

螺旋微孔阵列对涡旋光束的调制机理研究

高原^{1,2,3}, 张子龙^{1,2,3*}, 田顺^{1,2,3}, 赵苏怡^{1,2,3}, 赵长明^{1,2,3}¹北京理工大学光电学院, 北京 100081;²光电成像技术与系统教育部重点实验室, 北京 100081;³信息光子技术工业与信息化部重点实验室, 北京 100081

摘要 从理论和实验上研究涡旋光束通过具有费马螺线分布微孔结构的衍射板后拓扑荷数的变化情况, 以及光束强度分布的衍射和聚焦特性。利用一个正透镜对衍射光束进行聚焦, 观察和研究聚焦光束在焦平面后一定范围内的光强分布变化情况。衍射光束的最内环光强分布在束腰前后约有五个变化阶段。这一变化趋势适用于涡旋光束通过微孔沿不同费马螺线分布的衍射板的情况, 无论是螺线旋转方向的改变, 还是螺线结构数目的改变。通过衍射光束与球面波的干涉来验证拓扑荷数的变化规律。结果表明, 这种衍射可以产生新的拓扑荷数, 其变化与入射涡旋光束的相位波前和螺旋微孔阵列的相对旋向有关。

关键词 物理光学; 涡旋光束; 拓扑荷调制; 衍射; 螺旋微孔阵列

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0226003

Modulation Mechanism of Vortex Beam by Helical Microporous Array

Gao Yuan^{1,2,3}, Zhang Zilong^{1,2,3*}, Tian Shun^{1,2,3}, Zhao Suyi^{1,2,3}, Zhao Changming^{1,2,3}¹School of Optics and Photonics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;²Key Laboratory of Photoelectronic Imaging Technology and System, Ministry of Education of People's Republic of China, Beijing 100081, China;³Key Laboratory of Photonics Information Technology, Ministry of Industry and Information Technology, Beijing 100081, China

Abstract The topological charge variation of a vortex beam passing through a diffraction plate with a Fermat spiral microporous structure and the diffraction and focusing characteristics of the beam intensity distribution are studied theoretically and experimentally. A positive lens is used to focus the diffracted beam, and the variation of the intensity distribution behind the focal plane is observed and studied. The intensity distribution of the innermost ring of the diffracted beam has about five stages before and after the beam waist. This variation trend is applicable to the case of the diffracted plate with different Fermat spirals distributed by the vortex beam through the microhole, whether the rotation direction of the spiral is changed or the number of spiral structures is changed. The change of topological charge is verified by the interference between diffraction beam and spherical wave. The results show that the diffraction can generate a new topological charge, which is related to the phase front of the incident vortex beam and the relative rotation of the helical microhole array.

Key words physical optics; vortex beam; topological charge modulation; diffraction; helical microporous array

收稿日期: 2021-06-02; 修回日期: 2021-07-30; 录用日期: 2021-08-16

基金项目: 国家自然科学基金(61805013)

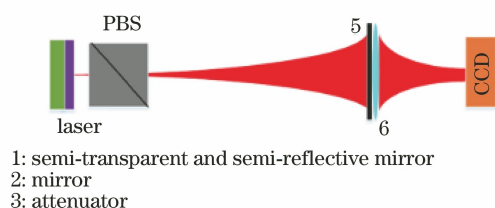
通信作者: *zlzhang@bit.edu.cn

1 引言

涡旋光束的特点是具有螺旋形的相位分布,此外其每一个光子都有相同的轨道角动量(OAM)^[1]。通过将 OAM 传递给待捕获粒子,能够实现对粒子的光学捕捉。此外,也有报道证实了涡旋光束能够作为信息载体用在光通信中^[2]。带有 OAM 的涡旋光束在光学扳手、光镊^[3-5]、非线性光学^[6]、光通信^[7-8]、晶体学^[9]和量子信息学^[10]中有许多重要的应用。涡旋光束的产生方法有很多种,如螺旋相位板(SPP)^[11]、计算全息图^[12]、模式转换器^[13-14]、液晶空间光调制器^[15]、Q板(Q-plates)^[16]和损耗点镜^[17]等。最近,Yang等^[18-19]提出了一种利用手性态旋转对称叠加的衍射板产生涡旋光束的新方法。基于Yang等^[18-19]的研究,Zhang等^[20]提出了通过具有费马螺旋传输结构的衍射板产生新的涡旋光束的理论。为此,涡旋光束的产生和传播引起了科研人员的广泛关注。Stahl等^[21]给出了涡旋光束经过三角形光阑衍射后的解析计算表达式。Cui等^[22]研究了涡旋光束的一半被刀口阻挡后的衍射情况。Volyar等^[23]研究了组合光学涡旋光束的衍射情况。Topuzoski等^[24]研究了拉盖尔高斯(LG)光束通过螺旋轴棱锥后的衍射情况。Fischer等^[25]探索了不同角向指数的 LG 光束通过圆形障碍物和杨氏双缝后的传播和衍射情况。Li等^[26]通过计算仿真说明了光学涡旋光束在基于菲涅耳衍射的随机场中的传播特性。

本文在之前研究的基础上研究了具有沿费马螺旋线分布的微孔结构衍射板对涡旋光束拓扑荷的调制机理,计算模拟了衍射光束的 OAM 谱分布,并研究了通过透镜后衍射光束的聚焦特性和最内环光强分布的变化过程。在束腰位置前,衍射光束的最内环光强图样最开始具有螺旋形的点状分布特征;随后

(a)



1: semi-transparent and semi-reflective mirror
2: mirror
3: attenuator

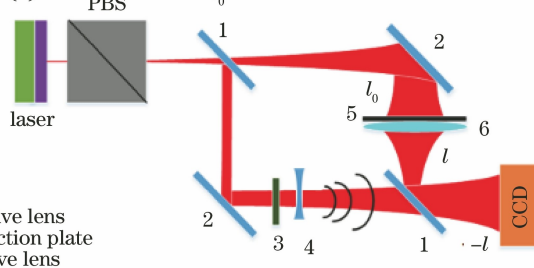
变为沿圆环排列的点状光斑;之后在光束的束腰位置,最内环光强图样呈连续圆环状,表明此时实现了较好的拓扑荷调制,与相应标准涡旋光束的光强分布十分接近;接着光束经过束腰位置后,光强花样旋向与束腰前反向,最内环光强图样呈条带状分布;最后,光强花样旋向依然与束腰前反向,最内环光强图样由条带状逐渐重新向点状过渡。改变衍射板上螺旋结构的旋转方向和数目,涡旋光束通过衍射板后的光强分布变化仍符合这一规律。本文还通过衍射光束与球面波的干涉,研究了拓扑电荷的变化情况。通过仿真和实验证明,改变衍射板上螺旋结构的旋转方向相当于改变入射涡旋光束的拓扑荷数符号,这意味着拓扑荷数符号的变化依赖于入射涡旋光束与衍射板上螺旋微孔结构的相对旋向。该技术能够简便、有效且低成本地改变涡旋光束的拓扑荷数,并实现结构光束光强的三维空间变换,在光学粒子操控、光学 3D 打印及空间光通信等领域有着较高的潜在应用价值。

2 实验装置与原理分析

2.1 实验装置

实验装置如图 1 所示,其中 l 为 LG 光束的角向指数(拓扑荷数), l_0 为入射光束的拓扑荷数。激光器是一个自制的双频微片激光器,其输出光束通过偏振分束棱镜(PBS)后,能够输出 $p=0$ 和 $l=\pm 1$ ^[27]的线偏振 LG 光束,其中 p 和 l 分别为 LG 光束的径向和角向指数(拓扑荷数),LG 光束在衍射板上的光束半径为 10 mm。实验装置中,其他元件如图 1 所示。实验中搭建了马赫曾德尔干涉仪,用以观察衍射光束与球面波的干涉图案,球面波由 LG 光束通过负透镜后得到。紧贴着衍射板放置焦距为 200 mm 的正透镜。衍射板上有一些沿费马螺旋线分布的微孔,不同衍射板上的费马螺旋线数目 m 和

(b)



4: negative lens
5: diffraction plate
6: positive lens

图 1 实验装置。(a) LG 光束的衍射装置;(b)球面波与衍射光束的干涉装置

Fig. 1 Experimental device. (a) Diffraction device of LG beam; (b) interference device of spherical wave and diffracted beam

旋向不同, 每一条费马螺旋线上有 50 个直径为 300 μm 的微孔, 衍射板样式如图 2 所示。衍射板尺

寸为 20 mm \times 20 mm, 费马螺旋线的旋转参数 $\theta \in [0, 4\pi]$ 。

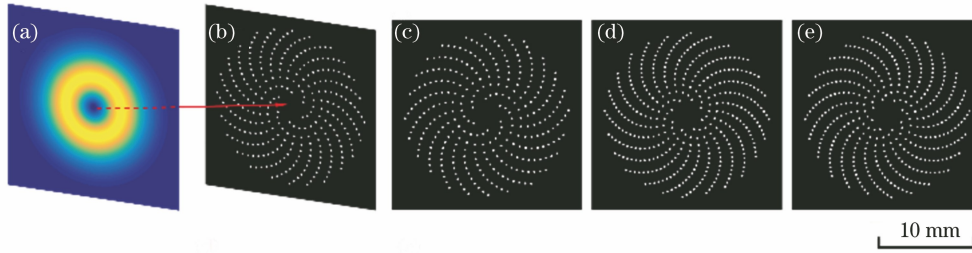


图 2 入射涡旋光束和衍射板图。(a)入射的涡旋光束强度分布;(b)费马螺旋线数目 $m=6$ 且逆时针旋向的费马螺旋线分布;(c)费马螺旋线数目 $m=6$ 且顺时针旋向的费马螺旋线分布;(d)费马螺旋线数目 $m=8$ 且逆时针旋向的费马螺旋线分布;(e)费马螺旋线数目 $m=8$ 的且顺时针旋向的费马螺旋线分布

Fig. 2 Diagram of incident vortex beam and diffraction plate. (a) Intensity distribution of incident vortex beam; (b) Fermat spiral distribution with number of Fermat spirals $m=6$ and counterclockwise rotation; (c) Fermat spiral distribution with number of Fermat spirals $m=6$ and clockwise rotation; (d) Fermat spiral distribution with number of Fermat spirals $m=8$ and counterclockwise rotation; (e) Fermat spiral distribution with number of Fermat spirals $m=8$ and clockwise rotation

2.2 理论分析

选择 LG 光束作为输入光束, 本文将 LG 光束的径向指数 p 默认为 0, 则光束的复振幅为 $U_{p,l_0}(r, \theta, z)$, 其中 (r, θ) 为空间的极坐标, z 为光束的传播距离。输入光束通过衍射板后, 每条费马螺旋线上的每个微孔都会产生一个附加的孔径函数 $T_{s,k}(r, \theta, z)$, 其中下角标 s, k 表示第 s 条费马螺旋线上的第 k 个微孔。考虑同一半径上各点的相位变化, 在傍轴条件下, $U_{0,l_0}(r, \theta, z)$ 光束的相位有 l_0 个周期, 衍射板后的初始相位 $\phi_s = \phi_0 + l_0 \cdot 2\pi s/m$, 其中 ϕ_0 为第 0 条费马螺旋线产生的相位。通过衍射板后光束的复振幅 $\psi(r, \theta, z)$ 可以表示为一系列 LG 光束的复振幅 $\varphi_{p,l}(r, \theta, z)$ 之和^[18], 总复振幅可表示为

$$\psi(r, \theta, z) = \sum_{s=0}^{m-1} \sum_{l=-\infty}^{\infty} c\varphi_{p,l} \left(r, \theta - \frac{2\pi s}{m}, z \right) \exp(i\phi_0) \exp\left(il_0 \frac{2\pi s}{m} \right), \quad (1)$$

式中: c 为膨胀系数^[18]。通过将 $\varphi_{p,l}(r, \theta, z)$ 分解成 $\varphi_{p,l}(r, z) \exp(il\theta)$, 可以得到通过衍射板后同一半径处各微孔对光束的调制函数, 表达式为

$$T_s = \sum_{s=0}^{m-1} \exp\left(-il \frac{2\pi s}{m}\right) \exp\left(il_0 \frac{2\pi s}{m}\right) = \sum_{s=0}^{m-1} \exp\left[i \frac{2\pi s}{m} (-l + l_0) \right] = \begin{cases} m, & l - l_0 = Mm \\ 0, & l - l_0 \neq Mm \end{cases}, \quad (2)$$

式中: M 为一系列整数。之后, 改写同一半径处总复振幅的表达式, 即

$$\psi(r, \theta, z) =$$

$$\begin{cases} m \sum_{l=-\infty}^{\infty} c\varphi_{p,l}(r, z) \exp(i\phi_0) \exp(il\theta), & l = Mm + l_0 \\ 0, & l \neq Mm + l_0 \end{cases}. \quad (3)$$

综上能得到费马螺旋线衍射板衍射 LG 光束的拓扑荷数应该满足

$$l = Mm + l_0, \quad M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots. \quad (4)$$

这里应当注意的是, 为了使入射光束与螺旋结构的旋向定义相同, 本文理论推导中螺旋结构的旋向定义为 $\theta - 2\pi s/m$, 与参考文献[18, 20]中的 $\theta + 2\pi s/m$ 相反。通过保持旋向定义一致, 能更好地解释实验结果。此外, M 不是一个单一的整数, 它是一个峰值在 ± 1 的谱, 且其他值对应的相对光束强度非常低且光强分布散乱, 为此本文只关注 $M = \pm 1$ 的情况。 M 的符号表示衍射板上螺线的旋向, 当螺线旋向为顺时针时 M 为正, 当螺线旋向为逆时针时 M 为负。

3 仿真计算和实验结果

数值仿真计算分为三个过程: 首先是 LG 光束在衍射板前的传输; 其次在 LG 光束中加入衍射板的振幅, 然后基于角谱理论进行下一次传输, 直至聚焦透镜; 最后在衍射光束函数中加入透镜的相位函数, 用角谱理论模拟光束的传输。入射光束的直径以及衍射板和微孔的尺寸均与 2.1 节的实验装置设置相同, 本文中所有仿真结果都是基于这一过程计

算得到的。图 3(a)为具有 $p=0$ 和 $l=-1$ 的 LG 光束经过顺时针旋向且 $m=6$ 的衍射板后在透镜焦平面后 50 mm 处的整个光束图案轮廓,可以看到光束图案大致由三层环状结构组成,本文主要关注最内层环状结构的变化过程,即图 3(a2)中圆形虚框内的结构。具有 $p=0$ 和 $l=-1$ 的 LG 光束经过逆时

针和顺时针旋向且 $m=6$ 的衍射板[图 2(b)和图 2(c)]后,衍射光束最内环的仿真结果和实验结果分别如图 3(b)~3(d)和图 3(e)~3(g)所示。最内层环状结构的强度和相位细节如图 3(b)~3(g)所示。随着传播距离 Δz 的增加,最内层环状结构从沿圆环排列的螺旋点状光斑变为沿圆环排列的

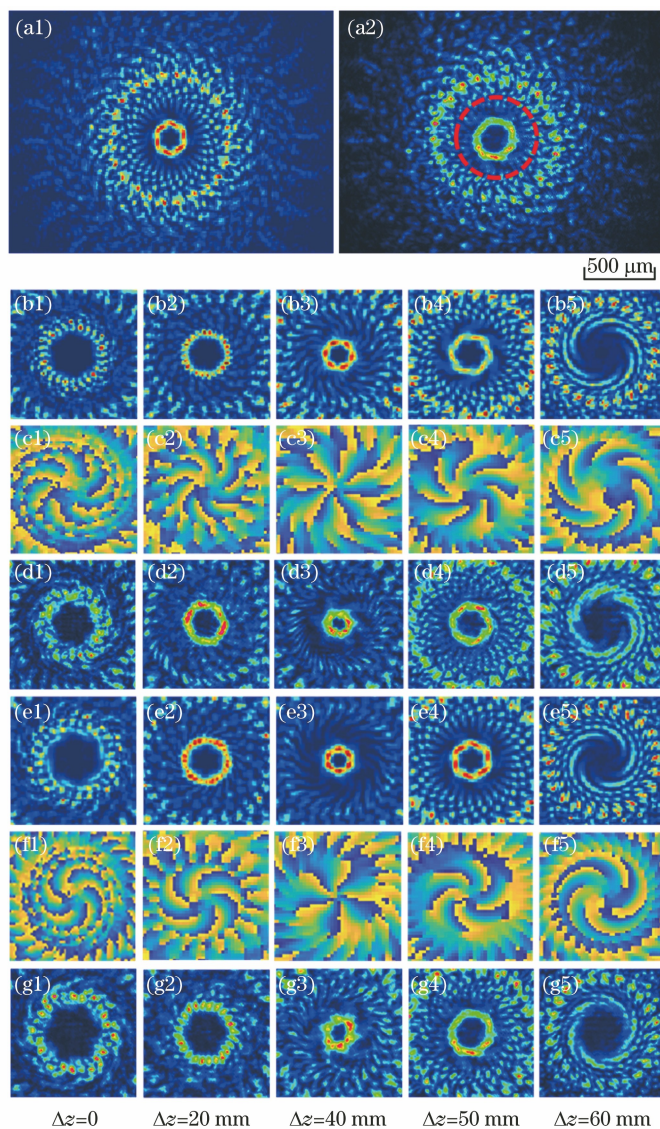


图 3 通过 $m=6$ 的衍射板后的衍射光束在焦平面后的变化过程。(a1)仿真计算的整个光束光强分布;(a2)实验测得的整个光束光强分布;(b1)~(b5)(e1)~(e5) LG 光束通过逆时针旋向、顺时针旋向的衍射板后仿真计算的光强度分布;(c1)~(c5)(f1)~(f5) LG 光束通过逆时针旋向、顺时针旋向的衍射板后仿真计算的相位分布;(d1)~(d5)(g1)~(g5) LG 光束通过逆时针旋向、顺时针旋向的衍射板后实验测得的光强度分布

Fig. 3 Change process of diffracted beam after passing through diffraction plate with $m=6$ behind focal plane. (a1) Intensity distribution of whole beam calculated by simulation; (a2) intensity distribution of whole beam measured by experiment; (b1)~(b5) (e1)~(e5) intensity distribution calculated by simulation after LG beam passing through diffraction plate with counterclockwise rotation and clockwise rotation; (c1)~(c5) (f1)~(f5) phase distribution of calculated by simulation after LG beam passing through diffraction plate with counterclockwise rotation and clockwise rotation; (d1)~(d5) (g1)~(g5) intensity distribution measured by experiment after LG beam passing through diffraction plate with counterclockwise rotation and clockwise rotation

点状光斑;随后在光束的束腰位置变为正六边形;之后旋向反向,变为沿条带状分布的光斑;最后条带状光斑逐渐重新向点状光斑过渡。

图 3(b)~3(g)中每列展示了衍射光束在束腰前后的光强分布变化过程,每列分别为焦平面后 0, 20, 40, 50, 60 mm 处的光强分布。第一阶段为经过微孔阵列后光强的逐渐聚焦过程,此时光强的分布还比较类似微孔螺旋结构,具有螺旋形的点状分布特征,图 3(b1)和图 3(d1)中微孔螺旋结构所组成的圆环是逆时针旋向的,而图 3(e1)和图 3(g1)是顺时针旋向的,表明不同旋向的微孔阵列会影响衍射光束的旋向;第二阶段为点状光斑的有序排列,可以明显看出此时光斑的分布已经呈圆环状排列,且外围光斑同样为同心圆环排列;第三个阶段为光束在束腰位置,此时最内环光强

分布呈正六边形,表明此时实现了较好的拓扑荷调制,与相应标准涡旋光束的光强分布十分接近;第四阶段为光束经过束腰位置,光强分布的花样出现了反向旋转特征,但此时最内环光强不再是点状分布,而是呈现条带状分布;第五阶段后,内环光强分布则由条带状逐渐重新向点状过渡,但光强花样旋向依然与束腰前反向。图 3(c)和图 3(f)的仿真相位分布表明五个阶段中光束的拓扑荷数都保持不变,且相位具有相似的旋转特性,图 3(c)和图 3(f)的拓扑荷数分别为 -7 和 $+5$,与(4)式的预测结果一致。

将衍射板分别更换为逆时针旋向和顺时针旋向且 $m=8$ 的衍射板[图 2(d)和图 2(e)],衍射光束图案随着传播距离的变化过程如图 4 所示,可以看到光束图案的变化规律与图 3 一致。

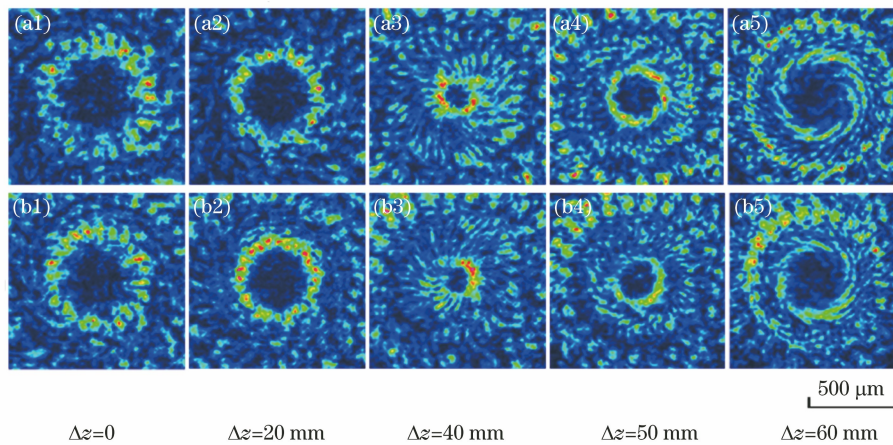


图 4 通过 $m=8$ 的衍射板后的衍射光束在焦平面后的变化过程。(a) 光束通过逆时针旋向的衍射板后的光强分布;(b) 光束通过顺时针旋向的衍射板后的光强分布

Fig. 4 Change process of diffracted beam after passing through diffraction plate with $m=8$ behind focal plane. (a) Intensity distribution of beam passing through counterclockwise diffraction plate; (b) intensity distribution of beam passing through clockwise diffraction plate

经过反射镜 1 后衍射光束的相位分布及其与球面波干涉后的光强和相位分布如图 5 所示,其中 CCD 放于透镜焦平面后 50 mm 处。图 5(a)和图 5(c)的入射光束为顺时针旋向且具有 $p=0$ 和 $l=1$ 的 LG 光束,分别使用了顺时针旋向和逆时针旋向且 $m=6$ 的衍射板[图 2(b)和图 2(c)];图 5(b)和图 5(d)的入射光束为逆时针旋向且具有 $p=0$ 和 $l=-1$ 的 LG 光束,分别使用了顺时针旋向和逆时针旋向且 $m=6$ 的衍射板[图 2(b)和图 2(c)]。这里应当注意的是,经过反射镜 1 后衍射光束的旋向反向了,经过衍射板 5 后衍射光束的拓扑荷数为 l ,此后经过反射镜 1 拓扑荷数变为 $-l$ 。图 5(a)为不同拓扑荷数下相位分布的仿真结果。图 5(b)为

对应的仿真结果,图 5(c)为对应的实验结果。图 5(d)为通过衍射板后衍射光束的 OAM 谱。很显然,通过衍射获得了新的拓扑荷数,且新产生的拓扑荷数 $l=l_0+Mm$,其中 M 的符号与衍射板上螺旋线旋向有关,当螺旋线旋向为顺时针时 $M=1$,螺旋线旋向为逆时针时 $M=-1$ 。

4 结 论

本文研究了螺旋微孔阵列对涡旋光束拓扑荷的调制机理,并研究了涡旋光束通过螺旋微孔阵列后产生的衍射光束和聚焦光束的强度分布变化过程。在束腰位置前,衍射光束的最内层环状结构经过微孔阵列后光强逐渐聚焦,螺旋点状分布特征变化为

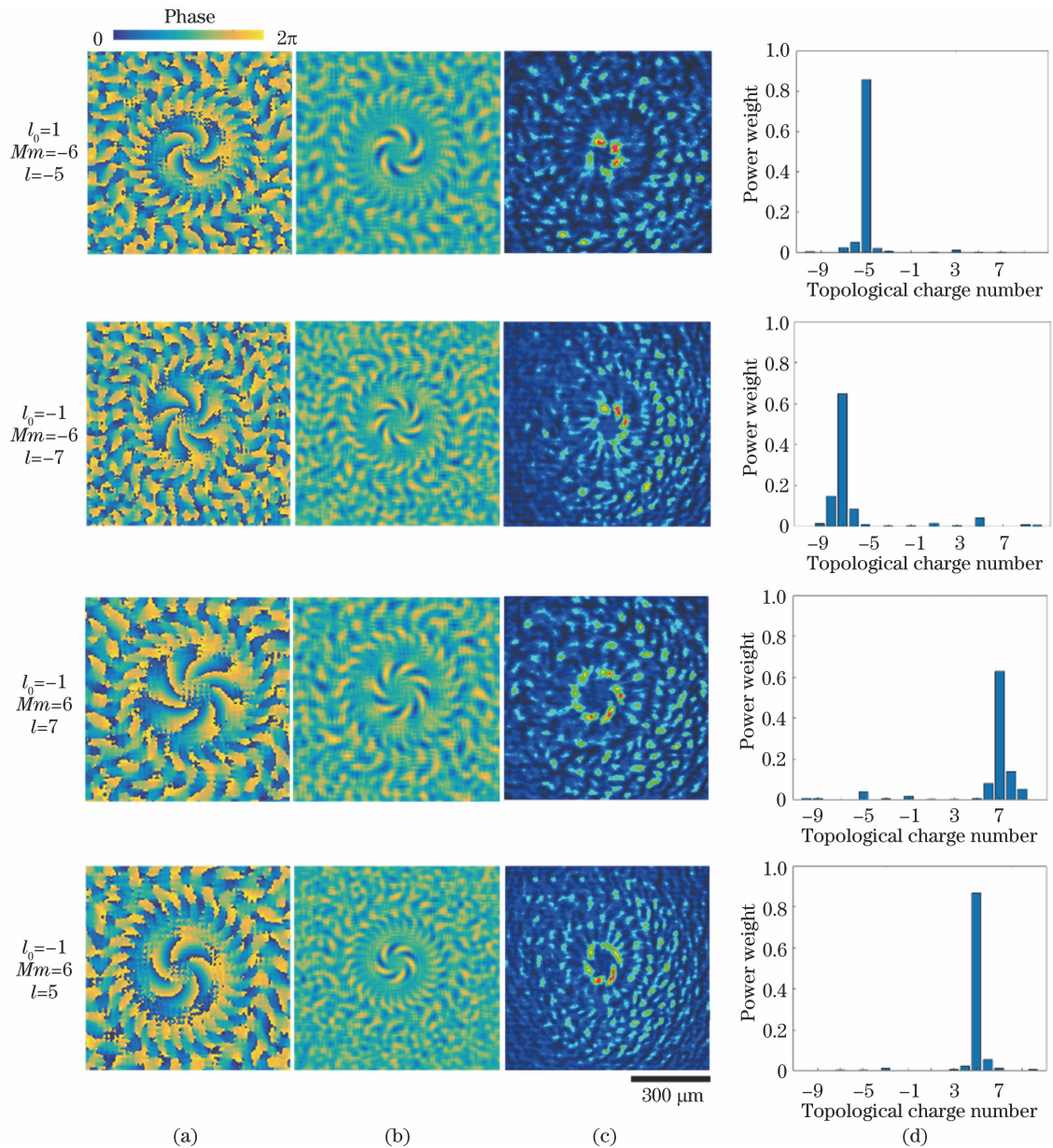


图 5 衍射光束的相位分布及其与球面波干涉后的相位分布与光强分布。(a)通过反射镜 1 后衍射光束的仿真相位分布；(b)衍射光束与球面波干涉后的仿真相位分布；(c)衍射光束与球面波干涉后的实验光强分布；(d)衍射光束的 OAM 谱仿真结果

Fig. 5 Phase distribution of diffracted beam and its phase distribution and intensity distribution after interference with spherical wave. (a) Simulated phase distribution of diffracted beam passing through mirror 1; (b) simulated phase distribution of diffracted beam after interference with spherical wave; (c) experimental intensity distribution of diffracted beam after interference with spherical wave; (d) simulation results of OAM spectrum of diffracted beam

点状光斑的有序排列；束腰位置处，光强呈正多边形分布；最后在束腰位置后旋向反向，从条带状分布逐渐变为点状分布。拓扑电荷变化量的数值仿真结果也与实验结果一致。结果表明，入射涡旋光束的相位旋向和螺旋微孔阵列的螺旋旋向决定了拓扑电荷值的增减。总之，涡旋光束通过带有螺旋微孔阵列的衍射板后产生了新的 LG 光束，其拓扑电荷不仅与入射光束的拓扑荷数和螺旋微孔阵

列上的螺旋数目有关，还与入射涡旋光束的相位波前和螺旋微孔阵列的相对旋向有关，且不同拓扑荷的衍射光束最内层环状结构在束腰位置前后均有相同的变化过程。该技术能够简便、有效且低成本地改变涡旋光束的拓扑荷数，并实现结构光束光强的三维空间变换，在光学粒子操控、光学 3D 打印及空间光通信等领域有着较高的潜在应用价值。

参 考 文 献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185-8189.
- [2] Gbur G, Tyson R K. Vortex beam propagation through atmospheric turbulence and topological charge conservation [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2008, 25(1): 225-230.
- [3] Simpson N B, Dholakia K, Allen L, et al. Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner[J]. *Optics Letters*, 1997, 22(1): 52-54.
- [4] Padgett M, Bowman R. Tweezers with a twist[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(6): 343-348.
- [5] Yang W D, Qiu X D, Chen L X. Research progress in detection, imaging, sensing, and micromanipulation application of orbital angular momentum of beams[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(5): 0500013.
杨伟东, 邱晓东, 陈理想. 光轨道角动量分离、成像、传感及微操控应用研究进展[J]. *中国激光*, 2020, 47(5): 0500013.
- [6] Ding D S, Zhou Z Y, Shi B S, et al. Linear up-conversion of orbital angular momentum[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(15): 3270-3272.
- [7] Barreiro J T, Wei T C, Kwiat P G. Beating the channel capacity limit for linear photonic superdense coding[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(4): 282-286.
- [8] Nan J H, Han Y P. Dual-channel multiband vortex optical communication[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(12): 1206001.
南久航, 韩一平. 双路多进制涡旋光通信[J]. *光学学报*, 2021, 41(12): 1206001.
- [9] Juchtmans R, B  ch   A, Abakumov A, et al. Using electron vortex beams to determine chirality of crystals in transmission electron microscopy [J]. *Physical Review B*, 2015, 91(9): 094112.
- [10] Ndagano B, Nape I, Cox M A, et al. Creation and detection of vector vortex modes for classical and quantum communication [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2018, 36(2): 292-301.
- [11] Sueda K, Miyaji G, Miyanaga N, et al. Laguerre-Gaussian beam generated with a multilevel spiral phase plate for high intensity laser pulses[J]. *Optics Express*, 2004, 12(15): 3548-3553.
- [12] Heckenberg N R, McDuff R, Smith C P, et al. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms[J]. *Optics Letters*, 1992, 17(3): 221-223.
- [13] Beijersbergen M W, Allen L, van der Veen H E L O, et al. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum [J]. *Optics Communications*, 1993, 96(1/2/3): 123-132.
- [14] Arlt J, Dholakia K. Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon [J]. *Optics Communications*, 2000, 177: 297-301.
- [15] Curtis J E, Koss B A, Grier D G. Dynamic holographic optical tweezers [J]. *Optics Communications*, 2002, 207: 169-175.
- [16] Karimi E, Piccirillo B, Nagali E, et al. Efficient generation and sorting of orbital angular momentum eigenmodes of light by thermally tuned Q-plates[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(23): 231124.
- [17] Li P, Zhang S L, Wang S, et al. High efficiency vortex beam generation by optimization of defect-spot mirror[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(5): 0501005.
李平, 张澍霖, 汪莎, 等. 通过优化损耗点镜产生高效率的涡旋光束[J]. *中国激光*, 2020, 47(5): 0501005.
- [18] Yang Y J, Thirunavukkarasu G, Babiker M, et al. Orbital-angular-momentum mode selection by rotationally symmetric superposition of chiral states with application to electron vortex beams [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(9): 094802.
- [19] Yang Y J, Zhao Q, Liu L L, et al. Manipulation of orbital-angular-momentum spectrum using pinhole plates[J]. *Physical Review Applied*, 2019, 12(6): 064007.
- [20] Zhang Z L, Tian S, Zhao C M, et al. Variations of topological charge of vortex beam based on a diffraction plate with spiral transmission structures [J]. *Optics Express*, 2019, 27(16): 22890-22897.
- [21] Stahl C, Gbur G. Analytic calculation of vortex diffraction by a triangular aperture[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2016, 33(6): 1175-1180.
- [22] Cui H X, Wang X L, Gu B, et al. Angular diffraction of an optical vortex induced by the Gouy phase[J]. *Journal of Optics*, 2012, 14(5): 055707.
- [23] Volyar A V, Fadeeva T A. Diffraction of combined optical vortices[J]. *Technical Physics Letters*, 2003, 29(8): 617-619.
- [24] Topuzoski S, Janicijevic L. Diffraction of Laguerre-Gaussian beam by a helical axicon[J]. *Acta Physica Polonica A*, 2009, 116(4): 557-559.
- [25] Fischer P, Skelton S E, Leburn C G, et al. Propagation and diffraction of optical vortices [J]. *Physica C: Superconductivity and Its Applications*, 2008, 468: 514-517.
- [26] Li X Z, Tai Y P, Nie Z G, et al. Propagation properties of optical vortices in random speckle field based on Fresnel diffraction scheme [J]. *Optics Communications*, 2013, 287: 6-11.
- [27] Zhang Z L, Gui K, Zhao C M, et al. Direct generation of vortex beam with a dual-polarization microchip laser [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2019, 31(15): 1221-1224.