

文章编号: 1005-5630(2020)05-0063-07

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.2020.05.010

# 太赫兹超表面近场等离子体 涡旋偏移器件设计

李 振<sup>1,2</sup>

- (1. 上海理工大学 上海市现代光学系统重点实验室, 上海 200093;
2. 上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

**摘要:** 为了提升太赫兹(terahertz, THz)通讯容量, 设计了一种基于单层超表面的激发近场等离子体涡旋偏移的太赫兹器件。基于几何相位超表面, 采用FITD(时域有限积分)软件, 对该器件的近场涡旋偏移进行了仿真研究。结果表明, 所设计的器件在圆偏振光的入射下, 能够实现空间任意位置的偏移。该类功能器件在一定程度上提升了太赫兹通讯容量, 可应用于6G技术中。

**关键词:** 超表面; 近场; 等离子体涡旋  
**中图分类号:** O 436.3 **文献标志码:** A

## Design of near-field plasmonic vortex with shifting based on metasurface in terahertz region

LI Zhen<sup>1,2</sup>

- (1. Shanghai Key Laboratory of Modern Optical System, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China;
2. School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

**Abstract:** In this paper, a THz device based on single-layer metasurface has been designed to generate near-field plasmonic vortex with shifting functionality for increasing THz communication capacity. Based on the geometric metasurface, the shifting of near-field vortex of the device is simulated by FITD (the finite integration time domain). The corresponding results suggest that position shifting of the field distribution in the whole space can be achieved under the illumination of circularly polarized light. To a certain extent, the kind of functional devices can improve the THz communication capacity and can be used in 6G technology.

**Keywords:** metasurface; near-field; plasmonic vortex

收稿日期: 2020-04-21

作者简介: 李 振(1994—), 男, 硕士研究生, 研究方向为太赫兹超表面器件。E-mail: 1052641700@qq.com

## 引 言

近场等离子体涡旋光束是一种相位呈螺旋分布的一种空心光束,一般产生在金属与介质表面上<sup>[1-2]</sup>。通过设计,可以得到不同拓扑荷数的涡旋光束,该光束可应用于信息传输与数据存储中。可以产生涡旋光束的器件有螺旋相位板、空间光调制器<sup>[3]</sup>以及超表面器件<sup>[4-9]</sup>,其中超表面器件具有特殊的二维超薄亚波长尺寸,能够灵活地调制电磁波的振幅、相位、偏振等特性。作为一种超薄的人工电磁材料,超表面的出现有望代替传统大尺寸的光学元件,在光电集成系统方面有着不可或缺的作用。

2013年, Lin 等提出,利用众多具有周期性规律且正交排列的矩形金属小棍可以激发出表面等离子体激元,并可实现表面等离子体激元的定向传播<sup>[10]</sup>。2015年, Lee 等提出了一种呈圆形分布的纳米狭缝构成的等离子体涡旋透镜,并且发现纳米狭缝沿着方位角变化,能够改变轨道角动量的大小,在此基础上提出了一种能够实现高阶涡旋的双纳米狭缝结构<sup>[11]</sup>。2019年 Yang 等以交叉十字形结构作为晶胞,按照阿基米德螺旋线排列构成一个超表面结构,并基于自旋轨道相互作用,对近场涡旋光束的产生进行了从理论计算与数值仿真<sup>[12]</sup>。与圆形结构和阿基米德螺旋线结构类似的一种结构是 Kim 等提出的分裂环结构,通过调整分裂环的数量,可以得到不同阶数的涡旋光束<sup>[13]</sup>。2016年, Mehmood 等提出了一种在可见光频段用于构造和空间复用光学涡旋的超表面,这种由三个区域的正交孔径阵列组成的超表面结构,在右旋圆偏振光的入射下,可在近场不同焦平面上实现不同拓扑荷数的近场涡旋<sup>[14]</sup>。利用这几种结构分布,近场涡旋的研究也越发成熟<sup>[15]</sup>。2018年, Gao 等基于 Pancharatnam-Berry (PB) 相位,设计了一种由六个涡旋透镜组成的超表面结构,在左旋偏振光入射下,该结构实现了涡旋阵列的功能,为光学涡旋阵列研究提供了一定参考<sup>[16]</sup>。

以上研究大部分偏向于近场等离子体涡旋或者高阶涡旋光束的产生与检测,而忽略了涡旋位置的变化。本文基于几何相位(PB 相位)理论,

利用一对对正交的矩形小棍,通过旋转小棍子,得到精确的相位分布,从而实现近场等离子体涡旋的产生与偏移。在圆偏振光的入射下,能够实现空间任意位置的涡旋偏移,大大提高了信息传输与数据存储的安全性。

## 1 理论模型

近场表面等离子通常产生在介质与金属表面中,并且电场分布在结构中心。本文采用了金属与聚酰亚胺( $\pi$ )膜相结合的结构,在  $30\ \mu\text{m}$  厚 ( $20\sim 50\ \mu\text{m}$  均可)的  $\pi$  膜上镀  $200\ \text{nm}$  厚度的金,然后挖孔成小棍状。我们将众多的正交小棍排成一个环形孔径阵列,通过正入射圆偏振光,可在其表面产生涡旋光束(本文选取距离超表面  $200\ \mu\text{m}$  位置为观察面)。通过控制小棍子的旋转角度对涡旋光束进行相位调控,从而达到场分布位置的变化。超表面结构示意图如图 1(a)所示,图中:  $\rho_0 = 4\ 104\ \mu\text{m}$  为初始半径,即内圈小棍到圆心的距离;  $\rho = \rho_0 + \lambda/2 = 4\ 446\ \mu\text{m}$  为第二圈小棍到圆心的距离,其中  $\lambda$  为波长;  $d_1 = d_2 = \lambda_{\text{spp}}/2 = 342\ \mu\text{m}$ ,表示相邻两个小棍之间的距离,其中  $\lambda_{\text{spp}}$  为表面等离子体激元的波长,  $\lambda_{\text{spp}} \approx \lambda = 684\ \mu\text{m}$ ; 单个小棍子的宽度和长度分别取  $w = 130\ \mu\text{m}$  和  $l = 300\ \mu\text{m}$ 。为在结构中心激发等离子体涡旋,先通过旋转小棍子来调控等离子体涡旋的相位分布,从而使得所激发的涡旋光束可以携带不同的拓扑荷数,然后基于 PB 相位,找到一种相位补偿的方法。图 1(b)为涡旋偏移示意图,图中  $O_1$  和  $O_2$  分别为偏移之前与偏移之后的场分布中心,而  $A$  点为环形孔径阵列上的任意一个狭缝,由圆的性质可以知道,环形孔径阵列上的任意一个狭缝到结构中心  $O_1$  的相位均相等,可以形成相消干涉。当我们将场分布中心往  $O_2$  或者任意位置移动时,  $A$  点或者孔径阵列上的任意一个狭缝到新点的场分布的相位不再相等,此时基于 PB 相位,我们对孔径阵列上不同位置的狭缝进行旋转,施加一个额外的相位,使得环形孔径阵列上的任意一个狭缝到  $O_2$  点的相位再次达到相等,从而实现新的相消干涉。由此我们可以通过旋转孔径阵列上的狭缝,得到不同

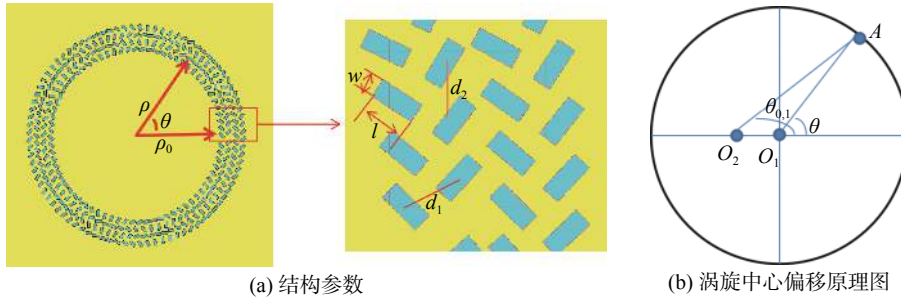


图 1 超表面的结构参数以及涡旋偏移原理示意图

Fig. 1 The schematic of the metasurface for structural parameters and vortex-center shifting

拓扑荷数的涡旋光。

为实现近场等离子体涡旋空间位置的任意偏移，先在圆偏振光的入射下，在结构中心激发出等离子体激元，然后通过旋转正交阵列狭缝，对每一个小棍狭缝的相位进行调控。图 2 为涡旋光原理图，当入射光为左旋圆偏振光(LCP)或者右旋圆偏振光(RCP)时，涡旋位置不再处于结构的中心位置，而是往其他位置发生偏移，偏移位置取决于图 1(b)中  $\theta_0$  以及  $\theta_1$  的大小， $\theta_0$ 、 $\theta_1$  分别

为 RCP、LCP 偏移之后的场分布与圆心的夹角。

如图 2 所示，当一束圆偏振光(RCP/LCP)正入射超表面结构时，原本应该处于结构中心的近场涡旋发生了偏移，此时环形孔径阵列上的每一点到场分布的相位不再相等。因此，要实现涡旋偏移，我们需要对孔径阵列上的每一个狭缝进行相位补偿，达到一个新的相位平衡。RCP 和 LCP 的补偿相位可以分别表示为：

$$\varphi_{\text{RCP}} = \arg \left\{ \exp \left[ 2\pi * \left( p+s-v \sqrt{p^2+s^2+2 * p * s * \cos(\theta-\theta_0)} \right) \right] \right\} \quad (1)$$

$$\varphi_{\text{LCP}} = \arg \left\{ \exp \left[ -2\pi * \left( p+s- \sqrt{p^2+s^2-2 * p * s * \cos(\theta-\theta_1)} \right) \right] \right\} \quad (2)$$

式中： $p$  表示为初始半径与波长的比值； $s$  则为偏移距离与波长的比值。

由几何相位可知，狭缝的旋转角可以表示为

$$\theta = q \cdot \frac{\varphi}{2} \quad (3)$$

式中： $q$  为旋转因子，即每个狭缝排列一周旋转

角变化的周期数。通过变化旋转因子  $q$ ，可以实现不同拓扑荷数的涡旋光束。

## 2 仿真结果及分析

基于上述原理，本文对以下两种情况分别进

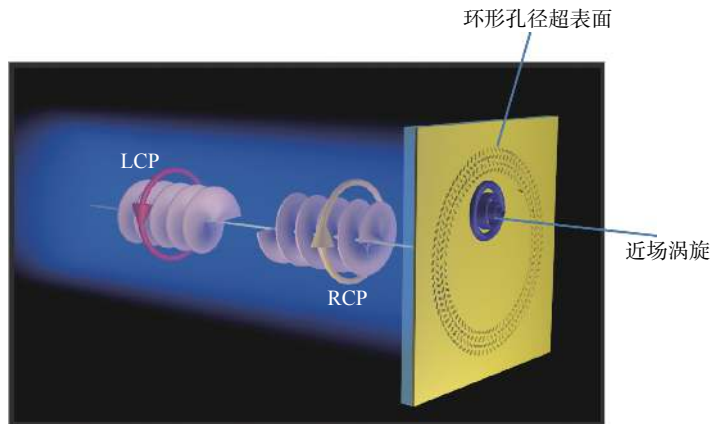


图 2 涡旋光原理图

Fig. 2 Schematic of vortex optics

行了模拟仿真。

(1) 拓扑荷数为±2、场分布偏移 λ

基于式(1)~(3)，取  $q = 3, p = 6, s = 1, \theta_0 = \pi$ ，本文设计了拓扑荷为±2，向左和向右偏移距离为 λ 的圆环结构。图 3 为时域有限积分 (FITD) 模拟仿真图，图(a)、(b)表示近场涡旋的相位分布，图(c)、(d)表示近场涡旋的能量分布，即电场分布。取 0.438 THz 作为工作频点，当 RCP 入射时，我们发现原本应该在结构中心，即坐标为(0,0)处的场分布与相位分布此时已偏移到左侧大概一倍波长处(684 μm)，即  $s = 1$ ，与参数设计完全符合。可以发现，偏移之后，涡旋光束所携带的拓扑荷数仍然是-2，与偏移之前相位信息相同，而场分布原本是一个圆形的、能量均匀的空心光束，此时却发生了一些细微的

变化。由于场分布发生了偏移使圆环右侧的能量相较于左侧略弱一点，因此结构上每一点到场分布的距离不再相同，从而产生了损耗。从理论上分析，在不考虑损耗时，场分布在发生偏移后应该仍然是一个能量均匀的空心圆。然后，将入射光的偏振态改为 LCP，由于相位初始发生了一个 π 的变化，此时相位与场分布均由中间位置偏移到右边一倍波长处。与 RCP 入射时的结果截然相反，如图 3(b)所示，此时 LCP 的场分布由于距离不同而产生损耗，也不再是一个能量均匀的空心光斑，而与 RCP 入射下的场分布对称分布。场分布与相位之所以会发生偏移的原因是，在距离圆心一倍波长处，对正交孔径阵列上的每一个狭缝施加了额外的补偿相位，使得原本孔径阵列上每一个狭缝到场分布的相位不相等的情况

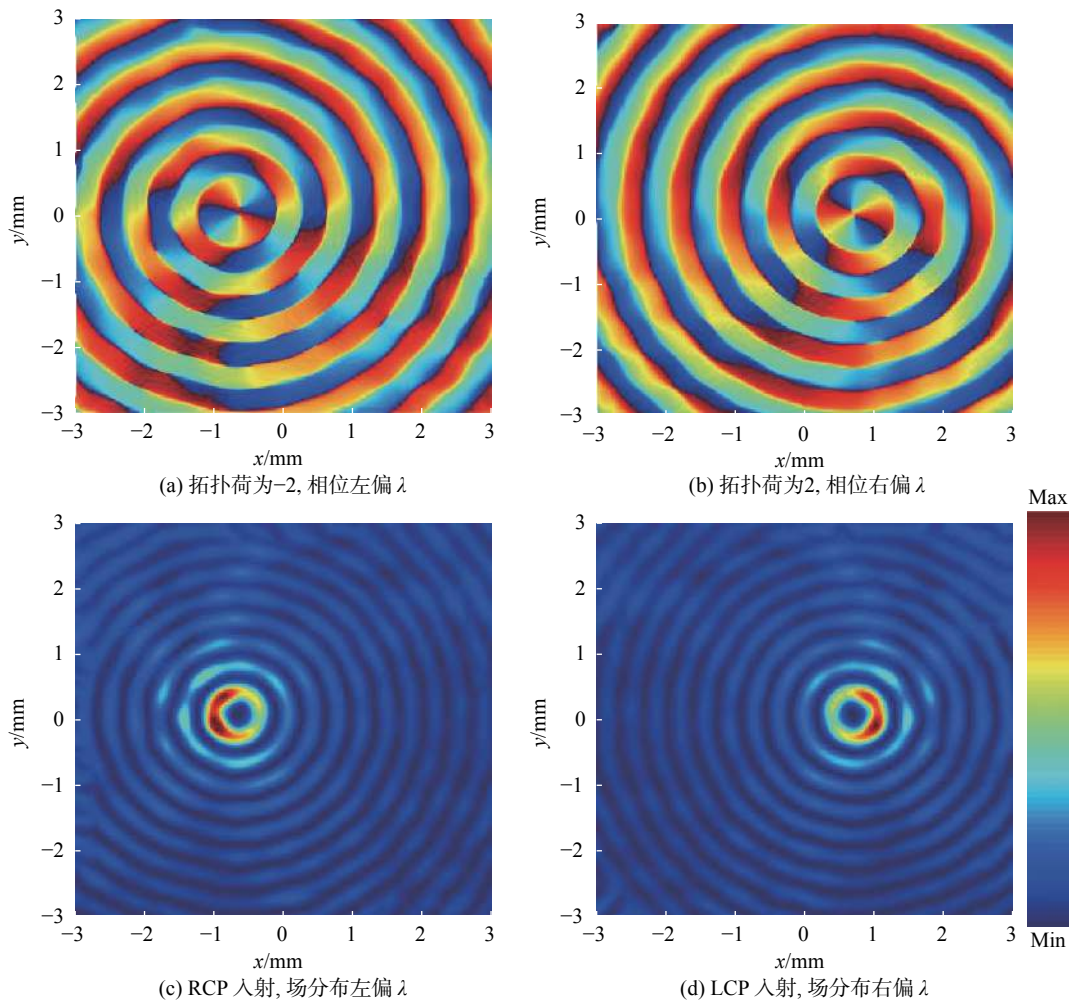


图 3 拓扑荷数为±2, s=1 的模拟仿真

Fig. 3 Simulation of topological charge ±2 with s=1

再次达到了相等，进而实现了相消干涉，产生了空心涡旋光束。

(2) 拓扑荷数为 $\pm 1$ 、场分布左上或者右下偏移  $2\lambda$

取  $q = 2, p = 6, s = 1, \theta_0 = 135^\circ$ 。图 4 为  $135^\circ$  偏移或  $45^\circ$  偏移的相位与电场分布图 (FITD)。与先前仿真结果相比较，除了偏移位置发生了变化，相位信息以及偏移之后能量不均匀的场分布不变。与上一种情况不同的地方有两处：其一，本节涡旋光束所携带的拓扑荷数为 $\pm 1$ ，并且基于几何相位，对孔径阵列上的每一个狭缝施加补偿相位，实现了与拓扑荷数为 $\pm 2$ 时相同的现象，即近场涡旋偏移；其二，在实现近场涡旋偏移的基础上，本节对偏移的位置做了变化，使近场涡旋偏移到左上方或者右下方  $45^\circ$  处，并且距离中

心两倍波长处。与横向偏移类似，当近场涡旋向左或者向右偏移时，仅需要将式(1)中的  $\theta_0$  改为  $135^\circ$  即可。综上所述，本文基于几何相位，通过对旋转因子  $q$  进行调控，可以实现不同拓扑荷数的近场涡旋偏移，并且通过控制参数  $\theta_0$  与  $s$ ，可以实现空间任意位置的涡旋偏移。

本文采用两圈正交的棍子是为了增强场分布的强度，针对拓扑荷数为 $-1$ ，偏移  $2\lambda$  的情况，我们分别给出了不同圈数结构在 RCP 入射下的相位信息以及电场分布信息，如图 5 所示。图 5(a) 和 (d) 为 1 圈正交小棍的相位信息以及场分布信息；图 (b) 和 (e) 以及图 (c) 和 (f) 分别为 3 圈正交小棍和 5 圈正交小棍的电场信息。可以发现，圈数不断增加的同时，相位不变，电场强度依次增强。

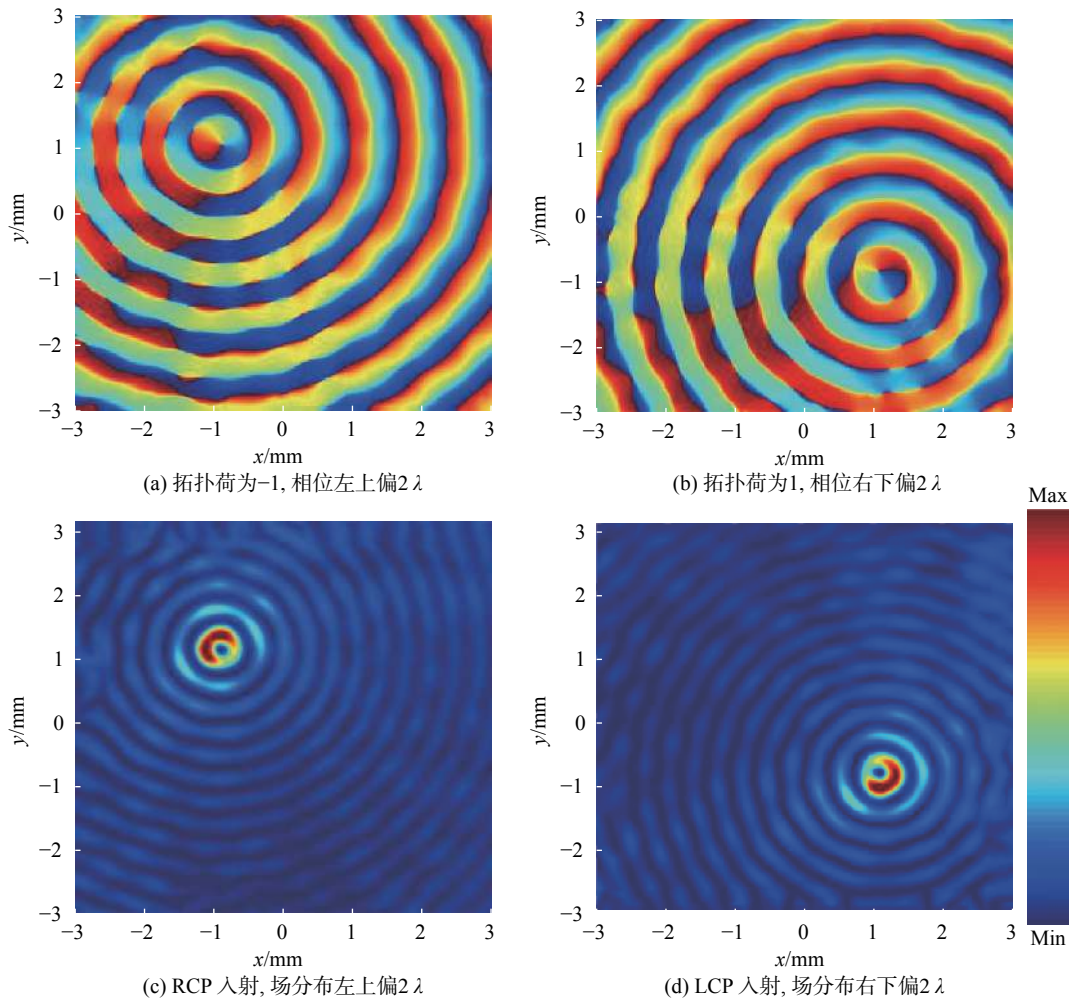


图 4 拓扑荷数为 $\pm 1$ ， $\theta_0=135^\circ$ ， $s=2$  的模拟仿真

Fig. 4 Simulation of topological charge of  $\pm 1$  ,  $\theta_0=135^\circ$  ,  $s=2$

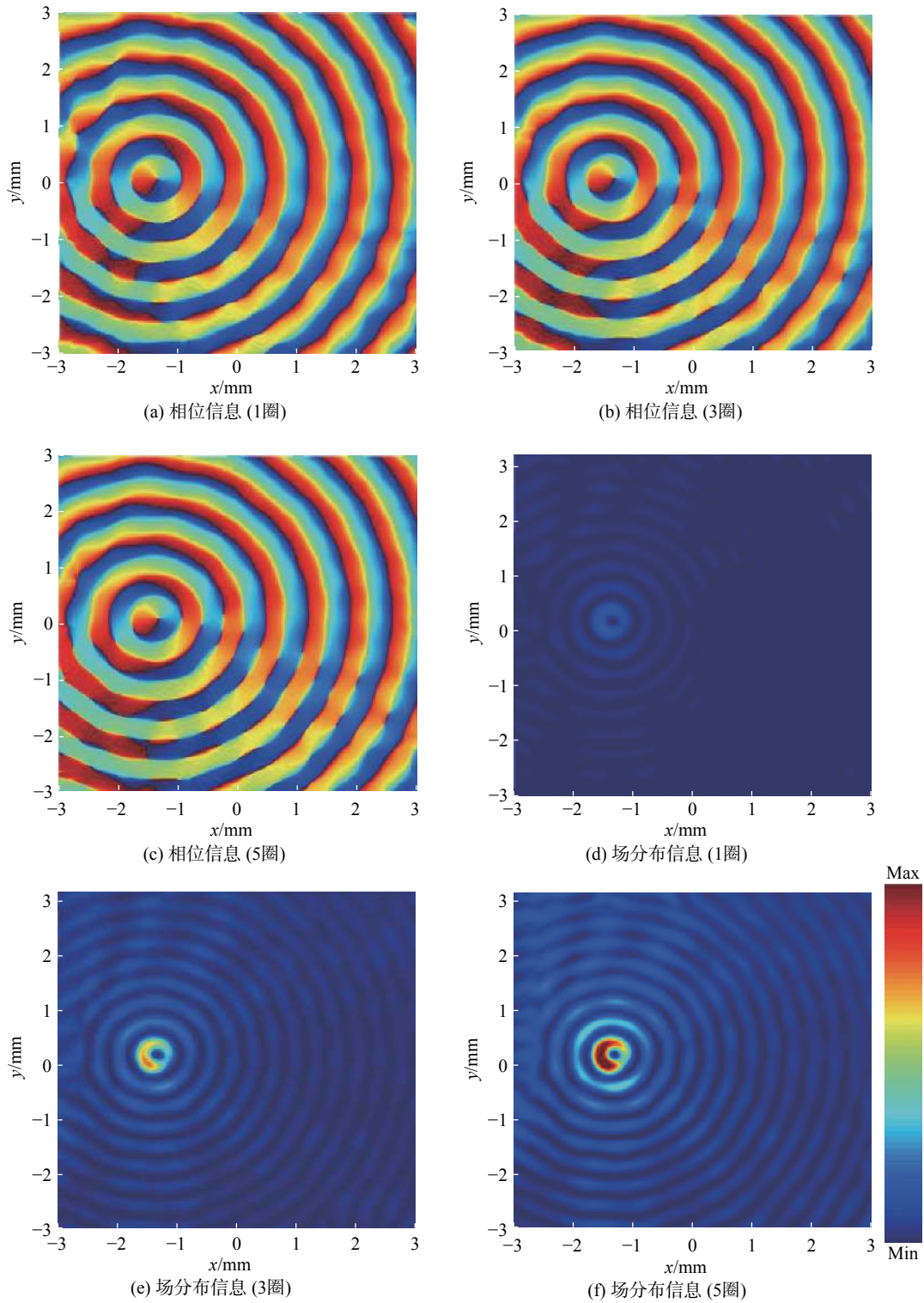


图 5 不同圈数的电场信息

Fig. 5 Electric field information of different turns

### 3 结 论

本文基于 PB 相位设计了一种柔性材料太赫

兹超表面器件。为了验证结构的准确性，基于贝塞尔方程和利用 MATLAB 对以上两种情况进行了数值计算。计算结果表明，偏移之后的涡旋的

相位信息与偏移距离和 FITD 的仿真结果相同。由于损耗的存在, FITD 得到的场分布是一个能量不均匀的空心光斑, 而 MATLAB 得到的结果则是一个理论值, 是一个能量均匀的空心光斑, 符合实际情况。本文所设计的柔性超表面在太赫兹通信、探测、数据传输等领域都有着广阔的应用前景。

#### 参考文献:

- [1] DEVLIN R C, AMBROSIO A, RUBIN N A, et al. Arbitrary spin-to-orbital angular momentum conversion of light[J]. *Science*, 2017, 358(6365): 896 – 901.
- [2] BOUCHARD F, DE LEON I, SCHULZ S A, et al. Optical spin-to-orbital angular momentum conversion in ultra-thin metasurfaces with arbitrary topological charges[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(10): 101905.
- [3] JESACHER A, SCHWAIGHOFER A, FÜRHAPTER S, et al. Wavefront correction of spatial light modulators using an optical vortex image[J]. *Optics Express*, 2007, 15(9): 5801 – 5808.
- [4] YU N F, GENEVET P, KATS M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction[J]. *Science*, 2011, 334(6054): 333 – 337.
- [5] HUANG L L, CHEN X Z, MÜHLENBERND H, et al. Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(11): 5750 – 5755.
- [6] YUE F Y, WEN D D, ZHANG C M, et al. Multichannel polarization - controllable superpositions of orbital angular momentum states[J]. *Advanced Materials*, 2017, 29(15): 1603838.
- [7] GUO Y H, PU M B, ZHAO Z Y, et al. Merging geometric phase and plasmon retardation phase in continuously shaped metasurfaces for arbitrary orbital angular momentum generation[J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(11): 2022 – 2029.
- [8] ZHANG R R, ZHANG Y Q, MA L, et al. Nanoscale optical lattices of arbitrary orders manipulated by plasmonic metasurfaces combining geometrical and dynamic phases[J]. *Nanoscale*, 2019, 11(29): 14024 – 14031.
- [9] DU L P, XIE Z W, SI G Y, et al. On-chip photonic spin hall lens[J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(8): 1840 – 1847.
- [10] LIN J, MUELLER J P B, WANG Q, et al. Polarization-controlled tunable directional coupling of surface plasmon polaritons[J]. *Science*, 2013, 340(6130): 331 – 334.
- [11] LEE S Y, KIM S J, KWON H, et al. Spin-direction control of high-order plasmonic vortex with double-ring distributed nanoslits[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2015, 27(7): 705 – 708.
- [12] YANG H, CHEN Z Q, LIU Q, et al. Near - field orbital angular momentum generation and detection based on spin - orbit interaction in gold metasurfaces[J]. *Advanced Theory and Simulations*, 2019, 2(10): 1900133.
- [13] KIM H, PARK J, CHO S W, et al. Synthesis and dynamic switching of surface plasmon vortices with plasmonic vortex lens[J]. *Nano Letters*, 2010, 10(2): 529 – 536.
- [14] MEHMOOD M Q, MEI S T, HUSSAIN S, et al. Visible - frequency metasurface for structuring and spatially multiplexing optical vortices[J]. *Advanced Materials*, 2016, 28(13): 2533 – 2539.
- [15] JIANG Z H, KANG L, YUE T W, et al. A single noninterleaved metasurface for high - capacity and flexible mode multiplexing of higher - order Poincaré sphere beams[J]. *Advanced Materials*, 2020, 32(6): 1903983.
- [16] GAO H, LI Y, CHEN L W, et al. Quasi-Talbot effect of orbital angular momentum beams for generation of optical vortex arrays by multiplexing metasurface design[J]. *Nanoscale*, 2018, 10(2): 666 – 671.

(编辑: 刘铁英)