_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_x^i \\ \tilde{E}_y^i \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中  $\tilde{r}_{xx} = \tilde{E}_x^r/\tilde{E}_x^i$ ,  $\tilde{r}_{xy} = \tilde{E}_x^r/\tilde{E}_y^i$ ,  $\tilde{r}_{yx} = \tilde{E}_y^r/\tilde{E}_x^i$ ,  $\tilde{r}_{yy} = \tilde{E}_y^r/\tilde{E}_y^i$ ,  $\tilde{E}_y^i$  ( $\tilde{E}_x^i$ ) 表示入射电场的  $y$ - ( $x$ -) 偏振分量,  $\tilde{E}_y^r$  ( $\tilde{E}_x^r$ ) 表示反射电场的  $y$ - ( $x$ -) 偏振分量, 上标  $i/r$  表示入/反射电磁波, 下标  $x/y$  表示电磁波的偏振方向. 另外, 由于设计的 THz 偏振转换超表面特有的对称性, 所以反射系数是对称的, 如  $\tilde{r}_{xx} = \tilde{r}_{yy}$  和  $\tilde{r}_{xy} = \tilde{r}_{yx}$ . 因此, 本文可通过  $y$  偏振入射波分析该超表面的偏振转换特性, 同时可将 PCR 定义成<sup>[33-38]</sup>:

$$\text{PCR}_y = \frac{r_{xy}^2}{r_{xy}^2 + r_{yy}^2}, \quad (4)$$

其中  $r_{xy} = |\tilde{r}_{xy}|$  和  $r_{yy} = |\tilde{r}_{yy}|$  分别是交叉偏振反射振幅和共偏振反射振幅, 交叉偏振反射系数 ( $\tilde{r}_{xy}$ ) 和共偏振反射系数 ( $\tilde{r}_{yy}$ ) 可从数值实验结果中获取.

除 PCR 外, 我们把物理参量偏振方向旋转角度 ( $\eta$ ) 与相位差 ( $\Delta\varphi_{xy}$ ) 也用于评估该超表面的工作性能, 这里  $\eta$  指的是反射波偏振方向与入射波偏振方向之间的夹角,  $\Delta\varphi_{xy}$  是由超表面的各向异性引起的反射波电场沿  $y$  轴方向与  $x$  轴方向振幅分量  $E_y^r$  与  $E_x^r$  之间的相位差. 二者可通过如下定义式计算<sup>[33,37,38]</sup>:

$$\eta = \arctan\left(\frac{E_x^r}{E_y^r}\right) = \arctan\left(\frac{r_{xy}}{r_{yy}}\right), \quad (5)$$

$$\Delta\varphi_{xy} = \arg(\tilde{r}_{xy}) - \arg(\tilde{r}_{yy}), \quad (6)$$

其中  $E_y^r = |\tilde{E}_y^r|$ ,  $E_x^r = |\tilde{E}_x^r|$ ,  $\Delta\varphi_{xy}$  的取值范围为  $-\pi \leq \Delta\varphi_{xy} \leq \pi$ , 其具体取值与工作频率相关. 在  $\eta = \pm\pi/2$  的前提下, 当  $r_{xy} = 1$  且  $\Delta\varphi_{xy} = 0$  (或  $\Delta\varphi_{xy} = \pm\pi$ ) 时, 入射的线偏振波被 100% 地转换成偏振方向与其正交的线偏振反射波; 当振幅比  $r_{xy}/r_{yy} = 1$  且  $\Delta\varphi_{xy} = \pm\pi/2$  时, 入射的线偏振波被转换为圆偏振反射波, “+”表示左旋圆偏振, “-”表示右旋圆偏振; 其他情况下反射波的偏振类型为椭圆偏振.

### 3 数值结果与讨论

基于前期的设计和参数优化, 首先研究了垂直入射情况下子超表面 (图 2(a) 和图 2(b) 中的插图结构) 对 THz 波的偏振转换特性, 紧接着对所提复合超表面 (图 1(a) 所示结构) 在不同情形下的偏振转换性能进行了较为系统的分析. 其中, 三种超表面结构的几何参数与 DSMs 材料费米能的取值分别为:  $\Lambda = 27 \mu\text{m}$ ,  $r_1 = 9.3 \mu\text{m}$ ,  $r_2 = 8.9 \mu\text{m}$ ,  $s = 0.2 \mu\text{m}$ ,  $w = 0.8 \mu\text{m}$ ,  $l = 0.7 \mu\text{m}$ ,  $r_3 = 0.6 \mu\text{m}$ ,  $r_4 = 1.0 \mu\text{m}$ ,  $\gamma = 5.0 \mu\text{m}$ ,  $T_1 = 0.72 \mu\text{m}$ ,  $T_2 = 9.55 \mu\text{m}$ ,  $T_3 = 0.2 \mu\text{m}$  和  $E_F = 90 \text{ meV}$ .

图 2(a) 和图 2(b) 所示为两种子超表面对  $y$  偏振垂直入射波的转换特性曲线, 可以看到图 2(a) 中的子超表面实现了单带窄带偏振转换功能, 相应的中心频率、峰值 PCR、半峰全宽以及品质因素分别为 2.185 THz, 99.88%, 0.0744 THz 和 29.34, 而另一子超表面在谐振频率 3.115 THz 处的 PCR 仅能达到 23.20%. 此外需要说明的是, 这里品质因素的定义式为  $Q = f_{\text{central}}/f_{\text{FWHM}}$ , 其中  $f_{\text{central}}$  和  $f_{\text{FWHM}}$  分别是谐振峰的中心频率和半峰全宽. 图 2(c) 和图 2(d) 所示为复合超表面在偏振沿着  $y$  或  $x$  轴方向且垂直照射情形下的交叉偏振反射振幅、共偏振

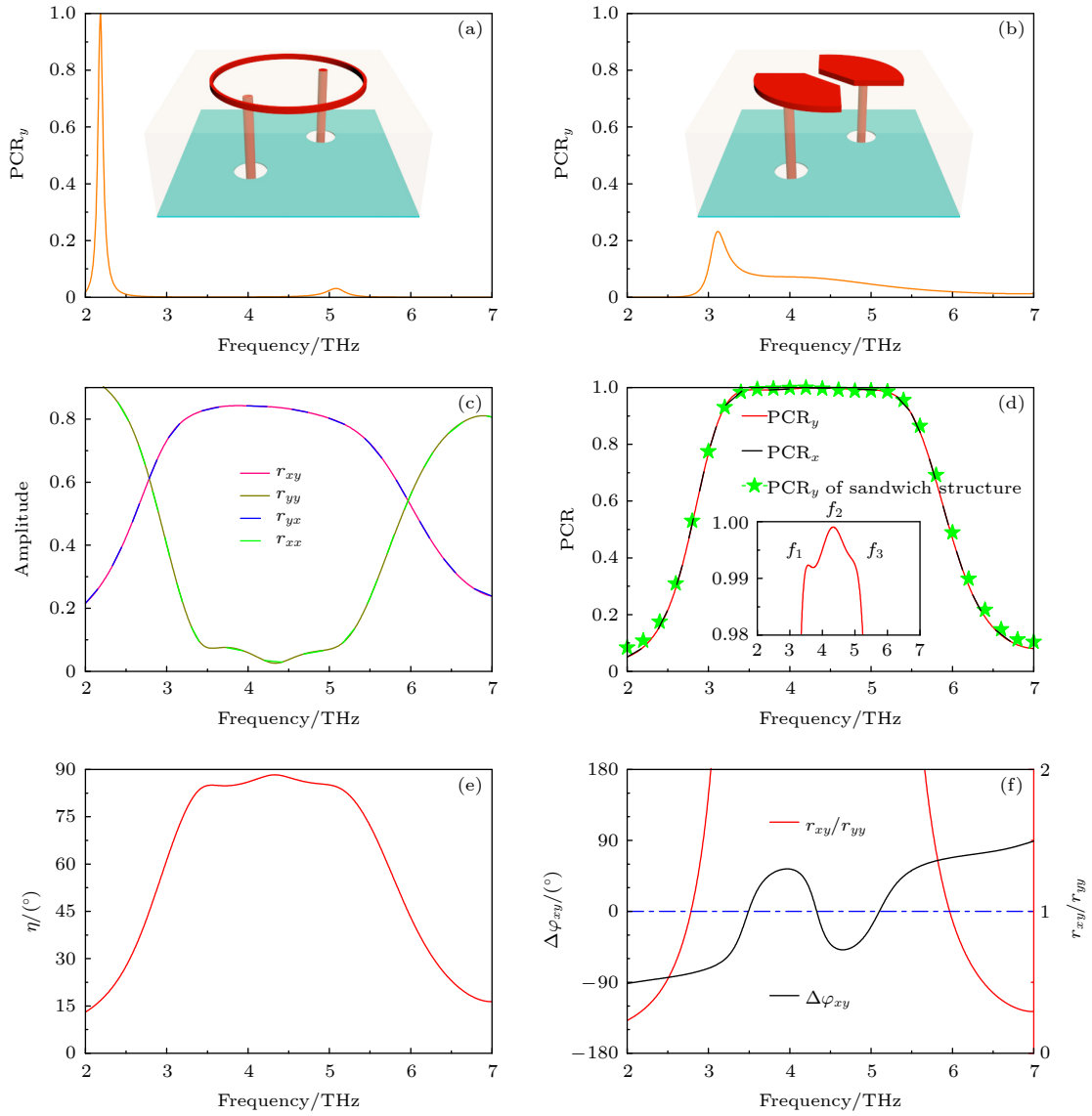


图 2 (a), (b) 相应插图中子超表面在  $y$  偏振垂直入射情形下的偏振转换效率; (c), (d) 复合超表面在  $y$  或  $x$  偏振垂直入射情况下的反射系数振幅和偏振转换效率以及三明治结构超表面在  $y$  偏振垂直入射情况下的偏振转换效率; (e), (f) 复合超表面在  $y$  偏振垂直入射情况下的偏振方向旋转角度、相位差与振幅比. 其中, 图 (d) 中的插图是部分放大图, DSMs 材料费米能的值为 90 meV

Fig. 2. (a), (b) PCR of the sub-metasurfaces in the corresponding illustrations for the normal incident wave polarized along  $y$ -axis; (c), (d) numerically simulated cross- and co-polarized reflection amplitudes and calculated PCR of the composite metasurface for the normal incident wave polarized along  $y$ - or  $x$ -axis, as well as calculated PCR of the sandwich structure metasurface for the normal incident wave polarized along  $y$ -axis; (e), (f) calculated polarization azimuth rotation angle  $\eta$ , relative phase  $\Delta\varphi_{xy}$  and reflection amplitude ratio  $r_{xy}/r_{yy}$  of the composite metasurface for the normal incident wave polarized along  $y$ -axis. The inset in panel (d) indicates the partially enlarged view of the PCR for  $y$ - polarized incident wave, and the Fermi energy of DSMs is 90 meV.

反射振幅和 PCR, 以及三明治结构超表面在  $y$  偏振垂直入射情况下的  $\text{PCR}_y$ . 从图 2(d) 能看到, 工作频段内复合超表面与三明治结构超表面的 PCR 曲线几乎是一致的, 说明了这种情形下 DSMs 阵列的存在与否对复合超表面的偏振转换特性不会产生影响. 从图 2(c) 和图 2(d) 可以看到, 所研究复合超表面的  $r_{xy} = r_{yx}$ ,  $r_{yy} = r_{xx}$ ,  $\text{PCR}_y = \text{PCR}_x$ , 证实了该类型偏振转换超表面的反射系数具有对

称性, 因此下文只对偏振沿  $y$  轴方向的情形进行讨论. 从图 2(c) 中复合超表面的共偏振反射曲线可得, 频率 3.565 THz(定义为模式  $f_1$ ), 4.335 THz(定义为模式  $f_2$ ) 和 5.10 THz(定义为模式  $f_3$ ) 处存在电磁谐振, 并且 3 个模式处的交叉偏振反射振幅分别为 83.50%, 83.78% 和 79.30%, 共偏振反射振幅分别为 7.34%, 2.59% 和 7.94%. 从图 2(d) 还能得到模式  $f_1, f_2$  和  $f_3$  对应的 PCR 分别为 99.23%, 99.90%

和 99.01%，并且 3.15—5.51 THz 频段内的 PCR 能维持在 90% 以上，3.45—5.1 THz 频段内的 PCR 能维持在 99% 以上，对应的相对带宽<sup>[38,39]</sup>分别为 54.5% 和 38.6%。以上结论说明该复合超表面可在频段 3.45—5.1 THz 范围内把偏振沿  $y$  轴入射波的绝大部分能量转换给偏振沿  $x$  轴的反射波。图 2(e) 和图 2(f) 为垂直照射时，通过 (5) 式和 (6) 式计算得到的偏振方向旋转角度  $\eta$  与相位差  $\Delta\varphi_{xy}$ 。由图 2(e) 可知模式  $f_1$ ,  $f_2$  和  $f_3$  处的  $\eta$  值分别为  $85.01^\circ$ ,  $88.31^\circ$  和  $84.38^\circ$ ，并且频段 3.45—5.1 THz 范围内  $\eta$  的最小值为  $84.38^\circ$ 。而通过图 2(c) 和图 2(f) 可以发现，谐振模式  $f_1$ ,  $f_2$  和  $f_3$  处的交叉偏振反射振幅  $r_{xy}$  接近 1，相位差  $\Delta\varphi_{xy}$  等于 0，表明该复合超表面在谐振频率处具有半波片的特性，通过其可获得偏振与入射波偏振正交的线偏振反射波；频率 2.787 和 5.965 THz 处的振幅比  $r_{xy}/r_{yy}$  等于 1，相位差  $\Delta\varphi_{xy}$  分别为  $-78.482^\circ$  与  $67.732^\circ$ ，表明反射波的偏振类型很接近于圆偏振；除上述频率外，其他频率处的反射波均呈现椭圆偏振态。以上结论进一步证实了该复合超表面可把谐振频率处的入射波转换为偏振方向与之正交的反射波，因此它可被视作半

波片。

为了更好地阐明两种子超表面以及所研究复合超表面的高效的偏振转换机理，图 3 和图 4 给出了  $u$ - $v$  坐标系 (见图 1(f)) 中沿着顶层 DSMs 阵列与底层金属板的电场分量  $E_z$  的分布、电流  $I$  流向以及等效感应电场  $\mathbf{E}$ 、磁场  $\mathbf{H}$  的示意图。众所周知，电磁波沿着金属-电介质分界面传输时局域表面等离子体激元谐振 (localized surface plasmon resonances, LSPRs) 被激发，从而在分界面上产生感应电流。当顶层 DSMs 阵列中的电流平行于底层金属板中的感应电流时，产生感应电场，电谐振被激发；反之，当两者中的电流呈反平行时，在顶层和底层之间 parylene 薄膜层里形成环形电流回路，从而产生感应磁场，磁谐振被激发<sup>[17,40]</sup>。

具体地说，对于图 2(a) 中的子超表面，在频率 2.185 THz 处，如图 3(a1)—(a4) 显示，当入射电磁波的偏振方向沿着  $v$  轴时，该子超表面可以在  $u$  轴方向产生等效感应磁场，与之对应的等效感应电场沿  $v$  轴方向；当入射波沿  $u$  轴方向偏振时，其可在  $v$  轴方向产生等效感应磁场，与之对应的等效感应电场沿  $u$  轴方向。进而  $v$  轴与  $u$  轴方向的等效感应

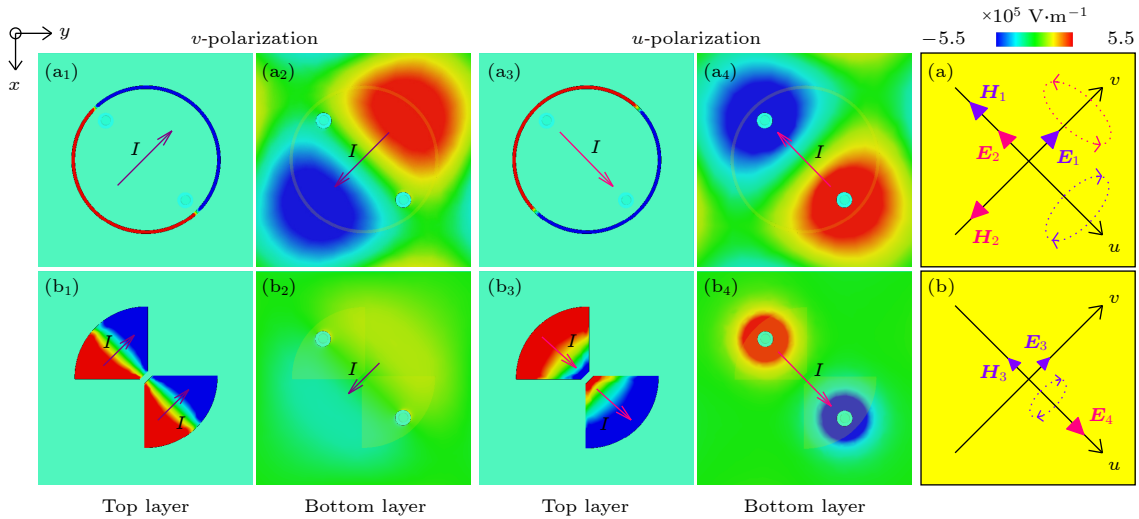


图 3 两种子超表面谐振模式处的电场分量  $E_z$  分布，电流  $I$  流向以及等效感应电场  $\mathbf{E}$ 、磁场  $\mathbf{H}$  示意图。第 1 行和第 2 行分别对应于图 2(a) 与图 2(b) 中的子超表面。第 1 列和第 3 列是顶层 DSMs 阵列中的  $E_z$  分布，第 2 列和第 4 列是底层金属板中的  $E_z$  分布。第 1 列和第 2 列是  $v$  偏振入射波对应的  $E_z$  分布，第 3 列和第 4 列是  $u$  偏振入射波对应的  $E_z$  分布。第 5 列是等效感应电场  $\mathbf{E}$  与等效感应磁场  $\mathbf{H}$  的组合图。其他参数与图 2 一致

Fig. 3. Distributions of electric field  $E_z$ , flow direction of current  $I$ , and diagrams of the equivalent induced electric and magnetic fields at the resonant modes for the two sub-metasurfaces. The images from the 1<sup>st</sup> and 2<sup>nd</sup> rows correspond to the sub-metasurface in Fig. 2(a) and Fig. 2(b), respectively. The images from the 1<sup>st</sup> and 3<sup>rd</sup> columns show  $E_z$  distributions along the DSMs array at the top layer, and the 2<sup>nd</sup> and 4<sup>th</sup> columns show those on the metal ground at the bottom layer. The 1<sup>st</sup> and 2<sup>nd</sup> columns show those for the  $v$ -polarized incident wave, and the 3<sup>rd</sup> and 4<sup>th</sup> columns show those for the  $u$ -polarized incident wave. The 5<sup>th</sup> column shows the combinational diagrams of the equivalent induced electric field and equivalent induced magnetic field. Here, the other parameters are the same as in Fig. 2.

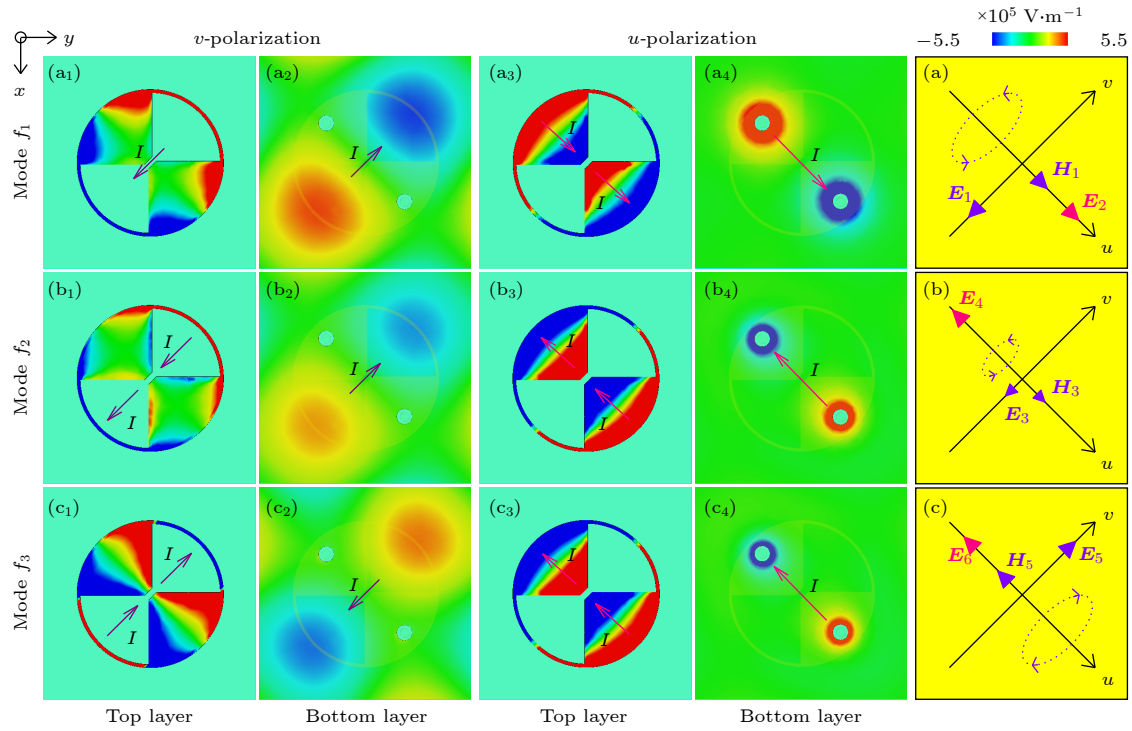


图 4 复合超表面谐振模式处的电场分量  $E_z$  分布, 电流  $I$  流向以及等效感应电场  $\mathbf{E}$ 、磁场  $\mathbf{H}$  示意图. 第 1 列和第 3 列是顶层 DSMs 阵列中的  $E_z$  分布, 第 2 列和第 4 列是底层金属板中的  $E_z$  分布. 第 1 列和第 2 列是  $v$  偏振入射波对应的  $E_z$  分布, 第 3 列和第 4 列是  $u$  偏振入射波对应的  $E_z$  分布. 第 5 列是等效感应电场  $\mathbf{E}$  与等效感应磁场  $\mathbf{H}$  的组合图. 其他参数与图 2 一致

Fig. 4. Distributions of electric field  $E_z$ , flow direction of current  $I$ , and diagrams of the equivalent induced electric and magnetic fields at the resonant modes for the composite metasurface. The images from the 1<sup>st</sup> and 3<sup>rd</sup> columns show  $E_z$  distributions along the DSMs array at the top layer, and the 2<sup>nd</sup> and 4<sup>th</sup> columns show those on the metal ground at the bottom layer. The 1<sup>st</sup> and 2<sup>nd</sup> columns show those for the  $v$ -polarized incident wave, and the 3<sup>rd</sup> and 4<sup>th</sup> columns show those for the  $u$ -polarized incident wave. The 5<sup>th</sup> column shows the combinational diagrams of the equivalent induced electric field and equivalent induced magnetic field. Here, the other parameters are the same as in Fig. 2.

电场共同操控反射电场的振幅和相位 (见图 3(a)), 当满足偏振方向旋转角度  $\eta = \pm\pi/2$ 、交叉偏振振幅  $r_{xy}$  接近 1 且相位差  $\Delta\varphi_{xy}$  等于 0 或  $\pm\pi$  条件时, 该子超表面就可把入射的线偏振波转换成偏振方向与之正交的线偏振反射波. 而在频率 3.115 THz 处, 如图 3(b1)–(b4) 所示, 当入射波的偏振方向沿着  $v$  轴 (或  $u$  轴) 时, 图 2(b) 中的子超表面也可以在  $v$  轴 (或  $u$  轴) 方向产生等效感应电场, 从而使入射波发生偏振转换. 但是由于总等效感应电场沿  $y$  轴的分量大于沿  $x$  轴的分量 (见图 3(b)), 所以导致该子超表面在频率 3.115 THz 处的 PCR 仅为 23.20%.

同理, 在模式  $f_1$ 、模式  $f_2$  和模式  $f_3$  处, 当入射电磁波的偏振沿着  $v$  轴方向时, 所设计复合超表面可以在  $u$  轴方向产生等效感应磁场, 与之对应的等效感应电场沿  $v$  轴方向, 正如图 4(a1)、图 4(a2)、图 4(b1)、图 4(b2)、图 4(c1) 和图 4(c2) 所示; 而当入射波沿  $u$  轴方向偏振时, 该超表面可在  $u$  轴方向

激发等效感应电场, 如图 4(a3)、图 4(a4)、图 4(b3)、图 4(b4)、图 4(c3) 和图 4(c4) 所示. 进一步, 沿  $v$  轴与  $u$  轴方向的等效感应电场共同操控反射电场的振幅和相位使得入射电磁波发生偏振转换 (见图 4(a)、图 4(b) 和图 4(c)). 另外对于模式  $f_1$  和模式  $f_3$ , 等效感应电场  $\mathbf{E}_1$  与  $\mathbf{E}_2$  的合成 (见图 4(a)) 与  $\mathbf{E}_5$  与  $\mathbf{E}_6$  的合成 (见图 4(c)) 分别沿着  $x$  轴正方向和负方向, 因此入射波发生了  $-90^\circ$  或  $90^\circ$  旋转; 而对于模式  $f_2$ , 如图 4(b) 显示, 等效感应电场  $\mathbf{E}_3$  沿  $v$  轴负方向、 $\mathbf{E}_4$  沿  $u$  轴负方向, 但是由于电场  $\mathbf{E}_3$  的强度小于电场  $\mathbf{E}_4$  的强度, 所以电场  $\mathbf{E}_3$  与  $\mathbf{E}_4$  的合成在  $x$  轴负方向有极大分量, 同时由于模式  $f_1$  与模式  $f_3$  之间的耦合, 使得入射波的偏振方向在模式  $f_2$  处也可以产生近  $90^\circ$  的旋转. 最后, 从图 4 中的电场分量  $E_z$  分布还可以得到, 所研究复合超表面优异的偏振转换性能部分源于顶层 DSMs 结构内部、顶层 DSMs 阵列之间以及顶层 DSMs 阵列与底层金属板之间的强耦合的共同作用, 部分源

于复合超表面的多极谐振特性、LSPRs 激发引起的电磁谐振以及谐振模式间的耦合作用. 这样, 使得所设计的偏振转换复合超表面实现了高效率宽频带的偏振转换. 基于此, 我们也可以通过优化几何参数去实现超宽带的偏振转换<sup>[41]</sup>.

以上分析了入射波的偏振角  $\psi$  和入射角  $\chi$  均为  $0^\circ$  情形下所设计复合超表面的偏振转换特性以及转换机理, 接下来讨论  $\psi$  与  $\chi$  的大小对偏振转换性能的影响. 这里的  $\psi$  指的是电场矢量  $E$  偏离  $y$  轴负方向的角度数,  $\chi$  是波矢量  $k$  偏离  $z$  轴负方向的角度数. 鉴于该超表面顶层 DSMs 阵列特有的对称性, 图 5(a) 显示了偏振角  $\psi$  从  $0^\circ$  增大到  $180^\circ$  过程中的 PCR 曲线, 可以看到 PCR 曲线随着  $\psi$  的增大呈现周期性变化的行为, 在 3.45—5.1 THz 的频段范围内, 当  $\psi = 0^\circ, 90^\circ$  和  $180^\circ$  时, PCR 近似等于 100%, 当  $\psi = 22.5^\circ, 67.5^\circ, 112.5^\circ$  和  $157.5^\circ$  时, PCR 接近 50%, 而当  $\psi = 45^\circ$  和  $135^\circ$  时, PCR 等于 0. PCR 曲线的周期性行为表明该复合超表面具有偏振角依赖的开关特性, 这一特性的发现有助

于超表面应用范围的扩展. 图 5(b) 和图 5(c) 讨论了 TE 和 TM 波以不同的入射角  $\chi$  入射时对所设计复合超表面偏振转换特性的影响<sup>[42,43]</sup>. 图 5(b) 显示了 TE 波对应的情形, 可以发现在感兴趣的频带内当  $\chi$  从  $0^\circ$  增大到  $40^\circ$  时, 所研究复合超表面的 PCR 可以维持在 90% 以上, 但当  $\chi$  再增大时, 模式  $f_2$  附近 PCR 在迅速减小, 模式  $f_3$  发生红移. 与此同时当  $\chi$  大于  $40^\circ$  后, 模式  $f_3$  右侧呈现新的偏振转换带. 这一结果使得该超表面的偏振转换特性由近一的宽带转换过渡为三带窄带转换. 在图 5(c) 中能看到当 TM 偏振入射波的  $\chi$  从  $0^\circ$  增大到  $40^\circ$  时, PCR 能维持在 90% 以上. 之后随着  $\chi$  的继续增大, 模式  $f_2$  和模式  $f_3$  附近的 PCR 在急剧下降, 模式  $f_1$  出现蓝移现象. 同时当  $\chi$  大于  $40^\circ$  后, 模式  $f_3$  右侧也出现了新的 PCR 较小的转换带. 最终导致其宽带的偏振转换性能变为双带特性. 总之, 该超表面的这种偏振转换性能不但可以促进偏振转换超表面功能的多元化, 而且在诸多领域具有潜在的实际应用前景.

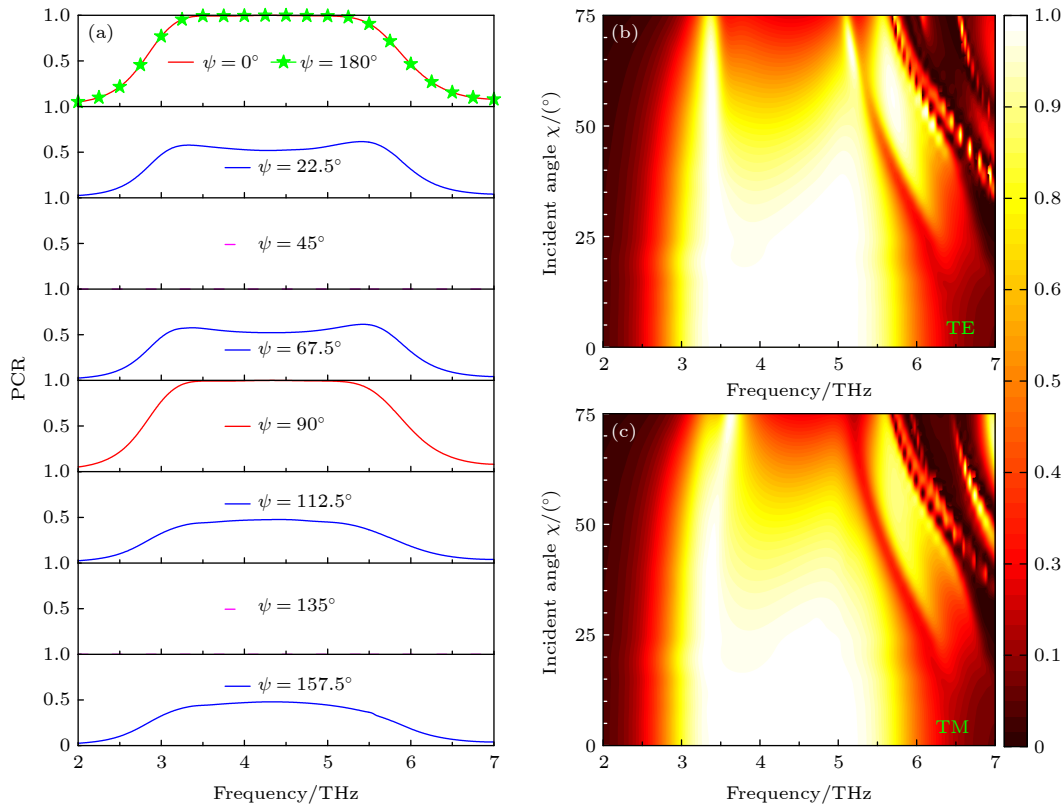


图 5 (a) 当入射角  $\chi$  为  $0^\circ$  时, 偏振转换效率对偏振角  $\psi$  的依赖性; (b), (c) 当偏振角  $\psi$  为  $0^\circ$  时, 偏振转换效率对入射角  $\chi$  的依赖性 (b) 入射波为 TE 波; (c) 入射波为 TM 波. 其他参数与图 2 一致

Fig. 5. (a) Dependence of PCR on the polarization angle  $\psi$  when the incident angle  $\chi$  is equal to  $0^\circ$ . Dependence of PCR on the incident angle  $\chi$  for (b) TE wave and (c) TM wave when the polarization angle  $\psi$  is  $0^\circ$ . Here, the other parameters are the same as in Fig. 2.

接下来, 进一步讨论狄拉克半金属 AlCuFe 的费米能  $E_F$  以及不同类型的狄拉克半金属对该复合超表面偏振转换特性的影响. 从图 6(a) 可以看到, AlCuFe 的  $E_F$  从 75 meV 增大至 110 meV 时, 所考虑的偏振转换带展宽并且带内  $\text{PCR}_y$  能维持在 90% 以上; 当  $E_F$  从 75 meV 减小到 65 meV 时, 偏振转换性能由宽带转换逐渐变成单带转换; 当  $E_F$  从 110 meV 增大到 140 meV 时, 由宽带转换逐步过渡为带较宽的宽带转换与带较窄的单带转换. 同时, 随着  $E_F$  的增大, 3 个谐振模式均呈现出不同程度的蓝移现象, 并且模式  $f_3$  蓝移的速率明显高于模式  $f_1$  与模式  $f_2$ . 正是由于蓝移速率的不同, 所以导致了该超表面在不同  $E_F$  下具有不同的偏振转换特性. 其中, 模式  $f_1$ 、模式  $f_2$  和模式  $f_3$  发生蓝移的原因在于随着  $E_F$  的增大, AlCuFe 的介电常数的实部  $\text{Re}(\varepsilon_{\text{AlCuFe}})$  呈现减小的变化趋势, 如图 6(a1) 所示; 模式  $f_3$  的蓝移速率大的原因是  $\text{Re}(\varepsilon_{\text{AlCuFe}})$  的

增长速率随着入射波频率的增加呈现减小趋势, 如图 6(b1) 中的红色点线以及图 6(a1) 所示; 而模式  $f_2$  与模式  $f_3$  之间的谷附近的  $\text{PCR}_y$  随  $E_F$  增大呈现减小现象是由于虚部  $\text{Im}(\varepsilon_{\text{AlCuFe}})$  随  $E_F$  的增大导致 AlCuFe 的损耗增大所致, 如图 6(a2) 所示 [42,44].

以上是不同  $E_F$  的 AlCuFe 对所研究复合超表面偏振转换性能的影响, 下面讨论不同类型的 DSMs 对超表面性能的影响, 图 6(b) 显示的是分别结合了不同种类的 DSMs [27,45] 设计的超表面对应的  $\text{PCR}_y$ . 可以看到, 结合  $\text{Na}_3\text{Bi}$  (或  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ ) 的超表面在频率 3.97, 5.24 THz 处激发了 LSPRs, 相应的  $\text{PCR}_y$  值分别为 96.973% 和 10.28%, 而结合  $\text{Eu}_2\text{IrO}_7$  (或 TaAs) 的超表面在频率 2.98, 4.22 和 6.285 THz 处的  $\text{PCR}_y$  值分别为 93.537%, 78.346% 和 13.64%. 与结合 AlCuFe 的超表面相比, 结合  $\text{Eu}_2\text{IrO}_7$  (或 TaAs) 的超表面对应的模式  $f_1$  发生了红移, 模式  $f_3$  发生了蓝移, 3 个模式对应的  $\text{PCR}_y$  有不同程度

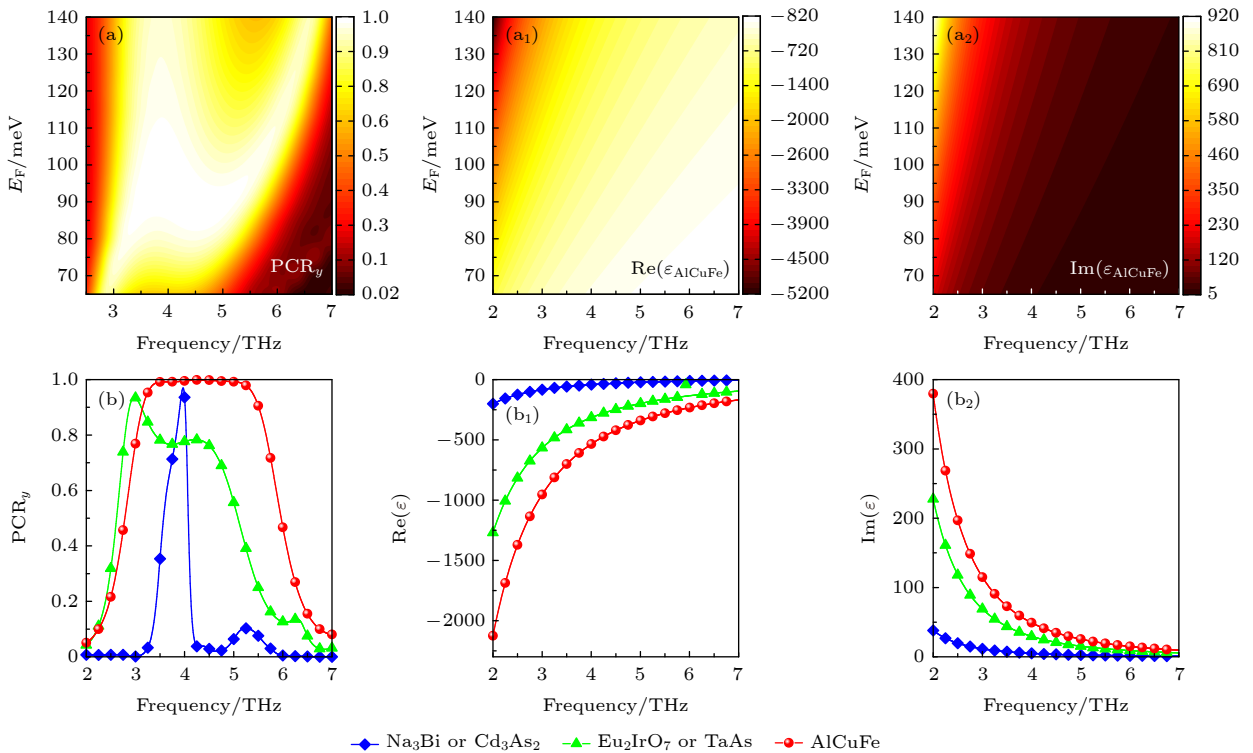


图 6 (a) 相应于  $y$  偏振垂直入射波的偏振转换效率对狄拉克半金属 AlCuFe 的费米能与入射波频率的依赖关系; 不同费米能和频率下, 狄拉克半金属 AlCuFe 的相对介电常数的实部 (a1) 和虚部 (a2); (b) 相应于  $y$  偏振垂直入射波的偏振转换效率对不同类型狄拉克半金属与入射波频率的依赖关系; 不同类型狄拉克半金属的相对介电常数的实部 (b1) 和虚部 (b2). 其他参数与图 2 一致

Fig. 6. (a) Dependence of  $\text{PCR}_y$  on the Fermi level  $E_F$  of AlCuFe and incident wave frequency for the normal incident wave polarized along  $y$ -axis; The real (a1) and imaginary (a2) parts of the relative permittivity of AlCuFe at different Fermi level  $E_F$  and different frequency. (b) Dependence of  $\text{PCR}_y$  on the different DSMs and incident wave frequency for the normal incident wave polarized along  $y$ -axis; The real (b1) and imaginary (b2) parts of the relative permittivity of the different DSMs and incident wave frequency. Here, the other parameters are the same as in Fig. 2.

的降低; 结合  $\text{Na}_3\text{Bi}$ (或  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ ) 的超表面对应的模式  $f_1$  发生了蓝移, 模式  $f_2$  发生了红移, 从而导致模式  $f_1$  与模式  $f_2$  重合. 从图 6(b1) 和图 6(b2) 可看出, 导致上述偏振转换现象产生的原因是  $\text{AlCuFe}$ ,  $\text{Eu}_2\text{IrO}_7$  (或  $\text{TaAs}$ ) 与  $\text{Na}_3\text{Bi}$ (或  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ ) 的金属性依次变差<sup>[42,44]</sup>, 而结合  $\text{Na}_3\text{Bi}$ (或  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ ) 的超表面在频率 3.97 THz 处的  $\text{PCR}_y$  能维持在 95% 以上的原因在于模式  $f_1$  和模式  $f_2$  的共同作用. 最后, 以上性能不仅说明了 DSMs 的金属性越好所设计偏振转换超表面的性能越优, 同时还克服了普通金属结构只能通过改变几何参数进行调谐的缺点, 有利于实际应用.

#### 4 理论与数值结果的对比

通常情况下, 经典三明治结构超表面的偏振转换特性可通过多重干涉理论 (multiple interference theory, MIT) 定量分析<sup>[46]</sup>. 在此, 模仿 Jia 等<sup>[47]</sup> 的方式作处理, 即忽略掉 parylene 薄膜层中平行于  $z$  轴的 DSMs 线阵列的影响, 图 1(a) 所示的复合超表面也可被看作类似于法布里-珀罗谐振腔的电磁耦合系统. 图 7(a) 给出了类法布里-珀罗谐振腔示意图以及沿  $y$  轴方向偏振的入射波在腔内的

传输过程, 照射到 DSMs 阵列的电磁波, 部分反射到空气层 (标记为 1), 部分透射进 parylene 薄膜层 (标记为 2). 由于此类超表面的各向异性, 反射波中含有  $y$  到  $x$  和  $y$  到  $y$  的偏振分量, 相应的反射系数被表示成  $\tilde{r}_{xy,12}$  与  $\tilde{r}_{yy,12}$ ; 透射波中也含有  $x$  和  $y$  偏振分量, 相应的透射系数被表示成  $\tilde{t}_{xy,12}$  与  $\tilde{t}_{yy,12}$ ; 它们分别对应于交叉偏振或共偏振的反射波与透射波. 接着, 透射波在 parylene 薄膜层中继续传输, 并在最下层的金属层发生全反射, 然后到达空气与 DSMs 阵列的接触面. 在这一过程中产生附加相位因子  $\exp(i2\beta)$  与  $\exp(i\pi)$ , 其中  $\beta = \sqrt{\varepsilon_r}k_0T_2/\cos\alpha$ , 而  $k_0$  和  $\alpha$  分别表示自由空间中的波数与折射角. 在空气与 DSMs 阵列的接触面处, 偏振方向沿着  $y$  轴和  $x$  轴的电磁波, 部分透射到空气中, 部分反射回 parylene 薄膜层中, 相应的透射系数为  $\tilde{t}_{xy,21}$ ,  $\tilde{t}_{yy,21}$ ,  $\tilde{t}_{yx,21}$  和  $\tilde{t}_{xx,21}$ , 反射系数为  $\tilde{r}_{xy,21}$ ,  $\tilde{r}_{yy,21}$ ,  $\tilde{r}_{yx,21}$  和  $\tilde{r}_{xx,21}$ . 以上过程将被相继重复, 电磁波穿梭于 DSMs 阵列与底层金属层之间, 从而形成多重透射和多重反射过程.  $y$  到  $x$  偏振与  $y$  到  $y$  偏振的总反射系数  $\tilde{r}_{xy}$  与  $\tilde{r}_{yy}$  可以通过叠加超表面上方的所有反射波与透射波进行计算<sup>[41,44,48]</sup>. 其中, 交叉偏振反射系数  $\tilde{r}_{xy}$  可以近似表示为

$$\begin{aligned} \tilde{r}_{xy} \approx & \tilde{r}_{xy,12} - \frac{\tilde{t}_{yy,12} \cdot \tilde{t}_{xy,21} \cdot e^{i2\beta}}{1 + \tilde{r}_{yy,21} \cdot e^{i2\beta}} - \frac{\tilde{t}_{xy,12} \cdot \tilde{t}_{xx,21} \cdot e^{i2\beta}}{1 + \tilde{r}_{xx,21} \cdot e^{i2\beta}} + \frac{\tilde{t}_{xy,12} \cdot \tilde{r}_{yx,21} \cdot \tilde{t}_{xy,21} \cdot e^{i4\beta}}{1 + \tilde{r}_{yy,21} \cdot e^{i2\beta}} \\ & + \frac{\tilde{t}_{yy,12} \cdot \tilde{r}_{xy,21} \cdot \tilde{t}_{xx,21} \cdot e^{i4\beta}}{1 + \tilde{r}_{xx,21} \cdot e^{i2\beta}} - \frac{\tilde{t}_{yy,12} \cdot \tilde{r}_{xy,21} \cdot \tilde{r}_{yx,21} \cdot \tilde{t}_{xy,21} \cdot e^{i6\beta}}{1 + \tilde{r}_{yy,21} \cdot e^{i2\beta}} - \frac{\tilde{t}_{xy,12} \cdot \tilde{r}_{xx,21} \cdot \tilde{r}_{yx,21} \cdot \tilde{t}_{xy,21} \cdot e^{i6\beta}}{1 + \tilde{r}_{yy,21} \cdot e^{i2\beta}} \\ & - \frac{\tilde{t}_{yy,12} \cdot \tilde{r}_{yy,21} \cdot \tilde{r}_{xy,21} \cdot \tilde{t}_{xx,21} \cdot e^{i6\beta}}{1 + \tilde{r}_{xx,21} \cdot e^{i2\beta}} - \frac{\tilde{t}_{xy,12} \cdot \tilde{r}_{yx,21} \cdot \tilde{r}_{xy,21} \cdot \tilde{t}_{xx,21} \cdot e^{i6\beta}}{1 + \tilde{r}_{xx,21} \cdot e^{i2\beta}} + \dots \end{aligned} \quad (7)$$

共偏振反射系数  $\tilde{r}_{yy}$  可表示为

$$\begin{aligned} \tilde{r}_{yy} \approx & \tilde{r}_{yy,12} - \frac{\tilde{t}_{yy,12} \cdot \tilde{t}_{yy,21} \cdot e^{i2\beta}}{1 + \tilde{r}_{yy,21} \cdot e^{i2\beta}} - \frac{\tilde{t}_{xy,12} \cdot \tilde{t}_{yx,21} \cdot e^{i2\beta}}{1 + \tilde{r}_{xx,21} \cdot e^{i2\beta}} + \frac{\tilde{t}_{xy,12} \cdot \tilde{r}_{yx,21} \cdot \tilde{t}_{yy,21} \cdot e^{i4\beta}}{1 + \tilde{r}_{yy,21} \cdot e^{i2\beta}} \\ & + \frac{\tilde{t}_{yy,12} \cdot \tilde{r}_{xy,21} \cdot \tilde{t}_{yx,21} \cdot e^{i4\beta}}{1 + \tilde{r}_{xx,21} \cdot e^{i2\beta}} - \frac{\tilde{t}_{yy,12} \cdot \tilde{r}_{xy,21} \cdot \tilde{r}_{yx,21} \cdot \tilde{t}_{yy,21} \cdot e^{i6\beta}}{1 + \tilde{r}_{yy,21} \cdot e^{i2\beta}} - \frac{\tilde{t}_{xy,12} \cdot \tilde{r}_{xx,21} \cdot \tilde{r}_{yx,21} \cdot \tilde{t}_{yy,21} \cdot e^{i6\beta}}{1 + \tilde{r}_{yy,21} \cdot e^{i2\beta}} \\ & - \frac{\tilde{t}_{yy,12} \cdot \tilde{r}_{yy,21} \cdot \tilde{r}_{xy,21} \cdot \tilde{t}_{yx,21} \cdot e^{i6\beta}}{1 + \tilde{r}_{xx,21} \cdot e^{i2\beta}} - \frac{\tilde{t}_{xy,12} \cdot \tilde{r}_{yx,21} \cdot \tilde{r}_{xy,21} \cdot \tilde{t}_{yx,21} \cdot e^{i6\beta}}{1 + \tilde{r}_{xx,21} \cdot e^{i2\beta}} + \dots \end{aligned} \quad (8)$$

值得一提的是, 交叉偏振反射系数  $\tilde{r}_{xy}$  和共偏振反射系数  $\tilde{r}_{yy}$  的表达式 (7) 式与 (8) 式中的待定散射参数可通过求解去耦合结构 (去除超表面的底层金属层)

获得, 最后, 通过定义 (4) 式便可求出相应的 PCR.

图 7(b) 和图 7(c) 分别给出了去耦合结构所对应的部分散射参数的振幅和相位, 图 7(d) 是结合

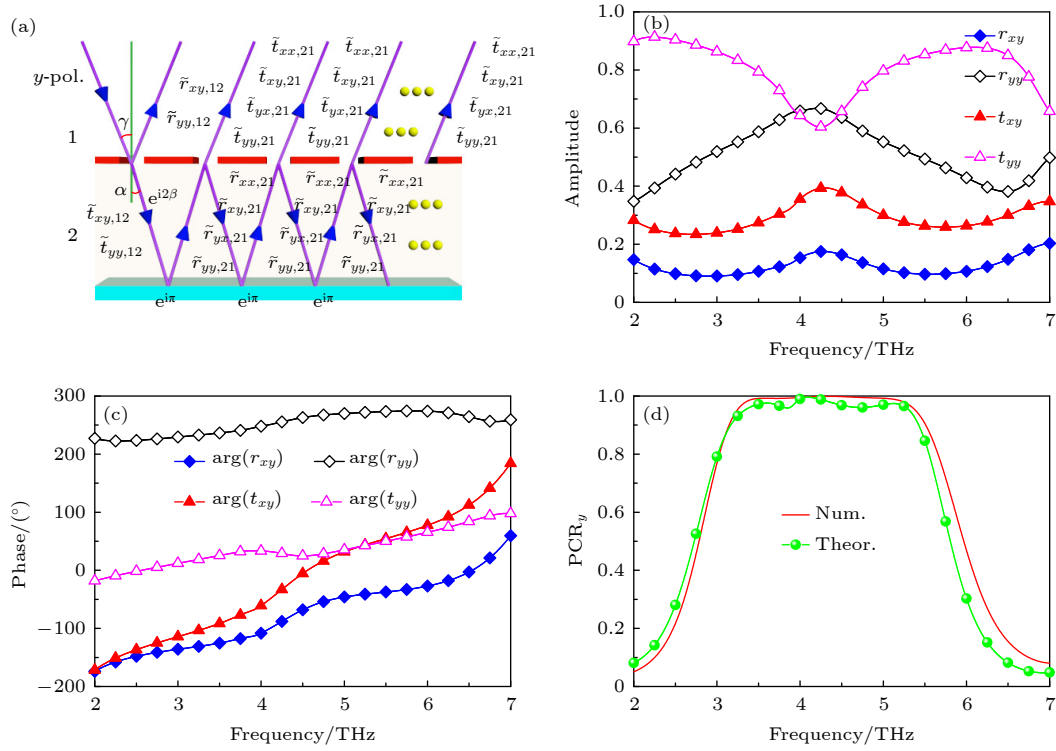


图 7 (a) 沿  $y$  轴方向偏振的入射波在类法布里-珀罗谐振腔中的多重反射和透射过程, 其中  $\tilde{r}$  和  $\tilde{t}$  分别表示不同界面处的反射系数和透射系数,  $\gamma$  是入射角,  $\alpha$  是折射角. 偏振方向沿  $y$  轴且垂直入射情形下, 去耦合结构对应的部分散射参数的振幅 (b) 和相位 (c), 以及结合狄拉克半金属 AlCuFe 的复合超表面对应的偏振转换效率的数值模拟与理论计算结果 (d). 其他参数与图 2 一致

Fig. 7. (a) Multiple reflection and transmission processes in a Fabry-Pérot-like resonance cavity for the incident wave polarized along  $y$ -axis, where  $\tilde{r}$  and  $\tilde{t}$  are respectively the reflection and transmission coefficients at different interfaces,  $\gamma$  represents incident angle,  $\alpha$  represents refractive angle. The amplitude (b) and phase (c) of the partial scattering parameters corresponding to the decoupling structure, as well as the numerically simulated and theoretically calculated PCR (d) corresponding to the composite metasurface combined with AlCuFe in the case of normal incident wave polarized along  $y$ -axis. Here, the other parameters are the same as in Fig. 2.

了狄拉克半金属 AlCuFe 的复合超表面对应的 PCR 的数值模拟结果与理论计算结果, 可以看到 PCR<sub>y</sub> 的数值结果和理论结果基本相符. 两类结果间存在差异的主要原因是采用了 Jia 等<sup>[47]</sup> 的处理方式. 综上, 基于类法布里-珀罗谐振腔的多重干涉理论为具有偏振转换功能超表面的工作机理提供了一个很好的理论解释.

## 5 结 论

本文设计并分析了一种基于狄拉克半金属 (DSMs) 的动态电可调太赫兹宽频带高效率反射型偏振转换超表面, 其中平行于  $z$  轴的 DSMs 线阵列的引入为费米能的灵活调控提供了便捷, 并通过类法布里-珀罗谐振腔中的多重干涉理论进行了验证. 结果表明, 3.15—5.51 THz 与 3.45—5.1 THz 频段内的偏振转换效率 (PCR) 分别能维持在 90% 和

99% 以上, 相对带宽分别为 54.5% 和 38.6%. 3 个谐振模式处的 PCR 分别为 99.23%, 99.90% 和 99.01%, 偏振方向旋转角度分别为  $85.01^{\circ}$ ,  $88.31^{\circ}$  和  $84.38^{\circ}$ , 交叉偏振反射振幅均接近 1, 相位差均等于 0, 表明在谐振模式处该超表面具有半波片的性质. 值得一提的是, 组成该超表面的一个子超表面在频率 2.185 THz 处实现了单带窄带偏振转换功能, 相应的 PCR、半峰全宽以及品质因素分别为 99.88%, 0.0744 THz 和 29.34. 感应电场分布表明该超表面杰出的偏振转换特性源于其自身的各向异性 and 局域表面等离子体激元谐振的激发. 通过讨论偏振角和入射角, 发现 PCR 谱线随偏振角的变化呈现周期性变化行为; 而入射角从  $0^{\circ}$  增至  $40^{\circ}$  过程中, 所研究频段的 PCR 能维持在 90% 以上, 超过  $40^{\circ}$  后, PCR 谱的变化与入射波的类型相关, 当入射波是 TE 波时, 偏振转换特性由宽带转换为三带转换, TM 波时, 由宽带转换为双带转换.

此外还讨论了狄拉克半金属 AlCuFe 的费米能对该超表面偏振转换特性的影响, 发现费米能从 65 meV 增大至 140 meV 过程中, 偏振转换性能由单带转换变成宽带转换再变成带较宽的宽带转换与带较窄的单带转换, 并且变化过程中 PCR 均能维持在很高水平. 最后, 经过分别仿真结合了不同类型 DSMs 的超表面, 得出了 DSMs 的金属性越好相应超表面的宽带偏振转换性能越优的结论. 该超表面在无损检测、雷达探测等领域具有潜在的应用价值, 同时该设计理念可以为基于新型材料的超表面的动态电调节实现提供参考.

## 参考文献

- [1] Gruev V, Perkins R, York T 2010 *Opt. Express* **18** 19087
- [2] Zhao X, Boussaid F, Bermak A, Chigrinov V G 2011 *Opt. Express* **19** 5565
- [3] Beruete M, Navarro-Cía M, Sorolla M, Campillo I 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 053102
- [4] Liu S, Zhang P, Liu W, Gong S, Zhong R, Zhang Y, Hu M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 153902
- [5] Takagi K, Nair S V, Watanabe R, Seto K, Kobayashi T, Tokunaga E 2017 *J. Phys. Soc. Jpn.* **86** 124721
- [6] Grigorenko A N, Polini M, Novoselov K S 2012 *Nat. Photonics* **6** 749
- [7] Li Q, Tian Z, Zhang X, Singh R, Du L, Gu J, Han J, Zhang W 2015 *Nat. Commun.* **6** 7082
- [8] Huang W, Liang S J, Kyoseva E, Ang L K 2018 *Carbon* **127** 187
- [9] Huang W, Yin S, Zhang W, Wang K, Zhang Y, Han J 2019 *New J. Phys.* **21** 113004
- [10] Feng Y, Cao L, Zhang Y 2021 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **27** 8500205
- [11] Borisenko S, Gibson Q, Evtushinsky D, Zabolotny V, Büchner B, Cava R J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 027603
- [12] Liu Z K, Jiang J, Zhou B, Wang Z J, Zhang Y, Weng H M, Prabhakaran D, Mo S K, Peng H, Dudin P, Kim T, Hoesch M, Fang Z, Dai X, Shen Z X, Feng D L, Hussain Z, Chen Y L 2014 *Nat. Mater.* **13** 677
- [13] Liu Z K, Zhou B, Zhang Y, Wang Z J, Weng H M, Prabhakaran D, Mo S K, Shen Z X, Fang Z, Dai X, Hussain Z, Chen Y L 2014 *Science* **343** 864
- [14] Tian Y S, Guo X H, Dai L L, Zhang H Y, Zhang Y P 2019 *Chin. J. Lasers* **46** 0614033 (in Chinese) [田元仕, 郭晓涵, 戴林林, 张会云, 张玉萍 2019 *中国激光* **46** 0614033]
- [15] Meng W L, Hou B Y, Cao Q H, Lin H M, Zhou W, Li Z X, Li D H 2020 *Microwave Opt. Technol. Lett.* **62** 2703
- [16] Dai L L, Zhang Y P, Zhang H Y, O'Hara J F 2019 *Appl. Phys. Express* **12** 075003
- [17] Dai L L, Zhang Y P, Guo X H, Zhao Y K, Liu S D, Zhang H Y 2018 *Opt. Mater. Express* **8** 3238
- [18] Dai L L, Zhang Y P, Zhang Y L, Liu S D, Zhang H Y 2020 *Opt. Commun.* **468** 125802
- [19] Zhang Y P, Tian Y S, Zhang Y L, Dai L L, Liu S D, Zhang Y, Zhang H Y 2020 *Opt. Commun.* **477** 126348
- [20] Yang C H, Gao Q G, Dai L L, Zhang Y L, Zhang H Y, Zhang Y P 2020 *Opt. Mater. Express* **10** 2289
- [21] Jia D L, Xu J, Yu X M 2018 *Opt. Express* **26** 26227
- [22] Seo M A, Park H R, Koo S M, Park D J, Kang J H, Suwal O K, Choi S S, Planken P C M, Park G S, Park N K, Park Q H, Kim D S 2009 *Nat. Photonics* **3** 152
- [23] Liu D J, Xiao Z Y, Ma X L, Xu K K, Tang J Y, Wang Z H 2016 *Wave Motion* **66** 1
- [24] Xu K K, Xiao Z Y, Tang J Y 2017 *Plasmonics* **12** 1869
- [25] Zhong R B, Yang L, Liang Z K, Wu Z H, Wang Y Q, Ma A C, Fang Z, Liu S G 2020 *Opt. Express* **28** 28773
- [26] Wang Y, Wang Y, Li Q Y, Zhang Y, Yan S Y, Wang C H 2021 *Opt. Express* **29** 26865
- [27] Kotov O V, Lozovik Y E 2016 *Phys. Rev. B* **93** 235417
- [28] Wang Y Q, Yi Y T, Xu D Y, Yi Z, Li Z Y, Chen X F, Jile H, Zhang J G, Zeng L C, Li G F 2021 *Physica E* **131** 114750
- [29] Liu G D, Zhai X, Meng H Y, Lin Q, Huang Y, Zhao C J, Wang L L 2018 *Opt. Express* **26** 11471
- [30] Luo J, Lin Q, Wang L L, Xia S X, Meng H Y, Zhai X 2019 *Opt. Express* **27** 20165
- [31] Meng H Y, Shang X J, Xue X X, Tang K Z, Xia S X, Zhai X, Liu Z R, Chen J H, Li H J, Wang L L 2019 *Opt. Express* **27** 31062
- [32] Timusk T, Carbotte J P, Homes C C, Basov D N, Sharapov S G 2013 *Phys. Rev. B* **87** 235121
- [33] Zheng X X, Xiao Z Y, Ling X Y 2016 *Opt. Quantum Electron.* **48** 461
- [34] Zhang H J, Liu Y, Liu Z Q, Liu X S, Liu G Q, Fu G L, Wang J Q, Shen Y 2021 *Opt. Express* **29** 70
- [35] Lin R, Lu F K, He X L, Jiang Z L, Liu C, Wang S Y, Kong Y 2021 *Opt. Express* **29** 30357
- [36] Hao J M, Yuan Y, Ran L X, Jiang T, Kong J A, Chan C T, Zhou L 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 063908
- [37] Li F X, Zhang L B, Zhou P H, Chen H Y, Zhao R, Zhou Y, Liang D F, Lu H P, Deng L J 2018 *Appl. Phys. B* **124** 28
- [38] Gandhi C, Babu P R, Senthilnathan K 2019 *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves* **40** 500
- [39] Gao X, Singh L, Yang W L, Zheng J J, Li H O, Zhang W L 2017 *Sci. Rep.* **7** 6817
- [40] Jiang Y N, Wang L, Wang J, Akwuruoha C N, Cao W P 2017 *Opt. Express* **25** 27616
- [41] Gao X, Han X, Cao W P, Li H O, Ma H F, Cui T J 2015 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **63** 3522
- [42] Zhang J G, Tian J P, Li L, Zhang L J 2020 *J. Quantum Opt.* **26** 60 (in Chinese) [张建国, 田晋平, 李禄, 张丽娟 2020 *量子光学学报* **26** 60]
- [43] Zhang J G, Tian J P, Li L 2018 *IEEE Photonics J* **10** 4800512
- [44] Zhang J G 2020 *Ph. D. Dissertation* (Taiyuan: Shanxi University) (in Chinese) [张建国 2020 博士学位论文 (太原: 山西大学)]
- [45] Meng W W, Que L C, Lv J, Zhang L W, Zhou Y, Jiang Y D 2019 *Results Phys.* **14** 102461
- [46] Grady N K, Heyes J E, Chowdhury D R, Zeng Y, Reiten M T, Azad A K, Taylor A J, Dalvit D A R, Chen H T 2013 *Science* **340** 1304
- [47] Jia Y T, Liu Y, Zhang W B, Wang J, Wang Y Z, Gong S X, Liao G S 2018 *Opt. Mater. Express* **8** 597
- [48] Zhang J G, Tian J P, Xiao S Y, Li L 2020 *IEEE Access* **8** 46505

# A high-efficiency wideband tunable polarization conversion metasurface assisted by localized surface plasmon resonances\*

Zhang Jian-Guo<sup>1)</sup> Yi Zao<sup>2)†</sup> Kang Yong-Qiang<sup>3)</sup> Ren Hao<sup>4)</sup>  
 Wang Wen-Yan<sup>5)</sup> Zhou Jing-Fan<sup>1)</sup> Hao Hui-Zhen<sup>1)</sup> Chang Hui-Dong<sup>1)</sup>  
 Gao Ying-Hao<sup>6)</sup> Chen Ya-Hui<sup>7)</sup> Li Yan-Na<sup>4)‡</sup>

1) (*Department of Physics and Electronic Engineering, Jinzhong University, Jinzhong 030619, China*)

2) (*School of Science, Southwest University of Science and Technology, Mianyang 621010, China*)

3) (*School of Physical Science and Electronics, Shanxi Datong University, Datong 037009, China*)

4) (*Institute of Theoretical Physics, State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

5) (*College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

6) (*Information Communication Branch Company, State Grid Shanxi Electric Power Company, Taiyuan 030001, China*)

7) (*Department of Physics, College of Basic Medical Sciences, Army Medical University, Chongqing 400038, China*)

( Received 17 February 2022; revised manuscript received 7 March 2022 )

## Abstract

Combined with the Dirac semimetals (DSMs), which is a new type of material and also called 3D graphene, a tunable wideband terahertz polarization conversion metasurface based on an anisotropic configuration is studied, in which the DSM wire array is beneficial to the regulation of Fermi energy. The results show that the metasurface can realize wideband and highly efficient polarization conversion, and has the property of half wave plate at the resonant modes. These characteristics are derived from the excitation of localized surface plasmon resonance (LSPR) and the anisotropy of structure itself. When the incident angle changes in a range of  $0^\circ-40^\circ$ , the high efficiency of wideband polarization conversion can be maintained. When it is greater than  $40^\circ$ , the wideband polarization conversion gradually changes into the dual-band conversion or the multi-band conversion. Furthermore, it is found that in the process of increasing the Fermi energy of AlCuFe from 65 to 140 meV, the polarization conversion ratio can be maintained at a high level, and the conversion performance changes from single-band conversion into wideband conversion, and then into wideband conversion with wider band and single-band conversion with narrower band. At the same time, by discussing the metasurface combined with the different DSM, it is concluded that the better the metallic property of DSMs, the better the wideband polarization conversion performance of the corresponding metasurface is. Finally, the numerical results are verified by the multiple interference theory based on the Fabry-Pérot-like resonance cavity.

**Keywords:** terahertz tunable metasurface, Dirac semimetals, wideband polarization conversion, multiple interference theory

**PACS:** 81.05.Xj, 42.79.Ci, 42.81.Gs, 42.25.Bs

**DOI:** 10.7498/aps.70.20220288

\* Project supported by the Scientific Innovation Programs of Higher Education of Shanxi Province, China (Grant No. 2021L485), the Applied Basic Research Program of Shanxi Province, China (Grant No. 202103021223353), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11904216).

† Corresponding author. E-mail: [yizaomy@swust.edu.cn](mailto:yizaomy@swust.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [yannali18@sxu.edu.cn](mailto:yannali18@sxu.edu.cn)