

引用格式: WANG Yakun, TAI Yuping, LI Xinzhong. Arbitrary Modulation of Airy Vortex Beam in Multi-spatial Dimensions [J]. Acta Photonica Sinica, 2022, 51(1):0151116

王亚坤, 台玉萍, 李新忠. 艾里涡旋光束的多空间维度自由调控[J]. 光子学报, 2022, 51(1):0151116

# 艾里涡旋光束的多空间维度自由调控

王亚坤<sup>1</sup>, 台玉萍<sup>2</sup>, 李新忠<sup>1,3</sup>

(1 河南科技大学 物理工程学院, 河南 洛阳 471023)

(2 河南科技大学 化工与制药学院, 河南 洛阳 471023)

(3 中国科学院西安光学精密机械研究所 瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

**摘 要:**基于多坐标变换技术,依次对一维艾里光束、二维艾里光束以及艾里涡旋光束进行不同坐标系下的变换,实现了艾里光束的两个边瓣方向和嵌入的光学涡旋方向在 0 到  $2\pi$  范围内的自由调控。分析了边瓣夹角分别为钝角和锐角时的艾里光束以及边瓣垂直时的艾里涡旋光束在传播距离 0、2、6、10 cm 处的传播动力学特性。理论与实验研究结果表明,通过边瓣夹角的变化,可以使调控后的光束沿任意抛物线轨迹及传播方向运动。此外,当边瓣方向相反时,通过添加位移因子  $d$ ,实现了嵌入的光学涡旋拓扑荷的原位测量。该方法不需要额外的光学元件,并且不受环境振动和寄生干扰的影响。本文方法将促进艾里涡旋光束在微粒捕获和光学清扫等领域的应用,并且具有普适性,可用于不同复合光场的组合与拆解,为其多维调控提供了新的解决思路。

**关键词:**物理光学;复合光场;艾里涡旋光束;多坐标变换;拓扑荷;传输

中图分类号:O436;O436.1

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20225101.0151116

## 0 引言

近年来,研究人员根据空间傍轴波动方程在不同坐标系下的解,产生了不同的光束模式<sup>[1-5]</sup>,并对其光场结构、波前分布等进行了深入的研究。在此基础上,由多光束叠加产生的复合光场,因光束之间的相互作用,产生了许多新颖的特性,促进了研究人员对光的本质的理解,使其在大容量光通信<sup>[6-7]</sup>、微小粒子捕获及输运<sup>[8-9]</sup>、微纳材料成型<sup>[10]</sup>领域发挥了重要的应用价值。

一般来说,多光束组合可以分为两种:一种是由同一光束族组合产生的复合光场,称为纵向叠加光场。研究人员利用多个参数不同的同种光束组合产生了复杂的结构光场,包括多个平面波<sup>[11]</sup>、高斯光束<sup>[12]</sup>、因斯-高斯光束<sup>[13]</sup>、厄米-高斯光束<sup>[14]</sup>、拉盖尔-高斯光束<sup>[15-16]</sup>、贝塞尔光束<sup>[17-18]</sup>等。通过改变组合光束的相关参量实现光场振幅、相位的调控,其调控方式具有一致性,即组合光束的调控参量一致,而且分别调控相同参量时,其产生的结果也具有一致性。此外,不同光束族的光束组合产生的复杂光场称为横向叠加光场。该光场的产生通常是将一种光束嵌入到另一种光束中,进而产生所需要的复合光场。利用平面波与涡旋光束组合产生的螺旋形光场,可以实现三维手性微材料成型<sup>[10]</sup>;通过非线性双波混频,厄米-高斯光束和拉盖尔-高斯光束组合后可以得到新的因斯-高斯模式<sup>[19-20]</sup>;在艾里光束中嵌入涡旋光束可以得到艾里涡旋光束<sup>[21]</sup>。

在不同的叠加模式中,存在一种特殊的复合光场,即艾里涡旋光束。其中,艾里光束自实验产生以来<sup>[2]</sup>,因其在传输过程中具有自加速<sup>[2]</sup>、无衍射<sup>[22]</sup>和自愈<sup>[23]</sup>特性,受到了广泛的研究,并被应用于光学清扫<sup>[24]</sup>和等离子体通道产生<sup>[25]</sup>等领域。由一维拓展到二维,艾里光束可以表示为两个相互垂直的一维艾里光束的乘积<sup>[2]</sup>。另外,涡旋光束因其携带轨道角动量和螺旋形相位波前<sup>[26]</sup>,在光通信<sup>[6-7]</sup>、微粒操纵<sup>[8]</sup>等领域展现出了

**基金项目:**国家自然科学基金(No. 11974102),河南省高等学校重点科研项目(No. 21zx002),瞬态光学与光子技术国家重点实验室开放基金(No. SKLST201901)

**第一作者:**王亚坤(1994—),男,硕士研究生,主要研究方向为光场调控技术。Email: insect\_haust@163.com

**导师(通讯作者):**李新忠(1979—),男,教授,博士,主要研究方向为光场调控、传输及应用。Email: xzli@haust.edu.cn

**收稿日期:**2021-08-02; **录用日期:**2021-09-06

<http://www.photon.ac.cn>

诸多应用前景。将螺旋相位嵌入到立方相位中即可得到艾里涡旋光束。因此,该复合光场不仅存在纵向叠加模式(两个相互垂直的一维艾里光束),而且还包含横向叠加模式(艾里光束和涡旋光束)。通过交叉模式的叠加,使艾里涡旋光束具有特殊的性质以及更加丰富的光场结构及相位分布。通过组合光束的参量变化可以间接对这些结构进行调控。但是,该复合光场受限于一定的传播方向<sup>[27]</sup>,而且通常采用相位或振幅调制<sup>[28]</sup>、晶体介质<sup>[29]</sup>等方式实现对其传播轨迹的调制,调控方式较为复杂。此外,受艾里主瓣的影响,嵌入光学涡旋的拓扑荷值的检测也存在一定的干扰。

因此本文基于多坐标变换技术,依次对一维艾里光束、二维艾里光束以及艾里涡旋光束进行组合与拆解,并在傅里叶面产生了准艾里光束<sup>[27,30]</sup>,实现了艾里光束的两个边瓣和嵌入的光学涡旋在不同空间维度的自由调控,使调控后的光束可以沿任意抛物线轨迹及传播方向运动,并分析了其不同情况下的传播特性,同时提出了一种嵌入的光学涡旋拓扑荷的原位测量方法,实验结果与理论推导相吻合。该方案促进了艾里涡旋光束在光学清扫<sup>[24]</sup>和微粒捕获<sup>[8-9]</sup>等领域的应用。

## 1 原理

一维无衍射艾里光束的传播模型满足傍轴波动方程<sup>[2]</sup>

$$i \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} = 0 \quad (1)$$

式中, $\phi$ 表示电场包络, $z$ 表示归一化的传播距离, $s$ 表示无量纲的横向坐标,即 $X$ 或 $Y$ 。

由式(1)可得到一维无衍射艾里光束的场分布,但是因其具有无限能量而无法在实验中产生。因此需要引入一个指数孔径函数,即 $\exp(as)$ ,对艾里光束进行“截趾”<sup>[2]</sup>,其中 $a$ 表示衰减因子,取较小的正数对艾里光束的尾瓣强度进行“截趾”。将指数孔径函数引入式(1),可以得到有限能量的艾里光束场分布为

$$\phi(s, z) = \text{Ai} \left[ s - (z/2)^2 + iaz \right] \exp \left[ as - (az^2/2) - i(z^3/12) + i(a^2z/2) + i(sz/2) \right] \quad (2)$$

式中, $\text{Ai}(\cdot)$ 表示艾里函数。对式(2)进行傅里叶变换,同时由于 $a$ 是一个较小的正数,因此可以忽略结果中 $a$ 的高阶项,近似得到波矢 $k$ 空间的傅里叶频谱

$$F(k) = \exp(-ak^2) \exp[i\Phi(k)] \quad (3)$$

式中, $\Phi(k)=k^3/3$ 表示立方相位。从式(3)可以看出,有限能量的艾里光束可以由施加立方相位 $\Phi(k)$ 的高斯光束调制得到。因此实验中可以在高斯光束中加载立方相位,然后通过傅里叶变换得到艾里光束<sup>[2]</sup>。

接下来分别对一维、二维艾里光束以及艾里涡旋光束进行组合和拆解。首先,在源平面对每个组成光束建立独立的坐标系,然后通过多坐标变换技术<sup>[31]</sup>实现光束的独立调控,如图1所示。

复合光场在 $X-Y$ 平面(源平面)的示意图如图所示,其组成光束如图1(a)中蓝色点线所包围的 $k_1, k_2, k_3$ 。通过将复合光场拆解,使每一个组成光束能够进行独立的调控,实现组成光束的旋转以及拉伸。首先,将三波(Airy1光束, Airy2光束和涡旋光束)复合光场中每一个组成光束分别以 $O_{\text{Ai1}}, O_{\text{Ai2}}, O_{\text{ov}}$ 为光束原点重新建立极坐标系 $(r_n, \theta_n)$ [图1(b)],通过在极坐标系中分别添加旋转因子 $\varphi_n$ 来实现坐标系的旋转,其中, $n=1, 2, 3$ 。接下来利用坐标变换公式① $x_n=r_n \cos(\theta_n+\varphi_n)$ 和 $y_n=r_n \sin(\theta_n+\varphi_n)$ 将旋转后的极坐标系变换为直角坐标系[图1(c)]。然后根据模式变换技术,将旋转后的直角坐标系在 $x_n$ 方向进行拉伸,即 $(m_n x_n, y_n)$ ,其中, $m$ 为拉伸因子[图1(d)]。最后将直角坐标系变换为椭圆坐标系 $(\xi_n, \eta_n)$ ,变换方式为②: $m_n x_n=\xi_n \cos(\eta_n)$ 和 $y_n=\xi_n \sin(\eta_n)$ 。将上述操作结合到光束的相位分布函数中,然后通过傅里叶变换即可在傅里叶面得到理想的艾里涡旋光束。在组成光束调制的过程中,根据有限能量的一维艾里光束的强度分布特性<sup>[2]</sup>,本文只对艾里光束进行旋转操作,即图1(a)→(b)→(c)。而传统的涡旋光束具有暗中空环形强度分布,在调控的过程中无法准确观察到涡旋光束的变化,因此根据文献[32]将圆形的光学涡旋转变为方向可控的椭圆光学涡旋,同时以椭圆光学涡旋的长轴指向为涡旋方向,变换过程为图1(a)→(b)→(c)→(d)。

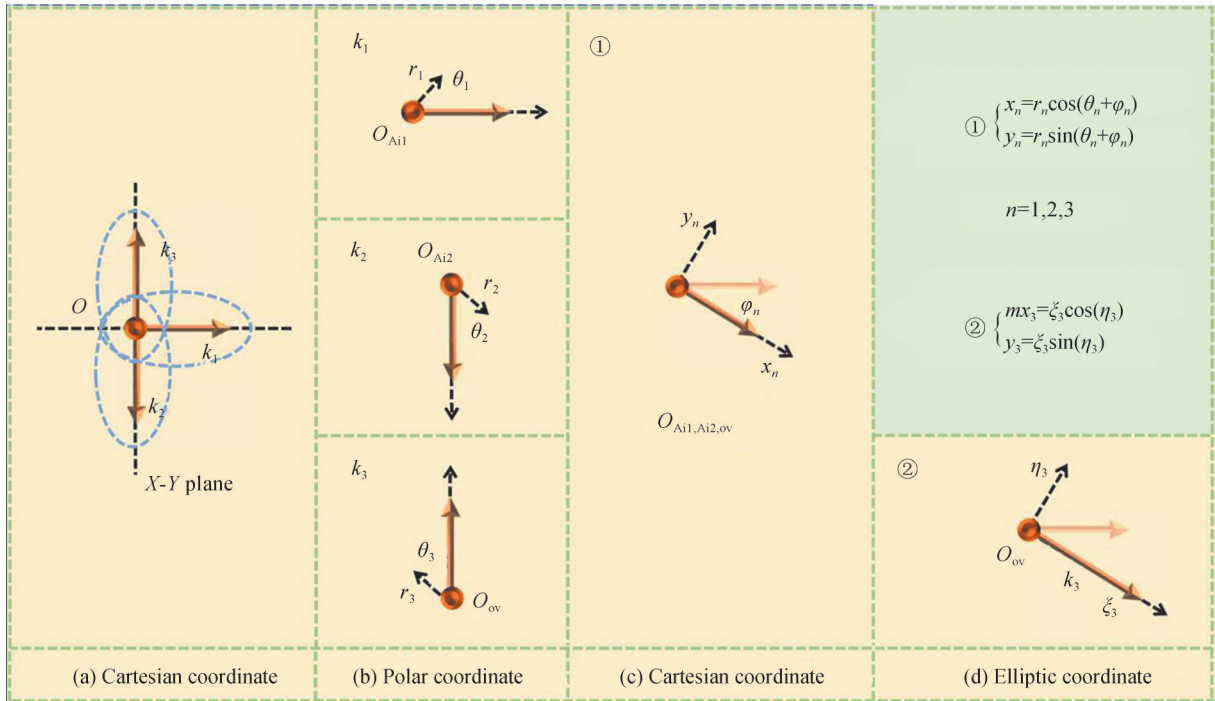


图1 基于多坐标变换技术的复合光场调控示意图

Fig. 1 Schematic of the modulation of composite optical field based on the multi-coordinate transformation techniques

## 2 实验结果与讨论

为了验证该设计的可行性,设计了如图2所示的实验装置。实验中选择波长为532 nm的固体Nd:YAG激光器作为光源。将针孔滤波器(PF)放置在透镜(L1,  $f_1=100$  mm)的前焦平面处进而产生近似的平顶光束,该光束经过分束立方体(BS)后作为入射光场照射到空间光调制器(SLM, HOLOEYE, PLUTO-VIS-016, 像素尺寸  $8 \mu\text{m} \times 8 \mu\text{m}$ , 分辨率  $1920 \times 1080$  pixels)中,经过空间光调制器调制后,利用透镜(L2,  $f_2=200$  mm)进行傅里叶变换。将电荷耦合器件(CCD, Basler, 像素尺寸  $4.5 \mu\text{m} \times 4.5 \mu\text{m}$ )放置在透镜L2的后焦平面上。在实验过程中,将经过一系列变换的相位模式[图2(a)]输入到空间光调制器中,可以在相机中获得相应的实验结果[图2(b)]。此外,通过将相机安装到导轨上,可以实现相机沿光轴方向移动,进而获得不同距离处的光强分布。

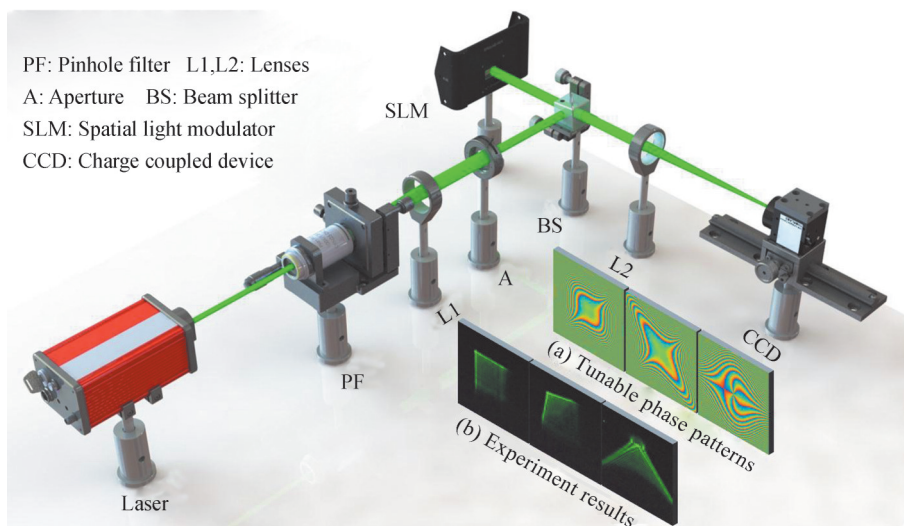


图2 实验装置

Fig. 2 Experimental setup



基于多坐标变换技术,对不同模式叠加的复合光场中每一个组成光束进行拆解,可以实现组成光束的独立调控。针对纵向叠加光场,即相互垂直的二维艾里光束进行独立调控时,首先将其拆解为两个一维艾里光束,此时二维艾里光束的相位分布表示为

$$\Phi_{2D\text{ Airy}} = (x_1^3 + y_2^3)/3 \quad (4)$$

式中,  $x_1 = r_1 \cos(\theta_1 + \varphi_1)$  和  $y_2 = r_2 \sin(\theta_2 + \varphi_2)$ 。为统一坐标系旋转方向,规定当  $\varphi_1$  和  $\varphi_2$  为正时,坐标系绕原点逆时针旋转。为保证产生的艾里光束具有良好的强度剖面,设置衰减因子  $a = 0.05$ , 下同。然后将该相位加载到空间光调制器中,即可在  $X'-Y'$  平面(傅里叶平面)获得调控后的艾里光束。通过改变  $\varphi_1$  或  $\varphi_2$  可以使二维艾里光束的两条边瓣分别绕原点(主瓣)进行旋转。此时两边瓣的夹角不再满足  $\pi/2$ , 但是其主光瓣位置保持不变,如图3所示。通过数值模拟结果与实验结果进行对比可以发现,两者产生的结果较为吻合。从夹角由  $\pi/2$  逐渐变大时[图3(a)~(e)],变化的边瓣  $k_1$  在边瓣  $k_2$  方向上的分量逐渐增大,造成边瓣  $k_1$  的缩短。当两条边瓣方向完全相反时[图3(c)],  $x_1$  和  $y_2$  作为两个无量纲的坐标满足  $x_1 = -y_2$ , 此时,式(4)满足  $\Phi_{2D\text{ Airy}} = 0$ , 艾里光束强度剖面消失,表现为高斯光点。当两条边瓣方向相同时,则  $x_1 = y_2$ , 即二维艾里光束演化为一维艾里光束[图3(f)~(j)]。

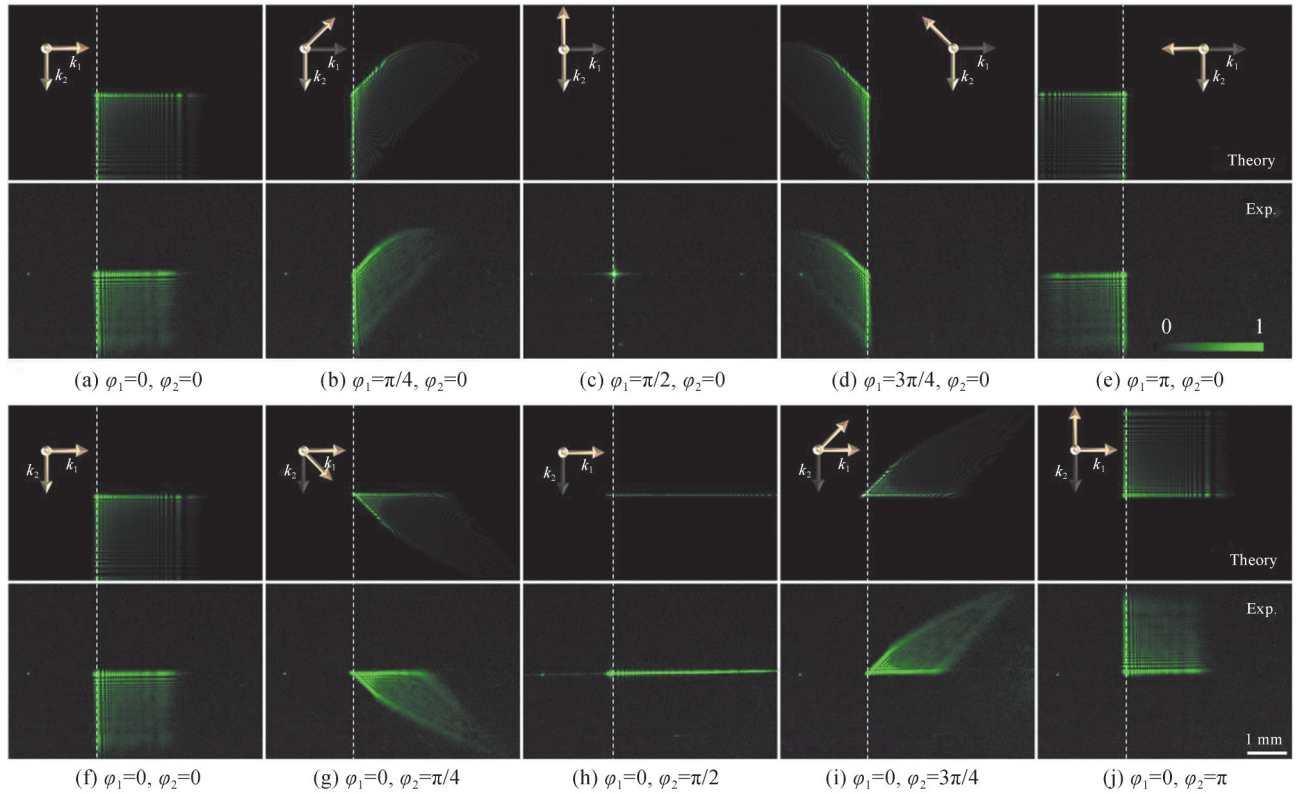


图3 二维艾里光束中两个边瓣独立调控时的光场分布

Fig. 3 Intensity profiles of the two lobes in 2D Airy beam modulated independently

当  $\varphi_1$  和  $\varphi_2$  同时改变时,艾里光束的强度剖面变化如图4所示。当二维艾里光束两个边瓣之间的夹角为钝角并逐渐增大时,沿  $X' = -Y'$  方向上的分量随夹角增大而增大,造成边瓣缩短,直至两边瓣方向完全相反,此时强度剖面表现为高斯光点[图4(e)]。当二维艾里光束两个边瓣之间的夹角为锐角并逐渐减小时,两边瓣逐渐靠近,并最终演变成沿  $X' = Y'$  方向的一维艾里光束[图4(j)]。

接下来在二维艾里光束的基础上,添加一个光学涡旋来研究横向叠加模式的复合光场。结合涡旋光束的独特性质,将其添加到艾里光束中,可以产生一种特殊的复合光场,即艾里涡旋光束<sup>[21,33]</sup>,然后对三个组合光束进行独立调控。将光学涡旋的螺旋相位嵌入立方相位中,可以得到艾里涡旋光束的相位分布

$$\Phi_{\text{Airyov}}(x_1, y_2, \xi_3) = x_1^3/3 + y_2^3/3 + l\eta_3 \quad (5)$$

式中,  $(\xi_3, \eta_3)$  表示光学涡旋所在的椭圆坐标系,结合①,②得到与初始极坐标系的关系为

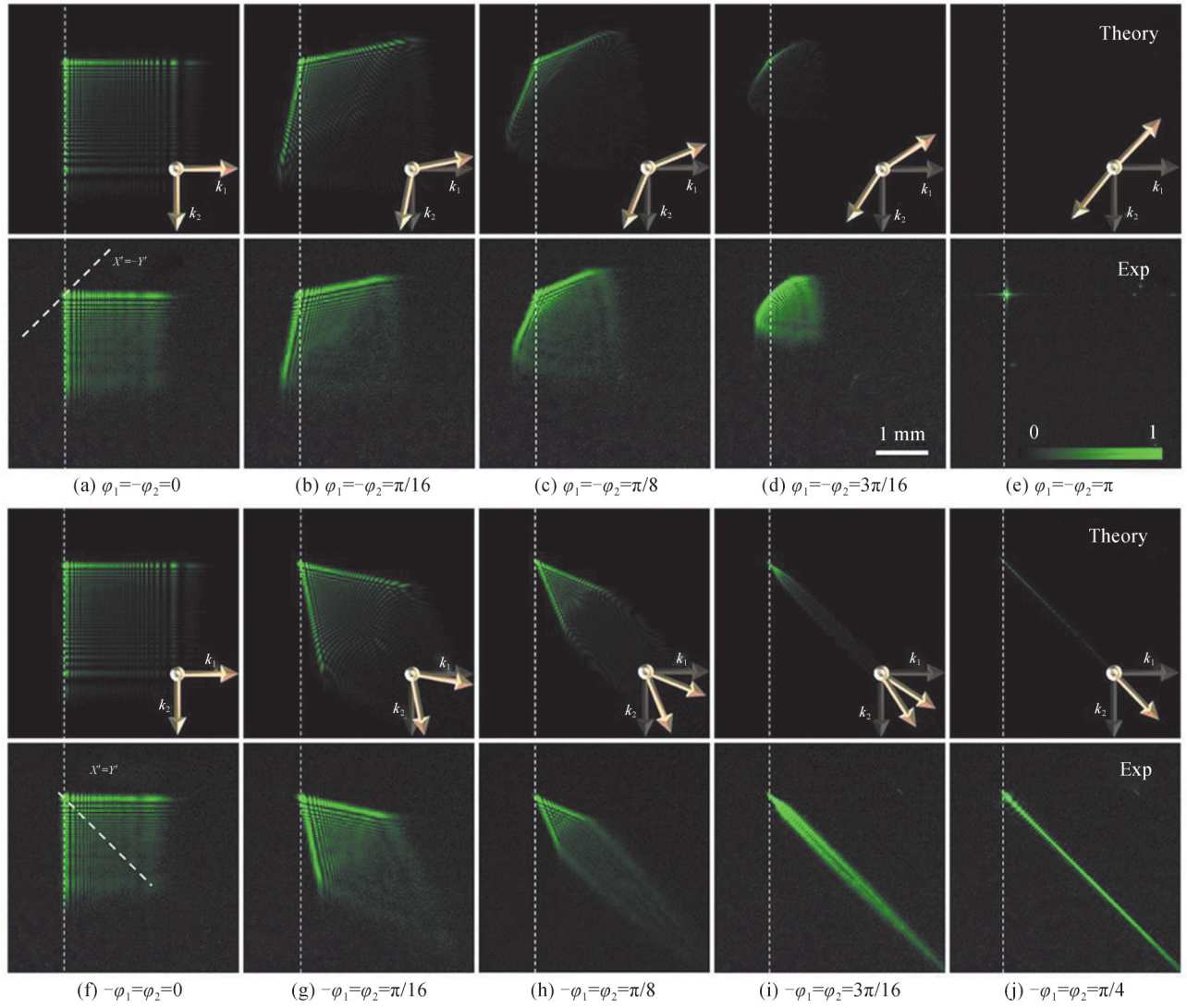


图4 二维艾里光束中两个边瓣同时调控时的光场分布

Fig. 4 Intensity profiles of the two lobes in 2D Airy beam modulated simultaneously

$$\begin{cases} \xi_3 = \frac{r_3 \cos(\theta_3 + \varphi_3)}{\cos\{\arg[m \tan(\theta_3 + \varphi_3)] - \pi\}} \\ \eta_3 = \arg[m \tan(\theta_3 + \varphi_3)] - \pi \end{cases} \quad (6)$$

式中,  $\arg[\cdot]$  代表复数的幅角, 取值范围为  $(-\pi, \pi]$ 。将式(6)代入式(5)中, 可以得到艾里涡旋光束的相位分布。

根据调制后艾里涡旋光束的相位分布, 在实验中得到组合光束的调控结果, 如图5所示。其中, Airy1光束和 Airy2光束的旋转角  $\varphi_1 = \varphi_2 = -\pi/4$ , 光学涡旋拓扑荷  $l=5$ , 拉伸因子  $m=2$ , 椭圆率  $e=0.866$ <sup>[32]</sup>。加入涡旋光束后, 由于光学涡旋尺寸大于艾里光束主瓣, 造成艾里光束的边瓣发生分裂, 如图5(b)中白色虚线部分。同时, 随着  $\varphi_3$  的改变, 光学涡旋的长轴发生旋转, 而边瓣的分裂间隙会随着椭圆光学涡旋长轴的指向发生改变。需要注意的是, 椭圆光学涡旋在旋转过程中, 旋转因子  $\varphi_3$  的取值在  $(0, \pi]$  或  $(\pi, 2\pi]$  范围内时, 涡旋方向是重复的, 因此  $\varphi_3$  的取值范围定义为  $(0, \pi]$ 。

利用多坐标变换技术, 对横向叠加光场进行拆解, 实现了艾里光束和光学涡旋的独立调控。此外, 光学涡旋的拓扑荷是一个重要的研究参量, 它决定了光学涡旋的半径以及携带的轨道角动量大小。但是, 由于艾里主瓣的影响, 利用传统方式测量其拓扑荷大小及符号较为复杂<sup>[34-36]</sup>。因此, 本文提出了一种原位测量艾



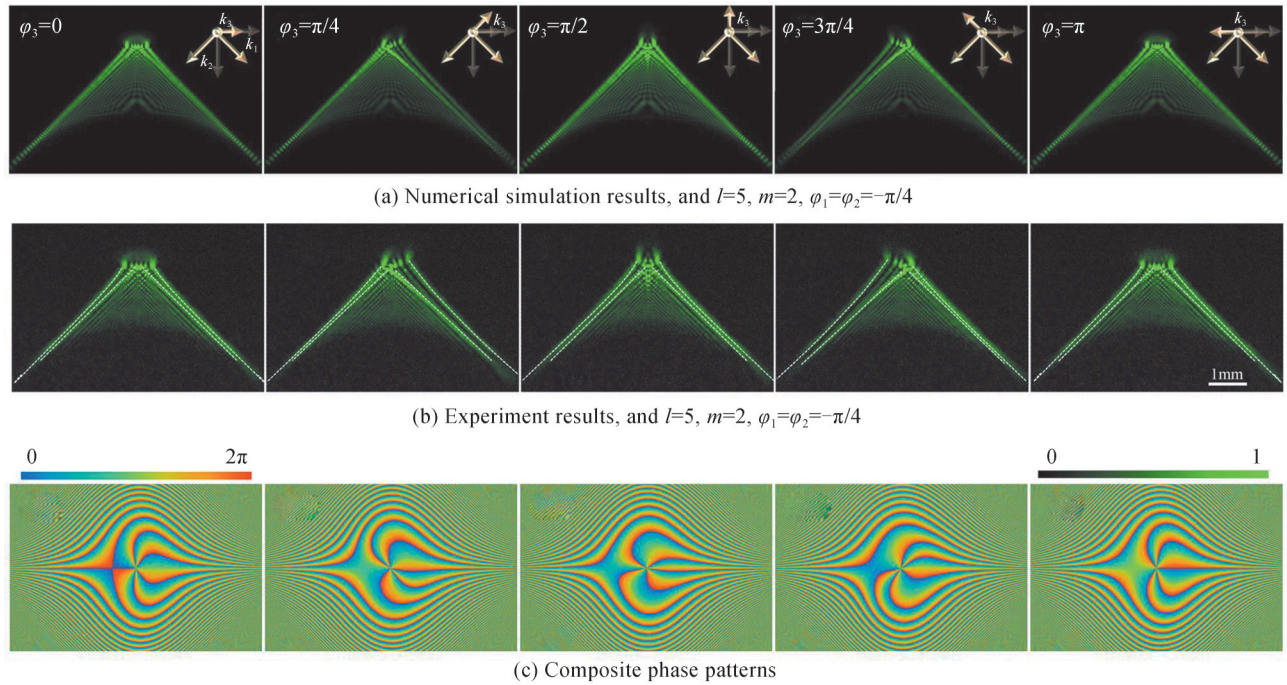
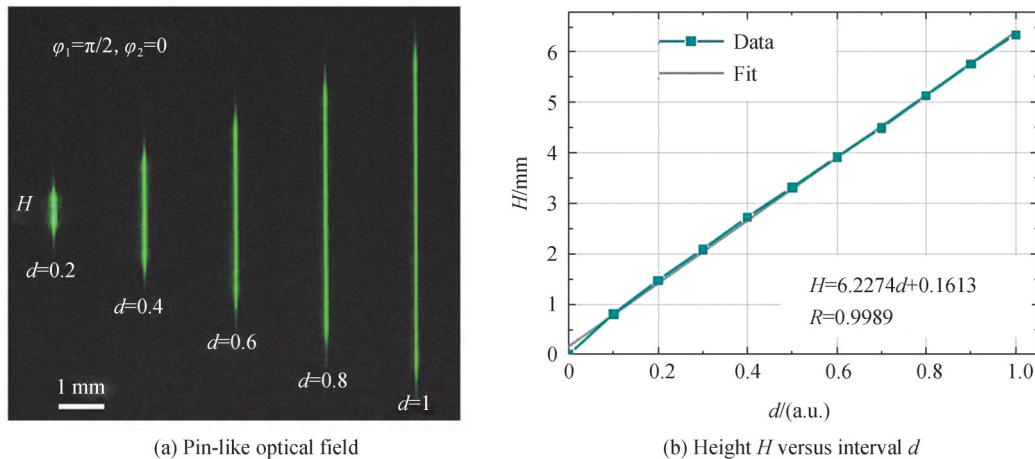


图5 艾里涡旋光束中椭圆光学涡旋方向的调控

Fig.5 Orientation modulated of the elliptic optical vortex in Airy-vortex beam

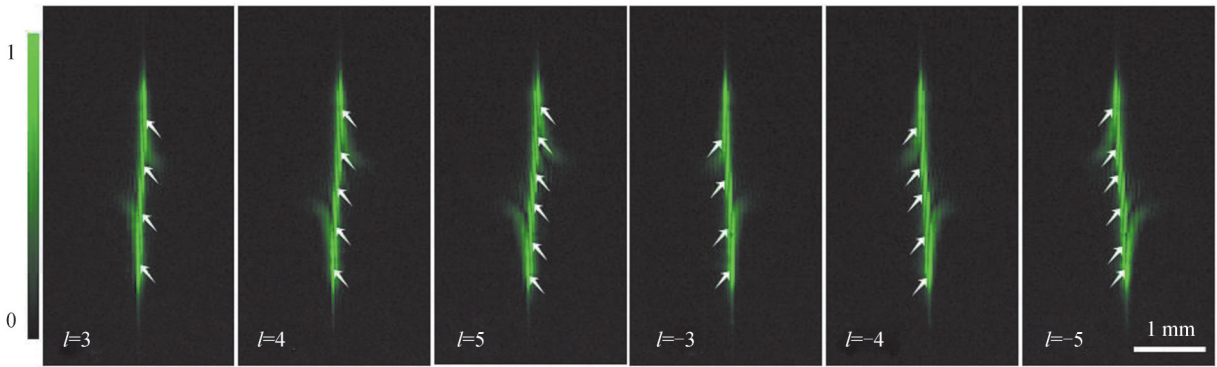
里涡旋光束中光学涡旋拓扑荷的方法,来实现拓扑荷大小及符号的准确测量。由式(4)可知,旋转两个一维艾里光束使其方向相反时,源平面所加载的立方相位  $\Phi_{2D\text{ Airy}}=0$ ,此时不存在艾里光束,光强剖面变现为高斯分布。通过添加位移因子  $d$  令不同坐标系原点即原主瓣位置进行移动,满足  $\Phi_{2D\text{ Airy}}(x_1, y_2)=\Phi_{2D\text{ Airy}}(x_1+d, y_2+d)$ 。此时在傅里叶平面的光场强度表现为均匀分布的“光针”[图6(a)]。当嵌入光学涡旋时,执行上述操作,“光针”中间位置因光学涡旋存在而产生干涉条纹,条纹的数量与方向分别决定了拓扑荷的大小与符号[图6(c)]。添加位移因子后,式(5)满足  $\Phi_{\text{Aiov}}(x_1, y_2, \xi_3)=\Phi_{\text{Aiov}}(x_1+d, y_2+d, \xi_3)$ 。图6(c)表示  $\varphi_1=\pi/2, \varphi_2=0, d=0.25$  时,不同拓扑荷的干涉图样,其中白色箭头指向干涉条纹,条纹数量  $N$  与拓扑荷  $l$  之间满足  $l=N-1$ ,干涉条纹逆时针旋转代表拓扑荷符号为正,反之为负。该方法可以在不需要额外光学元件的情况下原位测定嵌入涡旋的拓扑荷,并且不受环境振动和寄生干扰的影响。

接下来,验证了当  $\varphi_1=\pi/2, \varphi_2=0$  时位移因子  $d$  与“光针”高度的关系。从图6(a)中可以看出,随着  $d$  的增大,“光针”也逐渐增高。进一步探究位移因子  $d$  对“光针”高度  $H$  的调控规律,得到了两者的关系曲线[图6(b)]。由蓝色点线可以看出,数据点呈线性分布,对其进行线性拟合,得到如图中灰色直线所示的拟合曲线,相关系数高达 0.998 9,证明数据点线性非常好,即位移因子  $d$  对“光针”高度  $H$  的调控为线性关系。此外,结合图4(a),令  $\varphi_1=\varphi_0, \varphi_2=\varphi_0-\pi/2$ ,可以得到位于第一、三象限且与  $X'$  轴夹角为  $\varphi_0$  的“光针”;令  $\varphi_2=\varphi_0$ ,



(a) Pin-like optical field

(b) Height  $H$  versus interval  $d$



(c) Interference patterns between the pin-like optical field and optical vortex

图6 艾里涡旋光束中光学涡旋拓扑荷的测量

Fig. 6 Measurement of the topological charge of OV embedded in Airy-vortex beam

$\varphi_1 = \varphi_0 + \pi/2$ , 可得到位于第二、四象限且与  $Y'$  轴夹角为  $\varphi_0$  的“光针”。因此, 该方案可以在傅里叶面得到任意高度及角度的“光针”, 可以有效提高光学涡旋拓扑荷的检测范围, 对于艾里涡旋光束中光学涡旋拓扑荷的检测具有重要的意义。

艾里光束在自由空间传输过程中具有自加速效应, 表现在式(2)中  $s - (z/2)^2$  项, 其主瓣沿抛物线轨迹运动。为了验证该复合光场经过拆解调控之后仍然保留艾里光束的无衍射、自加速传播特性, 分别选取图4(b), 图4(g)中的复合光场在不同传播距离处的强度剖面, 如图7(a)和(b)所示, 传播距离  $\Delta z$  分别为 0 cm (傅里叶平面)、2 cm、6 cm、10 cm, 其中小图代表相应的数值模拟结果。该复合光场沿抛物线轨迹传输, 并且传输方向与两边瓣的旋转角满足<sup>[27]</sup>:  $Y = [(\cos\varphi_1 - \sin\varphi_2)/(\sin\varphi_1 + \cos\varphi_2)]X$ 。因此, 通过改变两边瓣之间的夹

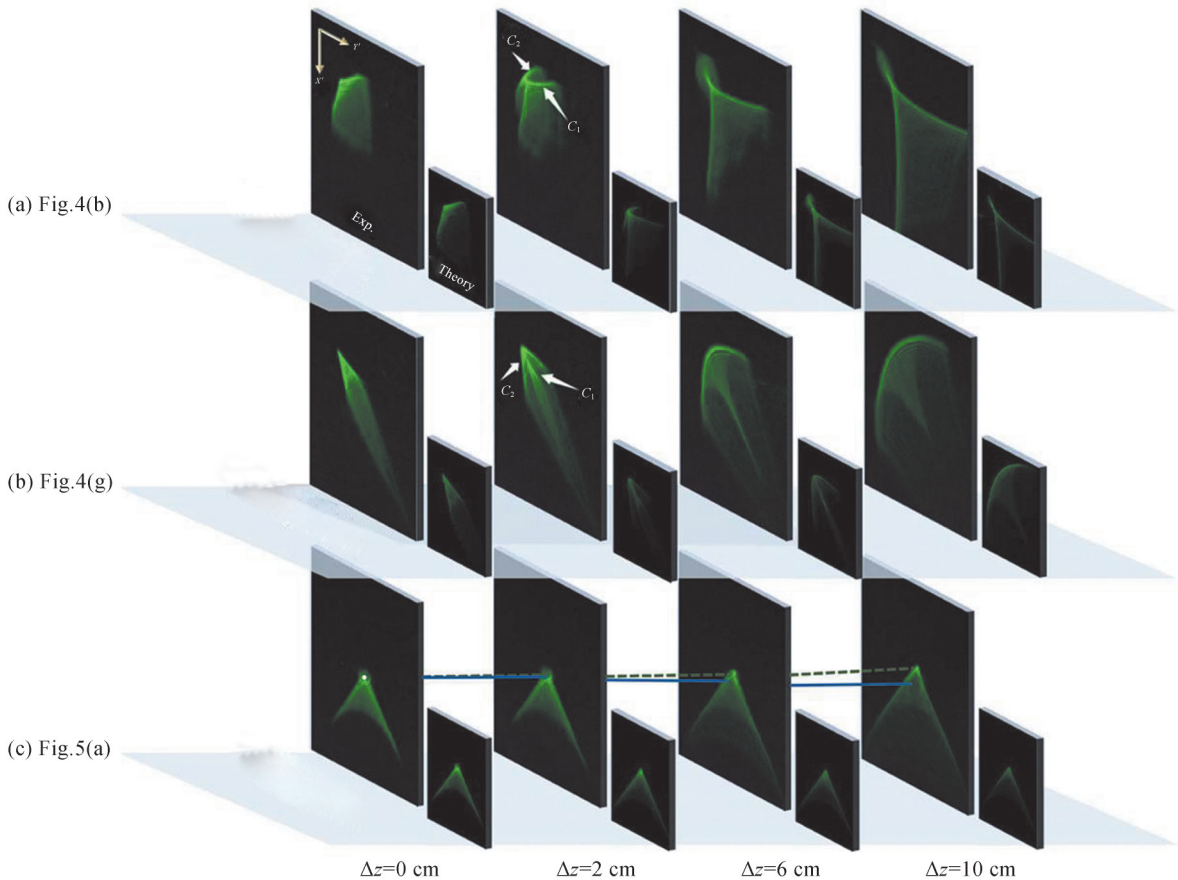


图7 不同光场在传播距离  $\Delta z=0, 2, 6, 10$  cm 的强度剖面

Fig. 7 Intensity profiles of the corresponding figures at propagation distance at  $\Delta z=0, 2, 6, 10$  cm



角,可以使艾里光束沿任意抛物线轨迹和传播方向运动。同时,根据边瓣夹角的变化,艾里光束的强度分布在传输过程中不再保持两个完整的边瓣,即主瓣位置发生分裂,形成两个焦散面  $C_1$ 、 $C_2$ 。当边瓣夹角为钝角时, $C_2$ 能量逐渐转移到  $C_1$ ,一定距离后  $C_2$ 消失, $C_1$ 变得尖锐,当边瓣夹角为锐角时,情况与之相反。值得注意的是,当边瓣夹角为  $\pi/2$ 时,其传输过程与传统艾里光束相同,主瓣不会发生分裂,并且沿着相应的方向传输。图7(c)表示调控后的艾里涡旋光束[图5(a)]在传播过程中的强度剖面,由于艾里主瓣和光学涡旋的移动速率不同<sup>[37]</sup>,随着距离的增加,艾里光束的主瓣与光学涡旋分离,其中绿色虚线表示艾里主瓣的移动轨迹,蓝色实线表示光学涡旋的变化轨迹。实验结果表明,基于多坐标变换技术,可以自由调控艾里涡旋光束的两条边瓣方向,并且一定程度上保留艾里光束的无衍射、自加速能力,并以此来调控其传输过程中的抛物线轨迹及传输方向。

### 3 结论

基于多坐标变换技术,为艾里涡旋光束的不同组成光束建立了额外的坐标系,实现了复合光场的拆解。然后依次对一维艾里光束、二维艾里光束以及艾里涡旋光束进行了极坐标系、直角坐标系和椭圆坐标系之间的变换,实现了艾里光束的两个边瓣和嵌入的光学涡旋的独立调控,并分别推导了变换后的光场相位分布函数。在实验中产生了两边瓣夹角不限于  $\pi/2$ 的准艾里光束,可以使调控后的光束沿任意抛物线轨迹及传播方向运动,并分析了其不同情况下的传播特性,实验结果与理论分析吻合。此外,根据两边瓣方向相反时的相位分布函数,通过添加位移因子,提出了一种光学涡旋拓扑荷的原位测量方法,该方法可以在不需要额外光学元件的情况下原位测定嵌入涡旋的拓扑荷,并且不受环境振动和寄生干扰的影响。通过对艾里涡旋光束的组合与拆解,实现了该复合光场在多空间维度的自由调控。该方案促进了艾里涡旋光束在微粒捕获和光学清扫等领域的应用。同时该方案具有普适性,可以为其它复合光场的调控提供新的解决思路。

#### 参考文献

- [1] ALLEN L, BEIJERSBERGEN M W, SPREEUW R, 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] SIVILOGLOU G A, BROKY J, DOGARIU A, et al. Observation of accelerating Airy beams [J]. *Physical Review Letters* 2007, 99(21): 213901-213901.
- [3] BANDRES M A, GUTIERREZ J C. Ince-Gaussian beams [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(2): 144-146.
- [4] YANG Yuanjie, ZHU Xinlei, ZENG Jun, et al. Anomalous Bessel vortex beam: modulating orbital angular momentum with propagation [J]. *Nanophotonics*, 2018, 7(3): 677-682.
- [5] CHEN Shuqi, LI Zhancheng, LIU Wenwei, et al. From single-dimensional to multidimensional manipulation of optical waves with metasurfaces [J]. *Advanced Materials*, 2019, 31: e1802458.
- [6] LEI Ting, ZHANG Meng, LI Yuru, et al. Massive individual orbital angular momentum channels for multiplexing enabled by Dammann gratings [J]. *Light: Science & Applications*, 2015, 4(3): e257.
- [7] WANG Jian, YANG Jengyuan, FAZAL I M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 488-496.
- [8] BEZRYADINA A, PREECE D, CHEN J C, et al. Optical disassembly of cellular clusters by tunable ‘tug-of-war’ tweezers [J]. *Light: Science & Applications*, 2016, 5(10): e16158.
- [9] ZHENG Z, ZHANG B F, CHEN H, et al. Optical trapping with focused Airy beams [J]. *Applied Optics*, 2011, 50 (1): 43-49.
- [10] NI Jincheng, WANG Chaowei, ZHANG Chenchu, et al. Three-dimensional chiral microstructures fabricated by structured optical vortices in isotropic material [J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6: e17011.
- [11] HOLLERAN K, PADGETT M J, DENNIS M R. Topology of optical vortex lines formed by the interference of three, four, and five plane waves [J]. *Optics Express*, 2006, 14(7): 3039-3044.
- [12] VAITY P, AADHI A, SINGH R. Formation of optical vortices through superposition of two Gaussian beams [J]. *Applied Optics*, 2013, 52(27): 6652-6656.
- [13] FAN Haihao, ZHANG Hao, CAI Chenyuan, et al. Flower-shaped optical vortex array [J]. *Annalen Der Physik*, 2021, 533(4): 8.
- [14] LIN Y C, LU T H, HUANG K F, et al. Generation of optical vortex array with transformation of standing-wave Laguerre-Gaussian mode [J]. *Optics Express*, 2011, 19(11): 10293-10303.
- [15] FRANKE A S, LEACH J, PADGETT M J, et al. Optical ferris wheel for ultracold atoms [J]. *Optics Express*, 2007, 15 (14): 8619-8625.



- [16] YANG Dexing, WANG Hao, HE Dongsheng, et al. Complex vortices formed by coaxial superposition of circular and planar vortices[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, 38(7): 1683-1686.  
杨德兴, 王浩, 何东升, 等. 环形与平面光学涡旋共线叠加的复合涡旋[J]. *光子学报*, 2009, 38(7): 1683-1686.
- [17] VASILYEU R, DUDLEY A, KHILO N, et al. Generating superpositions of higher - order Bessel beams[J]. *Optics Express*, 2009, 17(26): 23389-23395.
- [18] DUDLEY A, FORBES A. From stationary annular rings to rotating Bessel beams[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2012, 29(4): 567-573.
- [19] PIRES D G, ROCHA J C A, JESUS SILVA A J, et al. Optical mode conversion through nonlinear two-wave mixing [J]. *Physical Review A*, 2019, 100(4): 043819.
- [20] SEPTON B, VALLES A, STEINLECHNER F, et al. Spatial mode detection by frequency up conversion[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(3): 586-589.
- [21] MAO Hongxing, LAN Yanping, LAI Songtao, et al. Propagation characteristic of symmetric Airy vortex beams[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2019, 48(3): 0326002.  
毛红行, 兰燕平, 赖松陶, 等. 对称艾里涡旋光束的传播特性[J]. *光子学报*, 2019, 48(3): 0326002.
- [22] CHONG A, RENNINGER W H, CHRISTODOULIDES D N, et al. Airy-Bessel wave packets as versatile linear light bullets[J]. *Nature Photonics*, 2010 4(2): 103-106.
- [23] BROKY J, SIVILOGLOU G A, DOGARIU A, et al. Self-healing properties of optical Airy beams[J]. *Optics Express*, 2008, 16(17): 12880-12891.
- [24] BAUMGARTL J, MAZILU M, DHOLAKIA K. Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(11): 675-678.
- [25] POLYNKIN P, KOLESIK M, MOLONEY J V, et al. Curved plasma channel generation using ultraintense Airy Beams [J]. *Science*, 2009, 324(5924): 229-232.
- [26] 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.
- [27] QIAN Yixian, ZHANG Site. Quasi-Airy beams along tunable propagation trajectories and directions[J]. *Optics Express*, 2016, 24(9): 9489-9500.
- [28] GREENFIELD E, SEGEV M, WALASIK W. Accelerating light beams along arbitrary convex trajectories[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(21): 213902.
- [29] EFREMIDIS N K. Airy trajectory engineering in dynamic linear index potentials[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(15): 3006-3008.
- [30] QIAN Yixian, MAO Hongxing. Generation and propagation characteristics of generalized Airy beams with tunable trajectories[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2018, 47(2): 0226001.  
钱义先, 毛红行. 可调控广义艾里光束产生及传播特性[J]. *光子学报* 2018, 47(2): 0226001.
- [31] WANG Yakun, MA Haixiang, ZHU Lihao, et al. Orientation-selective elliptic optical vortex array[J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 116: 011101.
- [32] LI Xinzhong, MA Haixiang, YIN Chuanlei, et al. Controllable mode transformation in perfect optical vortices[J]. *Optics Express*, 2018, 26(2): 651-662.
- [33] QIAN Yixian, SHI Yile, JIN Weimin, et al. Annular arrayed-Airy beams carrying vortex arrays[J]. *Optics Express*, 2019, 27(13): 18085-18093.
- [34] SINGH B K, REMEZ R, TSUR Y, et al. Measurement of acceleration and orbital angular momentum of Airy beam and Airy-vortex beam by astigmatic transformation[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(22): 5411-5414.
- [35] MA Haixiang, LI Xinzhong, TAI Yuping, et al. In situ measurement of the topological charge of a perfect vortex using the phase shift method[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(1): 135-138.
- [36] ZHOU Junxiao, LIU Yachao, KE Yougang, et al. Generation of Airy vortex and Airy vector beams based on the modulation of dynamic and geometric phases[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(13): 3193-3196.
- [37] DAI H T, LIU Y J, LUO D, et al. Propagation dynamics of an optical vortex imposed on an Airy beam [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(23): 4075-4077.

## Arbitrary Modulation of Airy Vortex Beam in Multi-spatial Dimensions

WANG Yakun<sup>1</sup>, TAI Yuping<sup>2</sup>, LI Xinzhong<sup>1,3</sup>

(1 *School of Physics and Engineering, Henan University of Science and Technology, Luoyang, Henan 471023, China*)

(2 *School of Chemical Engineering and Pharmaceutics, Henan University of Science and Technology, Luoyang, Henan 471023, China*)

(3 *State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119 China*)

**Abstract:** As a composite optical field, Airy vortex beam possessing transverse and longitudinal superimposed modes has abundant intensity and phase distributions. However, the composite optical field is limited to the specific propagation direction and complex modulation of the propagation trajectory. To address these issues, based on the multicoordinate transformations, one-dimensional Airy beam, two-dimensional Airy beam and Airy vortex beam have been transformed in different coordinate systems, respectively. We have realized the orientation modulation of the two lobes of Airy beam and the embedded optical vortex in the range of  $0-2\pi$ , independently. We have studied the propagation properties in the propagation distances of 0, 2, 6, and 10 cm in the case of the obtuse and acute angles between two lobes of the Airy beam and the Airy vortex beam with orthogonal lobes, respectively. The results of experiments and numerical simulations show that the generated optical field can propagate along arbitrarily appointed parabolic trajectories and directions in free space. In addition, a method for measuring topological charge is proposed by adding the shift factor  $d$  when the directions of the lobes are opposite. This proposed method enables in situ determination of the embedded optical vortexes' topological charge without the need for additional optical elements, and it is immune to environmental vibration and parasitic interference. Our results promote the applications of Airy vortex beam in particle manipulation and optical cleaning and provide an alternative scheme for the modulation of composite optical field. Measurement of the topological charge and the intensity profiles at different propagation distance via the experimental setup.

**Key words:** Physical optics; Composite optical field; Airy vortex beam; Multicoordinate transformations; Topological charge; propagation

**OCIS Codes:** 070.2580; 260.3160; 350.6980; 060.5060