

# 刀口法测量拉盖尔-高斯涡旋光斑的理论及实验研究

马靖博<sup>1</sup>, 李鹏<sup>1,2\*</sup>, 周子恒<sup>1</sup>, 韩现伟<sup>3</sup>, 吴振坤<sup>1,2</sup>, 戴树玺<sup>1,2</sup>, 顾玉宗<sup>1,2\*\*</sup>

<sup>1</sup>河南大学物理与电子学院二维光电材料与器件物理研究中心, 河南 开封 475004;

<sup>2</sup>河南省新能源材料与器件国际联合实验室, 河南 开封 475004;

<sup>3</sup>河南大学物理与电子学院测控技术与仪器系, 河南 开封 475004

**摘要** 拉盖尔-高斯(LG<sub>0l</sub>)涡旋光束携带光轨道角动量,提供了额外复用自由度,可以极大提高光通信容量,实现该涡旋光束光斑半径的精确测量对其应用具有重要意义。刀口法由于廉价、方便、精度高、适用于较大功率的测量等优势,是测量光斑尺寸及束腰尺寸的理想方法。然而,以往刀口法的研究主要集中在基模高斯光束上,尚缺少关于刀口法对LG<sub>0l</sub>涡旋光斑的测量研究。本文对基于刀口法的LG<sub>0l</sub>涡旋光斑尺寸测量进行了详细地理论分析和实验研究。理论分析中给出了刀口法测量LG<sub>0l</sub>涡旋光束的原理;实验上将螺旋相位板对基模高斯光束调制后产生的光束当作LG<sub>0l</sub>涡旋光束的近似,并采用刀口法测量了该LG<sub>0l</sub>( $l=0, 1$ 和 $2$ )涡旋光的光斑;借助Mathematica程序数值拟合了实验测量的横向光场强度分布结果,得到了不同LG<sub>0l</sub>涡旋光束的光斑半径。根据光斑半径的特点可得出:经低涡旋阶数的螺旋相位板调制之后,基模高斯光束可变为相应涡旋阶数的LG<sub>0l</sub>涡旋光束,变换前后光斑半径基本保持不变。

**关键词** 测量; LG<sub>0l</sub>涡旋光束; 刀口法; 光斑半径; Mathematica程序

中图分类号 O436.1

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.1912004

## Theoretical and Experimental Study on the Measurement of Laguerre-Gaussian Vortex Spot Size Using Knife-Edge Method

Ma Jingbo<sup>1</sup>, Li Peng<sup>1,2\*</sup>, Zhou Ziheng<sup>1</sup>, Han Xianwei<sup>3</sup>, Wu Zhenkun<sup>1,2</sup>, Dai Shuxi<sup>1,2</sup>,  
Gu Yuzong<sup>1,2\*\*</sup>

<sup>1</sup>Research Center for Physics of 2D Opto-Electronic Materials and Devices, School of Physics and Electronics, Henan University, Kaifeng, Henan 475004, China;

<sup>2</sup>International Joint Research Laboratory of New Energy Materials and Devices of Henan Province, Kaifeng, Henan 475004, China;

<sup>3</sup>Department of Measurement & Control Technology and Instrument, School of Physics and Electronics, Henan University, Kaifeng, Henan 475004, China.

**Abstract** Laguerre-Gaussian (LG<sub>0l</sub>) vortex beam carries optical angular momentum and provides additional multiplexing degrees of freedom, which significantly improve the optical communication capacity. The accurate measurement of the spot size of the LG<sub>0l</sub> vortex beam is of great significance owing to its application. The knife-edge

收稿日期: 2021-01-22; 修回日期: 2021-02-24; 录用日期: 2021-03-02

基金项目: 国家自然科学基金(61875053, 61805068, 12104131)、河南省科技发展计划项目(202300410072, 181100211300)、河南省教育厅科学技术研究重点项目(18A140002)

通信作者: lilipengpeng@vip.henu.edu.cn

method is an ideal method for measuring the spot size and waist radius of the beam for its advantages of low cost, convenience, high precision, and suitability for high-power measurement. However, previous studies on this method focused on the fundamental transverse mode Gaussian beam. Moreover, to the best of our knowledge, there is no research on the measurement of the  $LG_{0l}$  vortex spot using the knife-edge method. In this study, the measurement of the spot size of the  $LG_{0l}$  vortex beam based on the knife-edge method is investigated theoretically and experimentally. In the theoretical analysis, the principle for measuring the  $LG_{0l}$  vortex beam is presented. In the experiment, the  $LG_{0l}$  vortex beam is generated by modulating the fundamental Gaussian beam using spiral phase plate (SPP). The vortex beam spot is measured using the knife-edge method. The spot radii of  $LG_{0l}$  vortex beams ( $l = 0, 1, \text{ and } 2$ ) are obtained after fitting the intensity distribution of the transverse field using the Mathematica program. According to the characteristics of the spot radii, we conclude that the spot radius remains unchanged during the transformation from the fundamental Gaussian beam to the  $LG_{0l}$  vortex beam using the SPP of lower order.

**Key words** measurement;  $LG_{0l}$  vortex beam; knife-edge method; spot radius; Mathematica program

**OCIS codes** 120.4570; 140.3295

## 1 引言

具有相位奇点的光波在传播过程中围绕光轴旋转,光束的等相位波前是螺旋的,光束中心因具有奇异性而场的振幅消失,因此光束具有中心光强为零的环状特殊空间结构(暗核,又称面包圈结构),人们称其为光学涡旋。1992年,荷兰莱顿大学的 Allen 等<sup>[1]</sup>发现光学涡旋携带轨道角动量(OAM),并验证了光学涡旋的相位因子与 OAM 的关系,即光学涡旋的特征相位因子由  $\exp(\pm i l \theta)$  表示,其中  $\theta$  为方位角,整数  $l$  为拓扑荷数(TC)或涡旋阶数,光束中的每个光子所携带的 OAM 为  $l\hbar$ ,  $\hbar$  为约化普朗克常量, $l$  的符号表示沿着光传播方向螺旋波前的旋转方向。涡旋光束特有的空间和相位结构及携带 OAM 的特征,使其在微粒操纵<sup>[2-3]</sup>、光扳手<sup>[4-5]</sup>、高分辨率成像<sup>[6-7]</sup>、经典和量子光通信<sup>[8-10]</sup>、转速探测<sup>[11-12]</sup>、手性材料加工<sup>[13]</sup> 等方面都具有重要的应用价值。

拉盖尔-高斯(Laguerre-Gaussian)  $LG_{pl}$  ( $p$  为径向节线数或径向指数, $l$  为角向节线数或拓扑荷数)光束是傍轴近似下亥姆霍兹方程在圆柱坐标系下的解,通过空间上正交的两个同阶 LG 光束的相干叠加可以产生拉盖尔高斯-涡旋光束<sup>[14-15]</sup>。与  $p \neq 0$  的  $LG_{pl}$  涡旋光束相比, $p=0$  的  $LG_{0l}$  涡旋光束光强分布为环状,光束能量更集中,便于发射和接收,在传输过程中能量损耗低,可极大降低通信系统成本<sup>[10]</sup>。 $LG_{0l}$  涡旋光束的面包圈形的光斑特点还可用于受激发射损耗(STED)中来打破光学衍射极限、提高荧光显微镜的分辨率<sup>[6]</sup>。因此,研究  $LG_{0l}$  涡旋光束横向光场分布(光强分布)特性,实现其光斑半径的精确测量,对于光电接收设备和光学器件的设

计以及涡旋光束的应用都具有重要意义。

激光器的空间光束参数(光场分布、光束宽度、远场发散角、光束质量  $M^2$  因子等)是影响激光器应用效用的重要因素<sup>[16-18]</sup>,其中,束宽的测量是基础。激光束宽的测量结果与其定义有关,常见定义方法包括:光强二阶矩法、环围功率(能量)法、光强  $1/e^2(1/n)$  法等<sup>[18]</sup>。采用光强二阶矩定义的束宽在一阶光学系统中传输时满足 ABCD 定律,是国际标准化组织(ISO)推荐使用的定义方法<sup>[19-22]</sup>。束宽的测量方法有套孔法<sup>[23]</sup>、狭缝法<sup>[24]</sup>、面阵 CCD 探测器法<sup>[25-26]</sup>和刀口法<sup>[27-32]</sup>等。其中,刀口法方法廉价、使用方便、精度高、适用于大功率的测量等优势,是测量高斯光束光斑尺寸及束腰尺寸的一种理想方法。以往刀口法的研究主要集中在基横模高斯光束上<sup>[27-32]</sup>,缺少关于刀口法测量  $LG_{0l}$  涡旋光束光斑的理论分析和实验研究。

本文以光强二阶矩法<sup>[33-35]</sup>定义激光束宽,对刀口法测量  $LG_{0l}$  涡旋光斑尺寸进行了系统的实验和理论研究。实验上采用刀口法测量了经螺旋相位板调制产生的  $LG_{0l}$  涡旋光束( $l=1, 2$ )的光斑分布,借助 Mathematica 软件对实验数据进行了拟合并得到了不同拓扑荷数  $LG_{0l}$  光斑半径,该结果验证了基模高斯光束经螺旋相位板调制之后的光斑变化特点。

## 2 基本原理

### 2.1 拉盖尔-高斯涡旋光束

拉盖尔高斯模式有两种不同表达方式:拉盖尔高斯涡旋模( $LG_{pl}$ )和拉盖尔高斯正弦或余弦模( $LG_{pl}^{\sin}$  或  $LG_{pl}^{\cos}$ )。在柱坐标下,拉盖尔高斯涡旋模( $LG_{pl}$ )的光电场可表示为<sup>[14-15, 36]</sup>

$$E_{pl}(r, \theta, z) = A_{pl} \left( \sqrt{2} \frac{r}{w_{00}} \right)^{|l|} L_p^{|l|} \left( 2 \frac{r^2}{w_{00}^2} \right) \exp \left( - \frac{r^2}{w_{00}^2} \right) \exp(i l \theta), \quad (1)$$

式中:  $A_{pl}$  为振幅因子;  $w_{00}$  为对应  $LG_{0l}$  模式的基模  $LG_{00}$  (基模高斯光束) 的光斑束宽半径;  $L_p^{|l|} (2r^2/w_{00}^2)$  为缔合拉盖尔多项式;  $(r, \theta, z)$  为场点的柱坐标。拉盖尔高斯正弦或余弦模 ( $LG_{pl}^{\sin}$  或  $LG_{pl}^{\cos}$ ) 的光电场可表示为<sup>[15,19]</sup>

$$\left. \begin{aligned} E_{pl}^{\sin}(r, \theta, z) \\ E_{pl}^{\cos}(r, \theta, z) \end{aligned} \right\} = A_{pl} \left( \sqrt{2} \frac{r}{w_{00}} \right)^{|l|} L_p^{|l|} \left( 2 \frac{r^2}{w_{00}^2} \right) \exp \left( - \frac{r^2}{w_{00}^2} \right) \begin{cases} \sin(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{cases} \quad (2)$$

图 1 给出了不同径向指数  $p$  和拓扑荷数  $l$  下光束光强分布以及相位分布, 可以看出两种方式的拉盖尔高斯模式满足特定的变换关系<sup>[15]</sup>。

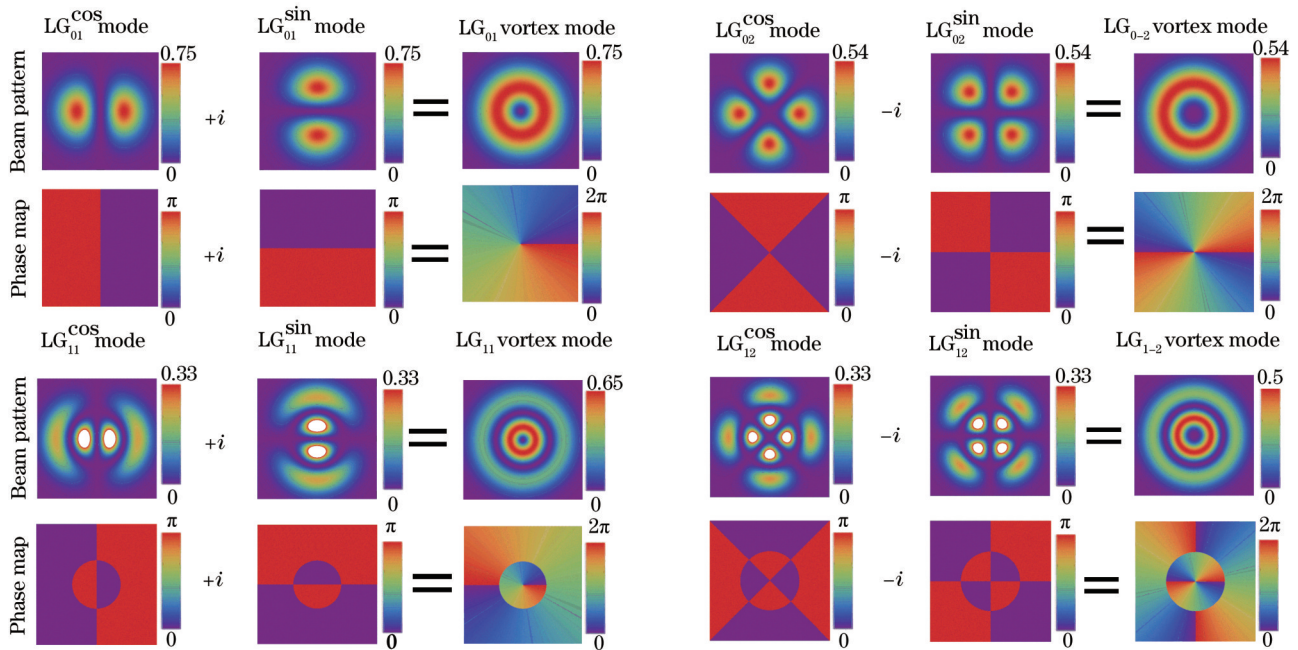


图 1 不同径向指数  $p$  和拓扑荷数  $l$  下光束光强分布以及相位分布

Fig. 1 Intensity and phase distributions under different radial index  $p$  and topological charge  $l$

当  $p=0$  时,  $LG_{0l}$  涡旋光束光强分布为环状, 在直角坐标系下其光电场<sup>[37]</sup>可表示为

$$E_{0l}(x, y) = \sqrt{\frac{P_{0l}}{\pi n c \epsilon_0 |l|! w_{00}^2}} \left[ \frac{\sqrt{2(x^2 + y^2)}}{w_{00}} \right]^{|l|} \exp \left( - \frac{x^2 + y^2}{w_{00}^2} \right) \exp(i l \theta), \quad (3)$$

式中:  $n$  为传输介质折射率;  $c$  为真空中的光速;  $\epsilon_0$  为真空介电常数;  $l$  为涡旋阶数;  $w_{0l} = \sqrt{|l| + 1} w_{00}$  和  $w_{00}$  分别为  $LG_{0l}$  模式和对应该模式的基模  $LG_{00}$  (基模高斯光束) 的光斑束宽半径;  $P_{0l}$  为光束功率;  $\theta$  为横截面 ( $x$ - $y$  平面内) 的方位角。  $LG_{0l}$  涡旋光束的光强分布可表示为

$$I_{0l}(x, y) = 2 n c \epsilon_0 |E_{0l}(x, y, z)|^2 = \frac{2 P_{0l}}{\pi |l|! w_{00}^2} \left[ \frac{2(x^2 + y^2)}{w_{00}^2} \right]^{|l|} \exp \left[ - \frac{2(x^2 + y^2)}{w_{00}^2} \right]. \quad (4)$$

将此光强沿着  $x$  方向积分, 得到沿  $y$  方向分布的光强  $I(y, z)$  的表达式为

$$I_{0l}(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2 P_{0l}}{\pi |l|! w_{00}^2} \left[ \frac{2(x^2 + y^2)}{w_{00}^2} \right]^{|l|} \exp \left[ - \frac{2(x^2 + y^2)}{w_{00}^2} \right] dx = \frac{2^{|l|+1} P_{0l}}{\sqrt{2\pi} |l|! w_{00}} \left\{ \sum_{m=0}^{|l|} \frac{[2(|l| - m) + 1]!}{2^{2(|l|-m)}} C_{|l|}^m \left( \frac{y}{w_{00}} \right)^{2m} \right\} \exp \left( - \frac{2y^2}{w_{00}^2} \right). \quad (5)$$



沿  $x$  方向分布的光强  $I$  表达式  $I(x, z)$  与沿  $y$  方向分布的光强表达式  $I(y, z)$  类似。分别选择  $w_{00} = 1 \text{ mm}$  和  $w_{0l} = 1 \text{ mm}$ , 根据 (5) 式计算了不同拓扑荷数的  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束沿  $x(y)$  轴的光强分布, 如图 2 所示。在计算过程中选择  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束的功率  $P_{0l} = 1 \text{ W}$ 。对 (5) 式所示的光强分布沿着  $y$  轴从  $-\infty$  到  $+\infty$  积分后将得到激光的功率  $P_{0l}$ , 即图 2 中的沿不同轴向的光强 (轴向光强) 分布曲线与横坐标轴围成的面积都相等, 都是激光功率  $P_{0l}$ 。这些分布曲线都关于  $x(y) = 0$  对称。当拓扑荷数  $l = 0$  (即基模高斯光束) 时, 轴向光强分布曲线只有一个最大位置  $x(y) = 0$ 。当拓扑荷数  $l \neq 0$  (即  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束)

时,  $x(y) = 0$  不再是轴向光强分布曲线的最大光强位置, 此时有两个光强最大的位置且这两个位置对称分布于  $x(y) = 0$  两侧; 随着拓扑荷数  $l$  的增加, 光强最大的位置偏离  $x(y) = 0$  越远。图 2(a) 中选择  $w_{00} = 1 \text{ mm}$ , 意味着所有  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束对应相同的基模光斑半径。可以看出, 随着拓扑荷数的增加,  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束的光斑半径显著增加。图 2(b) 中选择  $w_{0l} = 1 \text{ mm}$ , 意味着所有  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束具有相同的光斑半径, 不再对应相同的基模光斑半径, 可以看出, 随着拓扑荷数的增加,  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束的光斑半径基本保持不变, 这是因为这里  $w_{0l} = \sqrt{|l| + 1} w_{00}$  正是光强二阶矩法<sup>[33-35]</sup>定义的激光光斑半径。

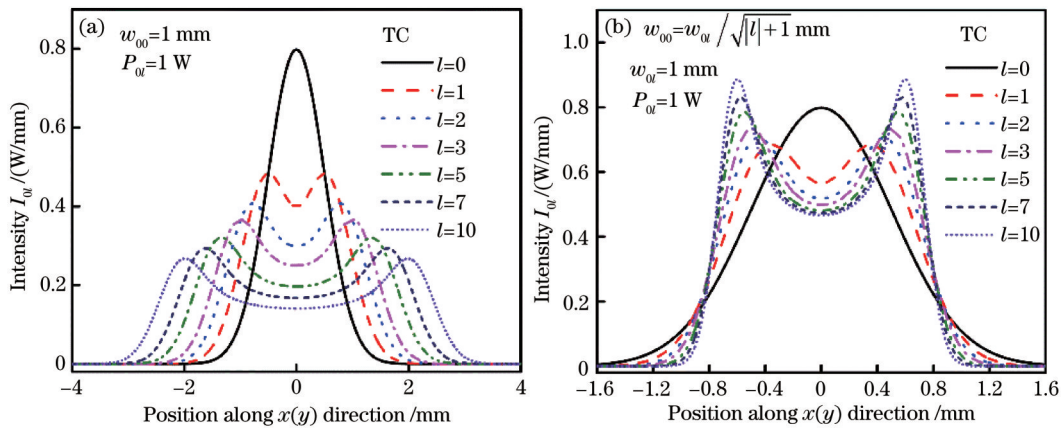


图 2 携带不同拓扑荷数的  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束沿着  $x(y)$  方向的光强分布图。(a)  $w_{00} = 1 \text{ mm}$ ; (b)  $w_{0l} = 1 \text{ mm}$

### 2.2 刀口法测光斑原理

将刀片固定于三维平移台上, 其上装有沿上下 ( $y$  方向)、左右 ( $x$  方向) 两垂直方向可旋进的螺旋测微器, 使刀片所在平面垂直于被测光束传播方向 ( $z$  轴), 刀片在光束横截面移动方式如图 3 所示。实

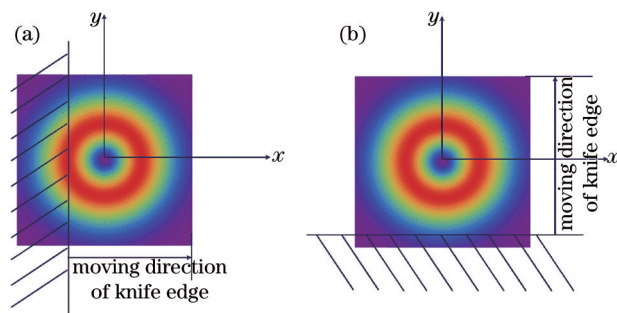


图 3 刀口法测量  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束光斑半径的示意图。(a) 刀片沿  $x$  方向移动; (b) 刀片沿  $y$  方向移动

Fig. 3 Schematic diagram of measuring spot radius of  $\text{LG}_{0l}$  vortex beam by knife-edge method. (a) Blade moves in  $x$ -direction; (b) blade moves in  $y$ -direction

验中让刀片沿  $x(y)$  方向移动, 记录每个  $x(y)$  的位置以及透过刀片 (未被刀口遮挡) 的功率 (图 4), 所测结果是刀口位置  $x(y)$  的函数, 对该结果进行微分可得激光光斑功率在刀口移动方向  $x(y)$  上的分布 (图 2), 采用 (5) 式拟合便可得出  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束的光斑半径  $w_{0l}$ 。

以沿  $y$  方向进行测量的刀口法为例, 当刀片逐渐遮挡  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束时, 透过刀片的激光功率可采用积分进行计算。

$$P'_{0l} = \int_{y'}^{\infty} I_{0l}(y - y_0) dy, \quad (6)$$

式中:  $y'$  表示刀片所处的位置;  $y_0$  表示  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束中心对应的  $y$  方向位置。根据 (6) 式计算了不同拓扑荷数的  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束透过刀片的功率, 如图 4 所示。随着刀口的移动, 涡旋光束被遮挡的面积逐渐增大, 透过刀片的功率逐渐下降, 当光束被完全遮挡后, 透过刀片的功率降为 0。不同拓扑荷数的  $\text{LG}_{0l}$  涡旋光束, 透过功率变化趋势类似。

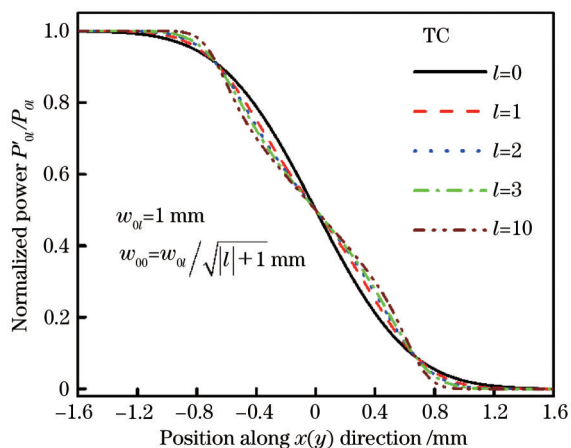


图 4 携带不同拓扑荷数的  $LG_{0l}$  涡旋光束归一化功率随  $x(y)$  方向移动位置的变化关系曲线

Fig. 4 Curves of normalized power of  $LG_{0l}$  vortex beam versus the shifted position in  $x(y)$ -direction

### 3 实验结果与分析

#### 3.1 实验装置

刀口法测量  $LG_{0l}$  涡旋光束光斑实验装置如图 5 所示。本实验中所用激光为掺镱光纤激光器和放大器系统 (Koheras Y10, NKT 公司, 丹麦) 输出的连续波单频 1064 nm 激光。光学隔离器用于防止光路上的反射光反馈到激光器中, 进而影响激光系统的稳定运转。半波片 (HWP) 和偏振分光器 (PBS) 组合成功率控制器用来调节后续实验中的激光功率。通过两个螺旋相位板 (SPPs) 对基模高斯光束进行调制来产生拓扑荷数为  $l=1$  和 2 的涡旋光束<sup>[38-42]</sup>。采用固定在三维调节光学平移台上的刀片部分挡住涡旋光斑, 利用高灵敏激光功率计记录透过刀片的涡旋光功率。

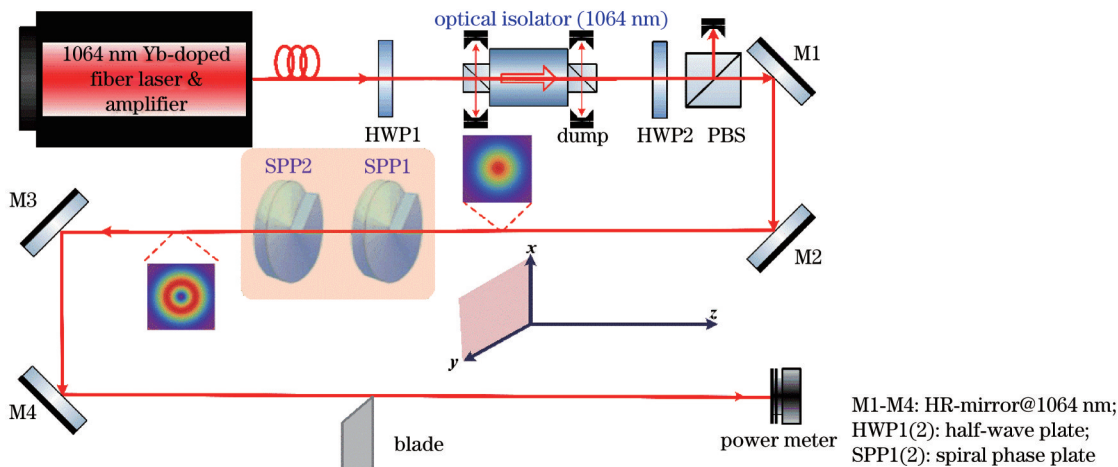


图 5 刀口法测量  $LG_{0l}$  涡旋光束光斑的实验装置图

Fig. 5 Experimental setup of measuring spot radius of  $LG_{0l}$  vortex beam by knife-edge method

#### 3.2 涡旋光的产生

实验中采用 CMOS 相机 (CMOS-1202, CinCam, 德国) 采集各激光光斑的图像。通过调节入射到螺旋相位板中的基模高斯光斑尺寸来最大

限度地降低产生的 LG 模式中目标模式外的分量。螺旋相位板调制前的基模高斯光斑和产生的涡旋光斑如图 6 所示。图 6(a) 是基模高斯光斑, 图 6(b) 是拓扑荷数为 1 的涡旋光斑, 图 6(c) 是拓扑荷数为 2

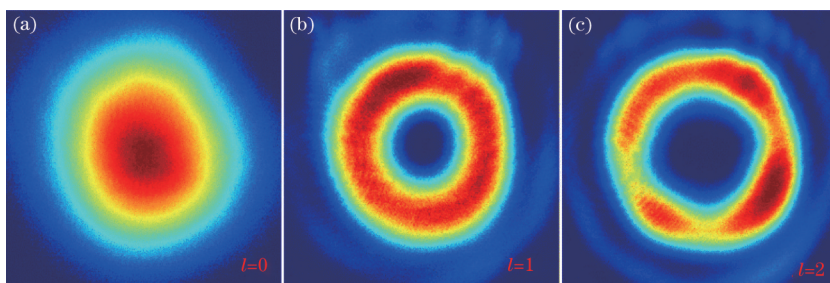


图 6 不同光束的光斑图像。(a) 基模高斯光束 ( $l=0$ ) 光斑图像; (b)  $l=1$  涡旋光斑图像; (c)  $l=2$  涡旋光斑图像

Fig. 6 Spot images of different beams. (a) Image of fundamental Gaussian beam ( $l=0$ ); (b) image of vortex beam with  $l=1$ ; (c) image of vortex beam with  $l=2$

的涡旋光斑。可以看出:基模高斯光束经螺旋相位板后变为  $LG_{0l}$  涡旋光束,光斑中心的暗环从无到有,且暗环大小随拓扑荷数的增大而增大,其变化规律符合拉盖尔-高斯光束强度分布规律。从图 6(b)和(c)中还可发现:实验上经螺旋相位板调制后产生的光束不再是纯  $LG_{0l}$  模式涡旋光束,而是不同  $LG_{pl}$  模式叠加形成的涡旋光束,不过这些高阶模式分量都比较弱且位于目标  $LG_{0l}$  涡旋光束外侧,因而忽略这些高阶模式的影响<sup>[39-41]</sup>。除此之外,我们还发现产生的涡旋光斑在同一径向下的光强分布不均匀(即旋转对称性差),这也导致后续刀口法测量时的理论与实验结果存在较大偏差。

### 3.3 刀口法测量光斑与理论拟合

实验上采用刀口法分别对上述产生的基模高斯光束和涡旋光束的光斑进行了测量,并用 Mathematica 程序对采集到的结果进行分析拟合以得到光斑半径。首先,用刀口法测量了不同位置透

过功率(如相邻两位置记作  $x_i$  和  $x_j$ , 对应刀口法透过的功率分别记作  $P_i$  和  $P_j$ );其次,对实验结果进行分析,计算相邻两位置透过功率的变化量  $|P_i - P_j|$  和位置变化量  $|x_i - x_j|$ , 将其相除 ( $|P_i - P_j| / |x_i - x_j|$ ) 来作为位置  $x_{(i+j)/2}$  处的光强,根据两者作图便得到类似图 2 中的光强分布;最后,利用 Mathematica 程序根据(5)式编程并拟合实验结果,获得最佳拟合的光斑半径  $w_{00}$ 。

本文分别测量了螺旋相位板后相距 100 mm 的两个位置(此处分别记作  $z=0$  和  $z=100$  mm)处的光斑,绘制了沿不同方向( $x$  和  $y$  方向)的光强分布曲线,如图 7~9 所示,图中点表示实验测量结果,线表示理论模拟结果。基模高斯光束的理论模拟结果与实验测量结果吻合的较好。由于实验产生的  $LG_{0l}$  涡旋光束中存在高阶模式以及螺旋相位板的调制效果不理想,实验产生的  $LG_{0l}$  涡旋光束的旋转对称性差,因此理论模拟结果与实验测量存在一定差异,但基本吻合。

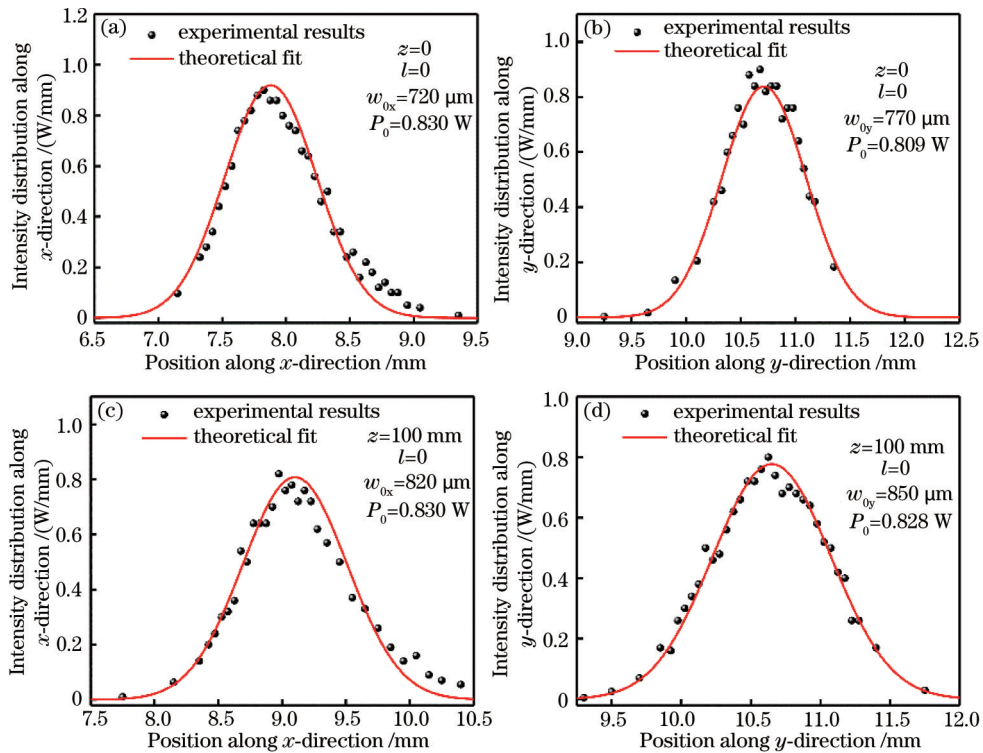


图 7 基模高斯光束( $l=0$ )光强分布曲线。(a)(b)  $z=0$  处沿  $x$  和  $y$  两个方向的光强分布曲线;(c)(d)  $z=100$  mm 处沿  $x$  和  $y$  两个方向的光强分布曲线

Fig. 7 Intensity distribution curve of fundamental Gaussian beam ( $l=0$ ). (a)(b) Distribution curves in  $x$ - and  $y$ -directions at  $z=0$ , respectively; (c)(d) distribution curves in  $x$ - and  $y$ -directions at  $z=100$  mm, respectively.

比较图 7~9 中的光强分布,可以看出:正如理论分析结果一致,高斯光束的功率分布曲线为单峰, $LG_{0l}$  光束的功率分布曲线为双峰且中心有一处“凹陷”。将图 7~9 中理论拟合所用光斑半径列于

表 1,可以发现:基模高斯光束经螺旋相位板调制后产生的  $LG_{0l}$  涡旋光束的光斑半径  $w_{0l}$  与原基模高斯光束的光斑半径  $w_{00}$  近似相等,这是因为螺旋相位板厚度仅有 1 mm,其对高斯光束传输参数的影响



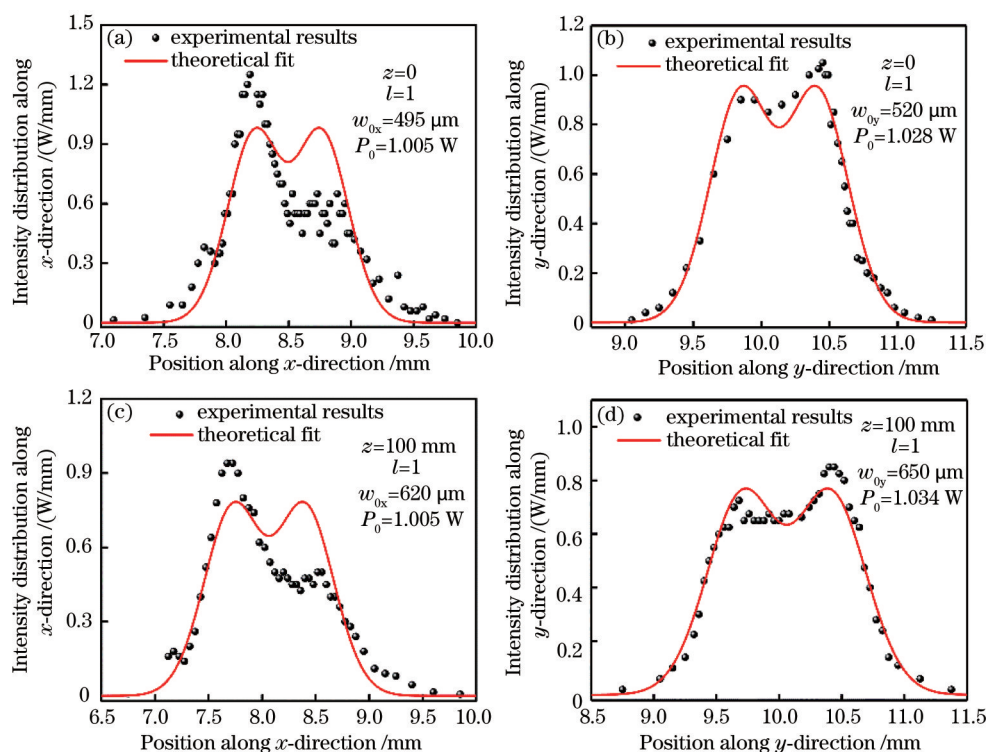


图 8  $LG_{01}$  涡旋光束 ( $l=1$ ) 光强分布曲线。(a) (b)  $z=0$  处沿  $x$  和  $y$  两个方向的光强分布曲线; (c) (d)  $z=100$  mm 处沿  $x$  和  $y$  两个方向的光强分布曲线

Fig. 8 Intensity distribution curve of  $LG_{01}$  vortex beam ( $l=1$ ). (a) (b) Distribution curves in  $x$ -direction and  $y$ -direction at  $z=0$ , respectively; (c) (d) distribution curves in  $x$ -direction and  $y$ -direction at  $z=100$  mm, respectively.

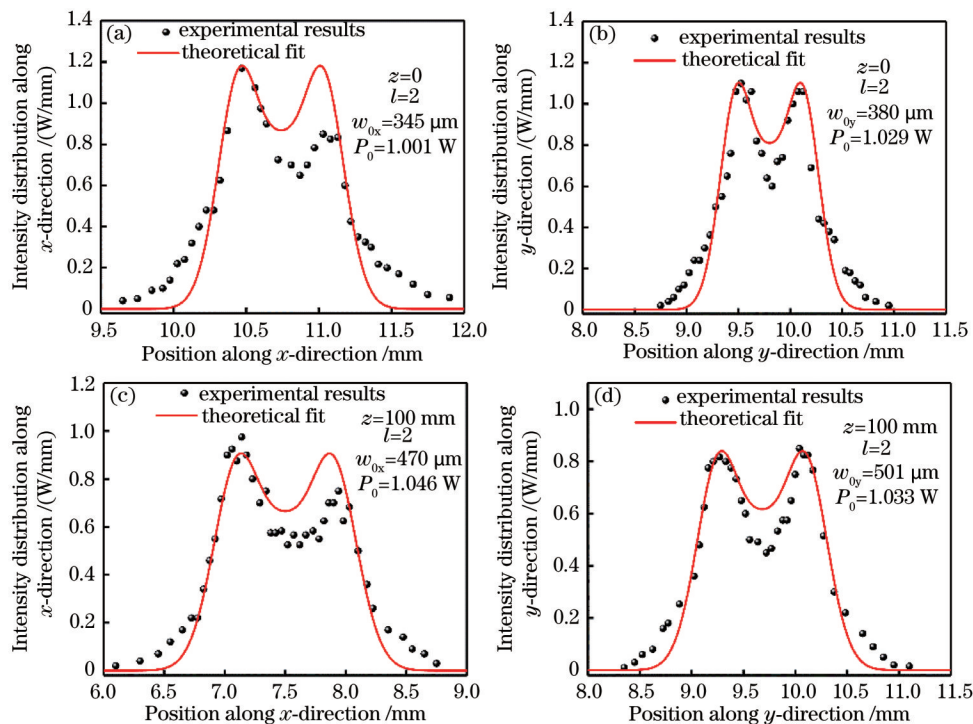


图 9  $LG_{02}$  涡旋光束 ( $l=2$ ) 光强分布曲线。(a) (b)  $z=0$  处沿  $x$  和  $y$  两个方向的光强分布曲线; (c) (d)  $z=100$  mm 处沿  $x$  和  $y$  两个方向的光强分布曲线

Fig. 9 Intensity distribution curve of  $LG_{02}$  vortex beam ( $l=2$ ). (a) (b) Distribution curves in  $x$ -direction and  $y$ -direction at  $z=0$ , respectively; (c) (d) distribution curves in  $x$ -direction and  $y$ -direction at  $z=100$  mm, respectively.

表 1 理论拟合不同光束所用光斑半径

Table 1 Spot radii in theoretical fitting of different beams

unit:mm

Topological charge $l$	Beam waist	$z=0$		$z=100$ mm	
		$x$ -direction	$y$ -direction	$x$ -direction	$y$ -direction
$l=0$	$w_{00}$	720	770	820	850
$l=1$	$w_{00}$	495	520	620	650
	$w_{01}$	700	735	877	919
$l=2$	$w_{00}$	345	380	470	501
	$w_{02}$	598	658	814	868

可忽略,因而经螺旋相位板调制后光斑大小基本保持不变<sup>[43-44]</sup>。

## 4 结 论

本文从理论分析和实验两方面对刀口法测量  $LG_{0l}$  光束光斑半径进行了详细研究,理论给出了理想条件下  $LG_{0l}$  涡旋光束的横向光场分布特性;实验中利用螺旋相位板得到了不同拓扑荷数的涡旋光束,采用刀口法测量了该涡旋光束横截面内光斑的光强分布,并通过理论模拟得到了不同  $LG_{0l}$  涡旋光束的光斑半径。结果表明:基模高斯光束经低阶螺旋相位板调制后变为相应低阶拓扑荷数  $LG_{0l}$  涡旋光束,变换前后光斑尺寸基本保持不变。下一步我们将详细研究经螺旋相位板调制产生的涡旋光束中各阶  $LG_{0l}$  涡旋光束组成比例、涡旋光束经薄透镜聚焦后的光斑特性和传输特性,为基于此类涡旋光束的光学应用和设计(如微粒操控和非线性频率变换器件等)奠定基础。

## 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, Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 1992, 45(11): 8185-8189.

[2] Grier D G. A revolution in optical manipulation[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 810-816.

[3] Shvedov V G, Rode A V, Izdebskaya Y V, et al. Giant optical manipulation[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(11): 118103.

[4] Padgett M, Bowman R. Tweezers with a twist[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(6): 343-348.

[5] Paterson L, MacDonald M P, Arlt J, et al. Controlled rotation of optically trapped microscopic

particles[J]. *Science*, 2001, 292(5518): 912-914.

[6] Hell S W, Wichmann J. Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy[J]. *Optics Letters*, 1994, 19(11): 780-782.

[7] Berning S, Willig K I, Steffens H, et al. Nanoscopy in a living mouse brain[J]. *Science*, 2012, 335(6068): 551.

[8] Nan J H, Han Y P. Dual-channel multi-band orbital angular momentum 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] Sun Y L, Zhang J R, Lu Z Z. Propagation characteristics of Laguerre-Gaussian vortex beams in underwater turbulence[J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(10): 1001005.  
孙艳玲, 张家瑞, 鲁振中. 拉盖尔-高斯涡旋光束在水下湍流中的传输特性[J]. *光学学报*, 2019, 39(10): 1001005.

[10] Wang J. Advances in communications using optical vortices[J]. *Photonics Research*, 2016, 4(5): B14-B28.

[11] Qiu S, Ren Y, Liu T, et al. Detection of rotational cylinder speed using Doppler effect of optical vortex [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(20): 2026001.  
邱松, 任元, 刘通, 等. 基于涡旋光多普勒效应的旋转柱体转速探测 [J]. *光学学报*, 2020, 40(20): 2026001.

[12] Fu Z L, Wang Z, Cui C, et al. Angular velocity measurement based on rotational Doppler effect of vortex beam[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(18): 180501.  
傅子玲, 王智, 崔璨, 等. 利用涡旋光束的旋转多普勒效应测量角速度[J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(18): 180501.

[13] Toyoda K, Miyamoto K, Aoki N, et al. Using optical vortex to control the chirality of twisted metal nanostructures[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(7): 3645-3649.

[14] Levy U, Derevyanko S, Silberberg Y. Light modes of free space[M]//Visser T D. *Progress in optics*. Amsterdam: Elsevier, 2016, 61: 237-281.

[15] Forbes A. Controlling light's helicity at the source: orbital angular momentum states from lasers[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2017, 375(2087): 20150436.



- [16] Zeng B B, Xu D Y, Wang R W. Physical concept and measurement on laser beam quality factor  $M^2$ [J]. Applied Laser, 1994, 14(3): 104-108.  
曾秉斌, 徐德衍, 王润文. 激光光束质量因子  $M^2$  的物理概念与测试方法[J]. 应用激光, 1994, 14(3): 104-108.
- [17] He Y X. Study of evaluating and measuring laser beam quality[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2012: 22.  
贺元兴. 激光光束质量评价及测量方法研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2012: 22.
- [18] Sasnett M W, Johnston T J. Beam characterization and measurement of propagation attributes[J]. Proceedings of SPIE, 1991, 1414: 21-32.
- [19] Lü B D. Laser optics: beam description, transmission transformation and optical cavity technology physics [M]. 3rd ed. Beijing: Higher Education Press, 2003.  
吕百达. 激光光学: 光束描述、传输变换与光腔技术物理[M]. 3版. 北京: 高等教育出版社, 2003.
- [20] Lü B D, Kang X P. Some aspects of laser beam quality[J]. Infrared and Laser Engineering, 2007, 36(1): 47-51.  
吕百达, 康小平. 对激光光束质量一些问题的认识[J]. 红外与激光工程, 2007, 36(1): 47-51.
- [21] Siegman A E. New developments in laser resonators [J]. Proceedings of SPIE, 1990, 1224: 2-14.
- [22] Weber H. Laser beam quality[J]. Optical and Quantum Electronics, 1992, 24(9): vii.
- [23] Huang S P. A new method for simultaneously measuring waist position and waist radius of Gaussian beam[J]. Physics and Engineering, 2017, 27(4): 30-33.  
黄水平. 一种同时测量高斯光束束腰位置和半径的新方法[J]. 物理与工程, 2017, 27(4): 30-33.
- [24] Li L, Zang J F. Measurement of laser beam quality by means of double-slit scanning method[J]. Laser Technology, 2015, 39(6): 845-849.  
李蕾, 臧景峰. 双狭缝扫描法测量激光光束质量[J]. 激光技术, 2015, 39(6): 845-849.
- [25] Hu L T, Lu X K, Jin J K, et al. Laser facula measurement with CCD[J]. Laser Technology, 2001, 25(2): 154-157.  
胡林亭, 卢显葵, 金俊坤, 等. CCD测量激光光斑方法研究[J]. 激光技术, 2001, 25(2): 154-157.
- [26] Gao X S, Gao C Q, Yang S Z, et al. Experimental study on beam parameter measurement system by using area array CCD[J]. Chinese Journal of Lasers, 2005, 32(7): 993-996.  
高雪松, 高春清, 杨绍状, 等. 面阵 CCD 激光束参量测量系统及其实验研究[J]. 中国激光, 2005, 32(7): 993-996.
- [27] Diso D, Perrone M R, Protopapa M L. Beam width measurements of asymmetric multi-mode laser beams [J]. Optics & Laser Technology, 1999, 31(6): 411-418.
- [28] González-Cardel M, Arguijo P, Diaz-Urbe R. Gaussian beam radius measurement with a knife-edge: a polynomial approximation to the inverse error function[J]. Applied Optics, 2013, 52(16): 3849-3855.
- [29] Bilger H R, Habib T. Knife-edge scanning of an astigmatic Gaussian beam[J]. Applied Optics, 1985, 24(5): 686-690.
- [30] Khosrofian J M, Gartz B A. Measurement of a Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data[J]. Applied Optics, 1983, 22(21): 3406-3410.
- [31] Plass W, Maestle R, Wittig K, et al. High-resolution knife-edge laser beam profiling[J]. Optics Communications, 1997, 134(1/2/3/4/5/6): 21-24.
- [32] Yang X D, Shao J X, Liao S H, et al. Investigation on measuring beam width of the Gaussian beam by knife-edge method[J]. Laser & Infrared, 2009, 39(8): 829-832.  
杨晓冬, 邵建新, 廖生鸿, 等. 刀口法测量高斯光束光斑半径研究[J]. 激光与红外, 2009, 39(8): 829-832.
- [33] Bélanger P A, Champagne Y, de Paré C. Beam propagation factor of diffracted laser beams[J]. Optics Communications, 1994, 105(3/4): 233-242.
- [34] Siegman A E. New developments in laser resonators [J]. Proceedings of SPIE, 1990, 1224: 2-14.
- [35] Yuan B, Gong Z B, Shen S P, et al. Effect of measurement methods on beamwidths and  $M^2$  factors of Laguerre-Gaussian modes[J]. Applied Laser, 1999, 19(5): 313-315.  
袁斌, 龚知本, 沈书泊, 等. 光束半径测量方法对拉盖尔-高斯光束束宽及  $M^2$  因子的影响[J]. 应用激光, 1999, 19(5): 313-315.
- [36] Lv Q, Liu H Y, Luo H L, et al. The role of dispersion in the propagation of rotating beams in left-handed materials [J]. Optics Express, 2009, 17(7): 5645-5655.
- [37] Ma J B, Li P, Zhou Z H, et al. Characteristics of fork-shaped fringes formed by off-axis interference of two vortex beams[J]. Journal of the Optical Society of America A-Optics Image Science and Vision,

- 2021, 38(1): 115-123.
- [38] Gong Y T, Liu L Q, Geng Y C, et al. Research progress on ultrashort vortex pulse generation methods [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(5): 050008.  
龚宇霆, 刘兰琴, 耿远超, 等. 超短涡旋脉冲产生方法研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(5): 050008.
- [39] Beijersbergen M W, Coerwinkel R P C, Kristensen M, et al. Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate[J]. *Optics Communications*, 1994, 112(5/6): 321-327.
- [40] Berry M V. Optical vortices evolving from helicoidal integer and fractional phase steps[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2004, 6(2): 259-268.
- [41] Kotlyar V V, Almazov A A, Khonina S N, et al. Generation of phase singularity through diffracting a plane or Gaussian beam by a spiral phase plate[J]. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision*, 2005, 22(5): 849-861.
- [42] Massari M, Ruffato G, Gintoli M, et al. Fabrication and characterization of high-quality spiral phase plates for optical applications[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(13): 4077-4083.
- [43] Mawardi A, Hild S, Widera A, et al. ABCD-treatment of a propagating doughnut beam generated by a spiral phase plate[J]. *Optics Express*, 2011, 19(22): 21205-21210.
- [44] Janicijevic L, Topuzoski S. Gaussian laser beam transformation into an optical vortex beam by helical lens [J]. *Journal of Modern Optics*, 2016, 63(2): 164-176.