

基于反射超表面产生太赫兹涡旋波束

李晓楠 周璐 赵国忠

Terahertz vortex beam generation based on reflective metasurface

Li Xiao-Nan Zhou Lu Zhao Guo-Zhong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 238101 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20191055

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191055>

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

基于双开口谐振环超表面的宽带太赫兹涡旋光束产生

Broadband terahertz vortex beam generation based on metasurface of double-split resonant rings

物理学报. 2019, 68(10): 108701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182147>

基于石墨烯编码超构材料的太赫兹波束多功能动态调控

Dynamic multifunctional control of terahertz beam based on graphene coding metamaterial

物理学报. 2018, 67(11): 118102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180125>

基于石墨烯的太赫兹波散射可调谐超表面

Graphene based tunable metasurface for terahertz scattering manipulation

物理学报. 2017, 66(20): 204101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.204101>

基于反射超表面产生太赫兹涡旋波束*

李晓楠¹⁾²⁾³⁾ 周璐¹⁾²⁾³⁾ 赵国忠^{1)2)3)†}

1) (首都师范大学物理系, 北京 100048)

2) (北京市成像理论与技术高精尖创新中心, 北京 100048)

3) (太赫兹光电子学教育部重点实验室, 北京 100048)

(2019年7月10日收到; 2019年8月28日收到修改稿)

具有螺旋波前的电磁波是携带轨道角动量的涡旋波束, 涡旋波束存在的相位奇点, 使其在微粒操控和通讯等领域有特殊的应用. 本文提出了一种基于反射型超表面的太赫兹宽带涡旋波束产生器, 该器件由超表面-电介质-金属三层结构构成, 顶层为两个正交 I 形金属结构单元组成的超表面, 中间层是聚酰亚胺介质, 最底层为金属. 通过对超表面单元结构参数的优化设计, 可以实现不同旋转角度下反射波振幅高达 90% 以上, 同时反射波相位随旋转角线性变化的目的. 进一步利用这些单元结构按照 Pancharatnam-Berry 相位原理进行超表面布阵, 在 0.8—1.4 THz 频率范围内, 可以将圆偏振太赫兹波束转换为具有轨道角动量的涡旋波束, 这一器件的工作带宽相对较宽, 结构简单, 转换效率高, 在太赫兹涡旋波束产生方面具有潜在的应用价值.

关键词: 太赫兹, 涡旋波束, 宽带, 超表面

PACS: 81.05.Xj, 07.05.Tp, 03.65.Vf, 74.25.Uv

DOI: 10.7498/aps.68.20191055

1 引言

太赫兹波具有穿透性、吸水性、高分辨率等诸多优越特性, 在光谱^[1-3]、成像^[4-6]、无损检测^[7,8]等领域已经展示了重要的应用前景. 携带轨道角动量的涡旋光束, 具有由 $\exp(i\ell\phi)$ 描述的螺旋相位结构, 其中 ϕ 是方位角, ℓ 是拓扑荷数, 它在不增加带宽的情况下通过对光通讯信息进行编码, 可以极大地扩展通信容量, 在光通信^[9]领域具有广阔的应用前景. 传统上人们利用螺旋相位板^[10]、全息衍射光栅^[11]以及天线阵列^[12,13]等方法来产生涡旋波束, 然而这些方法存在体积大, 不利于器件集成化、成本高等问题. 作为一种人工合成材料, 超表面具有自然材料所不具备的性质, 因而受到广泛关注. 人们通过在金属表面设计微结构来实现对电磁波的相位和振幅的调制. 近年来应用超表面实现的功能

器件有偏振转换器^[14-16]、高方向辐射天线^[17]、高增益透镜阵列^[18,19]以及涡旋光束产生器^[20,21]等.

利用超表面产生涡旋波束不仅解决了体积大、不利于集成的问题, 还大大降低了制造成本. 近年来, 在可见光和微波波段基于超表面产生涡旋波束的研究较多. 2011年, 哈佛大学 Yu 等^[22]在光学薄界面上设计 V 字形天线单元, 通过选择八个相位间隔 45° 的 V 字形单元结构排布超表面, 实现了在红外波段产生拓扑荷数为 1 的涡旋光. 2014年, Zhang 等^[23]在微波频段内基于开口谐振环提出了单层透射超表面, 圆偏振光入射超表面产生了拓扑荷数为 1 的涡旋光, 但是透过率仅有 24.7%. 2017年, Lou 等^[24]基于三层超表面结构在 10.1—10.9 GHz 产生了涡旋光, 但是存在制备复杂等问题.

目前为止, 关于涡旋波束的产生, 普遍存在效率不高、制备困难等问题, 且大部分工作是在微波、红外频段, 在太赫兹频段产生涡旋波束的研究甚少. 本文提出了一种新型反射式超表面结构, 实

* 国家自然科学基金 (批准号: 61575130) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guozhong-zhao@126.com

现了在太赫兹频段产生高效率涡旋光的目的。

2 理论分析

为了实现利用超表面产生涡旋光的目的, 需要设计能够独立地控制入射和反射波的单元结构. 根据 Pancharatnam-Berry (P-B) 相位原理, 超表面上可以进行单元结构布阵, 各个单元应该能够获得振幅相近、相位可以独立调节的反射波. 我们提出了一个由正交 I 形金属结构单元组成的结构, 可以满足上述控制反射波振幅和相位的设计要求.

当一束平面波垂直照射到反射型超表面单元结构, 单元结构以其中心为旋转中心, 波束传播方向为旋转轴, 逆时针旋转 α 角时, 如图 1 所示, 反射矩阵可以写作^[25]:

$$\mathbf{R}_\alpha^{XY} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} r_{xx} & r_{xy} \\ r_{yx} & r_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中 r_{xx} 表示沿 x 轴正方向的线偏振光入射时, 沿 x 轴负方向出射的反射系数, 同理 r_{xy} , r_{yx} , r_{yy} 有类似的意义.

对于圆偏振光入射到超表面, 反射矩阵表示为

$$\mathbf{R}_\alpha^{\text{LR}} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ 1 & j \end{bmatrix} \mathbf{R}_\alpha^{XY} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ 1 & j \end{bmatrix}^{-1}, \quad (2)$$

其中参数 α 为单元结构相对于其中心的转角, LR 代表入射光的偏振态, L 表示左旋偏振, R 表示右旋偏振, $\mathbf{R}_\alpha^{\text{LR}}$ 表示圆偏振光入射时的反射矩阵.

$$r_{\text{LL}} = \frac{1}{2} [(r_{xx} - r_{yy}) - j(r_{xy} + r_{yx})] e^{-j2\alpha}, \quad (3a)$$

$$r_{\text{RR}} = \frac{1}{2} [(r_{xx} - r_{yy}) + j(r_{xy} + r_{yx})] e^{j2\alpha}, \quad (3b)$$

$$r_{\text{RL}} = \frac{1}{2} [(r_{xx} + r_{yy}) + j(r_{xy} - r_{yx})], \quad (3c)$$

$$r_{\text{LR}} = \frac{1}{2} [(r_{xx} + r_{yy}) - j(r_{xy} - r_{yx})]. \quad (3d)$$

从 (3) 式可以看出, 只有 r_{LL} , r_{RR} 携带轨道角动量, 当单元结构满足 $|r_{xx}| \approx |r_{yy}| \approx 1$ 或者 $|r_{xy}| \approx |r_{yx}| \approx 0$ 且相位差为 π 时, 两个交叉极化之间不存在相位差, 因此当单元结构旋转角 α 时, 相位 $\varphi = \pm 2\alpha$, “+”和“-”表示右旋和左旋入射光.

基于上述理论可知, 在设计 P-B 超表面时, 通过旋转单元结构找出具有不同相位的单元, 使得单元结构具有相同且近似为 1 的反射振幅, 同时具

有 180° 的相位差, 可实现在圆偏振光入射时, 反射超表面可以使入射光成为携带轨道角动量的涡旋光. 但是, 目前涡旋光产生器件存在带宽窄的问题, 为了增加超表面的工作带宽, 需要确保在不同频率处具有相同的斜率:

$$\partial\varphi(\text{R}, \text{R})/\partial f_i \approx \partial\varphi(\text{R}, \text{R})/\partial f_j, \quad (4)$$

其中 $\partial\varphi(\text{R}, \text{R})$ 表示右旋入射光的反射相位变化, f_i 和 f_j 表示任意两处不同的频率, 为了保证超表面有合适的工作带宽, 需要保证 $(f_j - f_i)$ 足够大.

3 单元结构设计

在超表面结构设计过程中, 首先考虑的主要问题为如何设计单元结构、单元结构参数如何确定、衬底如何选择等. 我们设计了一个由超表面-电介质-金属三层结构组成的反射型超表面器件, 如图 1 所示. 超表面由三层组成. 其中顶层为正交 I 型金属结构, 厚度为 d_1 ; 中间层为介质层, 材料为聚酰亚胺, 厚度为 d_2 ; 底层为金膜, 厚度为 d_1 . 考虑实验室材料、各个仿真结果以及样品制备, 最终得出单元结构具体参数如下: 周期 $p = 90 \mu\text{m}$, 金属线宽 $w = 3 \mu\text{m}$, $l_1 = 60 \mu\text{m}$, $l_2 = 28 \mu\text{m}$, $s = 27 \mu\text{m}$, 金属层厚度 $d_1 = 0.2 \mu\text{m}$, 衬底厚度 $d_2 = 35 \mu\text{m}$. 入射光为偏振方向沿 x 或 y 轴方向的线偏光, 波矢沿 z 轴方向.

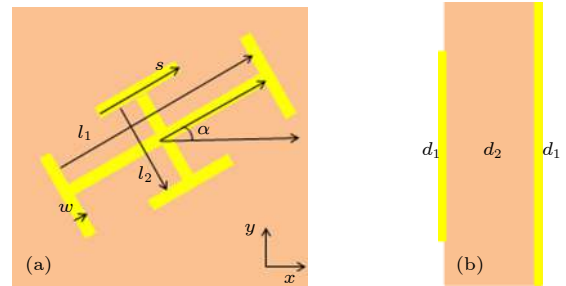


图 1 超表面单元结构示意图 (a) 顶视图; (b) 侧视图

Fig. 1. Schematic diagram of the unit cell of metasurface: (a) Top view; (b) side view.

4 单元结构仿真结果与分析

利用 CST microwave studio (CST) 软件, 以周期性边界条件对单元结构反射振幅和反射相位进行仿真, 仿真频率范围设为 0.5—2.0 THz, 结果如图 2. 在线性 x 偏振和线性 y 偏振入射下, 在 0.8—1.4 THz 频率范围内共极化反射幅值均大于 0.9 且相位差接近 180° , 在 0.93 THz 时共极化相

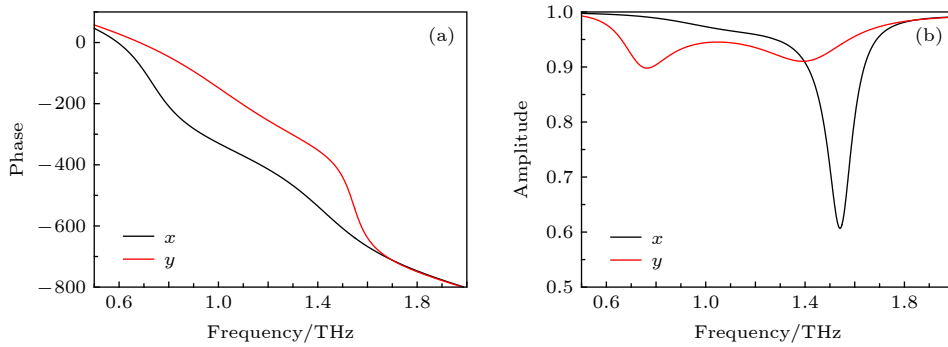


图 2 线偏振光入射单元结构产生的反射相位和振幅谱 (a) 相位谱; (b) 振幅谱

Fig. 2. Reflected phase and amplitude spectrum produced by linearly polarized light incident unit cell: (a) Phase; (b) amplitude.

位差刚好为 180° 且反射幅值近似为 1. 因此可以通过改变转角实现对反射波振幅和相位的调制.

以 0.85 THz 为例, 对单元结构反射振幅和相位进行数值仿真, 可得出不同转角与相位及振幅的一一对应关系, 如图 3. 不同转角下单元结构的反射振幅近似相等, 转角与相位呈现线性关系, 与上述 P-B 相位原理符合得很好. 因此可得到不同相位值对应的不同转角的单元结构.

入射光为圆偏振光时, 对参数 α 进行扫描, 扫描范围为 0° — 157.5° , 扫描步长设置为 22.5° , 仿真结果如图 4 所示.

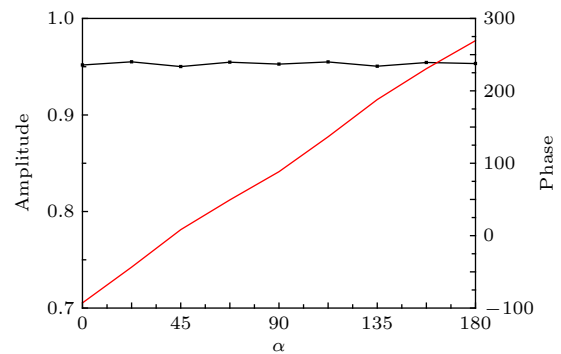


图 3 仿真得到的不同转角的相位和反射振幅

Fig. 3. The phase and reflection amplitude of different corners simulated.

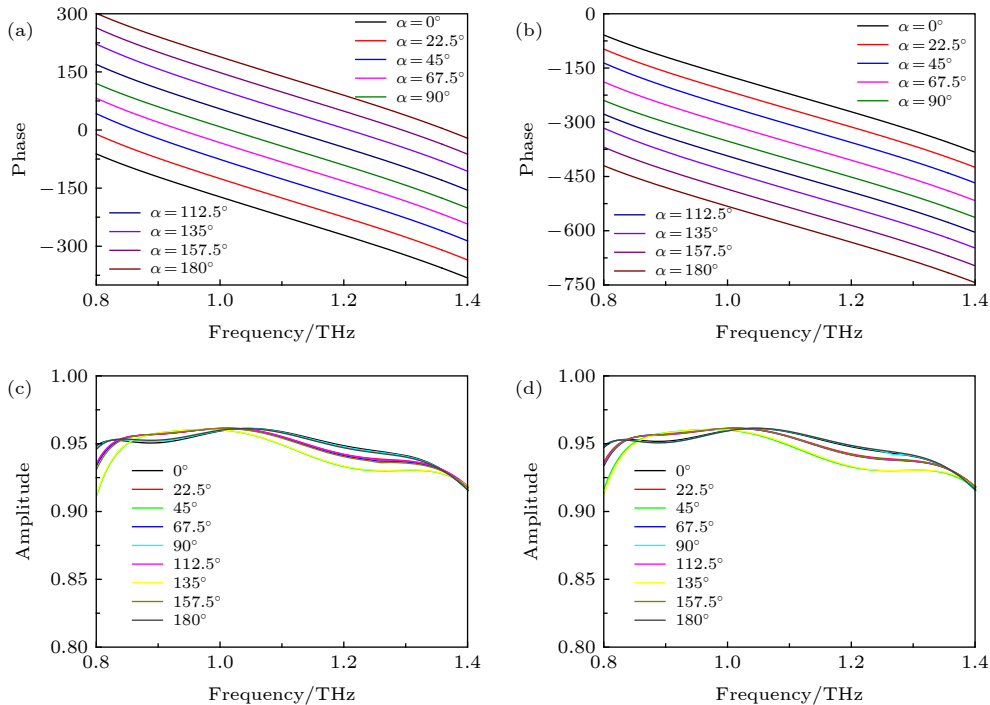


图 4 不同转角单元结构的反射相位和振幅谱 (a) LCP 入射的相位谱; (b) RCP 入射的相位谱; (c) LCP 入射的振幅谱; (d) RCP 入射的振幅谱

Fig. 4. Reflective phase and amplitude spectra of unit cell structure under different rotation angle: (a) Phase spectra at LCP incident; (b) phase spectra at RCP incident; (c) amplitude spectra at LCP incident; (d) amplitude spectra at RCP incident.

图 4(a) 和图 4(b) 分别为左旋圆偏光 (LCP) 和右旋圆偏光 (RCP) 入射到超表面单元结构时, 转角 α 在 0° — 157.5° 范围内以 22.5° 变化时得到的相位谱. 从图 4(a) 和图 4(b) 可以看出, 相位以二倍转角 (45°) 间隔增大 (减小), 不同转角对应的相位覆盖了 2π . 图 4(c) 和图 4(d) 分别为左旋圆偏光和右旋圆偏光入射到超表面单元结构时, 转角 α 在 0° — 157.5° 范围内以 22.5° 的变化改变时得到的振幅谱, 可以看出, 反射振幅几乎相同且高达 0.9, 满足控制反射波振幅和相位的设计要求.

5 P-B 超表面设计及仿真结果分析

基于文中提出的反射型超表面单元, 可以通过相位分布设计产生不同拓扑荷数的涡旋波束. 以超表面中心为原点, 超表面每个位置 (x, y) 的相位需要满足

$$\varphi(x, y) = l \cdot \arctan(y/x), \quad (5)$$

其中 $\varphi(x, y)$ 表示超表面 (x, y) 位置需要满足的相位,

l 表示拓扑荷数. 通过改变 l 的值可以产生不同拓扑荷数的涡旋波束.

本文设计了拓扑荷数 $l = 1$ 和 $l = 2$ 的反射型超表面. 根据 (4) 式确定的相位-位置关系以及单元结构相位是转角 α 的 2 倍关系, 排布了拓扑荷数为 1 和 2 的超表面结构, 如图 5 所示.

对 $l = 1$ 和 $l = 2$ 的两种超表面反射波束特性进行仿真. 不失一般性, 假设入射波束为左旋圆偏

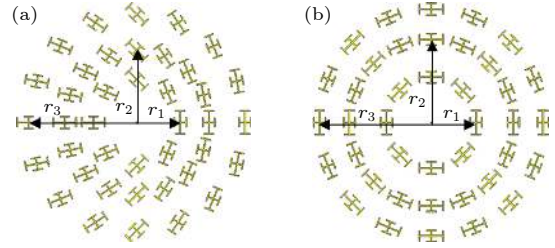


图 5 两种用于产生拓扑荷数分别为 (a) $l = 1$ 和 (b) $l = 2$ 的涡旋波束超表面结构

Fig. 5. Two kinds of metasurface structures for generating the vortex beam with topological charge numbers (a) $l = 1$ and (b) $l = 2$.

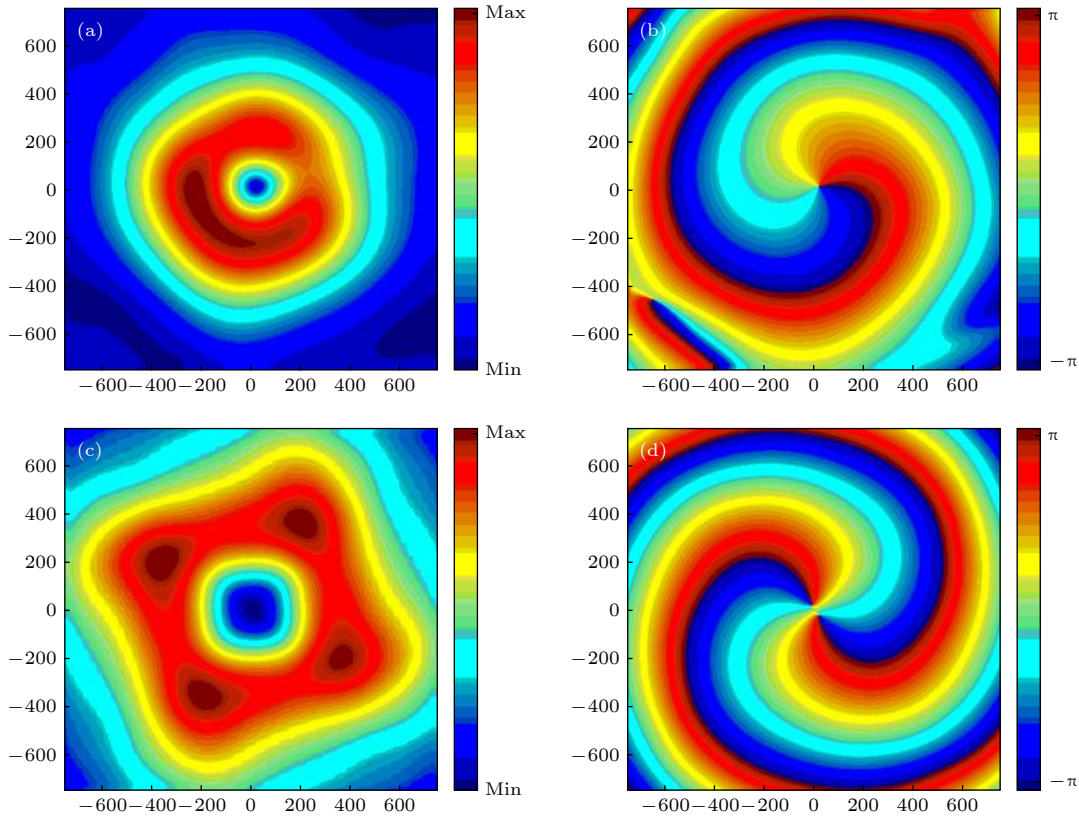


图 6 超表面产生 $l = 1$ 和 $l = 2$ 的涡旋波束反射振幅和相位分布 LCP 入射 $l = 1$ 超表面的 (a) 振幅分布和 (b) 相位分布; RCP 入射 $l = 2$ 超表面的 (c) 振幅分布和 (d) 相位分布

Fig. 6. Reflective amplitude and phase distributions of vortex beams with $l = 1$ and $l = 2$ generated by metasurface. LCP incident $l = 1$ metasurface: (a) amplitude distribution and (b) phase distribution; RCP incident $l = 2$ metasurface: (c) amplitude distribution and (d) phase distribution.

振波, 半径 r_1, r_2, r_3 分别设为 120, 200, 300 μm , 其中, 半径的选择考虑到各个单元结构之间不能够重叠, 以及实验测量中的尺寸、加工难度的因素. 以 0.93 THz 为例, 图 6 给出了反射圆偏振波的振幅和相位分布.

图 6(a) 和图 6(b) 是 0.93 THz 处左旋圆偏振波垂直入射到拓扑荷数为 1 的反射型超表面上, 反射光场距离超表面 500 μm 处的反射振幅和相位

分布. 从图中可以看出振幅呈现中心为暗环且中心强度始终为零的分布, 相位围绕一周改变 2π . 图 6(c) 和图 6(d) 是 0.93 THz 的右旋圆偏振波垂直入射到拓扑荷数为 2 的反射型超表面上, 反射光场距离超表面 500 μm 处的反射振幅和相位分布. 可以看出振幅分布呈现中心场强为零, 外环场强相对较大, 相位覆盖 4π . 表明了圆偏振波束入射到超表面可以产生拓扑荷数为 1 和 2 的涡旋波束.

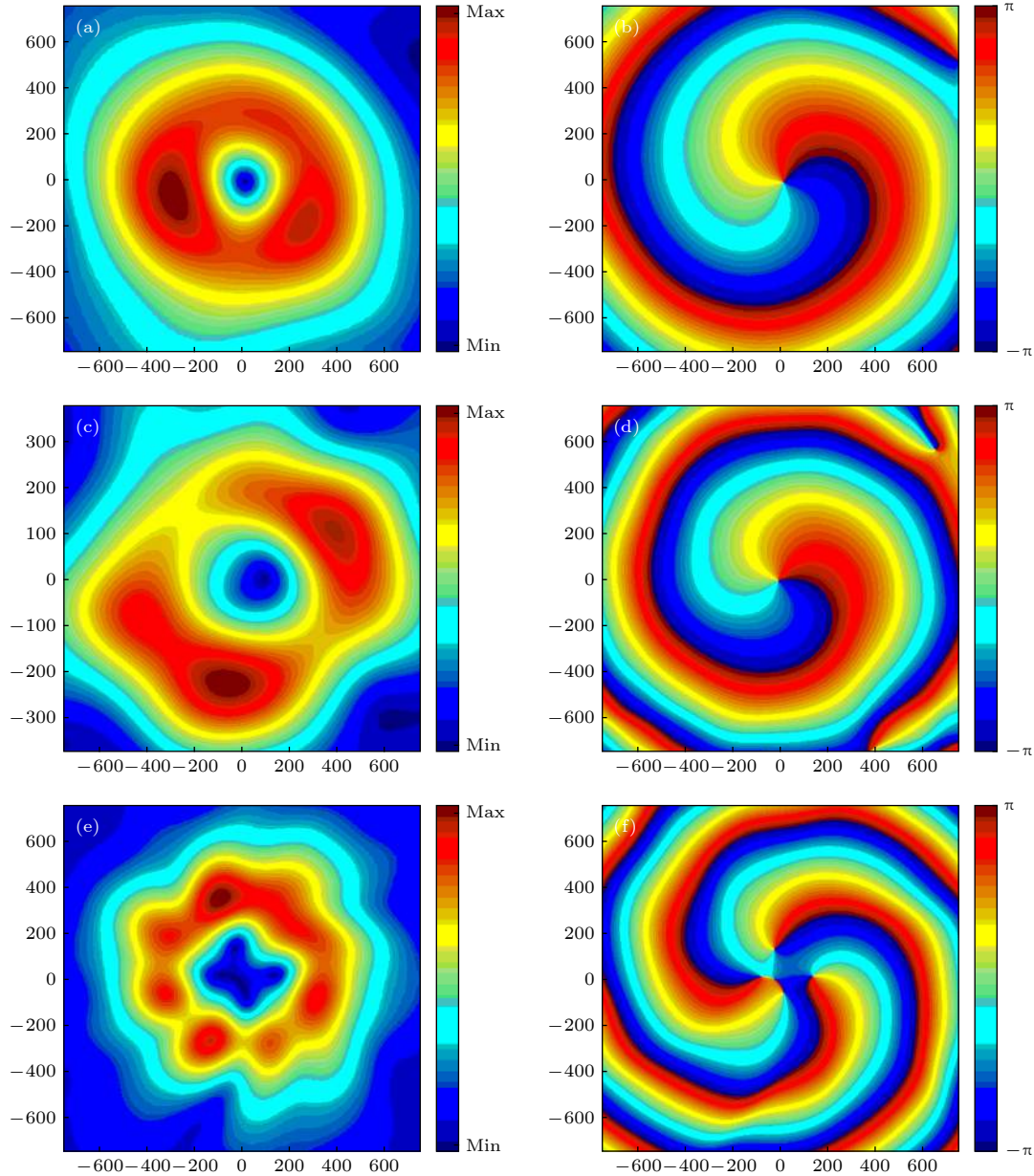


图 7 不同频率下 $l = 1$ 和 $l = 3$ 超表面产生的反射涡旋波束振幅、相位分布 $l = 1$ 超表面 (a) 0.8 THz 频率下振幅分布, (b) 0.8 THz 频率下相位分布, (c) 1.4 THz 频率下振幅分布, (d) 1.4 THz 频率下相位分布; $l = 3$ 超表面 (e) 1.1 THz 频率下振幅分布, (f) 1.1 THz 频率下相位分布

Fig. 7. The amplitude and phase distribution of reflective vortex beam generated by the LCP incident $l = 1$ and $l = 3$ metasurface at different frequencies. $l = 1$: (a) amplitude distribution at 0.8 THz, (b) phase distribution at 0.8 THz, (c) amplitude distribution at 1.4 THz, (d) phase distribution at 1.4 THz. $l = 3$: (e) amplitude distribution at 1.1 THz, (f) phase distribution at 1.1 THz.

从图 6(a) 和图 6(c) 可以看出拓扑荷数为 1 的涡旋光束的中心暗环半径相对于拓扑荷数为 2 的涡旋光中心暗环半径较小, 这是因为随着拓扑荷数的增大, 超表面相邻的相位梯度也随之增大导致的.

在 0.8—1.4 THz 频段范围内, 圆偏光入射到超表面时均可产生涡旋光. 图 7 给出了在 0.8 THz 和 1.4 THz 两个频率下, 左旋圆偏振光入射在 $l = 1$ 的超表面时, 反射波束在传播一定距离处的相位分布.

图 7(a) 和图 7(c) 分别为左旋圆偏光在 0.8, 1.4 THz 下入射到 $l = 1$ 的超表面上产生的反射光场距离超表面 700 μm 处的振幅分布, 可以看出, 振幅分布相对均匀, 呈现中间暗环, 外环场强相对较大的甜甜圈分布, 图 7(b) 和图 7(d) 分别为左旋圆偏光在 0.8, 1.4 THz 下入射到 $l = 1$ 的超表面上产生的反射光场距离超表面 700 μm 处的相位分布, 可以看出相位变化了 2π , 综上符合涡旋光的相位性质, 并且反射率达到 86%.

此外, 为证明设计的超表面可以产生更高阶的涡旋光束, 设计并仿真了拓扑荷数为 3 的超表面振幅和相位图像. 以 1.1 THz 频率下为例, 图 7(e) 和图 7(f) 给出了反射场距离超表面 300 μm 处的反射振幅和相位分布. 从图中可以看出振幅呈现中间暗环的甜甜圈形状, 相位覆盖了 6π , 仍然符合涡旋光束的特性.

结合图 6 和图 7 的仿真结果, 在 0.8, 0.93, 1.4 THz 频率下, 圆偏振光垂直入射到 $l = 1$ 和 $l = 2$ 的超表面时, 反射波束具有螺旋相位, 可产生中心强度为零的涡旋光. 证明提出的反射型超表面可以在 0.8—1.4 THz 频率范围内产生涡旋光, 并且可以产生更高阶的涡旋光束.

6 结 论

基于相位突变的结构单元, 利用 P-B 相位原理设计了一个简单而高效的反射型超表面, 该超表面由正交 I 型结构-介质-金属三层结构组成. 仿真结果表明, 我们设计的超表面结构可以在 0.8—1.4 THz 频段圆偏振光正入射条件下, 产生携带轨道角动量的涡旋波束, 反射率达到 86%, 最高可达 92%. 我们设计的超表面具有效率高、宽带并且结构简单等优点, 对基于超表面的太赫兹涡旋波束产生具有参考价值.

参考文献

- [1] Beard M C, Turner G M, Schmuttenmaer C A 2002 *J. Phys. Chem. B* **106** 7146
- [2] Vieweg N, Fischer B M, Reuter M, Kula P, Dabrowski R, Celik M A, Frenking G, Koch M, Jepsen P U 2012 *Opt. Express* **20** 28249
- [3] Janek M, Zich D, Naftaly M 2014 *Mater. Chem. Phys.* **145** 278
- [4] Hu B B, Nuss M C 1995 *Opt. Lett.* **20** 1716
- [5] Mittleman D M, Gupta M, Neelamani R, Baraniuk R G, Rudd J V, Koch M 1999 *Appl. Phys. B* **68** 1085
- [6] Kohler R, Tredicucci A, Beltram F, Beere H E, Linfield E H, Davies A G, Ritchie D A, Lotti R C, Rossi F 2002 *Nature* **417** 156
- [7] Zhang Z W, Wang K J, Lei Y, Zhang Z Y, Zhao Y M, Li C Y, Gu A, Shi N C, Zhao K, Zhan H L, Zhang C L 2015 *Science China* **58** 124202
- [8] Heljo V P, Nordberg A, Tenho M, Virtanen T, Jouppila K, Salonen J, Maunu S L, Juppola A M 2012 *Pharm. Res.* **29** 2684
- [9] Kirilenko M S, Khonina S N 2013 *Optical Memory and Neural Networks* **22** 81
- [10] Chavez-Cerda S, Padgett M J, Allison I, New G H C, Gutierrez-Vega J C, Neil A T O, Vicar I M, Courtial J 2002 *J. Optics B: Quantum Semiclass. Opt.* **4** S52
- [11] Genevet P, Lin J, Kats M A, Capasso F 2012 *Nature Comm.* **3** 1
- [12] Mohammadi S M, Daldorff L K S, Bergman J E S, Karlsson R L, Thidé B, Forozesh K, Carozzi T D, Isham B 2010 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **58** 565
- [13] Thidé B, Then H, Sjöholm J, Palmer K, Bergman J, Carozzi T D, Istomin Y N, Ibragimov N H, Khamitova R 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 087701
- [14] Fu Y N, Zhang X Q, Zhao G Z, Li Y H, Yu J Y 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 180701 (in Chinese) [付亚男, 张新群, 赵国忠, 李永花, 于佳怡 2017 物理学报 **66** 180701]
- [15] Li Y H, Zhou L, Zhao G Z 2018 *Chin. J. Lasers* **45** 0314001 (in Chinese) [李永花, 周璐, 赵国忠 2018 中国激光 **45** 0314001]
- [16] Li H, Xiao B Y, Huang X J, Yang H L 2015 *Phys. Scr.* **90** 1
- [17] Enoch S, Tayeb G, Sabouroux P, Guerin N, Vincent P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 213902
- [18] Huang J, Pogorzelski R J 1998 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **46** 650
- [19] Martynyuk A E, Martinez-Lopez J I, Martynyuk N A 2004 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **52** 142
- [20] Zhou L, Zhao G Z, Li X N 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 108701 (in Chinese) [周璐, 赵国忠, 李晓楠 2019 物理学报 **68** 108701]
- [21] Genevet P, Yu N F, Aieta F, Lin J, Kats M A, et al. 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 013101
- [22] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tettienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [23] Zhang K, Yuan Y Y, Zhang D W, Ding X M, Rstni B, Burokur S N, Lu M J, Tang J, Wu Q 2018 *Opt. Express* **26** 1351
- [24] Luo W J, Sun S L, Xu H X, He Q, Zhou L 2017 *Phys. Rev. Appl.* **7** 044033
- [25] Xu H H, Wang G M, Cai T, Xiao J, Zhuang Y Q 2016 *Opt. Express* **24** 27836

Terahertz vortex beam generation based on reflective metasurface*

Li Xiao-Nan¹⁾²⁾³⁾ Zhou Lu¹⁾²⁾³⁾ Zhao Guo-Zhong^{1)2)3)†}1) (*Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China*)2) (*Beijing Advanced Innovation Center for Imaging Theory and Technology, Beijing 100048, China*)3) (*Key Laboratory of Terahertz Optoelectronics, Ministry of Education, Beijing 100048, China*)

(Received 10 July 2019; revised manuscript received 28 August 2019)

Abstract

The electromagnetic wave with spiral wavefront is a vortex beam carrying orbital angular momentum. The phase singularity of the vortex beam has special applications in the fields of particle manipulation and communication. In this paper, a terahertz (THz) wide-band vortex beam generator based on reflective metasurface is proposed and simulated. The device consists of a metasurface-dielectric-metal three-layer structure, and the top layer is a metasurface composed of two orthogonal I-shaped metal structural units. The intermediate layer of polyimide medium, and the bottom layer is of metal as a reflecting plate. The CST microwave studio is used to simulate the reflection performance of unit cell. The structure parameters are optimized to obtain the better performance. A set of optimized structure parameters is determined. According to the phase principle of Pancharatnam-Berry (P-B), by rotating the angle of the top-layer I-type metal structure, the reflection amplitudes of the unit cell structure at different rotation angles are required to approximately equal while the phase changes linearly with rotation angle and reaches a range of 2π for the topological charge number l . These cell structures are arranged according to the phase principle mentioned above. The metasurfaces of different topological charge numbers are designed to generate the corresponding vortex beams. In this paper, the metasurfaces with topological charge numbers 1 and 2 are designed. The reflection amplitude and phase of the circularly polarized THz beam incident vertically on the metasurface are simulated by using CST microwave studio. The simulation results show that in a frequency range of 0.8–1.4 THz, the metasurface can convert the circularly polarized terahertz beam into a vortex beam with a different topological charge number. In addition, in order to illustrate that the metasurface designed can produce a higher topological charge number of vortex beam, a metasurface with a topological charge number of 3 is designed as an example. The reflection amplitude and phase of the circularly polarized THz beam at a frequency of 1.1 THz is simulated. The results show that the designed metasurface can produce a vortex beam with a topological charge number of 3. The higher topological charges of vortex beam can also be generated according to the corresponding phase arrangement. The device has a relatively wide operating bandwidth, simple structure, high conversion efficiency, and has the potential application in terahertz vortex beam generation.

Keywords: terahertz, vortex beam, broadband, metasurface

PACS: 81.05.Xj, 07.05.Tp, 03.65.Vf, 74.25.Uv

DOI: 10.7498/aps.68.20191055

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61575130).

† Corresponding author. E-mail: guozhong-zhao@126.com