

弧度与旋转共同诱导相位调控太赫兹超表面*

蒋铭阳 李九生†

(中国计量大学太赫兹研究所, 杭州 310018)

(2024 年 10 月 20 日收到; 2024 年 11 月 24 日收到修改稿)

传统编码超表面都是按照几何相位或传输相位理论来实现相位调控的, 然而几何相位具有自旋锁定特性, 传输相位具有单频特性, 限制了利用统一超表面同时调控几何相位和传输相位. 本文提出了一种弧度与旋转共同诱导相位调控超表面, 超表面单元能对左旋圆极化波 (LCP 波) 和右旋圆极化波 (RCP 波) 的交叉极化反射相位进行独立调控, 在 1—1.2 THz 范围内均满足要求. 通过相位卷积与共享孔径原理, 该超表面可以实现多通道涡旋、聚焦、完美涡旋等功能, 提高了电磁空间的利用率, 在未来太赫兹通信系统中具有广阔的应用前景.

关键词: 太赫兹超表面, 弧度诱导, 几何相位, 涡旋, 聚焦

PACS: 87.50.U-, 74.25.Uv, 03.65.Vf

DOI: 10.7498/aps.74.20241465

CSTR: 32037.14.aps.74.20241465

1 引言

超表面具有结构简单、易于制造、便于集成的特点^[1-3], 能够灵活调控电磁波, 广泛应用于太赫兹滤波器^[4,5]、透镜^[6,7]、偏振转换器^[8,9]、波前调控^[10,11]和成像^[12,13]等领域. 通过对不同振幅和相位的单元按照一定规律进行编码排布, 超表面可实现成像、聚焦、分束、涡旋等功能^[14-16]. 如 2022 年, Li 等^[17]根据几何相位原理设计了一种左右圆极化太赫兹多功能编码超表面, 实现对圆偏振入射波的分束与聚焦. 2023 年, Liu 等^[18]基于几何相位原理设计多功能超薄超表面, 实现了不同拓扑荷数涡旋波束以及偏振波的汇聚. 同年, Fu 等^[19]基于几何相位原理设计了涡旋波束发生器, 在 26.5—40 GHz 频段实现了拓扑荷数为-1 的涡旋波束. Sun 等^[20]提出自旋和空间复用的四通道超表面, 通过改变单元尺寸和旋转角度实现非对称

传输和四通道波前调控. 上述已报道的超表面均按照几何相位和传输相位理论来实现相位调制, 但是几何相位本身具有自旋锁定特性, 当单元旋转一定角度时, 对左旋圆极化波 (LCP 波) 和右旋圆极化波 (RCP 波) 实现大小相等、符号相反的几何相位, 两种圆极化波获得的几何相位是相互锁定的. 传输相位法实现的相位调控都是单频点. 已报道的编码超表面要同时利用几何相位和传输相位方法实现相位调控则需要构建复合结构超表面, 且为窄频带工作. 针对上述问题, 本文提出了弧度与旋转共同诱导相位调控超表面, 只需要单一超表面结构就可以分别对 LCP 和 RCP 入射波的相位进行独立调控, 同时实现对超表面的几何相位和传输相位调控, 而且工作频带较宽. 最后通过相位卷积和共享孔径原理该超表面实现多通道涡旋、聚焦、完美涡旋等功能, 该结构具有结构简单、调控方式灵活便捷、尺寸小、实用性高等优点, 应用前景广阔.

* 国家自然科学基金 (批准号: 62271460) 和浙江省自然科学基金 (批准号: LZ24F050005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lijsh2008@126.com

2 结构设计

本文提出的弧度与旋转共同诱导相位调控超表面及其功能示意如图1所示。顶层为“2”型金属图案，金属图案呈中心对称，金属圆弧外径 $r_1 = 46 \mu\text{m}$ ，内径 $r_2 = 39 \mu\text{m}$ ；金属矩形斜边长 $w = 46 \mu\text{m}$ ，宽 $d = 7 \mu\text{m}$ ，厚度为 $0.3 \mu\text{m}$ 。中间层为聚四氟乙烯 (F4B) 介质层，介电常数为 2.65，损切角为 0.001，厚度为 $40 \mu\text{m}$ 。底层金属为金，厚度为 $0.3 \mu\text{m}$ 。聚焦和涡旋的超表面仿真中，超表面单元数量为 24×24 ，超表面单元周期为 $100 \mu\text{m}$ ，整体尺寸为 $2400 \mu\text{m} \times 2400 \mu\text{m}$ 。所设计超表面初步加工过程：在介质层为 $40 \mu\text{m}$ 厚的 F4B 介质层的底部和顶部利用磁控溅射方法制作厚度为 $0.3 \mu\text{m}$ 金层，然后通过光刻工艺在 F4B 介质顶部金层制作“2”字形结构，最后完成超表面结构加工制作。

根据旋转诱导相位原理，当一束平面波垂直照射到超表面单元结构上，超表面单元的透射场与反射场可表示为^[21]

$$\begin{cases} E_{\text{out}}^r = T_{\text{CP}}^* \times E_{\text{in}} = \frac{1}{2}(r_{xx} + r_{yy} + r_{xy} + r_{yx}) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \\ \quad + \frac{1}{2}(r_{xx} - r_{yy} - r_{yx}) e^{i2\theta} \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix}, \\ E_{\text{out}}^t = T_{\text{CP}}^* \times E_{\text{in}} = \frac{1}{2}(t_{xx} + t_{yy} + t_{xy} + t_{yx}) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \\ \quad + \frac{1}{2}(t_{xx} - t_{yy} - t_{yx}) e^{i2\theta} \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix}, \end{cases} \quad (1)$$

式中， t_{xx} ， t_{xy} ， t_{yx} 和 t_{yy} 是线偏振波的反射系数，其中第 1 个下标是线偏振波的反射方向，第 2 个下标

是线偏振波的入射方向。可见出射波第 1 项是未引入相位因子的共极化偏振波，第 2 项是携带附加相位的交叉极化偏振波。研究发现通过改变单元结构的弧度，同样可以在 LCP 波和 RCP 波入射时实现相位调控，这为相位调控提供了一种全新方式^[22]，本文提出共同诱导超表面的相位调控。通过旋转单元结构和改变上下圆弧的弧长，获得超表面单元尺寸和旋转角度如图2所示，对应的单元结构“0”，“1”，“2”，“3”，“4”，“5”，“6”，“7”的相位和反射系数图，如图3所示。在 LCP 波和 RCP 波入射下，超表面单元在 1—1.2 THz 内，反射系数均大于 0.9，相互之间保持近 45° 的相位差。

3 结果与讨论

3.1 不同拓扑荷涡旋和聚焦

当圆极化波入射到超表面时，其相位分布可以表示为^[23]

$$\varphi_m = l \cdot \tan^{-1}(y/x), \quad (2)$$

式中， (x, y) 为超表面单元在二维坐标系中的具体位置， l 表示涡旋波束的拓扑荷数。为简化排布和设计，超表面可以划分为 M 个均匀的区域，每个区域所需的梯度分布相位由 (3) 式计算得到：

$$\varphi_m(x, y) = \frac{2\pi}{M} \left[\frac{l \cdot \tan^{-1}(y/x)}{2\pi/M} + 1 \right], \quad (3)$$

式中， M 是超表面被划分的区域数。图4(a)，(c) 分别表示拓扑荷数为 $l = 1$ 和 $l = -1$ 时涡旋超表面相位分布，将单元结构按照相位分布进行排布获得超表面结构如图4(b)，(d) 所示。

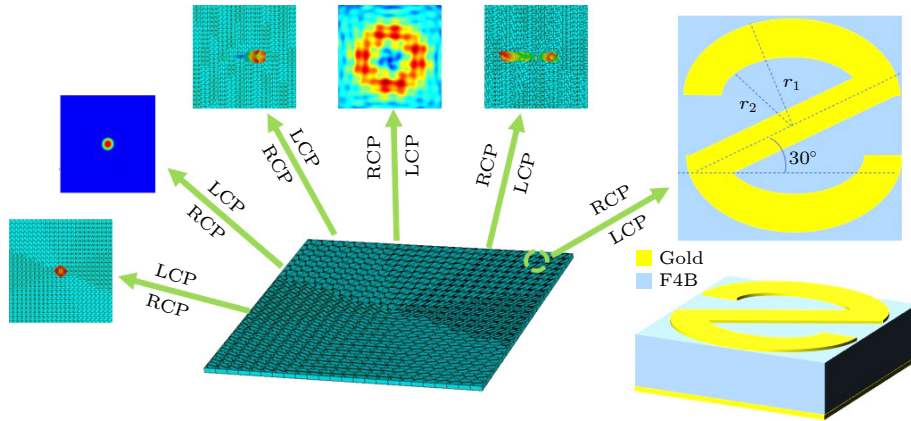


图1 弧度与旋转共同诱导相位调控超表面及其功能示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the proposed metasurface and its function induced by both arc and rotation co-induced phase modulation.

编码单元	0	1	2	3	4	5	6	7
结构图案								
旋转角度	0	22.5	45	67.5	90	112.5	135	157.5
上下弧长	115.6	83.5	60.2	36.9	115.6	83.5	60.2	36.9
上下弧度	0.8π	0.57π	0.42π	0.25π	0.8π	0.57π	0.42π	0.25π

图 2 单元尺寸参数

Fig. 2. Dimensional parameters of the unit cells.

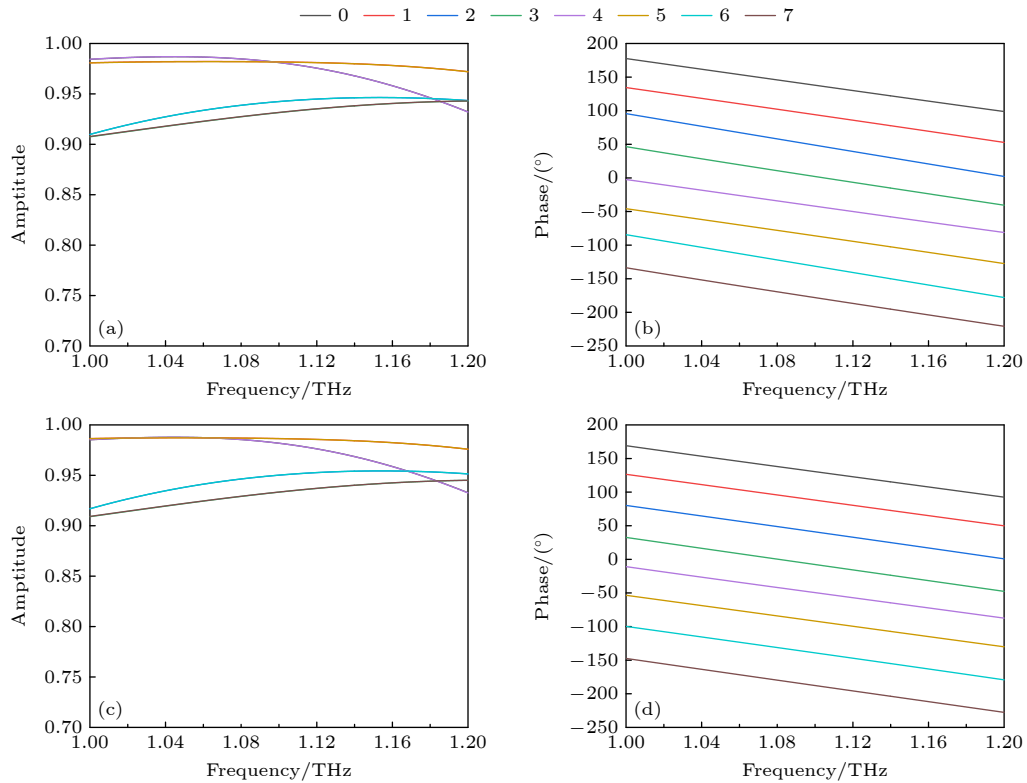
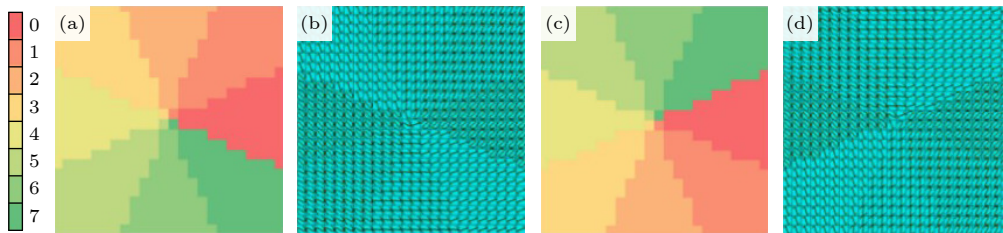


图 3 超表面单元的反射系数与相位 (a) LCP 入射下超表面单元反射系数; (b) LCP 入射下超表面单元反射相位; (c) RCP 入射下超表面单元反射系数; (d) RCP 入射下超表面单元反射相位

Fig. 3. Reflection coefficient and phase of the unit cells: (a) Reflection coefficients at LCP incidence; (b) reflection phases at LCP incidence; (c) reflection coefficients at RCP incidence; (d) reflection phases at RCP incidence.

图 4 (a) $l = 1$ 超表面相位分布; (b) $l = 1$ 的超表面排布; (c) $l = -1$ 超表面相位分布; (d) $l = -1$ 超表面排布Fig. 4. (a) The phase distribution of the metasurfaces at $l = 1$; (b) metasurfaces arrangement at $l = 1$; (c) the phase distribution of the metasurfaces at $l = -1$; (d) metasurfaces arrangement at $l = -1$.

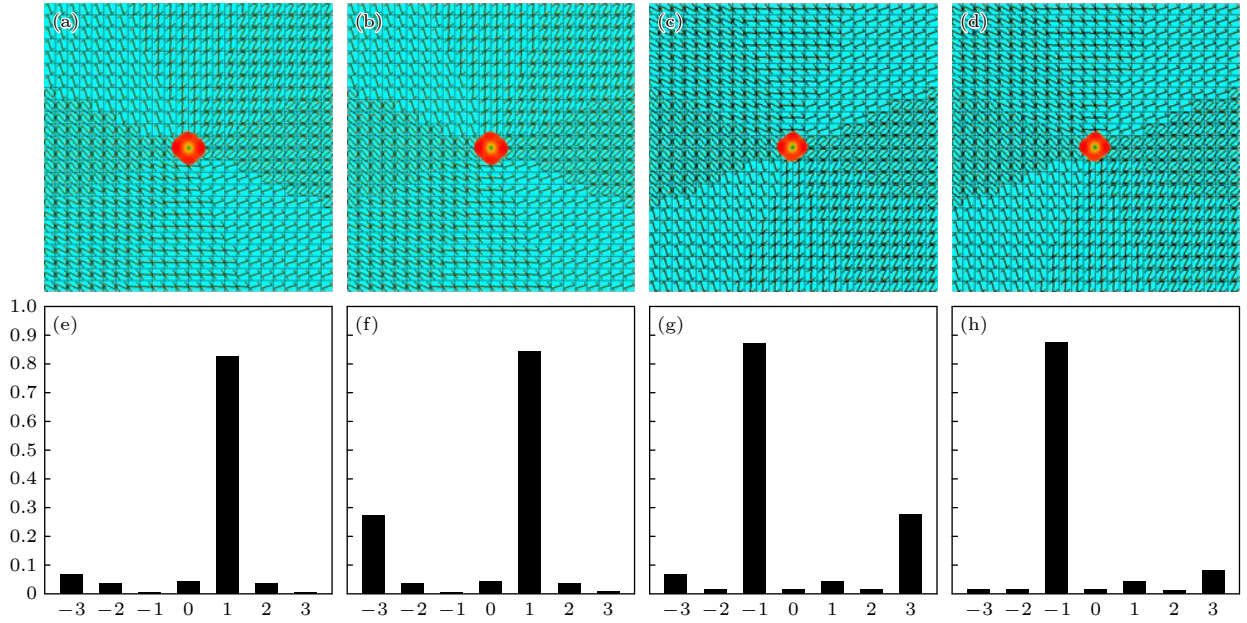


图 5 (a), (e) LCP 波入射下, $l = 1$ 涡旋波束远场图和模式纯度; (b), (f) RCP 波入射下, $l = 1$ 涡旋波束远场图和模式纯度; (c), (g) LCP 波下, $l = -1$ 涡旋波束远场图和模式纯度; (d), (h) RCP 波入射下, $l = -1$ 涡旋波束远场图和模式纯度

Fig. 5. (a), (e) Far-field patterns and mode purity of the vortex beam at $l = 1$ under LCP wave incidence; (b), (f) far-field patterns and mode purity of the vortex beam at $l = 1$ under RCP wave incidence; (c), (g) far-field patterns and mode purity of the vortex beam at $l = -1$ under LCP wave incidence; (d), (h) far-field patterns and mode purity of the vortex beam at $l = -1$ under RCP wave incidence.

图 5(a)—(d) 给出了频率为 1.1 THz 时, LCP 和 RCP 入射下超表面产生涡旋远场. 通过傅里叶变换可以计算具有不同拓扑荷的涡旋波束模式纯度:

$$\begin{cases} \alpha(\varphi_m) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} A_l \cdot \exp(il\varphi_m), \\ A_l = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi_m \alpha(\varphi_m) \cdot \exp(il\varphi_m), \end{cases} \quad (4)$$

式中 $\exp(il\varphi_m)$ 是涡旋谐波, $\alpha(\varphi_m)$ 是相位. 图 5(e)—(h) 表示超表面产生 $l = 1$ 和 $l = -1$ 涡旋波束的模式纯度分别为 84.95%, 83.79%, 88.12% 和 87.55%.

根据聚焦理论, 对于具有给定焦距的超表面每个单元相移 φ_f 满足以下关系:

$$\varphi_f = 2\pi \left(\sqrt{x^2 + y^2 + z_f^2} - z_f \right) / \lambda, \quad (5)$$

式中, z_f 是焦距, λ 是波长. 本文设计了焦距为 $z_f = 1500 \mu\text{m}$ 的聚焦超表面, 其相位排布和超表面结构如图 6 所示.

计算得到在频率为 1.1 THz 处, LCP 波入射下, $z_f = 1500 \mu\text{m}$ 时的 x - y 截面电场如图 7(a) 所示, 可以观察到预设的焦点. 图 7(b) 表示 $y = 0 \mu\text{m}$ 处 x - z 截面的聚焦, 模拟结果与预设焦点一致. 同理, RCP 波入射下超表面产生聚焦结果如图 7(c),

(d) 所示, 模拟结果与理论预测一致, 在 $z_f = 1500 \mu\text{m}$ 处有明显的聚焦效果.

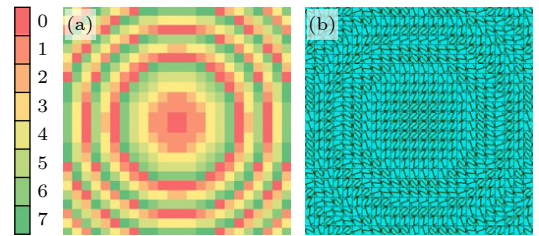


图 6 (a) $z_f = 1500 \mu\text{m}$ 超表面聚焦相位排布; (b) 超表面结构

Fig. 6. (a) Focusing phase arrangement of $z_f = 1500 \mu\text{m}$ metasurfaces; (b) metasurface structure.

3.2 偏折卷积涡旋和偏折聚焦

编码超表面可以利用相位突变的梯度进行调控波束异常反射, 偏折角度可以表示为^[23]

$$\theta = \sin^{-1}(\lambda/\tau), \quad (6)$$

式中, τ 是梯度编码序列的周期, λ 是波长. 拓扑荷数分别为 $l = 2$ 和 $l = -2$ 时, 超表面的相位排布如图 8(a), (e) 所示. 将编码单元按序列“64206420...”和“0022446600224466...”沿 x 方向周期性排布, 每个超表面由 24×24 个单元组成, 排布结果如图 8(b),

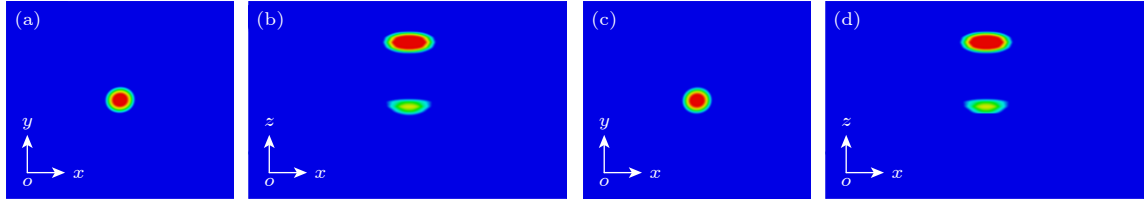


图 7 (a) LCP 波入射, $z_f = 1500 \mu\text{m}$ 处 x - y 截面的二维电场; (b) LCP 波入射, $y = 0 \mu\text{m}$ 处 x - z 截面的二维电场; (c) RCP 波入射, $z_f = 1500 \mu\text{m}$ 处 x - y 截面的二维电场; (d) RCP 波入射, $y = 0 \mu\text{m}$ 处 x - z 截面的二维电场

Fig. 7. (a) 2D electric field in x - y cross section at $z_f = 1500 \mu\text{m}$ under LCP wave incidence; (b) 2D electric field in x - z cross section at $y = 0$ under LCP wave incidence; (c) 2D electric field in x - y cross section at $z_f = 1500 \mu\text{m}$ under RCP wave incidence; (d) 2D electric field in the x - z cross section at $y = 0$ under RCP wave incidence.

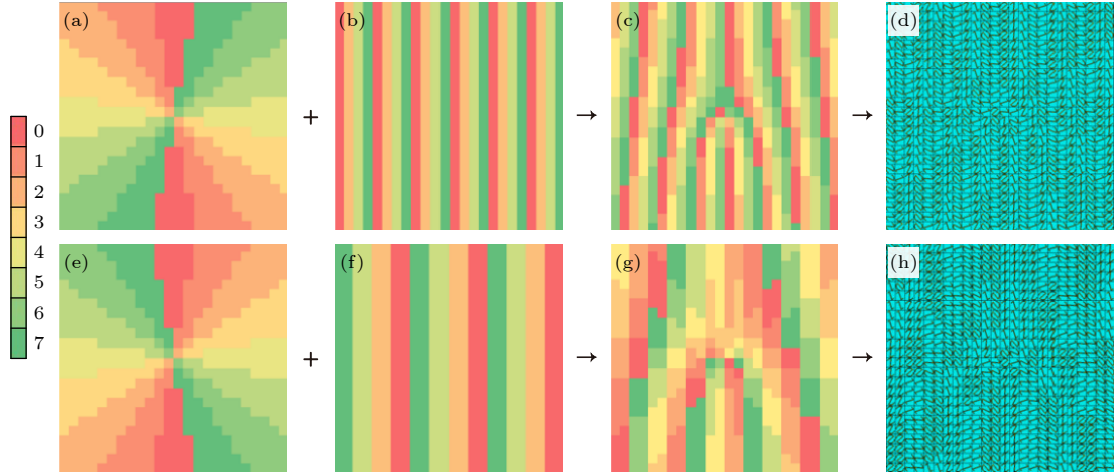


图 8 (a) $l = 2$ 涡旋波束相位图; (b) “64206420...” 偏折相位图; (c) $l = 2$ 偏折卷积涡旋波束相位图; (d) $l = 2$ 偏折涡旋波束超表面结构; (e) $l = -2$ 涡旋波束相位图; (f) “0022446600224466...” 偏折相位图; (g) $l = -2$ 偏折卷积涡旋波束相位图; (h) $l = -2$ 偏折涡旋波束超表面结构

Fig. 8. (a) Vortex beam phase diagram at $l = 2$; (b) ‘64206420...’ deflection phase diagram; (c) deflection convolution vortex beam phase diagram at $l = 2$; (d) deflection vortex beam metasurfaces structure at $l = 2$; (e) vortex beam phase diagram at $l = -2$, (f) ‘0022446600224466...’ deflected phase diagram; (g) deflected convolved vortex beam phase diagram at $l = -2$; (h) deflected vortex beam metasurfaces structure at $l = -2$.

(f) 所示. 通过卷积运算将涡旋相位和偏折梯度相位叠加, 得到相位排布如图 8(c), (g) 所示, 最终得到超表面结构如图 8(d), (h) 所示.

图 9 表示 LCP 波和 RCP 波入射时, 在频率为 1.1 THz 处涡旋远场, 仿真结果得到反射波束偏转角度分别为 $\theta_1 = 48^\circ$ 和 $\theta_2 = 22^\circ$, 利用 (6) 式计算得反射涡旋波束的偏角转为 $\theta_1 = 48.59^\circ$ 和 $\theta_2 = 22.02^\circ$. 仿真计算结果与理论预测相一致.

根据聚焦理论, 设计焦距为 $1500 \mu\text{m}$ 的偏折聚焦超表面排布如图 10 所示, 将超表面按序列 “02460246...” 沿 x 方向周期性排布 (如图 10(b) 所示), 通过卷积运算将聚焦相位和偏折梯度相位叠加得到相位如图 10(c) 所示, 最终得到超表面结构如图 10(d) 所示.

图 11 表示在 LCP 波和 RCP 波入射时, 在频

率 1.1 THz 处, 距离超表面 $1500 \mu\text{m}$ 时的 x - y 截面电场图如图 10(a) 所示, 可以观察到预设的焦点在 x 方向偏折显示出来. 图 10(b) 表示了 $y = 0 \mu\text{m}$ 处 x - z 截面的聚焦, 模拟结果与理论预测一致, 在 $1500 \mu\text{m}$ 处有明显的聚焦效果, 且偏折效果明显.

3.3 完美涡旋

产生完美涡旋的相位轮廓可以由下式计算 [24]:

$$\Phi_{\text{vortex}}(x, y) = l \cdot \arctan(y/x), \quad (7)$$

$$\Phi_{\text{negative axicon}}(x, y) = -2\pi \left(\sqrt{x^2 + y^2} \right) / D, \quad (8)$$

$$\Phi_{\text{lens}}(x, y) = 2\pi \left(\sqrt{f^2 + x^2 + y^2} - f \right) / \lambda, \quad (9)$$

$$\Phi_{\text{quasi-perfect}}(x, y) = \Phi_{\text{vortex}}(x, y) + \Phi_{\text{negative axicon}}(x, y) + \Phi_{\text{lens}}(x, y), \quad (10)$$

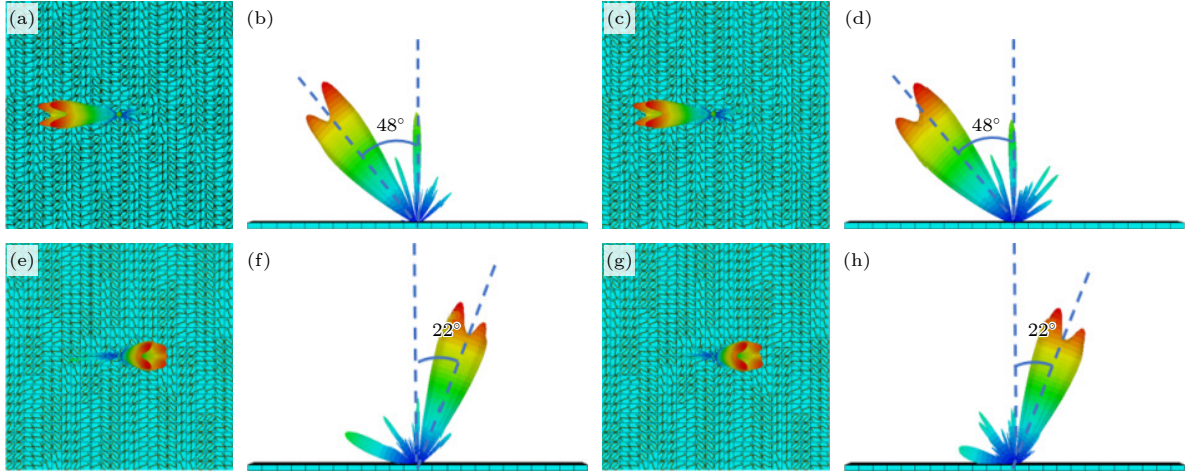


图9 (a), (b) LCP波入射, $l=2$ 偏折涡旋波束的远场和偏折角度; (c), (d) RCP波入射, $l=2$ 偏折涡旋波束的远场和偏折角度; (e), (f) LCP波入射, $l=-2$ 偏折涡旋波束的远场和偏折角度; (g), (h) RCP波入射, $l=-2$ 偏折涡旋波束的远场和偏折角度
Fig. 9. (a), (b) Far field and deflection angle of $l=2$ deflected vortex beam under LCP wave incidence; (c), (d) far field and deflection angle of $l=2$ deflected vortex beam under RCP wave incidence; (e), (f) far field and deflection angle of $l=-2$ deflected vortex beam under LCP wave incidence; (g), (h) far field and deflection angle of $l=-2$ deflected vortex beam under RCP wave incidence.

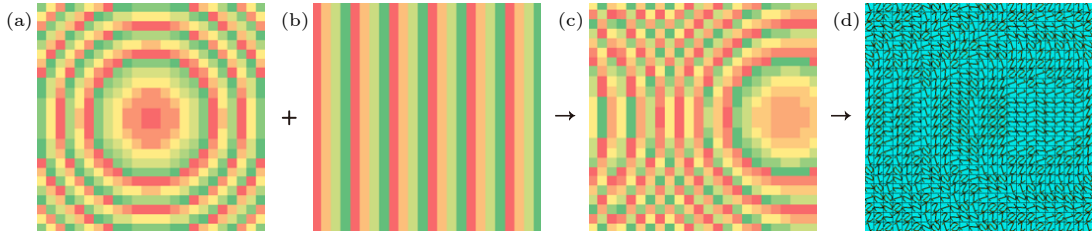


图10 (a) $z_t = 1500 \mu\text{m}$ 超表面聚焦相位; (b) “02460246...” 偏折相位; (c) 卷积后偏折聚焦相位; (d) 偏折聚焦超表面结构
Fig. 10. (a) $z_t = 1500 \mu\text{m}$ metasurfaces focusing phase, (b) ‘02460246...’ deflection phase, (c) deflection focusing phase after convolution, (d) deflection focusing metasurface structure.

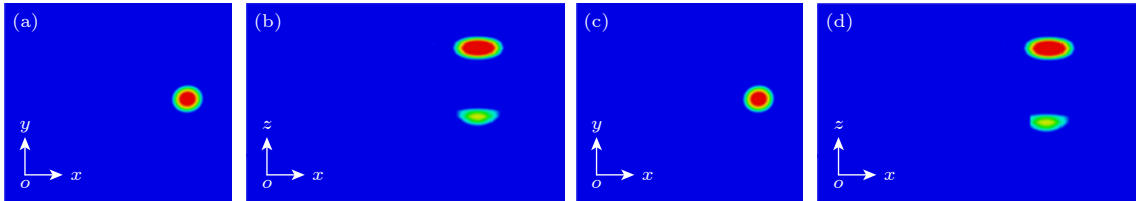


图11 (a) LCP波入射, $z_t = 1500 \mu\text{m}$ 处 $x-y$ 截面的二维电场; (b) LCP波入射, $y = 0 \mu\text{m}$ 处 $x-z$ 截面的二维电场; (c) RCP波入射, $z_t = 1500 \mu\text{m}$ 处 $x-y$ 截面的二维电场; (d) RCP波入射, $y = 0 \mu\text{m}$ 处 $x-z$ 截面的二维电场
Fig. 11. (a) 2D electric field in $x-y$ cross section at $z_t = 1500 \mu\text{m}$ under LCP wave incidence, (b) 2D electric field in $x-z$ cross section at $y = 0$ under LCP wave incidence, (c) 2D electric field in $x-y$ cross section at $z_t = 1500 \mu\text{m}$ under RCP wave incidence, (d) 2D electric field in the $x-z$ cross section at $y = 0$ under RCP wave incidence.

式中, x 和 y 是空间坐标, Φ_{vortex} , $\Phi_{\text{negative axion}}$, Φ_{lens} 分别是涡旋光束产生的相位分布、负轴向产生的反向贝塞尔光束的傅里叶变换相位分布和焦透镜的相位分布, l 为涡旋波束拓扑荷数, D 为编码单元周期, f 是设置的焦距, λ 是波长. 设计焦距为 $1500 \mu\text{m}$ 的拓扑荷数为 $l=1$ 和 $l=2$ 的完美涡旋波束, 相位轮廓如图12所示.

图13表示当频率 1.1 THz 时, LCP波入射下,

超表面产生拓扑荷数为 $l=1$ 和 $l=2$ 的完美涡旋波束在聚焦平面 $1500 \mu\text{m}$ 上的电场强度分布, 可以看出电场中均呈环形能量分布, 图13(a), (b) 分别显示了具有不同拓扑荷数 ($l=1, 2$) 的完美涡旋波束在聚焦平面 $1500 \mu\text{m}$ 上沿 x 轴方向的归一化强度曲线, 可见在固定的焦透镜焦距下, 环形能量分布的半径没有明显变化, 表现出完美涡旋波束与拓扑荷数无关的特性.

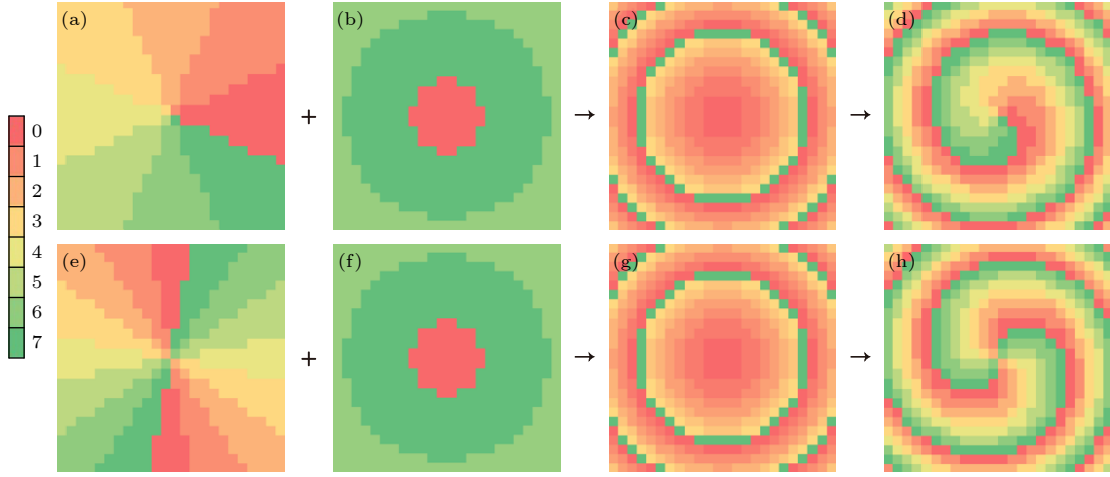


图 12 (a), (e) 拓扑荷数为 $l=1$ 和 $l=2$ 的涡旋相位排布; (b), (f) 负轴向产生的反向贝塞尔光束的傅里叶变换相位排布; (c), (g) 聚焦透镜的相位排布; (d), (h) 拓扑荷数为 $l=1$ 和 $l=2$ 的完美涡旋相位排布

Fig. 12. (a), (e) Vortex phase arrangement for the topological charges of $l=1$ and $l=2$; (b), (f) Fourier-transform phase arrangement of the inverted Bessel beam generated in the negative axial direction; (c), (g) phase arrangement of the focal lens; (d), (h) perfect vortex phase arrangement for the topological charges of $l=1$ and $l=2$.

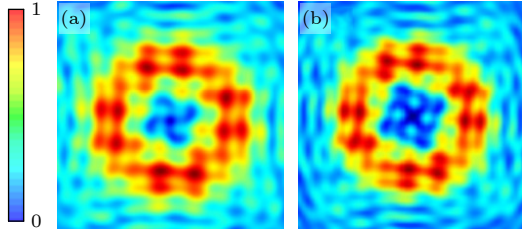


图 13 (a) 拓扑荷数 $l=1$ 的完美涡旋波束电场强度分布; (b) 拓扑荷数 $l=2$ 的完美涡旋波束电场强度分布

Fig. 13. (a) Electric field strength distribution of a perfect vortex beam for the topological charge of $l=1$; (b) electric field strength distribution of a perfect vortex beam for the topological charge of $l=2$.

3.4 多通道传输

当太赫兹波入射到共享孔径超表面上, 反射超表面的切向电场表示为^[25]

$$\begin{aligned} E_R(x, y) &= A_R(x, y)e^{j\psi_R(x, y)} \\ &= \sum_{m=1}^N A_m(x, y)e^{j\psi_m(x, y)} \\ &= \sum_{m=1}^N A_m(x, y)e^{j\phi_m(x, y)} \times e^{j l_m \varphi(x, y)}, \end{aligned} \quad (11)$$

式中, A_R 和 ψ_R 是 $(x, y, 0)$ 位置处反射超表面所需的电场振幅和相位分布, A_m 和 ψ_m 是反射超表面产生具有 OAM 模式 l_m 和 N 子阵列数量的涡旋波束所需的电场振幅和相位分布, $\phi(x, y)$ 是反射超表面相应方位角位置, 两个子阵列的单元按照下式规则交错排列:

$$\begin{cases} \varphi(i, j) = \varphi_1(i, j), & \text{Mod}(|i-j|, N) = 0, \\ \varphi(i, j) = \varphi_2(i, j), & \text{Mod}(|i-j|, N) = 1, \\ \varphi(i, j) = \varphi_3(i, j), & \text{Mod}(|i-j|, N) = 2, \\ \varphi(i, j) = \varphi_4(i, j), & \text{Mod}(|i-j|, N) = 3, \\ \dots & \dots \\ \varphi(i, j) = \varphi_N(i, j), & \text{Mod}(|i-j|, N) = N-1, \end{cases} \quad (12)$$

式中, N 表示用于组成主阵列的子阵列数量, $\varphi_1 \sim \varphi_N$ 分别表示第 1— N 个子阵列的相位分布, i, j 表示该相位对应单元在阵列中沿 x 轴和 y 轴的位置. 图 14 所示为具有不同拓扑荷双通道涡旋波束的超表面相位排布, 图 14(a), (b) 分别为左偏 ($l=2$) 和右偏 ($l=-2$) 涡旋波束超表面相位分布图, 根据多通道传输原理排布, 图 14(c) 为双通道涡旋波束的超表面相位排布.

图 15(a) 所示为在频率 1.1 THz 处, LCP 波入射, $l = \pm 2$ 双通道涡旋波束超表面的远场强度, 图 15(b) 所示为在频率 1.1 THz 处, RCP 波入射, $l = \pm 2$ 双通道涡旋波束超表面的远场强度. 可看出, 该超表面将两个不同拓扑荷数和不同偏折角度的涡旋集成于一个超表面, 共享超表面的相同孔径.

4 结 论

本文提出弧度与旋转共同诱导相位调控超表面, 通过改变结构弧度尺寸和旋转单元结构, 对 LCP

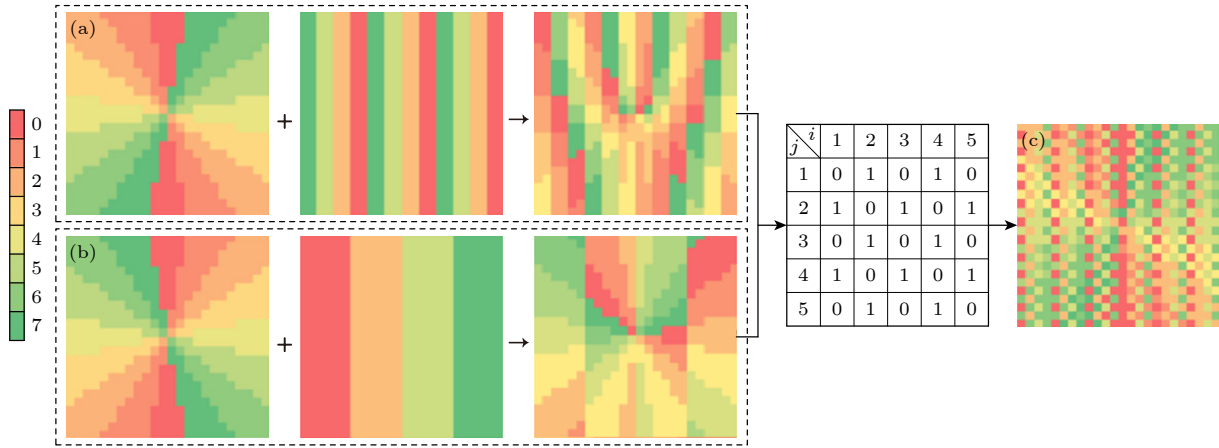


图 14 (a) 左偏 ($l=2$) 涡旋波束的相位排布; (b) 右偏 ($l=-2$) 涡旋波束的相位排布; (c) 横向双通道涡旋波束的相位排布
Fig. 14. (a) Phase arrangement of the left-biased vortex beam ($l=2$); (b) phase arrangement of the right-biased vortex beam ($l=-2$); (c) phase arrangement of the transverse two-channel vortex beam.

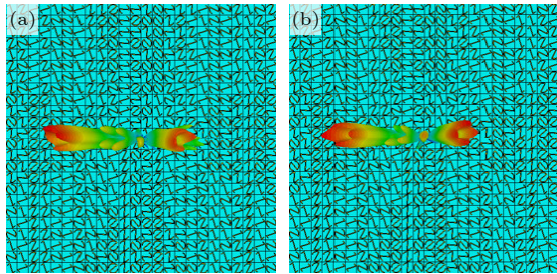


图 15 (a) LCP 波入射下, 频率 1.1 THz 处, $l=\pm 2$ 双通道涡旋波束的远场强度; (b) RCP 波入射下, 频率 1.1 THz 处, $l=\pm 2$ 双通道涡旋波束的远场强度

Fig. 15. (a) Far-field intensity of two-channel vortex beam ($l=\pm 2$) at 1.1 THz under LCP wave incidence; (b) far-field intensity of two-channel vortex beam ($l=\pm 2$) at 1.1 THz under RCP wave incidence.

波和 RCP 波的交叉极化反射相位进行独立调控, 根据相位卷积和共享孔径原理, 该超表面实现了多通道涡旋、聚焦、完美涡旋等功能, 有效提高了电磁空间的利用率, 对设计多功能超表面提供了一种方便有效的方法, 具有十分广阔的应用前景。

参考文献

- [1] Feng C H, Otani C 2021 *Crit. Rev. Food Sci. Nutr.* **61** 2523
- [2] Song Z Y, Chen A P, Zhang J H 2020 *Opt. Express* **28** 2037
- [3] Zhang Y B, Wu P H, Zhou Z G, Chen X F, Yi Z, Zhu J Y, Zhang T S, Ji H G 2020 *IEEE Access* **8** 85154
- [4] Hu X Z, Zheng D Y, Lin Y S 2020 *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* **126** 110
- [5] Liu X, Huang J, Chen H 2022 *Photonics Res.* **10** 1090
- [6] Zhang Z, Wen D, Zhang C 2018 *ACS Photonics* **5** 1794
- [7] Liu Y Q, Che Y X, Qi K N, Li L S, Yin H C 2020 *Opt. Commun.* **474** 126061
- [8] Huang J, Fu T, Li H, Shou Z, Gao X 2020 *Chin. Opt. Lett.* **18** 013102
- [9] Wang H, Zhang Z, Zhao K, Liu W, Wang P, Lu Y 2021 *Chin. Opt. Lett.* **19** 053601
- [10] Ma Z J, Hanham S M, Gong Y D, Hong M H 2018 *Opt. Lett.* **43** 911
- [11] Yang L J, Li J S, Yan D X 2022 *Opt. Commun.* **516** 128234
- [12] Jiang Q, Jin G, Cao L 2019 *Adv. Opt. Photonics* **11** 518
- [13] Bao Y, Yan J, Yang X, Qiu C, Li B 2020 *Nano Lett.* **21** 2332
- [14] Gao P, Chen C, Dai Y W, Wang X L, Liu H 2023 *Opt. Mater.* **145** 114448
- [15] Ma Z, Li P, Chen S, Wu X 2022 *Nanophotonics* **11** 1847
- [16] Zang X, Yao B, Chen L, Xie J, Guo X, Balakin A, Shkurinov A, Zhuang S 2021 *Light: Adv. Manuf.* **2** 148
- [17] Li S, Li Z, Han B, Huang G, Liu X, Yang H, Cao X 2022 *Front. Magn. Mater.* **9** 854062
- [18] Liu J, Cheng Y, Chen F, Luo H, Li X 2023 *Infrared Laser Eng.* **52** 20220377
- [19] Fu C, Zhao J, Li F, Li H 2023 *Micromachines* **14** 465
- [20] Sun S, Ma H F, Gou Y, Zhang T Y, Wu L W, Cui T J 2023 *Adv. Opt. Mater.* **11** 2202275
- [21] Fan J, Cheng Y 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 025109
- [22] Fu X M, Yang J, Wang J F, Ding C, Han Y J, Jia Y X, Liu T H, Zhu R C, Qu S B 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200678
- [23] Zhang L, Liu S, Cui T 2017 *Chin. Opt.* **10** 1
- [24] Liu W, Yang Q, Xu Q, Jiang X, Wu T, Gu J, Han J, Zhang W 2022 *Nanophotonics* **11** 3631
- [25] Li J S, Guo F L, Chen Y 2023 *Opt. Commun.* **537** 129428

Radian and rotation co-induced phase controlling terahertz metasurfaces^{*}

JIANG Mingyang LI Jiusheng[†]

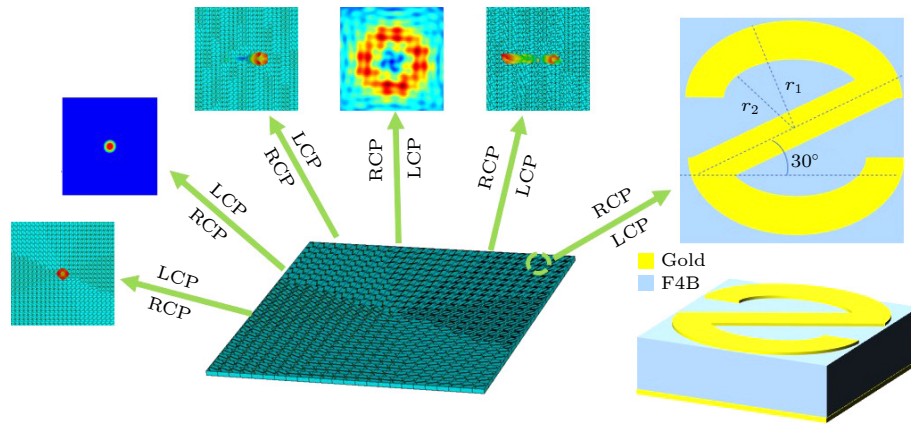
(Center for THz Research, China Jiliang University, Hangzhou 310018, China)

(Received 20 October 2024; revised manuscript received 24 November 2024)

Abstract

Metasurfaces have the characteristics of simple structure, easy fabrication, easy integration, etc., and can flexibly control electromagnetic waves. They are widely used in terahertz filters, lenses, polarization converters, wavefront adjustment and terahertz imaging and so on. By encoding and arranging unit cells with different amplitudes and phases according to a certain rule, the metasurfaces can achieve various functions such as imaging, focusing, beam splitting, and vortex beam. The reported coding metasurfaces are phase-modulated according to geometric phase or transmission phase theory. However, geometric phase has spin-locking property and transmission phase has single-frequency property, which hinder the applications of a unified metasurface in simultaneously regulating geometric phase and transmission phase.

To address the above issues, in this work, we propose an radian and rotation co-induced phase modulation metasurface, whose unit cell independently modulates the cross-polarized reflection phases of LCP wave and RCP wave and has a certain bandwidth, which meets therequirement in a frequency region of 1–1.2 THz. Through the principle of phase convolution and shared aperture, the metasurface realizes the vortex beams with a topological charge of ± 1 , focusing with a focal length of 1500 μm , the deflected vortex beams with a topological charge of ± 2 , the quasi-perfect vortex beams, and the multichannel vortex beams. The structure has the advantages of simple structure, flexible and convenient regulation, and compact size, which improves the utilization of the electromagnetic space and has a broad application prospect in the future terahertz communication systems.



Keywords: terahertz metasurfaces, radian induction, geometrical phase, vortex, focus

PACS: 87.50.U–, 74.25.Uv, 03.65.Vf

DOI: 10.7498/aps.74.20241465

CSTR: 32037.14.aps.74.20241465

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62271460) and the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. LZ24F050005).

[†] Corresponding author. E-mail: lijsh2008@126.com

弧度与旋转共同诱导相位调控太赫兹超表面

蒋铭阳 李九生

Radian and rotation co-induced phase controlling terahertz metasurfaces

JIANG Mingyang LI Jiusheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 028701 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241465

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241465>

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

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>

基于几何相位的太赫兹编码超表面反射器研制与测试

Encoding terahertz metasurface reflectors based on geometrical phase modulation

物理学报. 2023, 72(24): 248707 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230989>

基于导波驱动相变材料超构表面的基波及二次谐波聚焦

Fundamental wave and second-harmonic focusing based on guided wave-driven phase-change materials metasurfaces

物理学报. 2022, 71(3): 034208 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211596>

太赫兹多波束调控反射编码超表面

Terahertz multibeam modulation reflection-coded metasurface

物理学报. 2023, 72(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221962>

基于超表面的多波束多模态太赫兹涡旋波产生

Multi-beam multi-mode vortex beams generation based on metasurface in terahertz band

物理学报. 2021, 70(18): 188701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210897>

相变材料与超表面复合结构太赫兹移相器

Terahertz phase shifter based on phase change material-metasurface composite structure

物理学报. 2021, 70(7): 074201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201495>