

激光与光电子学进展

立方相位光栅用于光轨道角动量模式测量研究

胡满^{1,2}, 杨春勇^{1,2*}, 倪文军^{1,2}, 伍子文^{1,2}, 侯金^{1,2}, 陈少平^{1,2}

¹中南民族大学电子信息工程学院, 湖北 武汉 430074;

²中南民族大学智能无线通信湖北省重点实验室, 湖北 武汉 430074

摘要 本文提出一种使用立方相位光栅测量涡旋光束高阶轨道角动量(Oribtal Angular Momentum, OAM)模式的方法。将艾里光束特有的相位变化特性与光栅的结构函数结合,设计一种立方相位光栅,并将涡旋光束准直入射至立方相位光栅的不同入射点上以产生衍射图。数值仿真和实验结果表明,通过分析衍射图中的类厄米-高斯衍射图样可以较容易地测量入射光束的OAM模式。入射光束拓扑荷值的大小由衍射图中的亮条纹数决定,其正负值由亮条纹的分布走向决定。优化后的实验链路可简化实验操作,效果明显,可将检测的拓扑荷值最高可达到60。

关键词 光栅; 轨道角动量; 涡旋光束; 空间光调制器

中图分类号 TN929.12

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.1705003

Measurement of Optical Orbital Angular Momentum Mode Based on Cubic Phase Grating

Hu Man^{1,2}, Yang Chunyong^{1,2*}, Ni Wenjun^{1,2}, Wu Ziwen^{1,2}, Hou Jin^{1,2}, Chen Shaoping^{1,2}

¹College of Electronics and Information Engineering, South-Central University for Nationalities, Wuhan, Hubei 430074, China;

²Hubei Provincial Key Laboratory of Intelligent Wireless Communications, South-Central University for Nationalities, Wuhan, Hubei 430074, China

Abstract In this paper, we propose a method to measure the orbital angular momentum (OAM) modes of vortex beams using cubic phase gratings. Combining the unique phase change characteristics of the Airy beam with the structure function of the grating, a cubic phase grating is designed, and the vortex beam is collimated and incident on different incident points of the cubic phase grating to generate a diffraction pattern. The numerical simulation and experimental results show that the OAM mode of the incident beam can be easily measured by analyzing the Hermite-Gaussian diffraction pattern in the diffraction pattern. The topological charge of the incident beam is determined by the number of bright fringes in the diffraction pattern, and its positive and negative values are determined by the distribution trend of bright fringes. The optimized experimental link can simplify the experimental operation, the effect is obvious, and the topological load value detected can be reached up to 60.

Key words gratings; orbital angular momentum; vortex beams; spatial light modulator

OCIS codes 050.1950; 080.4865; 270.5585

收稿日期: 2021-01-06; 修回日期: 2021-01-26; 录用日期: 2021-01-28

基金项目: 国家民委中青年英才计划(MZR20004)、湖北省重点研发计划(2020BBB097)、中南民族大学中央高校基本科研业务费专项资金自科培育项目(CZP17026)

通信作者: *cyang@mail.scuec.edu.cn

1 引言

自 Allen 等^[1]发现含有螺旋相位因子且携带轨道角动量(OAM)的光束以来,携带轨道角动量的涡旋光束在光通信技术领域备受关注。一般而言,涡旋光束拓扑荷值的取值范围为负无穷到正无穷,可取整数也可取分数,而且不同模式下的涡旋光束之间相互正交,并且互不影响,为此可构成无穷维度的希尔伯特空间^[2]。由于涡旋光束具有轨道角动量的这种特殊性质,所以其在光通信中可显著提高系统的容量和传输速率^[3-4]。除此之外,涡旋光束还可应用于光学成像^[5]和高精度光学测量^[6]等。在这些众多的应用中,涡旋光束拓扑荷值的测量是不可或缺的关键技术之一,因此对 OAM 的测量已成为目前的研究热点之一。

目前,已经出现了一些检测拓扑荷值的方法,如透镜检测法^[7-9]和几何坐标变换法^[10]。透镜检测法所使用的实验装置简单,无需复杂光路,而且涡旋光束在低阶模式下的检测效果明显。倾斜透镜检测法可检测的模式数的最大值为 14,而单物镜检测法可检测的模式数的最大值为 32,但是当模式数大于 32 时,透镜检测法的识别效果不佳。几何坐标变换法所使用的实验装置较为复杂,而且在测量高阶模式的过程中存在较大的识别误差。针对以上两种方法存在的不足,科研人员提出了干涉检测法^[11-16]、缝孔衍射检测法^[17-24]和光栅衍射检测法^[17-31],并且广为使用。干涉检测法大都是基于 Zehnder 干涉^[11],其原理是利用双光束干涉得到的干涉图来获取涡旋光束的拓扑荷值,但其实验操作要求较高,实验装置复杂,不易调节和扩展,而且高阶模式下的识别效果不佳。文献^[13]提出了不同模式的涡旋光束叠加后识别 OAM 模式的方法,但此方法需要引入一个已知拓扑荷值的涡旋光束作为参考光,这增加了实验的复杂性。文献^[16]基于空间光调制器的不完全调制,设计了一种不需要参考光的干涉系统,这大大地简化了实验链路,但其图样在高阶模式下显示不清晰,识别效果欠佳。缝孔衍射检测法是使用规则的缝孔对 OAM 光束进行衍射,通过分析远场衍射的光场分布可以得到拓扑荷值。常见的缝孔衍射法有单缝衍射法^[17]、三角孔衍射法^[18]、圆孔衍射法^[19]、矩型孔衍射法和五边型孔衍射法^[20]等。缝孔衍射法对光束的准直要求较高,不易调节,而且高阶模式下的衍射效果不理想,不易观察。光栅衍射检测法是使用设计的振幅光栅或相位光栅对 OAM 光束进行衍射,通过分析远场衍射的光场分

布可以得到拓扑荷值。文献^[21]设计了一种周期渐变光栅,实现了 OAM 模式的精确测量,但此种光栅为振幅光栅,衍射效率较低。文献^[22]证明了相位光栅的衍射效果优于振幅光栅。随后,叉型光栅^[23-24]、达曼光栅^[25]、周期渐变相位光栅^[26]、环型光栅^[27]和环型渐变光栅^[28]等衍射相位光栅相继报道。归结起来,虽然上述相位光栅提高了衍射效率,但当模式数超过 30 时,检测能力仍显不足,还需改进。因此,有团队提出了一些特殊光栅,如径向相位光栅^[29]、双曲渐变光栅^[30]和周期螺旋辐光栅^[31]可以实现 100 阶以上高阶模式的测量,但涡旋光束的半径调控以及衍射识别的操作过程均较为复杂,导致实验的可调节性和扩展性存在局限,并且条纹在高阶模式下的辨识度较低。

为了兼顾测量光栅的衍射效率、实验易操作性、可调节性和可测量模式数范围,结合艾里光束的相位变化特性^[32]和光栅的结构函数,本文提出一种采用立方相位光栅(CPG)测量 OAM 的方法,并从理论和实验两个方面证明此种光栅对高阶 OAM 模式测量的实用性和准确性,同时本文通过减少实验装置中透镜的数量来简化实验链路,使实验更易于调节,提高实验的简易性、扩展性和可调节性。

2 理论基础

LG (Laguerre-Gaussian) 光束是一种常用的光学载波光束,而且是在实验中容易产生的涡旋光束,因此本文待测的入射光束特指 LG 光束。立方相位光栅用于检测 OAM 模式的原理如图 1 所示, LG 光束准直入射到立方相位光栅上,其远场衍射图中含有入射光束的模式信息,其中模式值的大小由衍射图中亮条纹的数目决定,模式的极性由亮条纹的分布走向决定。

立方相位光栅的构造函数为

$$t(x, y) = \exp[A\pi(x^3 - y^3)], \quad (1)$$

式中: t 表示相位函数; (x, y) 表示光栅的坐标; A 表示确定光栅的一个重要参数; D 表示离轴距离,表示光束入射到光栅中心的垂直或水平距离,此处设置垂直距离和水平距离相等。从(1)式可以看到,立方相位光栅的具体结构只取决于参数 A ,在仿真和实验中只需调整不同的 A 值和 D 值,即可得到效果不同的衍射图,比较不同的衍射图即可得到最佳的光栅参数所对应的离轴距离。立方相位光栅的相位结构如图 2 所示。

当 LG 光束的传播距离为 z 时,复振幅可表示为^[33]

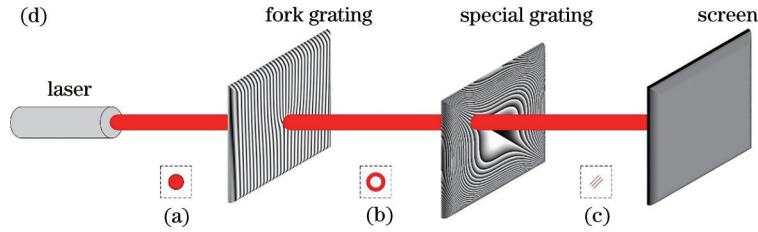


图 1 涡旋光束模式测量原理示意图。(a)高斯光束;(b)涡旋光束;(c)衍射图样;(d)测量光路

Fig. 1 Schematic of vortex beam mode measurement principle. (a) Gaussian beam; (b) vortex beam; (c) diffraction pattern; (d) measuring optical path

$$u(r, \theta, z) = \left(\sqrt{2} \frac{r}{\omega}\right)^l L_p^l \left(2 \frac{r^2}{\omega^2}\right) \exp(i l \theta) \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2} - i k z\right), \quad (2)$$

式中： r 表示光束传播的径向半径； θ 表示方位角； z 表示光束传播的距离； ω 表示光束在距离 z 处的光束半径； $L_p^l(\cdot)$ 表示缔结拉盖尔多项式，其中 p 和 l 分别表示光束的径向指数和拓扑荷值； k 表示波数， $k = 2\pi/\lambda$ ，其中 λ 表示波长。当 $p=0$ 时， $L_p^l=1$ 。当 $p=l=0$ 时，即表示高斯光束。本文将 $p=0$ 的LG光束作为入射光束。

当光束通过立方相位光栅时，其相位将被调制，并在远场处产生一个含有入射光束的模式信息，而且类似于厄米特高斯光束的强度图样，因此可以从衍射图样中容易地识别出入射光束的模式。

为了简单起见，本文的入射光束将垂直投射到立方相位光栅上，然后计算远场中的光场强度分

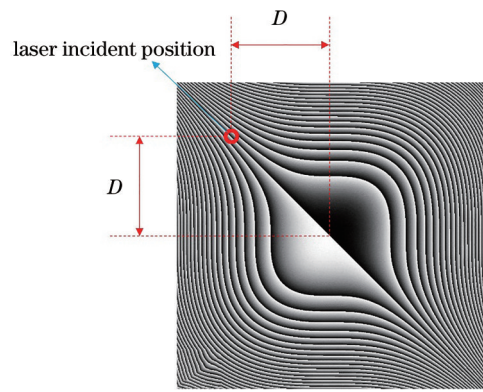


图 2 立方相位光栅的结构图样

Fig. 2 Structural pattern of cubic phase grating
布^[34]，表达式为

$$u(x, y) = \left| \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left[i \frac{k}{2z}(x^2 + y^2)\right] \times \mathcal{F}\left[u(\xi, \eta) \times t(\xi, \eta)\right] \right|^2, \quad (3)$$

式中： $u(\xi, \eta)$ 表示入射光束的光场分布，即LG光的复振幅函数，其中 (ξ, η) 表示立方相位光栅的光栅坐标。 $u(x, y)$ 表示远场衍射光场的强度分布； $t(\xi, \eta)$ 表示光栅的表达式； $\mathcal{F}(\cdot)$ 表示傅里叶变换函数。

3 数值模拟及实验

3.1 仿真结果

本文基于MATLAB仿真出了LG光束经过CPG后的远场衍射强度分布。在数值仿真的过程中，将波长为1550 nm的高斯光束作为初始光束，其束腰半径设为0.5 mm，仿真屏的格点数为1920×1080，格点大小均为8 μm。通过(2)式可以得到涡旋光束的光场并将其作为入射光束，拓扑荷值分别被设为±2、±4、±6、±8和±10，将涡旋光

束的光场准直投射至CPG上，其中CPG的具体结构由 A 来确定，离轴距离由 D 来确定。由于参数 A 的改变只会影响对应的最佳 D 值的大小，且识别效果不变，所以为了方便仿真结果和实验结果的展示，本文只对 $A=0.1$ 的情况进行仿真和实验分析，此时 $D=4.2$ mm。仿真结果如图3所示。从图3可以看到，输出的远场衍射图中有类似厄米特高斯光束的亮条纹图样，而且携带入射涡旋光束的模式信息，通过观察亮条纹的数目和条纹的分布走向可以得到入射光束模式值的大小和符号，具体规律如下。入射光束的模式值的大小由亮条纹数唯一确定，其值等于亮条纹的数目减一；入射光束的模式值的正负号由亮条纹的分布走向唯一决定，若条纹分布走向为从左上到右下，则入射光束的模式值为正，若条纹分布走向为从左下到右上，则入射光束

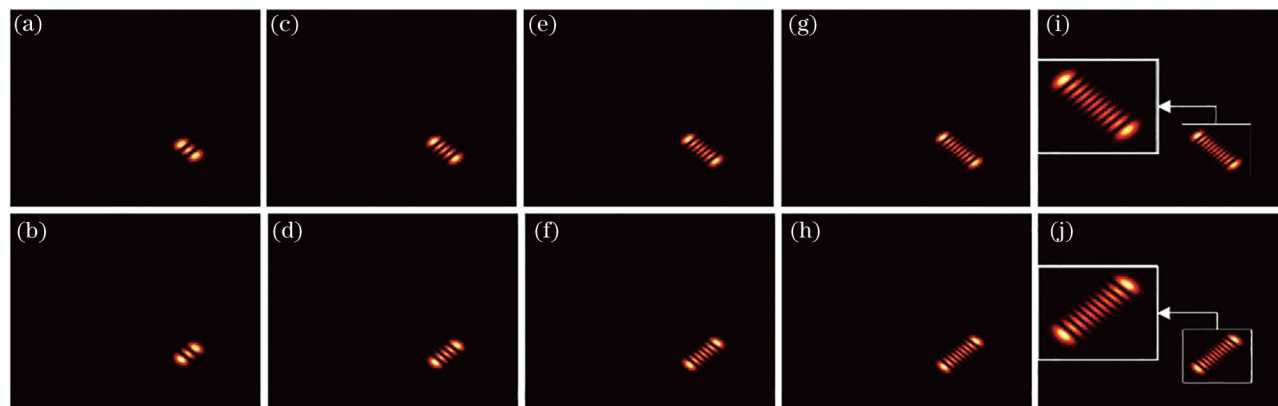


图 3 在不同拓扑荷值下涡旋光束模式测量的仿真结果。(a) +2; (b) -2; (c) +4; (d) -4; (e) +6; (f) -6; (g) +8; (h) -8; (i) +10; (j) -10

Fig. 3 Simulation results of vortex beam mode measurement under different topological charge values. (a) +2; (b) -2; (c) +4; (d) -4; (e) +6; (f) -6; (g) +8; (h) -8; (i) +10; (j) -10

的模式值为负。因此,通过图 3 的规律关系可以证明 CPG 对涡旋光束的模式测量具有较好的效果。

仿真条件下,当光栅参数 $A=0.1$ 时,不同 D 值下的衍射识别效果如图 4 所示。从图 4 可以看到,当 $D=0$,即光束向光栅中心入射时,衍射结果为一个环状,说明光栅的相位调制作用不够明显,所以该光栅在 OAM 模式检测中不宜向中心入射,需要以一定的离轴距离偏轴入射;随着离轴距离的增大,衍射图样

由圆环状逐渐变为椭圆状,说明光栅具有明显的相位调制作用;若继续增大离轴距离,衍射图样由椭圆状逐渐分离为类厄米特高斯光束的条纹分布;当 $D=4.2$ mm 时,立方相位光栅的相位调制作用可以使衍射图中的条纹分布表现出最佳的清晰度;随后,若继续增大离轴距离,则条纹分布逐渐变得不清晰,从而出现相位过调制,不易观察衍射条纹。

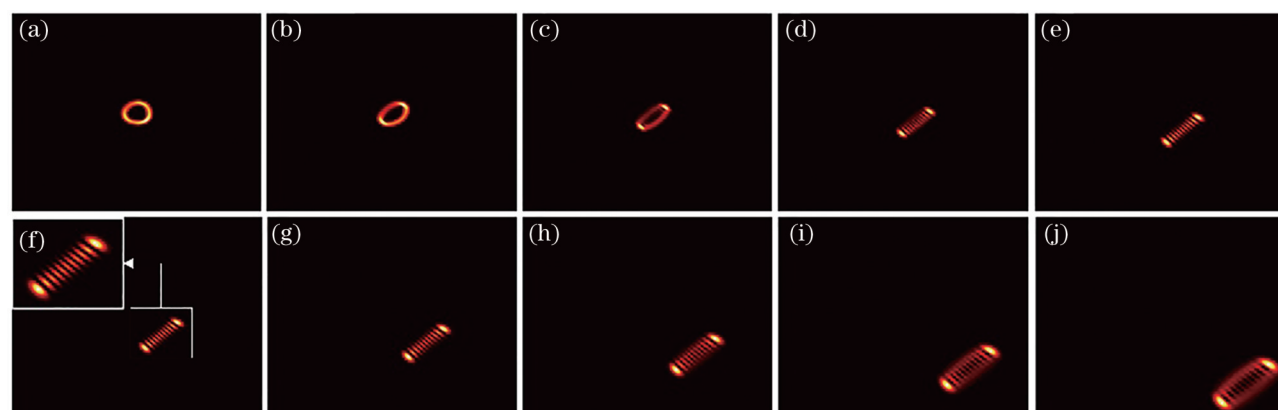


图 4 不同 D 值下的衍射图样。(a) 0; (b) 1.0 mm; (c) 2.0 mm; (d) 3.0 mm; (e) 4.0 mm; (f) 4.2 mm; (g) 5.0 mm; (h) 6.0 mm; (i) 7.0 mm; (j) 8.0 mm

Fig. 4 Diffraction patterns under different D values. (a) 0; (b) 1.0 mm; (c) 2.0 mm; (d) 3.0 mm; (e) 4.0 mm; (f) 4.2 mm; (g) 5.0 mm; (h) 6.0 mm; (i) 7.0 mm; (j) 8.0 mm

当输入为 LG 光束时,输出为类厄米-高斯 (Hermite Gaussian, HG) 光束的强度模式,将携带拓扑荷值分别为 ± 10 、 ± 20 、 ± 30 、 ± 40 、 ± 50 和 ± 60 的 LG 光束作为入射光束,使用 CPG 测量高阶 OAM 模式,测量结果如图 5 所示。从图 5 可以看到,衍射图中类 HG 光束的条纹状分布携带入射光束的模式

信息。入射光束的模式值大小由衍射图中类 HG 光束的亮条纹数决定,且与其一一对应,数值等于亮条纹数减一;入射光束的模式值的符号由亮条纹的分布走向决定,若亮条纹的分布走向为从左上到右下,则可以判断入射 LG 光束的模式值为正,若亮条纹的分布走向为从左下到右上,则可以判断入射 LG

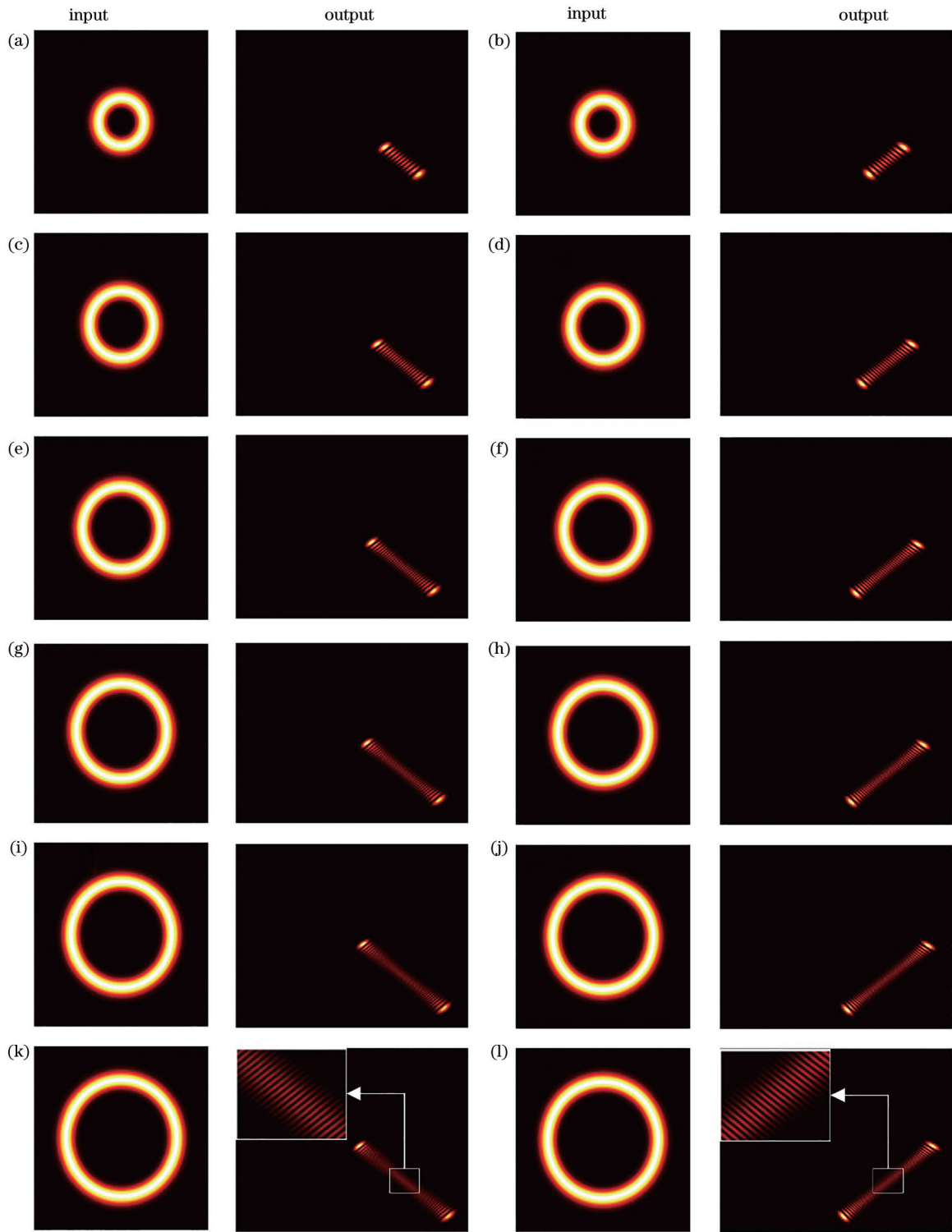


图5 不同拓扑荷值下LG光束经过CPG衍射后的仿真结果。(a) +10; (b) -10; (c) +20; (d) -20; (e) +30; (f) -30; (g) +40; (h) -40; (i) +50; (j) -50; (k) +60; (l) -60

Fig. 5 Simulation results of LG beam after CPG diffraction under different topological charge values. (a) +10; (b) -10; (c) +20; (d) -20; (e) +30; (f) -30; (g) +40; (h) -40; (i) +50; (j) -50; (k) +60; (l) -60

光束的模式值为负。综合可知亮条纹数和分布走向即可方便且快捷地测量入射光束的模式值。比如, 拓扑荷值 $l=20$ 的 LG 光束的衍射条纹数为 21, 区别

模式值的正负号在于衍射条纹的分布走向, 这种测量方式也适用于其他模式。仿真结果表明, 此种光栅可以测量 LG 光束的最大模式值超过 200, 因此可

以从测量的衍射条纹中容易判断出高阶 LG 光束的模式值。仿真结果表明,基于 CPG 的光栅衍射法在测量高阶 LG 光束方面具有良好的效果。

3.2 实验方案与效果

为了验证 CPG 模型的有效性,根据设计的实验方案搭建用于仿真结果验证的实验平台,用来验证 CPG 对轨道角动量衍射识别的效果,实验装置如图 6 所示。将高斯光束波长为 1550 nm 的激光器作为光源,输出高斯光束的束腰半径为 0.5 mm。由于从激光器输出的光束半径太小,入射到空间光调制器 (Spatial Light Modulator, SLM) 上难以产生理想的实验效果,所以光束需经过一个由双透镜组成的扩束准直系统,扩束倍数为 10 倍。另外,由于 SLM 只对水平偏振光有相位调制作用,所以需在 SLM 1 前放置一个偏振器,使入射到 SLM 1 上的光变为水平偏振光。同时,在 SLM 1 上加载对应的叉型光栅,用来产生不同模式的涡旋光束。所使用的 SLM 型号均为 PLUTO-2-NIR-011,分辨率均为 1920 pixel ×

1080 pixel,像素大小均为 8 μm。由于通过 SLM 1 反射产生的涡旋光束有许多次级衍射,所以放置一个可调节孔径大小的光阑来过滤多余的次级衍射。CCD 1 (Charge Coupled Device 1) 用来接收光阑过滤后理想的且只有一个环状特性的涡旋光束。由于 SLM 1 所出射的涡旋光束的半径会随着模式值的增大而增大,所以在光束照射到 SLM 2 之前,需调控光束的半径以适应 SLM 2 的尺寸。设置透镜与 SLM 1 之间的距离为透镜的焦距,SLM 2 与透镜之间的距离可调,从而方便地调节入射到 SLM 2 上光束的半径。在 SLM 2 上加载所设计的具有最佳参数的立方相位光栅, OAM 光束经过 SLM 2 反射后由 CCD 2 接收。实验结果表明,在 SLM 2 之前放置一个聚焦透镜, CCD 2 可直接接收光束经过 SLM 2 后的衍射图样。对比文献 [30] 中引入 4F 系统和 CCD 前置的透镜,此方法可以简化实验系统,所需的透镜数量由三个减少为一个,方便实验操作和调节,使实验系统变得更加紧凑,更易调节。

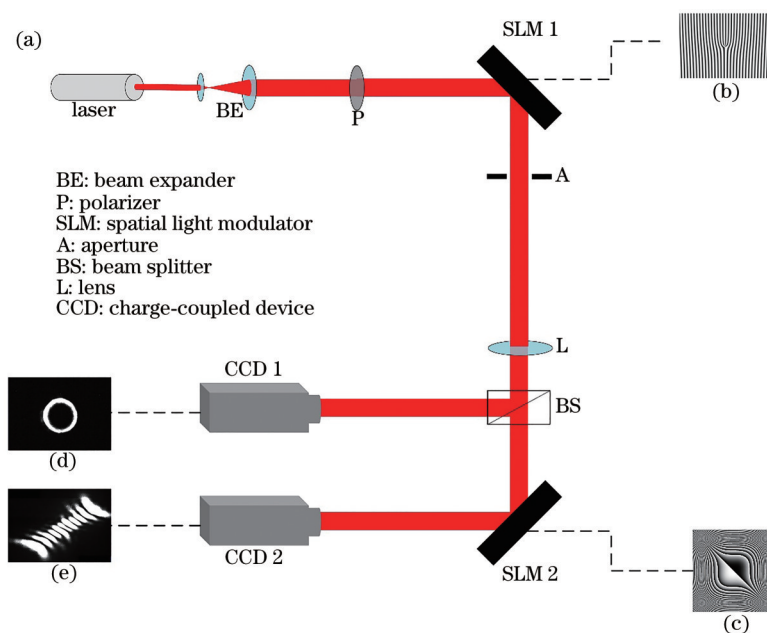


图 6 实验装置与实验结果。(a) 涡旋光束产生与模式测量的实验装置;(b) 加载在 SLM 1 上的叉型光栅;(c) 加载在 SLM 2 上的立方相位光栅;(d) $l=-10$ 的涡旋光束;(e) $l=-10$ 的涡旋光束经过 CPG 后的衍射图

Fig. 6 Experimental apparatus and experimental results. (a) Experimental device of vortex beam generation and pattern measurement; (b) forked grating loaded on SLM 1; (c) cubic phase grating loaded on SLM 2; (d) vortex beam with $l=-10$; (e) diffraction pattern of vortex beam with $l=-10$ after CPG diffraction

接下来,使用图 2 的 CPG 按照图 6 的实验装置进行实验操作。涡旋光束的仿真与实验结果的对比如图 7 所示,其中第一行为涡旋光束图样的仿真结果,第二行为涡旋光束图样的实验结果,仿真和实验中均设置涡旋光束的拓扑荷值分别为 2、4、6、8

和 10。从图 7 可以看到,涡旋光束所产生的实验结果与仿真结果相匹配,其中光强均符合环形分布的规律,且光环半径均随着拓扑荷值的增大而增大。

图 8 为不同模式下 LG 光束经过 CPG 衍射之后的远场衍射图。从图 8 可以看到,衍射图样的分布

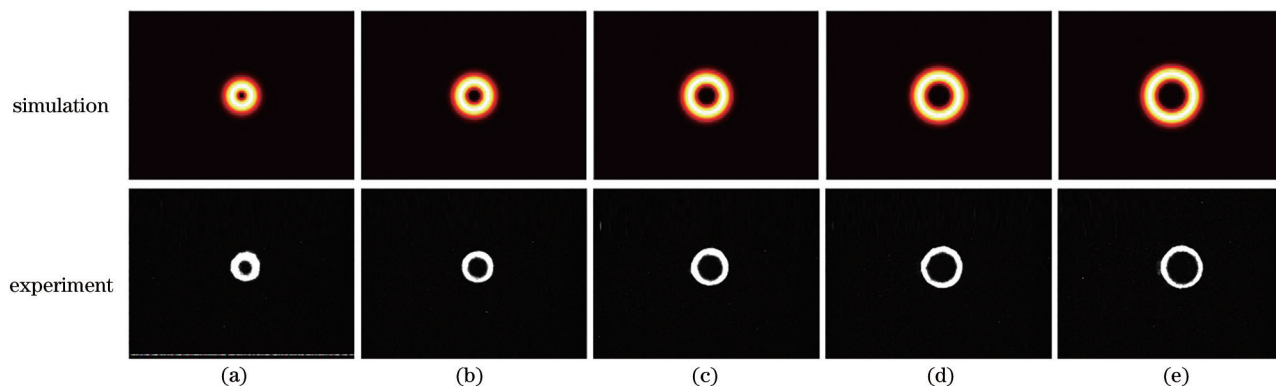


图7 不同拓扑荷值下的涡旋光束图样。(a) 2; (b) 4; (c) 6; (d) 8; (e) 10

Fig. 7 Vortex beam patterns under different topological charge values. (a) 2; (b) 4; (c) 6; (d) 8; (e) 10

规律与仿真结果相匹配;衍射图样中有类厄米特高斯光束的条纹状分布,其条纹数减一等于入射光束的拓扑荷值;若条纹分布为从左上到右下,则入射光束的拓扑荷值为正,若条纹分布为从左下到右

上,则入射光束的拓扑荷值为负。

实验条件下,当光栅参数 $A=0.1$ 和 $l=-10$ 时,不同 D 值下的衍射识别效果如图 9 所示。从图 9 可以看到,实验结果与图 4 的仿真结果相匹配;随着

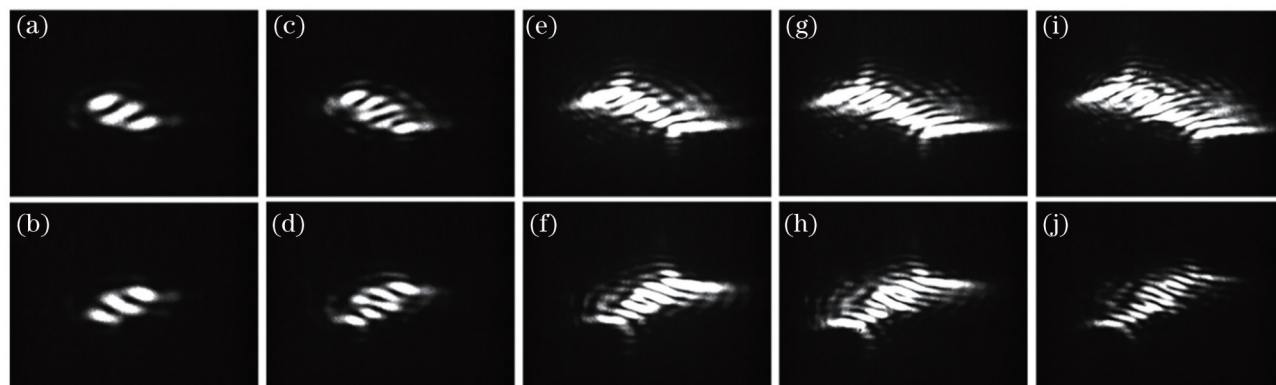


图 8 不同模式下 LG 光束经过 CPG 衍射之后的远场衍射图。(a) +2; (b) -2; (c) +4; (d) -4; (e) +6; (f) -6; (g) +8; (h) -8; (i) +10; (j) -10

Fig. 8 Far field diffraction patterns of LG beam after CPG diffraction in different modes. (a) +2; (b) -2; (c) +4; (d) -4; (e) +6; (f) -6; (g) +8; (h) -8; (i) +10; (j) -10

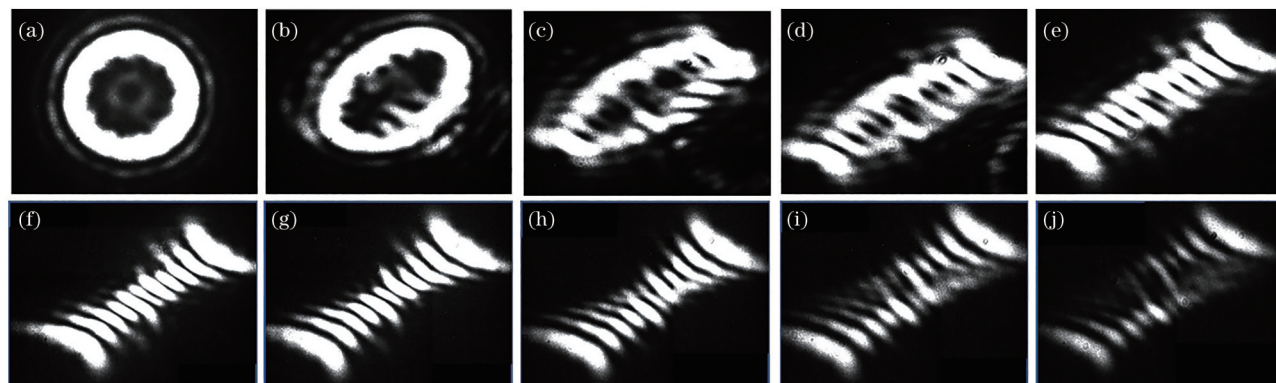


图 9 不同 D 值下 LG 光束经过 CPG 衍射之后的衍射图样。(a) 0; (b) 1.0 mm; (c) 2.0 mm; (d) 3.0 mm; (e) 4.0 mm; (f) 4.2 mm; (g) 5.0 mm; (h) 6.0 mm; (i) 7.0 mm; (j) 8.0 mm

Fig. 9 Diffraction patterns of LG beam after CPG diffraction at different D values. (a) 0; (b) 1.0 mm; (c) 2.0 mm; (d) 3.0 mm; (e) 4.0 mm; (f) 4.2 mm; (g) 5.0 mm; (h) 6.0 mm; (i) 7.0 mm; (j) 8.0 mm

离轴距离的增大,衍射图样由圆环状逐渐变为椭圆状,再逐渐分离为类厄米特高斯光束的条纹分布,继续增大离轴距离,条纹分布逐渐变得不清晰,出现相位过调制,不易于观察衍射条纹。

当拓扑荷值 $l = -10, -20, -30, -40, -50$

和 -60 时,涡旋光束经过 CPG 衍射后的实验结果如图 10 所示。从图 10 可以看到,条纹的分布规律与上述较低阶模式下得到的规律相匹配,证明 CPG 对高阶模式下涡旋光束的轨道角动量检测也有理想的效果。

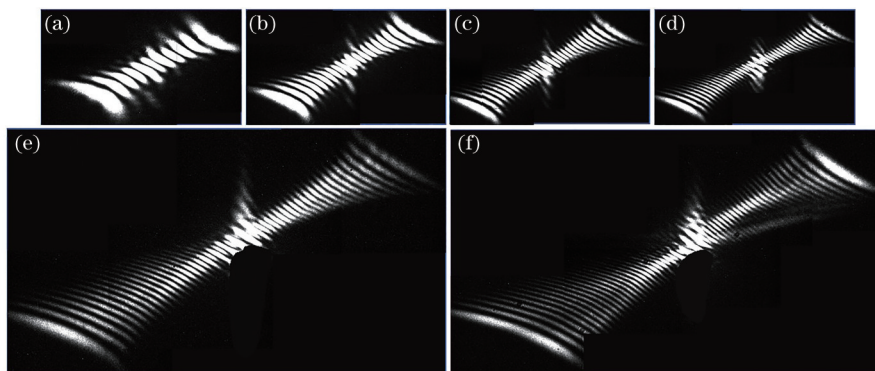


图 10 不同拓扑荷值下涡旋光束经过 CPG 衍射之后的衍射实验结果。(a) -10 ; (b) -20 ; (c) -30 ; (d) -40 ; (e) -50 ; (f) -60

Fig. 10 Diffraction experiment results of vortex beam after CPG diffraction under different topological charge values. (a) -10 ; (b) -20 ; (c) -30 ; (d) -40 ; (e) -50 ; (f) -60

4 结 论

本文提出一种使用立方相位光栅来测量涡旋光束高阶轨道角动量模式的方法。CPG 能够测量涡旋光束模式值的原因:经过光栅衍射后的衍射图样呈现类厄米特高斯光束的条纹状,轨道角动量模式值的大小和符号可以分别通过计算衍射图中亮条纹的数目和亮条纹的分布走向来实现。本文在仿真和实验条件下证明该光栅可以对高阶 OAM 模式具有良好的识别效果。数值仿真结果表明理论上可识别 OAM 模式的最大值超过 200,实验结果表明通过减少实验装置中透镜的使用数量从而简化了实验操作,而且使可测量的模式值提高到 60。值得注意的是,如果使用更高分辨率的 SLM 和 CCD,那么可以进一步提高检测范围。所提方法为涡旋光束的模式检测提供了一种新思路,在 OAM 光通信和传感应用中具有广泛的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J, 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] Gibson G, Courtial J, Padgett M J, et al. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum[J]. Optics Express, 2004, 12(22): 5448-5456.
- [3] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing[J]. Nature Photonics, 2012, 6(7): 488-496.
- [4] Yang C Y, Xu C, Ni W J, et al. Turbulence heterodyne coherent mitigation of orbital angular momentum multiplexing in a free space optical link by auxiliary light[J]. Optics Express, 2017, 25(21): 25612-25624.
- [5] Maurer C, Jesacher A, Bernet S, et al. What spatial light modulators can do for optical microscopy[J]. Laser & Photonics Reviews, 2011, 5(1): 81-101.
- [6] D'Ambrosio V, Spagnolo N, del Re L, et al. Photonic polarization gears for ultra-sensitive angular measurements[J]. Nature Communications, 2013, 4: 2432.
- [7] Vaity P, Banerji J, Singh R P, et al. Measuring the topological charge of an optical vortex by using a tilted convex lens[J]. Physics Letters A, 2013, 377(15): 1154-1156.
- [8] Luo M L, Zhang Z H, Shen D H, et al. Orbital angular momentum of the vortex beams through a tilted lens[J]. Optics Communications, 2017, 396: 206-209.
- [9] Deng D, Li Y, Han Y H, et al. Detection of

- multiplexing orbital angular momentum states by single objective[J]. *Optics Communications*, 2018, 428: 84-88.
- [10] Zhou H L, Dong J J, Wang J, et al. Measuring the orbital angular momentum state of light by coordinate transformation[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2017, 29(1): 86-89.
- [11] Leach J, Padgett M J, Barnett S M, et al. Measuring the orbital angular momentum of a single photon[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(25): 257901.
- [12] Sztul H I, Alfano R R. Double-slit interference with Laguerre-Gaussian beams[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(7): 999-1001.
- [13] Ke X Z, Xue P. Generation of orbital angular momentum superpositions and its test[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(4): 0417007.
柯熙政, 薛璞. 轨道角动量叠加态的产生及其检验[J]. *红外与激光工程*, 2018, 47(4): 0417007.
- [14] Zhao Q, Dong M, Bai Y H, et al. Measuring high orbital angular momentum of vortex beams with an improved multipoint interferometer[J]. *Photonics Research*, 2020, 8(5): 745-749.
- [15] Kumar P, Nishchal N K. Self-referenced interference of laterally displaced vortex beams for topological charge determination[J]. *Optics Communications*, 2020, 459: 125000.
- [16] Pei C Y, Mao Z X, Xu S P, et al. Interferometric detection method for orbital angular momentum of vortex beams[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(14): 140502.
裴春莹, 茅志翔, 徐素鹏, 等. 涡旋光束轨道角动量的一种新型干涉检测方法[J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(14): 140502.
- [17] Ghai D P, Senthilkumaran P, Sirohi R S, et al. Single-slit diffraction of an optical beam with phase singularity[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2009, 47(1): 123-126.
- [18] Melo L A, Silva A J J, Cerda S C, et al. Direct measurement of the topological charge in elliptical beams using diffraction by a triangular aperture[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 6370.
- [19] Taira Y, Zhang S K. Split in phase singularities of an optical vortex by off-axis diffraction through a simple circular aperture[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(7): 1373-1376.
- [20] Acevedo C, Moreno Y T, Guzmán Á, et al. Far-field diffraction pattern of an optical light beam with orbital angular momentum through of a rectangular and pentagonal aperture[J]. *Optik*, 2018, 164: 479-487.
- [21] Dai K J, Gao C Q, Zhong L, et al. Measuring OAM states of light beams with gradually-changing-period gratings[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(4): 562-565.
- [22] Ke X Z, Xie Y C, Zhang Y, et al. Orbital angular momentum measurement of vortex beam and its performance improvement[J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0126017.
柯熙政, 谢炎辰, 张颖, 等. 涡旋光束轨道角动量检测及其性能改善[J]. *光学学报*, 2019, 39(1): 0126017.
- [23] Saitoh K, Hasegawa Y, Hirakawa K, et al. Measuring the orbital angular momentum of electron vortex beams using a forked grating[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(7): 074801.
- [24] Stoyanov L, Topuzoski S, Stefanov I, et al. Far field diffraction of an optical vortex beam by a fork-shaped grating[J]. *Optics Communications*, 2015, 350: 301-308.
- [25] Lei T, Zhang M, Li Y R, et al. Massive individual orbital angular momentum channels for multiplexing enabled by Dammann gratings[J]. *Light: Science & Applications*, 2015, 4(3): e257.
- [26] Li Y J, Deng J, Li J P, et al. Sensitive orbital angular momentum (OAM) monitoring by using gradually changing-period phase grating in OAM-multiplexing optical communication systems[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2016, 8(2): 15834212.
- [27] Zheng S, Wang J. Measuring orbital angular momentum (OAM) states of vortex beams with annular gratings[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 40781.
- [28] Zou W K, Yang C Y, Hou J, et al. Measurement of topological charges for vortex beams using gradually-changing-period annular gratings[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(14): 140501.
邹文康, 杨春勇, 侯金, 等. 环形渐变型光栅用于涡旋光束拓扑荷数测量的研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(14): 140501.
- [29] Chen R S, Zhang X Q, Wang J H, et al. Scalable detection of photonic topological charge using radial phase grating[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(12): 122602.
- [30] Liu Z B, Gao S C, Xiao W D, et al. Measuring high-order optical orbital angular momentum with a hyperbolic gradually changing period pure-phase grating[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(13): 3076-3079.
- [31] Li Y X, Han Y P, Cui Z W, et al. Measuring the topological charge of vortex beams with gradually

- changing-period spiral spoke grating[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2020, 32(2): 101-104.
- [32] Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A, et al. Observation of accelerating airy beams[C]// Frontiers in Optics 2007, September 16-20, 2007, San Jose, California, United States. Washington, D.C.: OSA, 2007: PDP_B3.
- [33] Yao A M, Padgett M J. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications[J]. Advances in Optics and Photonics, 2011, 3(2): 161-204.
- [34] Zhou J, Zhang W H, Chen L X, et al. Experimental detection of high-order or fractional orbital angular momentum of light based on a robust mode converter [J]. Applied Physics Letters, 2016, 108(11): 111108.