

基于几何相位超表面的高效独立双频点 圆偏振太赫兹波束调控

刘佳琪¹, 程用志¹, 陈 浮¹, 罗 辉¹, 李享成²

(1. 武汉科技大学 信息科学与工程学院, 湖北 武汉 430081;
2. 武汉科技大学 耐火材料与冶金国家重点实验室, 湖北 武汉 430081)

摘要: 为了克服超表面普遍具有的波长依赖性,提出了一种基于几何相位的多功能超薄超表面,在双频点处对透射圆偏振太赫兹波实现独立波前调控。该超表面单元由表层金属层和中介质层组成,其中表层金属图案相同,均是由双 C 型开口环谐振器、中间金属圆环和长方形金属片谐振器构成。通过分别旋转表层金属谐振器,可以控制交叉偏振透射光具有相同的振幅和不同的相位。将单元结构按照特定的规律排列,可对入射波的波前实现任意调控,例如,在低频 $f_1 = 0.701$ THz,分别实现了携带拓扑电荷数+1、+2、+3、+4 的涡旋波束,其纯度均在 60% 以上;在高频 $f_2 = 1.663$ THz,实现了对入射圆偏振波的汇聚,且焦距误差仅为 0.04。仿真结果表明,设计的超表面在双频点处对电磁波具有良好的调控。

关键词: 太赫兹; 双频点; 几何相位超表面; 波前操控

中图分类号: O439 文献标志码: A DOI: 10.3788/IRLA20220377

High-efficiency wavefront manipulation based on geometric phase metasurface for circularly polarized terahertz wave at two frequencies independently

Liu Jiaqi¹, Cheng Yongzhi¹, Chen Fu¹, Luo Hui¹, Li Xiangcheng²

(1. School of Information Science and Engineering, Wuhan University of Science and Technology, Wuhan 430081, China;
2. The State Key Laboratory of Refractories and Metallurgy, Wuhan University of Science and Technology, Wuhan 430081, China)

Abstract: In order to overcome the common frequency-dependent behavior of metasurface (MS), an ultrathin and multifunctional MS that based on geometric phase is proposed to control wavefront independently of transmitted circular polarized (CP) terahertz (THz) waves at two different THz frequencies. The unit-cell of MS consists of two layers metal structure separated with dielectric substrate layer. The metal layer pattern is the same, which is made of double-C-shaped-ring (DCSR) resonator structures and the middle metal ring and rectangular metal patch (RMP) resonator structure. By rotating the metal resonators ring on the top layer separately, the cross-polarized transmitted wave can be controlled to have the same amplitude and correspondingly different phases.

收稿日期:2022-06-02; 修订日期:2022-07-15

基金项目:国家自然科学基金(51972242);湖北省创新研究团队科学基金(2020CFA038);湖北省重点研发项目(2020 BAA028)

作者简介:刘佳琪,女,硕士生,主要从事太赫兹超表面器件设计方面的研究。

导师简介:程用志,男,教授,博士,主要从事电磁与光学超表面理论、设计与应用方面的研究。

李享成,男,教授,博士,主要从事高温电磁功能材料理论、设计与应用方面的研究。

By appropriately arranging the array of unit-cell, the designed MS has ability to arbitrarily manipulate the wavefront. For example, the vortex beam, which carry orbital angular momentum (OAM) with topological charge of $l = +1, +2, +3$ and $+4$, can be generated and the corresponding all mode purities are greater than 60% at the lower frequency of $f_1 = 0.701$ THz; the CP wave focusing effect can be achieved and its error is only 0.04 at the higher frequency of $f_2 = 1.663$ THz. The simulation results show that the designed MS is good at manipulating electromagnetic waves at two different THz frequencies.

Key words: terahertz; dual-frequency; geometric phase metasurfaces; wavefront manipulation

0 引言

太赫兹 (Terahertz, THz) 辐射是指频率在 0.1~10 THz 间的电磁辐射, 其范围位于光谱中的微波与红外光波之间。太赫兹波在频谱的特殊位置决定了其具有瞬态性强、穿透性好、保密性高等众多优势^[1-2]。相比于被广泛研究的微波段, 太赫兹波段的波长更短, 频谱资源更丰富且通信容量更满足下一代 6G 通信工作频段的需求。随着对太赫兹波段研究的日益成熟, 太赫兹波在宽带通信、无损探测、医学成像等各个领域显现出广阔的应用前景^[3-5]。

传统天然材料已经无法满足人们对电磁波波前调控的要求, 尤其是太赫兹频段的波前调控^[6-7]。超材料可为波前调控设备提供任意的等效介电常数和磁导率, 通过对超材料单元进行特定的设计, 可使其在太赫兹波段产生最佳的电磁响应特性^[8-9], 为制备太赫兹波段的波前调控器件提供了一个新的平台。超表面是一种由超材料结构单元组成的超薄二维平面阵列, 具有轻薄、剖面小等优点。通过调整超表面单元结构的尺寸或材料电磁参数, 对其进行周期性排列, 可实现单元结构之间的电磁耦合响应, 从而对入射电磁波的幅值、相位、偏振等宏观电磁特性进行相应调控^[10-13]。目前, 超表面在太赫兹功能器件上取得了一定的进展, 例如超表面透镜^[14-15]、涡旋光束产生器^[16-18]、吸波器件^[19-20]等。但大多数超表面功能器件都工作在单频带或单一频点下, 在很大程度上限制了其潜在的应用。近年来, 虽然已有许多研究解决了太赫兹超表面器件的波长依赖性问题^[21-24], 使其可以工作在两个或更多不同频率, 但依旧存在着透射效率低下 (<0.5) 和制造工艺复杂等问题^[25-27]。因此, 设计能够在两个频点独立工作的超薄、高效多功能超表面显得尤为重要。

文中设计了一种三层透射型超表面。通过旋转谐振器, 在双频点处均实现对圆偏振入射波的高效调制 (>0.75)。仿真结果验证了设计的多功能超表面器件在双频点处均可实现涡旋光束和光束汇聚两种调控效果。该研究结果为超表面独立调控双频点高效太赫兹光束提供了一种新思路, 在通信、传感等领域有较大的应用潜力。

1 理论分析与结构设计

1.1 几何相位理论分析

为了利用超表面实现双频点太赫兹圆偏振光束的独立高效调控, 需要设计能够独立地控制透射波和入射波的单元结构。通过引入几何相位原理来对圆偏振波进行独立调控, 使得超表面上的各个单元具备幅值相近、相位可以独立调控的透射波。假设一束均匀平面波垂直入射到超表面单元上, 对于任意偏振方向的入射波, 其电场可以由两个分解量组成, 即 x 方向上的电场分量 E_{ix} 和 y 方向上的电场分量 E_{iy} , 则透射波电场 E_{tx} 和 E_{ty} 与入射电场 E_{ix} 和 E_{iy} 之间的关系可以用以下传输矩阵来表示:

$$\begin{bmatrix} E_{tx} \\ E_{ty} \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{xx} & t_{xy} \\ t_{yx} & t_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix} \quad (1)$$

若以单元结构的中心轴为旋转中心, 以 z 轴为旋转轴, 将单元结构沿旋转轴旋转角度数 α , 则传输矩阵可以推演至如下方程:

$$T^{XY}(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} t_{xx} & t_{xy} \\ t_{yx} & t_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中: t_{xx} 为 x 线偏振入射, x 线偏振出射的同极化透射系数; 以此类推, t_{xy}, t_{yx}, t_{yy} 对应于各个线偏振的透射系数。同时, 再利用变换矩阵 (3), 将线偏振传输矩阵

进行运算转换,从而得到相应的圆偏振传输矩阵 (4):

$$\Lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ j & -j \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$T^{LP}(\alpha) = \Lambda^{-1} T^{XY}(\alpha) \Lambda \quad (4)$$

式中: LR 为入射波的偏振态; L 为左旋圆偏振; R 为右旋圆偏振; $T^{LP}(\alpha)$ 为圆偏振波入射时的透射矩阵。

$$\begin{aligned} t_{LL} &= \frac{1}{2} [(t_{xx}-t_{yy})-j(t_{xy}+t_{yx})] e^{-j2\alpha} \\ t_{RR} &= \frac{1}{2} [(t_{xx}-t_{yy})+j(t_{xy}+t_{yx})] e^{j2\alpha} \\ t_{RL} &= \frac{1}{2} [(t_{xx}+t_{yy})+j(t_{xy}-t_{yx})] \\ t_{LR} &= \frac{1}{2} [(t_{xx}+t_{yy})-j(t_{xy}-t_{yx})] \end{aligned} \quad (5)$$

由公式 (5) 可以看出, 在线偏振波激励下, 当单元结构的共偏振透射系数幅度相等且近似为 1 或交叉偏振透射系数幅度接近 0, 且相位相差 $\pm 180^\circ$ 时, 则上述传输矩阵 (4) 可以写为:

$$T^{LP}(\theta) = \begin{bmatrix} 0 & \exp(-i2\theta) \\ \exp(i2\theta) & 0 \end{bmatrix} \quad (6)$$

公式 (5)、(6) 表明, 通过对单元进行旋转操作, 能够实现入射电磁波的相位调控。因此当单元的旋转角为 θ 时, 透射的电磁波将产生附加相位为 $\alpha = \pm 2\theta$ 。

1.2 结构设计

图 1(a)、(b) 分别给出了所提出超表面单元的俯视图和侧视图。该单元由金属-电介质-金属三层结构构成, 其中表面金属层的材质是金属铜, 中间介质层为相对介电常数 $\epsilon = 3.5$ 的聚酰亚胺 (Polyimide, PI) 且厚度为 t_d 。超表面单元结构顶层与底层金属结构相

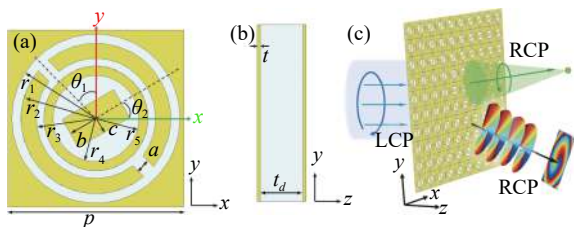


图 1 超表面单元示意图。(a) 俯视图; (b) 侧视图; (c) 功能示意图
Fig.1 Schematic diagram of the unit-cell of metasurface. (a) Top view; (b) Lateral view; (c) Schematic illustration of function

同, 均由双 C 型开口环谐振器、中间金属圆环和长方形金属片谐振器组成。双 C 型开口环谐振器和长方形金属片谐振器分别用于独立调控低频和高频太赫兹正交圆偏振波, 中间金属圆环和空槽避免了低频和高频透射太赫兹正交圆偏振波产生强烈谐振耦合效应。

为了验证所设计的单元结构是否满足旋转型超表面单元的设计要求, 采用时域有限差分算法模拟仿真超表面单元, 在 x 和 y 方向为周期性边界, z 方向为开放边界。入射波为圆偏振波, 沿 $-z$ 轴垂直入射, 通过数值模拟优化, 确定单元结构的最佳几何参数: $p=115 \mu\text{m}$, $t_d=28 \mu\text{m}$, $t=2 \mu\text{m}$, $r_1=55 \mu\text{m}$, $r_2=49 \mu\text{m}$, $r_3=39 \mu\text{m}$, $r_4=34 \mu\text{m}$, $r_5=28 \mu\text{m}$, $a=9 \mu\text{m}$, $b=19.5 \mu\text{m}$, $c=10.5 \mu\text{m}$ 。基于几何相位原理, 通过围绕中心轴分别旋转单元的双 C 型开口环谐振器和长方形金属片谐振器, 可对入射圆偏振波幅值和相位进行调控。如图 1(c) 所示, 将设计的单元结构沿 x 方向和 y 方向分别依次进行周期排列布阵可得到具有聚焦功能和能产生涡旋相位的超表面。

如图 2 所示, 当入射波为线性 x 偏振和 y 偏振时, 在最佳工作频率范围内 (0.69~0.71 THz 和 1.64~1.69 THz), 单元结构透射幅值满足 $|t_{xx}| \approx |t_{yy}| \approx 0.8$, t_{xx} 和 t_{yy} 之间的相位差近似等于 180° , 优化结果基本满足如公式 (5) 所描述的旋转相位的理论条件, 因此上述仿真结果进一步表明了通过独立改变单元结构的谐振器旋转角, 可实现对入射圆偏振波的幅值和相位的有效调制。相反, 在最佳共振频率范围外, t_{xx} 和 t_{yy} 之间的相位差不满足理论值 180° 且相应的 t_{xx} 和 t_{yy} 的透射幅值相对较低。文中以 $f_1 = 0.701 \text{ THz}$ 和 $f_2 = 1.663 \text{ THz}$ 两个频点为例, 对圆偏振波进行调控。

为了进一步探讨单元结构双频点谐振响应原理, 将入射波设为左旋圆偏振 (left-handed circular polarization, LCP) 波, 分别在低频 $f_1 = 0.701 \text{ THz}$ 和 高频 $f_2 = 1.663 \text{ THz}$ 处对单元结构进行仿真, 分析表面电流分布和表面电场强度分布。图 3(a)、(b) 展示了在低频 $f_1 = 0.706 \text{ THz}$ 处, 单元结构表层金属产生的表面电流分布, 从图中可看出其电流主要集中在双 C 型开口环谐振器上, 且两侧的双 C 型开口环谐振器上的电流流动方向相反, 易形成磁偶极子谐振, 因此双 C 型开口

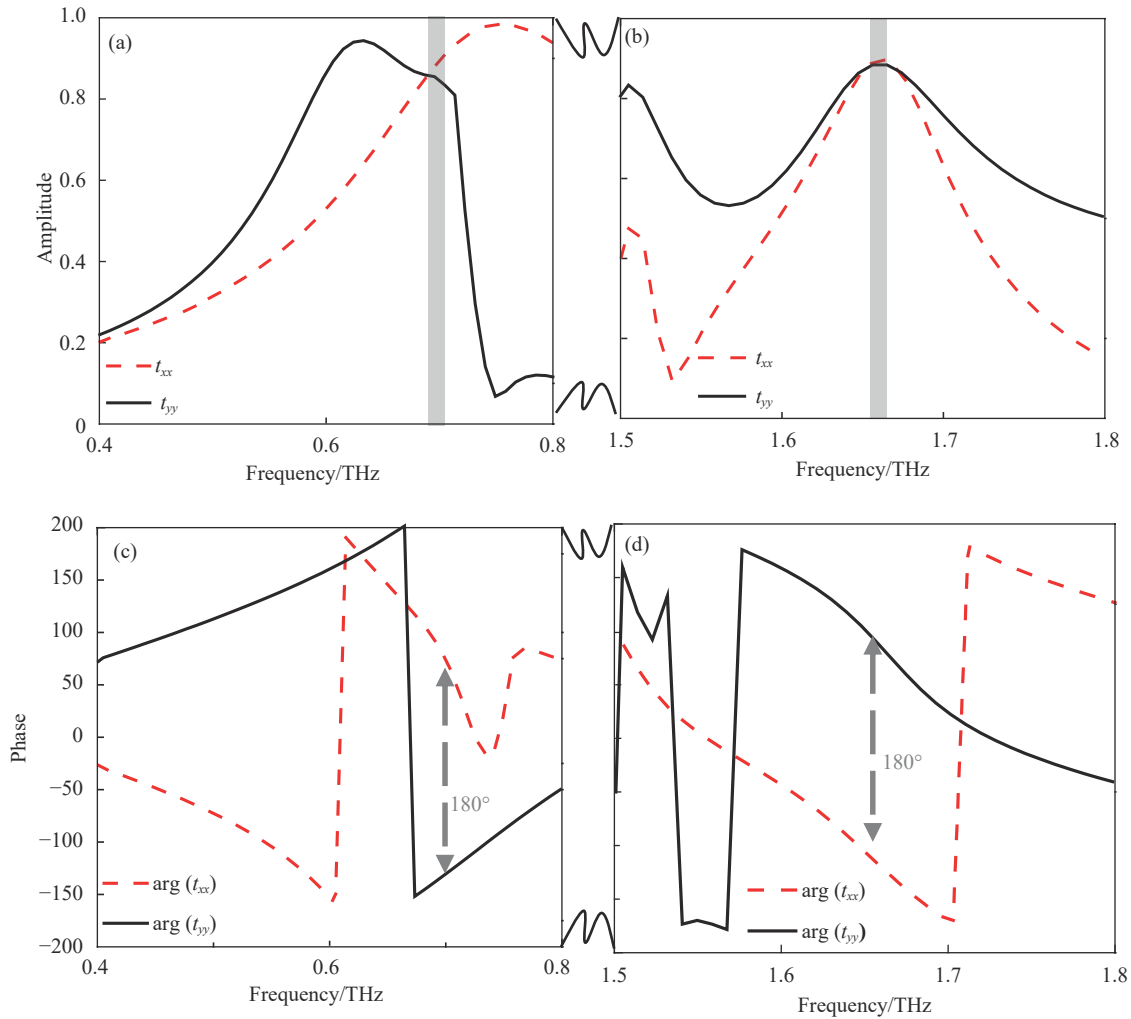


图 2 线偏振波入射到设计的超表面结构时的透射 (a), (b) 幅值和 (c), (d) 相位

Fig.2 Transmission ((a), (b)) amplitude and ((c), (d)) phase of the designed metasurface structure under the incident linearly polarized wave

环谐振器对圆偏振波可产生较强的转换响应, 相较而言, 长方形金属片谐振器的电流很微弱。同样地, 在高频 $f_2 = 1.663$ THz 处, 从图 3(d)、(e) 可以看出其电流主要聚集在中间金属圆环和长方形金属片谐振器上, 且两侧表面电流流动方向相反可产生磁偶极子谐振, 而外部的双 C 型开口环电流密度几乎为零。因此不难看出, 在不同工作频点处产生电磁响应的谐振器是不同的。图 3(c)、(f) 给出了单元结构工作在不同频点处的表面电场强度分布图, 再次验证了在高低频点处, 产生的谐振响应的结构分别是长方形金属片谐振器和双 C 型开口环谐振器。此外, 中间的金屬圆环和空槽对同时工作在两个不同频点的谐振器起到了隔离的作用, 保证两个谐振器可以独立高效地在相应频点处对入射圆偏振波进行调控。通过对表面电流和

电场强度的仿真, 更详细地阐释了所设计的单元结构对高频和低频分别产生电磁谐振耦合响应的机理。

当 LCP 波作为入射波时, 固定长方形金属片谐振器旋转角 $\theta_2 = 0^\circ$ 并且改变双 C 型开口环谐振器的转角 θ_1 , 使其以 22.5° 的间隔在 $0^\circ \sim 180^\circ$ 范围内变化, 如图 4(a) 和 4(b) 所示, 在 $0.5 \sim 0.8$ THz 范围内可得到透射右旋偏振 (right-handed circular polarization, RCP) 波的幅值和相位谱。从仿真结果可以看出, 在低频 $f_1 = 0.701$ THz 处, 透射幅值高达 0.75, 相位满足 $0^\circ \sim 360^\circ$ 范围覆盖且每个单元的相位间隔约为 45° 。同样地, 固定双 C 型开口环谐振器的旋转角 $\theta_1 = 0^\circ$ 并且旋转长方形金属片谐振器转角 θ_2 , 使其以 22.5° 的间隔在 $0^\circ \sim 180^\circ$ 范围内变化。如图 4(c) 和 4(d) 所示, 在 $1.5 \sim 1.8$ THz 范围内可得到透射 RCP 波的幅值和相位谱,

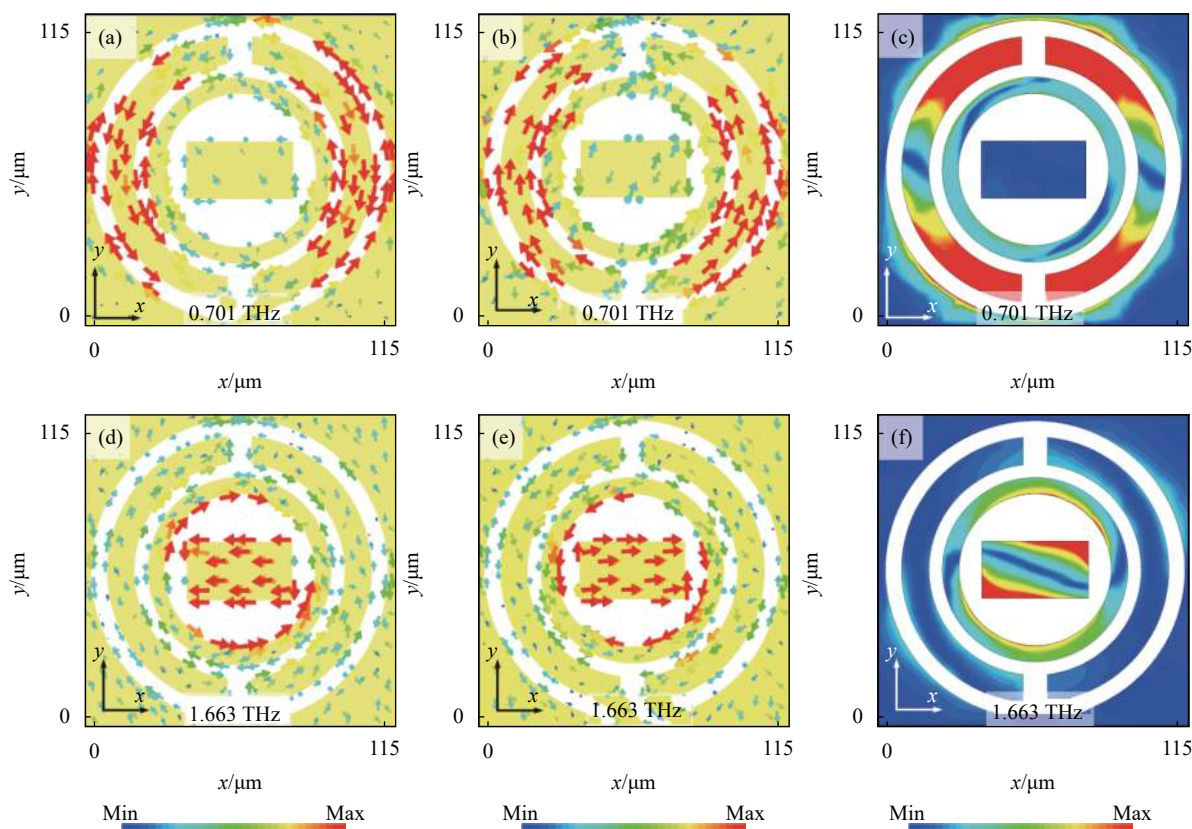


图 3 沿 $-z$ 轴方向入射的 LCP 波在 (a)~(c) 低频 $f_1 = 0.701$ THz 和 (d)~(f) 高频 $f_2 = 1.663$ THz 处仿真得到的单元结构 (a)、(b)、(d)、(e) 表面电流分布和 (c)、(f) 电场强度分布图

Fig.3 (a), (b), (d), (e) The induced surface current and (c), (f) electric field distributions of unit-cell structure at (a)~(c) $f_1 = 0.701$ THz and (d)~(f) $f_2 = 1.663$ THz for the incident LCP waves along the $-z$ axis direction

从仿真结果可以看出, 在高频 $f_2 = 1.663$ THz 处, 透射的 RCP 波幅值高达 0.8, 相位也满足 $0\sim 360^\circ$ 范围覆盖且每个单元的相位间隔同样约为 45° 。综上所述, 所提出的超表面在两个特定谐振频点处具有良好的圆偏振转换效率且相位分布满足设计要求。

图 5 展示了入射 LCP 波在低频 $f_1 = 0.701$ THz 处和 高频 $f_2 = 1.663$ THz 处, C 型开口环谐振器旋转角度 $\theta_1 = 0^\circ, 32.7^\circ, 55.11^\circ, 79^\circ, 102^\circ, 122.5^\circ, 145^\circ, 166^\circ$ 和 长方形金属谐振器旋转角度 $\theta_2 = 0^\circ, 22.29^\circ, 44.1^\circ, 65.2^\circ, 77.2^\circ, 100^\circ, 134^\circ, 156.6^\circ$ 所对应的相位突变分别为 $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, -180^\circ, -135^\circ, -90^\circ, -45^\circ$ 左右, 并且展示了各个旋转角所对应的透射 RCP 波的幅值。其仿真结果表明相位突变角度符合几何相位原理并且交叉圆偏振波的幅值具有高效性。其次, 在各谐振器所对应的频点处, 各个单元产生的突变相位值可以被认为是线性变化的。进一步证明了笔者所设计的

单元结构在所选的频点处可对太赫兹波前进行调控。

此外, 考虑到有关交叉极化波的一个普遍问题, 对具有互易性、无源的单层金属结构的亚波长透射单元进行研究, 其研究表明该单层金属单元只有透射交叉极化波的相位可以调控, 其对应的共极化相位受到了限制。此外, 单元只具有电谐振特性, 且只能满足覆盖范围为 $0\sim\pi$ 的相位变化, 无法实现完全的 $0\sim 2\pi$ 相位覆盖。因此, 其透射交叉极化耦合效率被限制在 25%^[28-30]。考虑到单层金属单元的局限性, 采用双层金属结构的超表面进行模拟研究, 用较厚的设计, 去克服存在的限制。其结果说明该双层金属单元可以同时实现电谐振和磁谐振效应, 且能实现 $0\sim 2\pi$ 范围的相位变化, 在效率上有了很大的提升且制作工艺简单, 体积轻薄。因此, 提出的双层金属结构的超表面在性能上发挥出了巨大的优势, 为超表面的设计提供了新的发展平台。

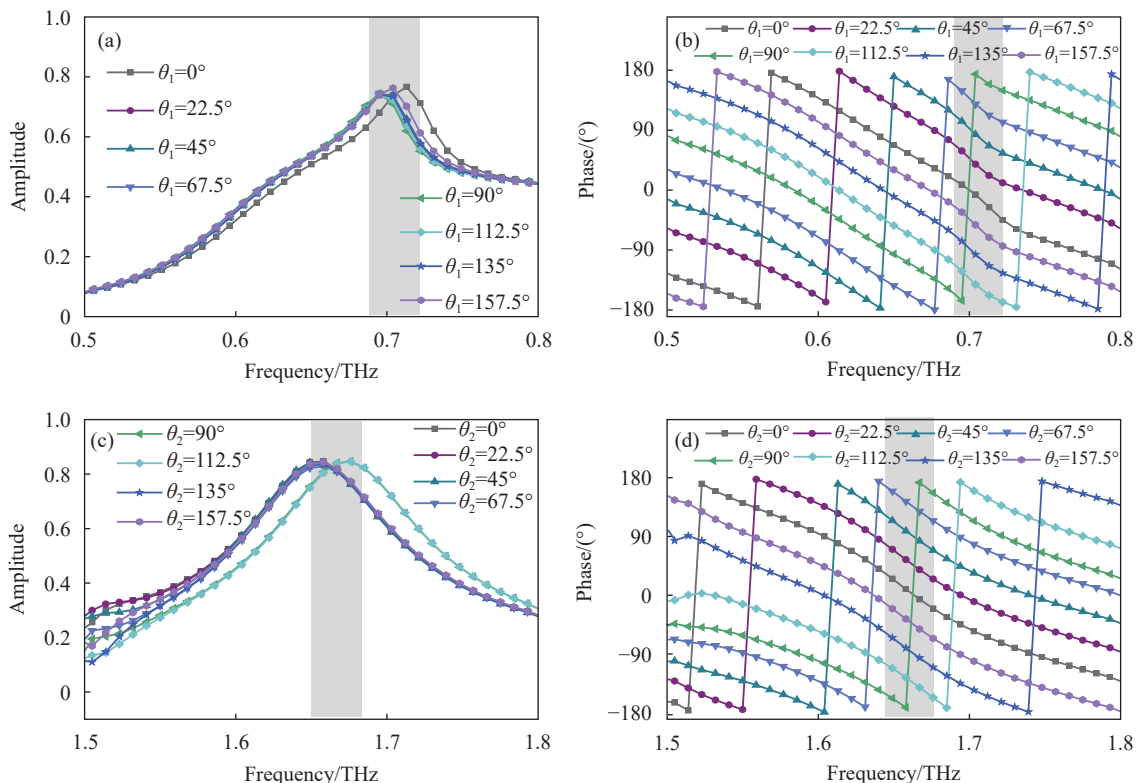


图 4 设计的超表面单元的两个不同谐振器结构旋转角以 22.5°为间隔分别旋转 8 个不同角度时, 仿真得到的透射 RCP 波在 (a), (b) 低频和 (c), (d) 高频范围内的 (a), (c) 幅值和 (b), (d) 相位谱

Fig.4 When the rotation angles of the two different resonator of the designed unit-cell structure are rotated with 8 different angles at an interval of 22.5°, the simulated (a), (c) amplitude and (b), (d) phase under the transmitted RCP wave at the (a), (b) lower and (c), (d) higher frequency range

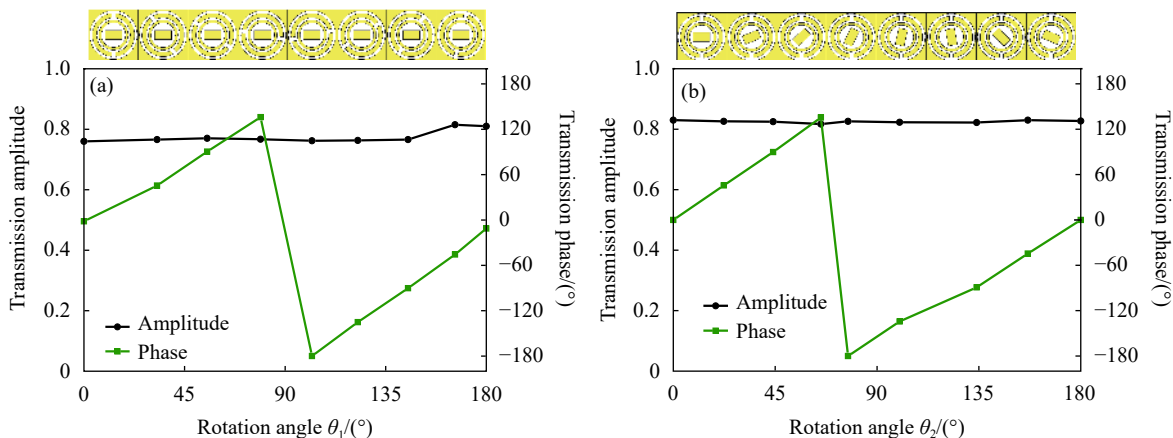


图 5 (a) 拥有 8 个不同旋转角双 C 型开口环结构的超单元示意图以及在 0.701 THz 处的透射 RCP 波幅值和相位; (b) 拥有 8 个不同旋转角双长方形金属贴片结构的超单元示意图以及在 1.663 THz 处的透射 RCP 波幅值和相位

Fig.5 (a) Schematic diagram of unit-cell with DCSR structure and 8 different rotation angles and the amplitude and phase of the transmitted RCP wave at 0.701 THz; (b) The unit-cell with RMP structure and 8 different rotation angles and the amplitude and phase of the transmitted RCP wave at 1.663 THz

2 独立调控 THz 超表面器件

2.1 涡旋光束产生器

利用所提出的单元设计携带轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 的涡旋波束, 其主要特点是具有中心强度始终为零的幅值零点 (即相位奇点, 在幅值图中心处呈现暗环) 和独特的螺旋形相位分布^[31-32]。假设超表面携带的拓扑电荷数为 l , 以其中心为原点, 则各单元的坐标位置可表示为 (x, y) , 那么每个单元的相位分布 $\varphi(x, y)$ 需要满足如下公式:

$$\varphi(x, y) = \begin{cases} l \cdot (\arctan(y/x)) & x \geq 0, y > 0 \\ l \cdot (\arctan(y/x) + \pi) & x < 0 \\ l \cdot (\arctan(y/x) + 2\pi) & x > 0, y \leq 0 \end{cases} \quad (7)$$

式中: $\varphi(x, y)$ 的变化范围是 $0 \sim 2\pi$ 。从公式 (7) 可以看

出, 通过改变 l 的值可以产生携带不同拓扑电荷数的涡旋波超表面。这相较于之前常用的“八阶量化法”排布方式有了很大的改进。

文中设计了携带四种不同拓扑电荷数 ($l=+1, +2, +3$ 和 $+4$) 的涡旋波超表面。如图 6 所示, 每个涡旋超表面由 14×14 个单元结构组成, 总的面积大小为 $1.61 \text{ mm} \times 1.61 \text{ mm}$ 。以低频点 $f_1 = 0.701 \text{ THz}$ (波长为 $427.96 \mu\text{m}$) 为例, 使超表面产生具有螺旋相位的涡旋波束。在数值模拟仿真时, 采用 LCP 高斯光束分别对上述四个超表面进行验证。将高斯光束的频率设定为 $f_1 = 0.701 \text{ THz}$, 电场的 x 和 y 分量的幅值为 1 V/m , 分别垂直入射到距离为 $500 \mu\text{m}$ 的四个超表面上 (见图 6)。为了使高斯光束均匀覆盖整个超表面, 将束腰半径设置为 $500 \mu\text{m}$ (直径大于整个超表面, 图 6

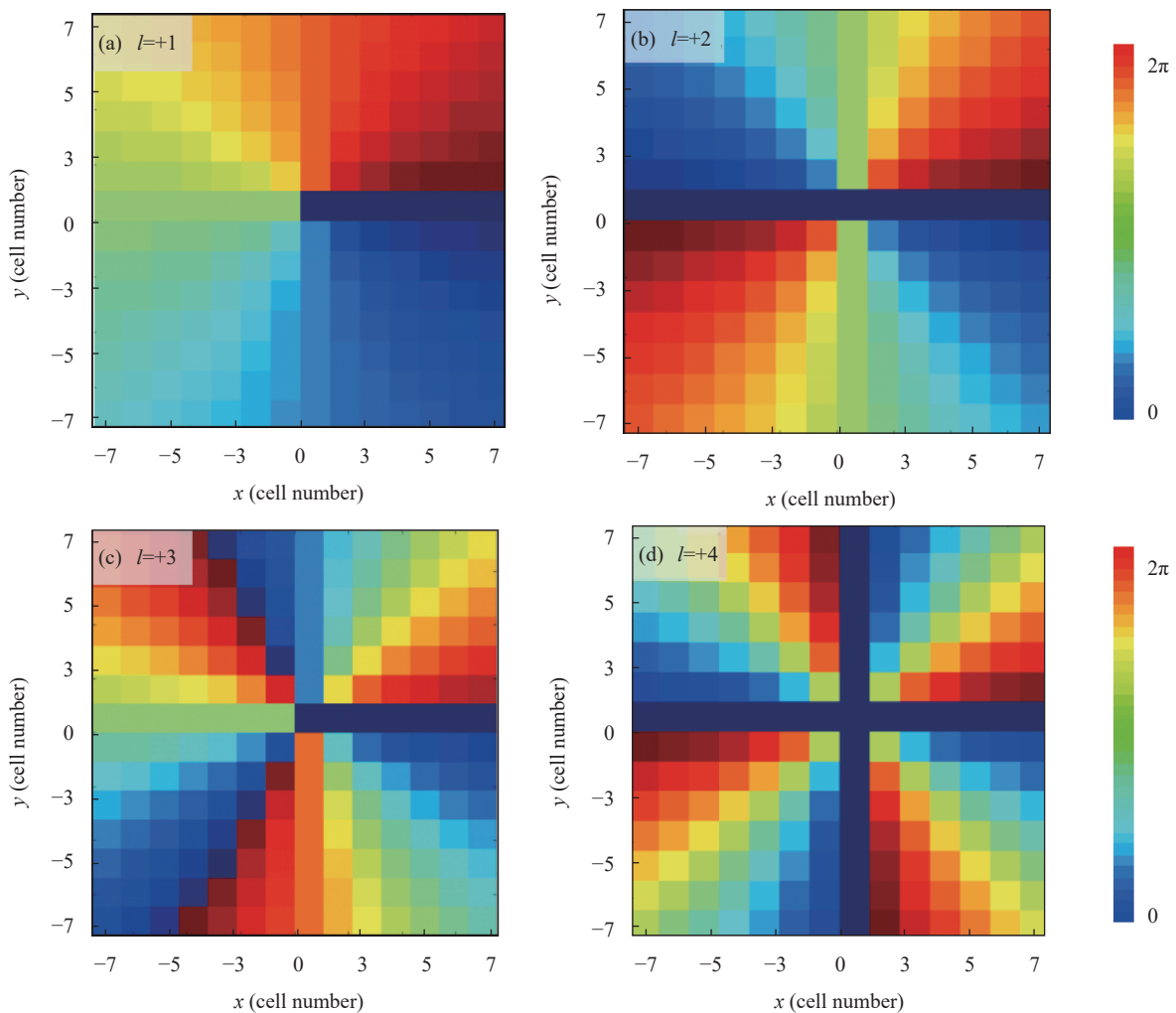


图 6 四种用于产生拓扑电荷数分别为 (a) $l=+1$, (b) $l=+2$, (c) $l=+3$, (d) $l=+4$ 的涡旋波束超表面

Fig.6 Four kinds of metasurface for generating the vortex beam with topological charge numbers, (a) $l=+1$, (b) $l=+2$, (c) $l=+3$, (d) $l=+4$

中超表面的对角线为 $1788\ \mu\text{m}$), 并且让焦斑位于整个超表面的中心。在数值计算中, 将 x 、 y 和 z 轴方向上的边界均设置为开放边界条件进行仿真。为了避免

电磁波的近场干扰, 场监视器设置在距离超表面 $2.5\ \text{mm}$ 处, 以便更清楚的观察透射 RCP 波的幅值强度以及相位分布情况, 如图 7 所示。

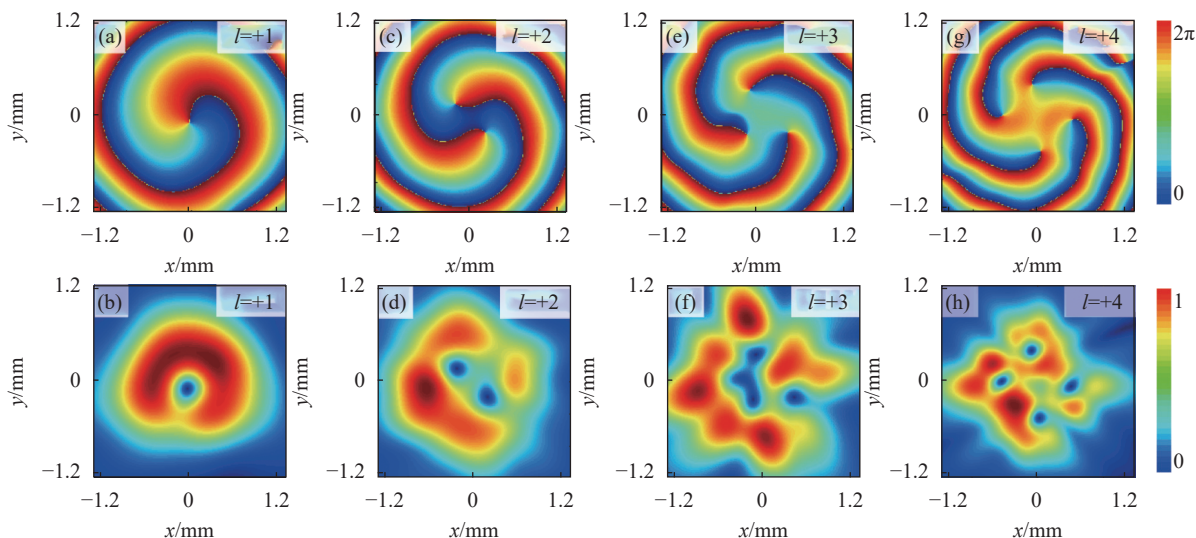


图 7 $f_1 = 0.701\ \text{THz}$ 处携带不同拓扑电荷数 (a),(b) $l = +1$, (c),(d) $l = +2$, (e),(f) $l = +3$ 和 (g),(h) $l = +4$ 的透射涡旋波束 (a),(c),(e),(g) 相位和 (b),(d),(f),(h) 幅值分布

Fig.7 The (a),(c),(e),(g) phase and (b),(d),(f),(h) amplitude distribution of transmitted vortex beam carried with different topological charge numbers (a),(b) $l = +1$, (c),(d) $l = +2$, (e),(f) $l = +3$ 和 (g),(h) $l = +4$ by the incident LCP wave at $f_1 = 0.701\ \text{THz}$

图 7(a),(b) 给出在低频 $f_1 = 0.701\ \text{THz}$ 处, 当 LCP 波垂直入射到拓扑电荷数为 $l = +1$ 的透射型超表面时, 在 xoy 观测面所观测到的透射相位和幅值分布。从幅值图中可以看到中心处呈现出一个暗环, 即一个幅值零点; 在相位图中可以看到相位呈螺旋状并随着方位角从 $0 \sim 2\pi$ 变化一周。图 7(c),(d) 可以看出, 当透射超表面携带拓扑电荷数为 2 时, 产生的涡旋波束的幅值中心有两个暗环, 而相位呈螺旋状并随着方位角由 0 变化到 4π 。此外, 文中还对携带拓扑电荷数 $l = +3$ 和 $l = +4$ 的超表面进行电磁仿真, 来验证设计的超表面还可以被用来产生高阶的涡旋光束, 如图 7(e),(f) 和图 7(g),(h) 所示。可以看到携带拓扑电荷数 $l = +3$ 和 $l = +4$ 的涡旋波束的幅值中心分别可见三个和四个暗环状幅值零点, 且螺旋相位随着方位角的变化分别从 0 变化到 6π 和 8π 。显然, 随着拓扑电荷数 l 的增加, 超表面相邻排列的相位梯度差增大, 幅值零点的个数也随之增加, 这符合涡旋波束的典型特性。通过电磁仿真模

拟验证, 模拟结果很好地与理论值符合, 证实了所设计的透射超表面在低频 $f_1 = 0.701\ \text{THz}$ 处不仅能产生具有螺旋相位的涡旋波束, 也可实现高阶的轨道角动量。该设计为超表面在多频点处实现携带高阶拓扑电荷数的涡旋波束产生器的研究提供了一个新的思路。

为进一步对超表面生成的涡旋电磁波进行分析, 用傅里叶变换公式 (8) 对四种模态进行了纯度分析。以仿真得到的涡旋波束相位奇点为圆心, 沿环形主波束选取的一个环形电场数据进行傅里叶变换处理, 得到各个涡旋光束对应的 OAM 谱^[33]。

$$A_l = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} E(\varphi) e^{-il\varphi} d\varphi \quad (8)$$

式中: $E(\varphi)$ 为选取电场的计算数据; A_l 为电场相应模态的幅度。

通过图 8 中所示的 OAM 谱得出结果: 超表面产生的涡旋波束主模态能量最高, 远超各次模的权值, 且四个波束的主模态能量均大 60%。证明设计的超

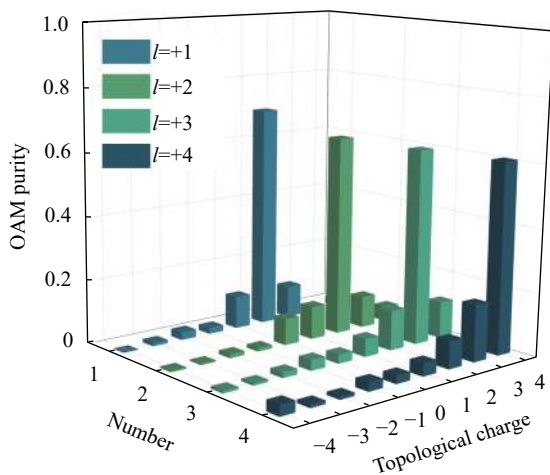


图 8 不同拓扑电荷数 l 下的相位纯度图

Fig.8 Phase purity plots with topological charge l

表面可以在低频 $f_1 = 0.701$ THz 处产生纯度较高的高阶的 OAM 波束, 具有良好的质量和可行性。

2.2 二维聚焦超透镜

为了进一步验证文中提出的超表面对电磁波的波前调控, 以高频 ($f_2 = 1.663$ THz) 为例, 按照梯度相

位规律对单元进行排列, 实现可以汇聚入射圆偏振光的超表面二维透镜阵列。

从原理示意图 9(a) 可以看出, 垂直入射的 LCP 光透过超表面后产生相位补偿并按预设的角度发生偏折, 使透射的 RCP 光束汇聚到一点。要实现上述聚焦现象, 超表面阵列透镜上任一点 (x,y) 对入射波的相位改变应满足公式 (9):

$$\Delta\Phi(x,y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{F^2 + x^2 + y^2} - F \right) \quad (9)$$

式中: $\Delta\Phi(x,y)$ 为聚焦超表面上每一个单元的相对相移; F 为预设的焦距。采用 MATLAB 对公式 (9) 进行计算, 得出二维聚焦超表面透镜阵列各单元所需相位分布如图 9(b) 所示。将焦距长度预设为 $F = 1.7$ mm, 计算出超表面二维透镜包含 15×15 晶格单元。LCP 从 $-z$ 方向垂直入射到超表面上, x 、 y 和 z 方向的边界条件均设置为开放型边界条件, 模拟开放的真空环境。采用时域有限差分算法对透过超表面的右旋圆偏振波的能量进行了模拟仿真, 分布结果如图 10 所示。

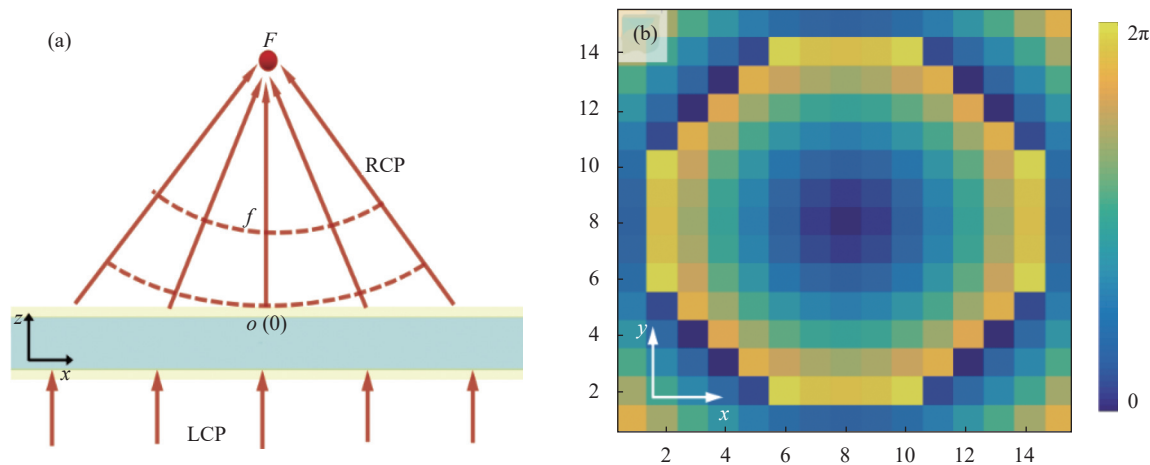


图 9 二维聚焦超透镜。(a) 原理示意图; (b) 相位分布

Fig.9 2D array of the designed metalens. (a) Schematic diagram; (b) Phase distribution

在高频 $f_2 = 1.663$ THz 处, 图 10(a) 为右旋圆偏振波在 xoz 截面上的电场能量分布图, 可以看出垂直入射的 LCP 波被显著地聚焦于超表面的另一侧, 焦点位于超表面中心轴线 $z = 1.618$ mm 处, 此处电场强度最大, 焦距轴线附近的电场得到明显增强, 证明实现了对波束汇聚的功能。图 10(b) 进一步给出 $z = 1.618$ mm 处, 沿 $+x$ 轴的能量分布。可以看出电场能量在超表面中心位置有良好的聚焦效果, 其能量密度

明显强于周边位置。计算得出透镜的半功率宽度 (FWHM) 为 0.245 mm, 这表明超透镜实现了亚波长聚焦。图 10(c) 展示了 $z = 1.618$ mm 处, RCP 在 xoy 截面的电场能量密度分布图, 图中的聚焦光斑清晰可见, 证明了设计的超表面对电磁波的汇聚具有良好的效果。图 10(d) 为超表面中心轴线上的电场能量归一化分布, 可看出位于 $z = 1.618$ mm 处电场强度最大, 与设计目标 F 相符, 进一步证明了聚焦透镜的可行性。

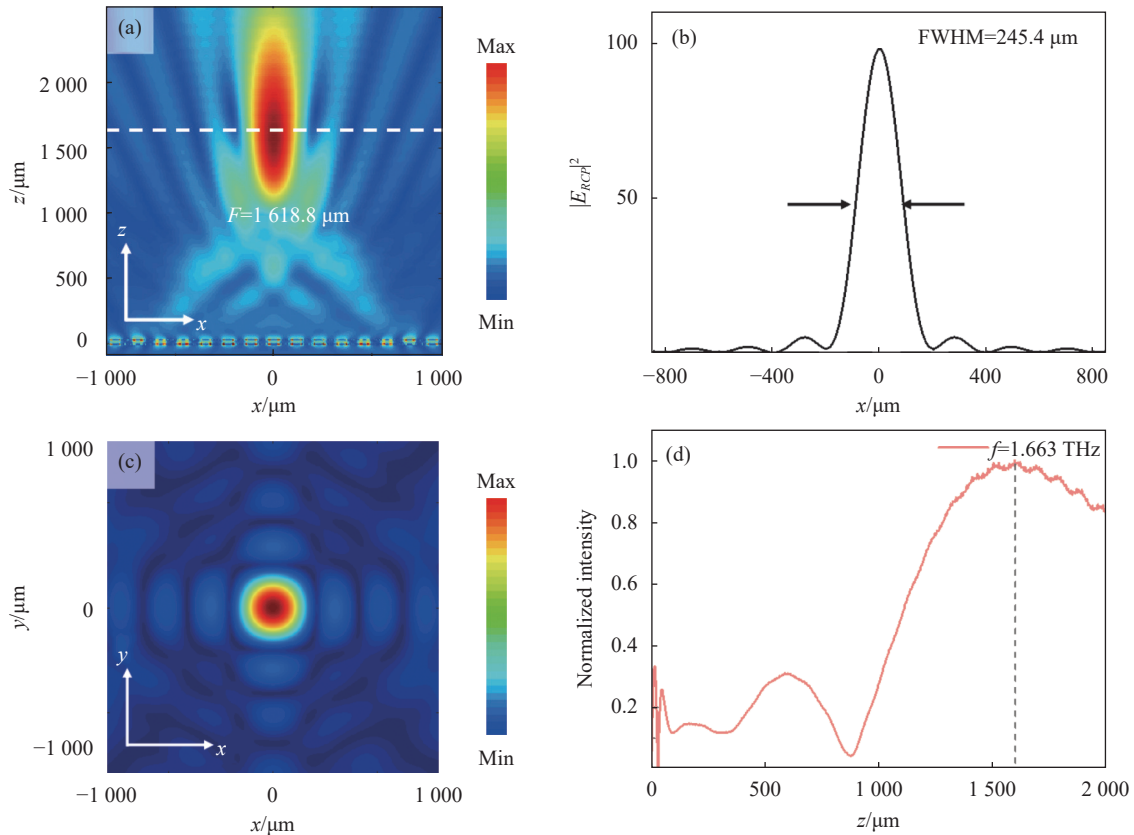


图 10 $f_2 = 1.663$ THz 时, 透射的 RCP 波在 (a) xoz 平面内和 (c) xoy 平面内的能量分布; (b) 焦点处平面沿 x 轴方向能量分布; (d) 透镜轴线上的能量分布

Fig.10 The electric field distributions in the (a) xoz plane; (c) xoy plane for the transmitted RCP wave at 1.663 THz; (b) The power distributions at the focal point along x axis for the transmitted RCP wave; (d) The power distributions along the axis of the metalens

3 结 论

文中提出一种基于金属-介质-金属三层超薄超表面。根据几何相位原理, 通过分别旋转谐振器的角度获得不同的相位变化, 对具有不同旋转角度的单元结构进行排布。以低频 $f_1 = 0.701$ THz 为例, 设计了拓扑荷数为+1、+2、+3、+4 的涡旋波束发生器; 以高频 $f_2 = 1.663$ THz 为例, 透射的 RCP 汇聚于 $F = 1.618$ mm 的焦点处, 仿真结果与理论设计吻合。该设计通过将金属谐振器和空槽间隔进行巧妙的排列, 降低了两个谐振器之间的耦合干扰, 并最终验证了所设计的超表面在双频点处高效独立调控太赫兹波的有效性。因此, 该超表面为实现多频点处高效独立操控电磁波、改善电磁调控器件性能方面有潜在应用价值。

参考文献:

[1] Nagatsuma T, Ducournau G, Renaud C. Advances in terahertz

communications accelerated by photonics [J]. *Natur Photonics*, 2016, 10(6): 371-379.

[2] Benz A, Krall M, Schwarz S. Resonant metamaterial detectors based on THz quantum-cascade structures [J]. *Sci Rep*, 2014, 4: 4269.

[3] Li Z Y, Yao J Q, Xu D G, et al. High-power terahertz radiation from surface-emitted THz-wave parametric oscillator [J]. *Chinese Physics B*, 2011, 20(5): 280-284.

[4] Federici J, Moeller L. Review of terahertz and sub-terahertz wireless communications [J]. *Journal of Applied Physics*, 2010, 107(11): 6-323.

[5] Li Shanshan, Zhang Hao, Bai Jinjun, et al. Ultrahigh birefringence terahertz porous fibers based on interlacing layered infiltration method [J]. *Acta Phys Sin*, 2015, 64(15): 154201. (in Chinese)

[6] Yen T J, Padilla W J, Fang N, et al. Terahertz magnetic response from artificial materials [J]. *Science*, 2004, 303(5663): 1494-1496.

[7] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, et al. Composite medium

- with simultaneously negative permeability and permittivity [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(18): 4184.
- [8] Basar E, Di R M, De R J. Wireless communications through reconfigurable intelligent surfaces [J]. *IEEE Access*, 2019, 7: 116753-116773.
- [9] Basar E. Reconfigurable intelligent surface-based index modulation: A new beyond mimo paradigm for 6G [J]. *IEEE Transactions on Communications*, 2020, 68(5): 3187-3196.
- [10] Li J, Cheng Y Z, Fan J P, et al. High-efficiency terahertz full-space metasurface for the transmission linear and reflection circular polarization wavefront manipulation [J]. *Physics Letters A*, 2022, 428: 127932.
- [11] Fan J P, Cheng Y Z. Broadband high-efficiency cross-polarization conversion and multi-functional wavefront manipulation based on chiral structure metasurface for terahertz wave [J]. *J Phys D: Appl Phys*, 2020, 53: 025109.
- [12] Zhao Mingxi, Cheng Yongzhi, Chen Haoran, et al. Design of dual-band terahertz chiral metasurface [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(4): 0416002. (in Chinese)
- [13] Li Jiahui, Zhang Yating, Li Jining, et al. Terahertz coding metasurface based vanadium dioxide [J]. *Acta Physica Sinica*, 2020, 69(22): 22810. (in Chinese)
- [14] Wang Junyao, Fan Junpeng, Shu Hao, et al. Efficiency-tunable terahertz focusing lens based on graphene metasurface [J]. *Opto-Electron Eng*, 2021, 48(4): 200319. (in Chinese)
- [15] Zhao Pengjiu, Liu Shoupeng, Luo Yu, et al. Design of metasurface lens with two focal spots based on polarization response [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, 49(9): 0923002. (in Chinese)
- [16] Lv Haoran, Bai Yihua, Ye Ziwei, et al. Generation of optical vortex beams via metasurfaces (Invited) [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2021, 50(9): 20210283. (in Chinese)
- [17] He B, Fan J P, Cheng Y Z, et al. Thermally tunable terahertz vortex beam generator based on an InSb metasurface [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2021, 38(5): 1518.
- [18] He Jingwen, Dong Tao, Zhang Yan. Development of metasurfaces for wavefront modulation in terahertz waveband [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2020, 49(9): 20201033. (in Chinese)
- [19] Cheng Y Z, Liu J Q, Chen F, et al. Optically switchable broadband metasurface absorber based on square ring-shaped photoconductive silicon for terahertz waves [J]. *Physics Letters A*, 2021, 402: 127345.
- [20] Cheng Y, Zhao H, Li C. Broadband tunable terahertz metasurface absorber based on complementary-wheel-shaped graphene [J]. *Optical Materials*, 2020, 109(1): 110369.
- [21] Wang J, Tian H, Li S, et al. Dual-band terahertz switch with stretchable bloch-mode metasurface [J]. *New Journal of Physics*, 2020, 22(11): 113008-113015.
- [22] Li S J, Li Y B, Li H, et al. A thin self-feeding janus metasurface for manipulating incident waves and emitting radiation waves simultaneously [J]. *Annalen der Physik*, 2020, 532(5): 2000020.
- [23] Lerer A M, Makeeva G S, Golovanov O A. Diffraction of electromagnetic waves by multilayer graphene metasurfaces in the terahertz frequency band [J]. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 2020, 62(10): 700-712.
- [24] Fan J P, Cheng Y Z, He B. High-efficiency ultrathin terahertz geometric metasurface for full-space wavefront manipulation at two frequencies [J]. *J Phys D: Appl Phys*, 2021, 54(11): 115101.
- [25] Fahad A K, Ruan C, Chen K. Dual-wide-band dual polarization terahertz linear to circular polarization converters based on bi-layered transmissive metasurfaces [J]. *Electronics*, 2019, 8(8): 869-882.
- [26] Ji C, Song J K, Huang C, et al. Dual-band vortex beam generation with different OAM modes using single-layer metasurface [J]. *Optics Express*, 2019, 27(1): 34-44.
- [27] Xie R S, Zhai G H, Gao J J, et al. Multifunctional geometric metasurfaces based on tri-spectral meta-atoms with completely independent phase modulations at three wavelengths [J]. *Advanced Theory and Simulations*, 2020, 3(9): 2000099.
- [28] Tan Y H, Qu K, Chen K, et al. Free-standing single-layer metasurface for efficient and broadband tailoring of terahertz wavefront [J]. *Adv Optical Mater*, 2022, 10(16): 2200565.
- [29] Monticone F, Estakhri N M, Alù A. Full control of nanoscale optical transmission with a composite metascreen [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(20): 203903.
- [30] Ding X M, Monticone F, Zhang K, et al. Ultrathin pancharatnam-berry metasurface with maximal cross-polarization efficiency [J]. *Advanced Materials*, 2015, 27(7): 1195-1200.
- [31] Gao Xi, Tang Liguang. Wideband and high efficiency orbital angular momentum generator based on bi-layer metasurface [J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70(3): 038101. (in Chinese)
- [32] Sun Sheng, Yang Lingjun, Sha Wei. Offset-fed vortex wave generator based on reflective metasurface [J]. *Acta Phys Sin*, 2021, 70(19): 19840. (in Chinese)
- [33] Li Guoqiang, Shi Hongyu, Liu Kang, et al. Multi-beam multi-mode vortex beams generation based on metasurface in terahertz band [J]. *Acta Phys Sin*, 2021, 70(18): 188701. (in Chinese)