

文章编号: 1004-4353 (2024) 02-0047-07

各向异性太赫兹超材料温度控反射透射特性

徐东延, 金星日

(延边大学 理学院, 吉林 延吉 133002)

摘要: 基于双层 H 型共振器研究了太赫兹波段温度可控的单向无反射和非对称传输. 研究表明: 当上下两层的各向异性结构错开一定角度时, 可分别实现线偏振波的非对称透射、非对称反射和单向无反射. 同时, 该方案也可以实现圆偏振波的非对称反射和偏振转换, 且利用温度变化调控二氧化钒电导率, 能够使入射的线偏振和圆偏振波实现可切换的单向无反射、非对称透射和非对称反射. 该方案可为传感器和滤波器等器件的研究及设计提供参考.

关键词: 超材料; 共振器; 波段温控; 二氧化钒; 反射; 透射; 偏振; 光学

中图分类号: O431 **文献标志码:** A

Temperature-controlled reflection and transmission properties in anisotropic terahertz metamaterials

XU Dongyan, JIN Xingri

(College of Science, Yanbian University, Yanji 133002, China)

Abstract: The temperature-controlled unidirectional reflectionlessness and asymmetric transmission in terahertz frequency region are investigated by a double-layer H-type resonator. The results show that when the upper and lower layers of the anisotropic structure are staggered at a certain angle, the asymmetric transmission, asymmetric reflection and unidirectional reflectionlessness of linearly polarized wave can be realized, respectively. Meanwhile the scheme can also realize the asymmetric reflection and polarization conversion of circularly polarized waves, and can realize the unidirectional reflectionlessness, asymmetric transmission and asymmetric reflection for the linearly polarized and circularly polarized incident waves by adjusting the vanadium dioxide conductivity with temperature change. The scheme provides a reference for the research and design of sensors and filters.

Keywords: metamaterials; resonator; temperature-controlled frequency region; vanadium dioxide; reflectionlessness; transmission; polarization; optic

0 引言

太赫兹波具有强穿透性、高宽带和强相干性等特性. 近年来, 太赫兹超材料器件逐渐被应用于医学成像、天文观测和军事等领域^[1]. 超材料是人工构造的亚波长级周期性介质, 利用其可以实现对电磁波的控制, 如单向无反射、非对称反射和非对称透射等^[2-6]. 此外, 研究还显示基于二氧化钒设计的超材料结构可以通过切换二氧化钒的金属态和绝缘态来实现多功能可控, 因此一些学者利用该特性在超材料结构中实现

收稿日期: 2024-02-08

基金项目: 国家自然科学基金 (11864043)

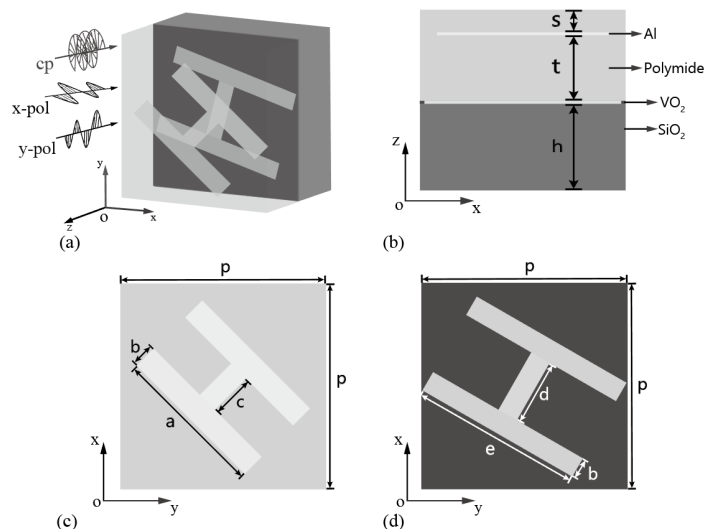
第一作者: 徐东延 (1999—), 男, 硕士研究生, 研究方向为微纳光学与光子学.

通信作者: 金星日 (1978—), 男, 教授, 研究方向为微纳光学与光子学.

了可控的线偏振非对称传输. 例如: Zhang 等^[7]和 Lv^[8]等分别利用二氧化钒光栅—狄拉克半金属和二氧化钒板—铝棒的混合结构实现了对线偏振入射波的可控非对称透射和偏振转换; Lv 等^[9]和 Liu^[10]等分别利用二氧化钒块—铜分裂环和二氧化钒—铝分裂环的混合结构实现了对线偏振入射波的可控非对称透射; Ding 等^[11]和 Peng^[12]等分别利用二氧化钒—铬棒和二氧化钒—金的混合结构实现了对线偏振入射波的可控完美吸收和偏振转换. 其他一些学者还基于二氧化钒设计的超材料结构实现了对圆偏振入射波的可控非对称传输, 如 Song 等^[13]利用二氧化钒—铜的平面螺旋结构实现了对圆偏振入射波的可控多波段偏振转换; Ren 等^[14]利用二氧化钒板—金圆环混合结构实现了对圆偏振入射波的可控完美吸收和非对称透射; Zhao 等^[15]利用二氧化钒光栅—多边形金片混合结构实现了可控的圆偏振非对称透射和非对称反射. 但目前为止, 利用二氧化钒同时实现可控的线偏振和圆偏振的非对称传输的相关研究较少. 2022 年, He 等^[16]基于二氧化钒—金开口环同时实现了可控的线偏振和圆偏振的完美吸收和偏振转换. 基于上述研究, 本文基于二氧化钒的双 H 型超材料结构研究了线偏振和圆偏振波的非对称透射、非对称反射、单向无反射和反射偏振转换等多种光学特性.

1 设计与模型

图 1 (a) 和 (b) 分别为单元结构的透视图和仰视图. 图中, 上下 2 层的共振器分别嵌入在二氧化钒和聚酰亚胺中. 其中: 聚酰亚胺作为介电层, 其介电常数为 2.65, 损耗正切为 0.001. 二氧化钒在 68℃ 左右时, 当以光束和电场等方式其与触发时, 可以从绝缘态转变为金属态^[17]. 二氧化钒在金属态 (温度 $\approx 85^\circ\text{C}$) 和绝缘态 (温度 $\approx 25^\circ\text{C}$) 下电导率分别为 $2 \times 10^5 \text{ S/m}$ 和 10 S/m . 整个单元结构放置在二氧化硅基底上, 二氧化硅的介电常数为 2.25. 两层铝共振器的电导率为 $3.56 \times 10^7 \text{ S/m}$, 厚为 $0.2 \mu\text{m}$. 图 1 (c) 和 (d) 分别为上下层金属共振器的横截面, 其上下两层的共振器分别与 x 轴成 45° 和 60° 角. 数值模拟利用 CST Microwave Studio 软件完成, 其中, 将 x 和 y 方向上的边界条件设置为单元结构, 将 z 方向上的边界条件设置为开放状态.



注: $a = 76 \mu\text{m}$, $b = 10 \mu\text{m}$, $c = 25 \mu\text{m}$, $d = 35 \mu\text{m}$, $e = 88 \mu\text{m}$, $t = 30 \mu\text{m}$, $s = 4.8 \mu\text{m}$, $p = 100 \mu\text{m}$, $h = 30 \mu\text{m}$.

图 1 单元结构的透视图 (a)、仰视图 (b) 和上层共振器 (c)、下层共振器的截面图 (d)

2 线偏振波的反射和透射现象

本文利用线偏振波的反射琼斯矩阵表示入射电场和反射电场之间的关系:

$$\begin{pmatrix} E_{rx} \\ E_{ry} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{xx} & r_{xy} \\ r_{yx} & r_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix} = R_{lin} \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

其中: $E_{rx(y)}$ 和 $E_{ix(iy)}$ 分别表示反射波和入射波电场的复振幅, $r_{xx}(r_{yy})$ 和 $r_{xy}(r_{yx})$ 分别表示共极化(交叉极化)反射系数, r_{ij} ($i, j = x, y$) 表示 j 偏振波入射后反射为 i 偏振波的反射系数. 线偏振波的反射率由反射系数计算公式:

$$R_{ij}^{f(b)} = |r_{ij}^{f(b)}|^2 \quad (i, j = x, y). \quad (2)$$

其中: R_{ij} 表示 j 偏振波入射后反射为 i 偏振波的反射率. f 和 b 分别表示偏振波沿正向 ($-z$) 和反向 ($+z$) 传输. 利用偏振转换率 (PCR) 表征结构的线偏振转换可得 x 和 y 的线偏振转换率为:

$$\text{PCR}_x^f = \frac{|r_{yx}^f|^2}{|r_{yx}^f|^2 + |r_{xx}^f|^2}, \quad \text{PCR}_y^f = \frac{|r_{xy}^f|^2}{|r_{xy}^f|^2 + |r_{yy}^f|^2}. \quad (3)$$

图2为当二氧化钒分别为金属态和绝缘态时的反射光谱和偏振转换率随频率的变化曲线. 图2(a)为当二氧化钒为金属态时反射光谱, 图2(b)为偏振转换率随频率的变化. 由图2(a)可以看出, 在 1.23 ~ 1.88 THz 范围内, 反射率 R_{yx}^f (黑色实线) 和 R_{xy}^f (黑色圆点) 完全重合, 且其值大于 0.6, 而 R_{xx}^f (灰色实线) 和 R_{yy}^f (灰色圆点) 值均低于 0.2, 表明该结构实现了线偏振反射的转换. 由图2(b)可以看出, 在 1.37 ~ 1.95 THz 范围内, 线偏振转换率 PCR_x^f (黑色五角星实线) 和 PCR_y^f (黑色方块实线) 均大于 0.9, 表明当入射 x 和 y 偏振波时, 结构均可实现宽带偏振转换, 且线偏振转化率可达到 1.

图2(c)和(d)分别为当二氧化钒为绝缘态时线偏振波的反射光谱和偏振转换率随频率的变化曲线. 由图2(c)可以看出, 正向反射率 R_{xx}^f (灰色实线) 在 1.02 THz 处接近于 0, 而反向反射率 R_{xx}^b (灰色短点划线) 为 0.87. 这说明, 当入射 x 偏振波时, 结构能够出现单向无反射现象, 而当入射 y 偏振波时, 结构无单向无反射现象出现 (因 R_{yy}^f 和 R_{yy}^b 的值在整个频段内均较小). 由图2(d)可以看出, 在 1.01 THz 和 1.77 THz 附近, PCR_x^f (五角星黑色实线) 大于 0.8, 而 PCR_y^f (正方形黑色实线) 在 1.86 THz 附近大于 0.8, 表明当二氧化钒为绝缘态时, 该结构对 x 和 y 偏振波的偏振转换仅限于个别频率处; 而当结构为金属态时, 可在较宽的频率范围内实现将 x (y) 偏振波转换为 y (x) 偏振波. 由以上结果可知, 当线偏振波入射时, 可以通过将该结构中的二氧化钒改变为金属态或绝缘态即可实现可控的偏振反射转换.

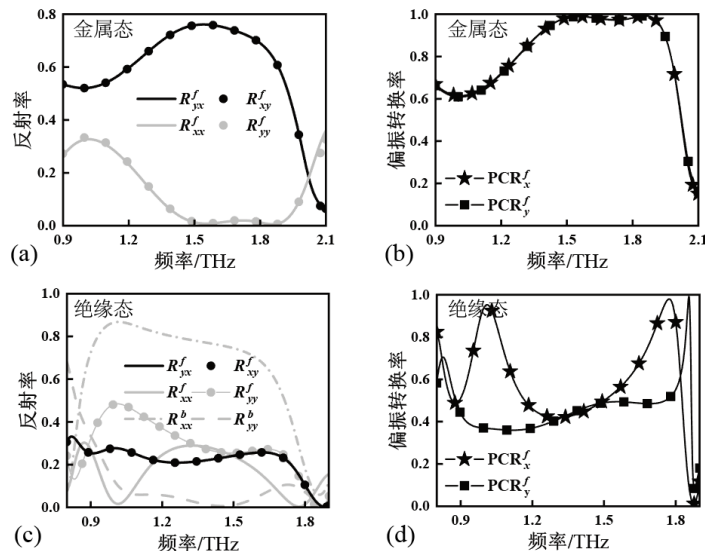


图2 二氧化钒分别为金属态和绝缘态时的反射光谱和偏振转换率随频率的变化曲线

入射电场和透射电场之间的关系利用透射琼斯矩阵可表示:

$$\begin{pmatrix} E_{tx} \\ E_{ty} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{xx} & t_{xy} \\ t_{yx} & t_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix} = T_{lin} \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

其中: t_{xx} (t_{yx}) 和 t_{xy} (t_{yy}) 分别表示共极化 (交叉极化) 透射系数; t_{ij} ($i, j = x, y$) 表示入射的 j 偏振波转换为 i 偏振波的透射系数, 线偏振波的透射率可以表示为:

$$T_{ij}^{f(b)} = |t_{ij}^{f(b)}|^2 \quad (i, j = x, y). \quad (5)$$

其中: T_{ij} 表示 j 偏振波入射后透射为 i 偏振波的透射率.

对于入射的线偏振波, 其非对称透射参数 $\Delta_{x(y)}^{f(b)}$ 可以表示为:

$$\Delta_x^{f(b)} = |t_{yx}^f|^2 - |t_{xy}^f|^2 = -\Delta_y^{f(b)}. \quad (6)$$

图 3 为当二氧化钒为绝缘态时透射光谱和非对称透射参数随频率的变化关系. 由图 3 (a) 可以看出:

当 x 偏振波和 y 偏振波分别为正向和反向入射时, 透射率 T_{yx}^f (黑色实线) 和 T_{xy}^b (灰色圆点) 出现完全重合, 且在 1.01 THz 和 1.70 THz 处透射率 T_{yx}^f 和 T_{xy}^b 分别达到 0.64 和 0.53. 另外, 透射率 T_{xy}^f (灰色实线) 与 T_{yx}^b (黑色圆点) 也出现重合, 其在对应频率处的透射率仅达到 0.06 和 0.21, 表明该结构在此时可实现线偏振的非对称透射.

由图 3 (b) 可以看出, 非对称透射参数 Δ_x^f (黑色五角星实线) 和 Δ_y^b (灰色方块实线) 完全重合, 且在 1.01 THz 和 1.55 THz 处 Δ_x^f 和 Δ_y^b 分别达到了 0.59 和 0.38, 而 Δ_y^f (黑色方块实线) 和 Δ_x^b (灰色五角星实线) 的变化趋势与 Δ_x^f 和 Δ_y^b 完全相反. 表明当二氧化钒为绝缘态时, 在正向和反向入射波下, 结构出现了双带线偏振非对称透射现象, 其原因是二氧化钒的电导率较低, 使得上下共振器发生了耦合; 当二氧化钒为金属态时, 结构未发生透射现象, 其原因是入射的线偏振被电导率较高的二氧化钒板所阻挡, 由此使得该线偏振波几乎全部被反射. 由以上可知, 通过转换结构中二氧化钒的金属态和绝缘态能够实现可控的线偏振非对称透射.

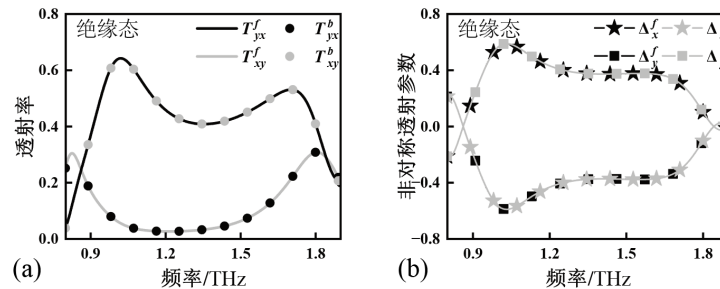


图 3 二氧化钒为绝缘态时透射光谱和非对称透射参数随频率的变化关系

图 4 为二氧化钒为金属态时线偏振波沿 u 轴和 v 轴方向入射时, 反射偏振转换振幅和相位随频率的变化关系, 其中图 4 (a) 中的插图为转换机制示意图. 由图 4 (a) 中的插图可知: 沿 y 轴偏振的电磁波可以被分解为沿 u 轴和沿 v 轴 2 个模式射入. 当入射 y 偏振波时, 入射电场和反射电场可分别表示为:

$$\begin{aligned} \vec{E}_i &= \hat{u} E_{iu} e^{i\varphi}, \\ \vec{E}_r &= \hat{u} r_u E_{iu} e^{i(\varphi+\varphi_u)} + \hat{v} r_v E_{iv} e^{i(\varphi+\varphi_v)}. \end{aligned} \quad (7)$$

其中: r_u 和 r_v 为反射系数沿着 u 轴和 v 轴进行反射的振幅; E_{iu} 和 E_{iv} 为电场分量沿着 u 轴和 v 轴方向入射的电场; φ_u 和 φ_v 为反射系数沿着 u 轴和 v 轴的相位.

当同时满足 $r_u \approx r_v$ 和 $\Delta\varphi_{uv} \approx 180^\circ$ 时, 电场被反转成相反的方向, 即 y 偏振波被转换为 x 偏振波, 由此

实现反射的线偏振转换. 另外, 由图 4 可以看出, 在 1.2 ~ 1.9 THz 范围内, $r_u \approx r_v$ (图 4(a)), 且 φ_u 和 φ_v 之间的相位差约为 180° (图 4(b)). 由此表明当二氧化钒为金属态时, 该超材料结构中能够出现宽带的线偏振反射转换现象.

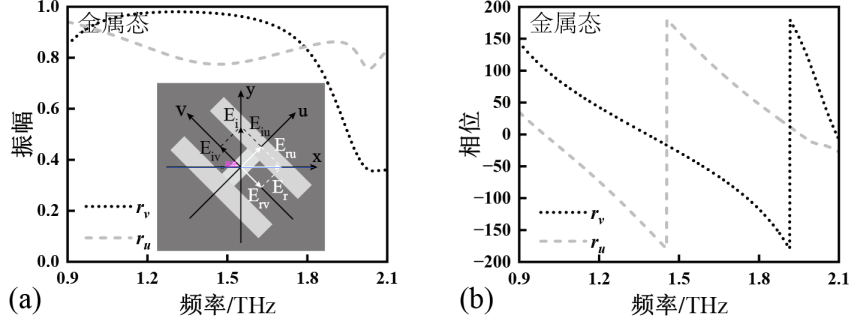


图 4 二氧化钒为金属态时, u 和 v 偏振入射下的反射系数的振幅 (a) 和相位 (b)

3 圆偏振的反射现象

为了研究圆偏振波的非对称反射现象, 本文利用圆偏振波的反射琼斯矩阵来描述入射电场和反射电场之间的关系:

$$\begin{pmatrix} E_{r+} \\ E_{r-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{++} & r_{+-} \\ r_{-+} & r_{--} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i+} \\ E_{i-} \end{pmatrix} = R_{cir} \begin{pmatrix} E_{i+} \\ E_{i-} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (r_{xx} + r_{yy}) + i(r_{yx} - r_{xy}) & (r_{xx} - r_{yy}) - i(r_{yx} + r_{xy}) \\ (r_{xx} - r_{yy}) + i(r_{yx} + r_{xy}) & (r_{xx} + r_{yy}) - i(r_{yx} - r_{xy}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i+} \\ E_{i-} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

其中: r_{+-} 表示左手圆偏振波反射为右手圆偏振波的反射系数, r_{-+} (r_{+-}) 和 r_{++} (r_{--}) 分别表示共极化 (交叉极化) 反射系数. 圆偏振波的反射率用 $R_{ij}^{f(b)} = |r_{ij}^{f(b)}|^2$ ($i, j = +, -$) 表示. 正向入射圆偏振波的偏振转换率为

$$PCR_{+}^f = \frac{|r_{-+}^f|^2}{|r_{-+}^f|^2 + |r_{++}^f|^2}, \quad PCR_{-}^f = \frac{|r_{+-}^f|^2}{|r_{+-}^f|^2 + |r_{--}^f|^2}, \quad \text{其中 } PCR_{+(-)}^f \text{ 表示入射右手 (左手) 圆偏振波的偏振转换率.}$$

入射圆偏振波的非对称反射参数 $\Delta_{+(-)}^f$ 为 $\Delta_{+}^f = |r_{-+}^f|^2 - |r_{++}^f|^2 = -\Delta_{-}^f$.

图 5 为当二氧化钒分别为金属态和绝缘态时, 入射圆偏振波的反射光谱、偏振转换率和非对称反射参数随频率的变化关系. 由图 5 (a) 可知, 在 1.21 ~ 1.88 THz 范围内, 反射率 R_{-}^f (黑色实线) 和 R_{+}^f (黑色圆点) 始终相等且大于 0.6, 而 R_{-}^f (灰色实线) 和 R_{+}^f (灰色圆点) 均小于 0.2. 这明在 1.21 ~ 1.88 THz 范围出现了较宽带的圆偏振反射转换. 由图 5 (b) 可知, 在 1.36 ~ 1.95 THz 范围内, 偏振转换率 PCR_{+}^f (黑色五角星实线) 和 PCR_{-}^f (黑色方块实线) 完全吻合且始终在 0.9 以上. 这表明, 在较宽的频率范围 (1.36 ~ 1.95 THz) 内, 入射右手圆偏振波 (左手圆偏振波) 几乎都被转化为左手圆偏振波 (右手圆偏振波). 由图 5 (b) 可以看出, 在 0.9 ~ 2.1 THz 范围内, 非对称反射参数 Δ_{+}^f (灰色五角星实线) 和 Δ_{-}^f (灰色方块实线) 均为零. 这表明, 当二氧化钒为金属态时, 该结构未出现圆偏振波的非对称反射现象. 由图 5 (c)

可以看出, 在频率为 0.99 THz 和 1.68 THz 处, 该结构的反射率 R_{+}^f (黑色圆点实线) 分别为 0.64 和 0.17, 而在相同频率处 R_{-}^f (黑色实线) 分别为 0.09 和 0.35. 这说明, 当二氧化钒为绝缘态时, 该结构能够出现圆偏振波的非对称反射现象. 由图 5 (d) 可以看出, 在频率为 0.99 THz 和 1.82 THz 附近处, 该结构的偏振转换率 PCR_{+}^f (黑色五角星实线) 大于 0.8, 而 PCR_{-}^f (黑色方块实线) 在 1.82 THz 附近处大于 0.8. 这说明: 当二氧化钒为绝缘态时, 该结构将右手圆偏振波 (左手圆偏振波) 转换为左手圆偏振波 (右手圆偏振波) 的能力相对较强; 而在二氧化钒为金属态时, 该结构将右手圆偏振波 (左手圆偏振波) 转换为左手圆偏振波 (右手圆偏振波) 的能力相对较强, 并且该现象出现在较宽的频率范围内. 由此可知, 在该结

构中转换二氧化钒的金属态和绝缘态,能够实现可控的圆偏振反射转换.另外,由图 5(d)还可以看出,非对称反射参数 Δ_+^f (灰色五角星实线) 的最大值和最小值分别达到了 0.55 和 -0.19 (与 Δ_-^f 的值 (灰色方块实线) 完全相反), 这些表明该结构在低频处的非对称反射较强,而在高频处的非对称反射较弱.由以上结果可知,当二氧化钒在金属态和绝缘态之间转换时,该超材料结构能够实现可控的圆偏振非对称反射现象.

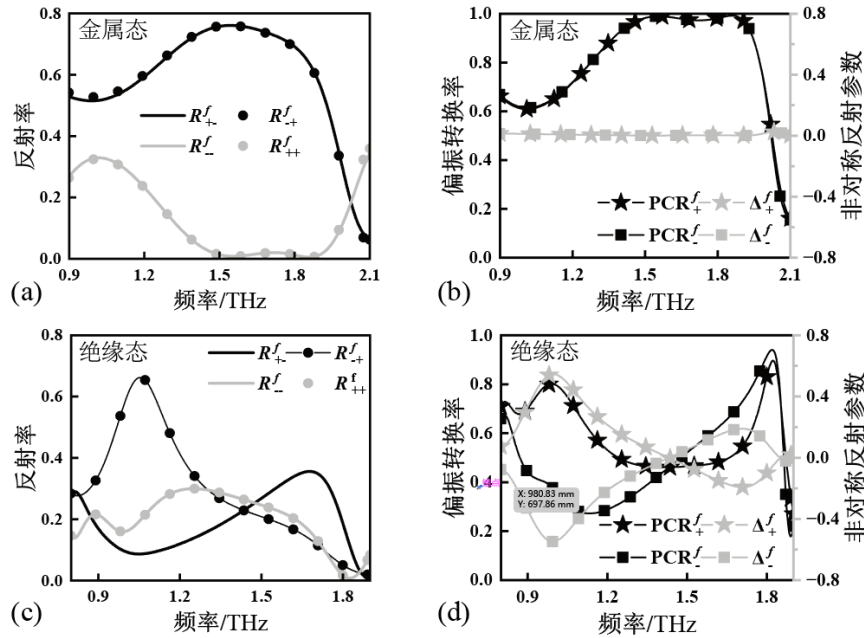


图 5 二氧化钒为金属态或绝缘态时的圆偏振波反射率、偏振转换率和非对称透射参数

4 结论

本文利用二氧化钒的金属态和绝缘态,研究了线偏振和圆偏振的偏振转换、非对称透射和非对称反射现象.研究发现:当二氧化钒为金属态时,在 1.37 ~ 1.95 THz 范围内偏振转换率 PCR_x^f 和 PCR_y^f 的值均大于 0.9,此时该结构可实现线偏振波的反射转换;在 1.36 ~ 1.95 THz 范围内偏振转换率 PCR_+^f 和 PCR_-^f 的值均大于 0.9,此时该结构可实现圆偏振波的反射转换.当二氧化钒为绝缘态时,在频率为 1.01 THz 和 1.55 THz 处,非对称透射参数 Δ_x^f 和 Δ_y^f 的值相等,分别为 0.59 和 0.38,而 Δ_y^f 和 Δ_x^f 的变化趋势与 Δ_x^f 和 Δ_y^f 完全相反,这表明此时该结构可实现线偏振非对称透射.在频率为 0.99 THz 和 1.68 THz 处,非对称反射参数 Δ_+^f 的最大值和最小值分别为 0.55 和 -0.19,而非对称反射参数 Δ_-^f 的值与其完全相反,这表明此时该结构可实现圆偏振非对称反射.在频率为 1.02 THz 处,正向反射率 R_{xx}^f 在 1.02 THz 处接近于 0,而反向反射率 R_{xx}^b 为 0.87,表明此时该结构可实现单向无反射.研究显示,当二氧化钒为金属态时,该超材料的下层结构相当于金属板,该超材料的上层的共振器(结构为各向异性)能够使入射电场被反转成相反的方向(反射电场满足 $r_u \approx r_v$ 和 $\Delta\phi_{uv} \approx 180^\circ$ 这 2 个条件),因此此时该结构能够出现偏振转换特性.当二氧化钒为绝缘态时,由于该超材料的上下共振器能够相位耦合,因此此时该超材料能够出现非对称传输特性.基于上述结果和文献 [18] 可判定,该超材料能够实现可控的非对称透射、非对称反射、单向无反射和偏振反射转换.该研究结果可为传感器和滤波器等器件的研究和设计提供参考.

参考文献:

- [1] XU C, REN Z, WEI J, et al. Reconfigurable terahertz metamaterials: from fundamental principles to advanced 6G applications[J]. Science, 2022, 25(2): 103799-103826.
- [2] BAI R, ZHANG C, GU X, et al. Switching the unidirectional reflectionlessness by polarization in non-ideal PT metamaterial based on the phase coupling[J]. Scientific Reports, 2017, 7(1): 10742-10750.
- [3] LIN B Q, GUO J X, CHU P, et al. Multiple-band linear-polarization conversion and circular polarization in 0reflection mode using a symmetric anisotropic metasurface[J]. Physical Review Applied, 2018, 9(2): 024038-024048.
- [4] CHENG Y, FAN J, LUO H, et al. Dual-band and high-efficiency circular polarization convertor based on anisotropic metamaterial[J]. IEEE Access, 2019, 8: 7615-7621.
- [5] GU X, BAI R, ZHANG C, et al. Unidirectional reflectionless propagation in a non-ideal parity-time metasurface based on far field coupling[J]. Optics Express, 2017, 25(10): 11778-11787.
- [6] YANG J, GUO Y, PAN W, et al. Conceptual radar trap model realized via polarization conversion metasurface[J]. Optics Express, 2022, 30(2): 1936-1949.
- [7] ZHANG H, YANG C, LIU M, et al. Dual-function tuneable asymmetric transmission and polarization converter in terahertz region[J]. Results in Physics, 2021, 25: 104242-104252.
- [8] LV T, LI Y, QIN C, et al. Versatile polarization manipulation in vanadium dioxide-integrated terahertz metamaterial[J]. Optics Express, 2022, 30(4): 5439-5449.
- [9] LV F, WANG L, XIAO Z, et al. Asymmetric transmission polarization conversion of chiral metamaterials with controllable switches based on VO₂[J]. Optical Materials, 2021, 114: 110667-110673.
- [10] LIU M, XU Q, CHEN X, et al. Temperature-controlled asymmetric transmission of electromagnetic waves[J]. Scientific Reports, 2019, 9(1): 4097-4106.
- [11] DING F, ZHONG S, BOZHEVOLNYI S I. Vanadium dioxide integrated metasurfaces with switchable functionalities at terahertz frequencies[J]. Advanced Optical Materials, 2018, 6(9): 1701204-1701212.
- [12] PENG Z, ZHENG Z, YU Z, et al. Broadband absorption and polarization conversion switchable terahertz metamaterial device based on vanadium dioxide[J]. Optics & Laser Technology, 2023, 157: 108723-108732.
- [13] SONG S, MA X, PU M, et al. Tunable multiband polarization conversion and manipulation in vanadium dioxide-based asymmetric chiral metamaterial[J]. Applied Physics Express, 2018, 11(4): 042004-042008.
- [14] REN Y, ZHOU T, 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.
- [15] ZHAO Y, YANG R, WANG Y, et al. VO₂-assisted multifunctional metamaterial for polarization conversion and asymmetric transmission[J]. Optics Express, 2022, 30(15): 27407-27417.
- [16] HE J, ZHU Q, ZHOU Y, et al. Lightweight switchable bifunctional metasurface based on VO₂: high-efficiency absorption and ultra-wideband circular polarization conversion[J]. Optik, 2022, 257: 168837-168847.
- [17] JEONG Y G, HAN S, RHIE J, et al. A vanadium dioxide metamaterial disengaged from insulator-to-metal transition[J]. Nano letters, 2015, 15(10): 6318-6323.
- [18] LV T, LI Y, QIN C, et al. Versatile polarization manipulation in vanadium dioxide-integrated terahertz metamaterial[J]. Optics Express, 2022, 30(4): 5439-5449.