

## 几何相位调制参数对艾里光束的影响

晏庆玉, 王冠学\*, 李仔艳, 康翔宇, 高秀敏

上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海 200093

**摘要** 为研究艾里光束的聚焦特性, 基于几何相位推导出了圆柱坐标系下聚焦区域附近电磁强度矢量和能量通量的理论公式, 并利用矢量衍射理论对其可行性进行了验证。结果表明: 几何相位调制参数可以显著改变艾里光束的主瓣尺寸、光瓣间距和能量分布; 通过在艾里光束原立方相位基础上引入涡旋相位, 有效地转换了光束主瓣的能量和相位, 且光束主瓣不再保持原有形态。本研究为艾里光束在光学采样与操作、光通信、数据存储和成像等领域中的应用提供了一定的基础。

**关键词** 衍射; 几何相位; 矢量衍射理论; 艾里光束; 能量分布

中图分类号 O436 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1405006

## Effect of Geometric Phase Modulation Parameter on Airy Beams

Yan Qingyu, Wang Guanxue\*, Li Ziyang, Kang Xiangyu, Gao Xiumin

School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China

**Abstract** In order to investigate the focusing characteristics of Airy beams, the theoretical formulas for the electromagnetic intensity vector and energy flux near the focusing region in cylindrical coordinate system are derived based on geometric phase, and their feasibilities are verified by vector diffraction theory. The results show that the geometric phase modulation parameter can significantly change the main lobe size, lobe spacing and energy distribution of the Airy beam. The energy and phase of the main lobe of the beam are effectively converted by introducing the vortex phase to the original cubic phase of Airy beams, and the main lobe of the beam no longer maintains its original shape. This research provides a basis for the application of Airy beams in optical sampling and manipulation, optical communication, data storage and imaging.

**Key words** diffraction; geometric phase; vector diffraction theory; Airy beam; energy distribution

## 1 引言

1979年, Berry和Balazs<sup>[1]</sup>基于量子力学发现薛定谔方程具有无衍射的艾里波包解, 当艾里波包在自由空间中传播时, 表现出横向自加速偏转和长距离非衍射的特性, 但艾里波包携带的能量是有限的, 在现实中较难实现, 故该理论发展一直处于停滞阶段。2007年, Siviloglou等<sup>[2-3]</sup>从理论上预测并在实验中实现了有限能量的艾里光束。自此之后, 掀起了人们对艾里光束的研究热潮。2008年, Broky等<sup>[4]</sup>发现了艾里光束传播过程中的自愈效应。一系列研究表明, 艾里光束不同于其他经典光束, 它在自由空间中具有无衍射、自加速、自愈合和弯曲传播的特性<sup>[5-10]</sup>, 这使得光强最强点

沿曲线传输。随着激光技术的飞速发展, 艾里光束无衍射、自加速和自愈合的特性使得它在光学捕获<sup>[11]</sup>、光弹性<sup>[12]</sup>、光学探针<sup>[13]</sup>、激光加工<sup>[14]</sup>、光学显微镜<sup>[15]</sup>、等离子体引导<sup>[16]</sup>、粒子输运<sup>[17-18]</sup>和自聚焦艾里光束合成<sup>[19]</sup>等方面中具有广泛的应用前景。

艾里光束由许多不同大小的点状光斑组成, 这些光斑始终保持立方相位模式, 且主瓣处强度最强, 旁瓣处强度较弱。Chu等<sup>[6]</sup>研究了增强艾里光束主瓣能量的方法。Barwick<sup>[20]</sup>研究了降低艾里光束旁瓣能量的方法。Li等<sup>[21]</sup>提出了一种微纳结构, 该结构能调节艾里光束的相位和振幅, 进而影响艾里光束的主瓣能量。结合实际应用, 有些情况下不需要主瓣有很强的能量。同时, 旁瓣之间的能量、间距、强度和强能量点的数量

收稿日期: 2022-01-18; 修回日期: 2022-02-14; 录用日期: 2022-02-21

基金项目: 国家自然科学基金(62171172)

通信作者: \*wgxy715@163.com

都能被调节。此外,涡旋光束本身具有携带轨道角动量(OAM)的特性,通过在艾里相位中引入涡旋相位,并结合旁瓣光场的调制,可推动光通信、光调制等领域的发展<sup>[22]</sup>。

本文提出了一种通过几何相位实时调制艾里光束的方法。利用德拜矢量衍射理论,推导出聚焦区域附近电磁强度矢量和能量通量的计算公式。通过仿真计算发现,艾里光束分布状态、主瓣尺寸和光瓣间距与几何相位调制参数有关。在艾里光束原立方相位基础上,引入了额外的涡旋相位,通过仿真计算发现,涡旋相位拓扑数对合成的艾里涡旋光束主瓣能量和相位均有影响。本研究结果可加深人们对艾里光束的认识与理解,所提方法可实现对光束结构的控制,为艾里光束在实际生活中的应用提供了更多的灵活性和主观性。

## 2 理论推导

艾里光束可以通过被立方相位调制的高斯光束聚焦产生。由于立方相位和几何相位有关系,故首先对几何相位的由来进行简要介绍。几何相位是导致光自旋霍尔效应的内在物理机制,Pancharatnam<sup>[23]</sup>于1956年发现了几何相位和偏振之间的关系,偏振作为一种固有的光学自由度,是光的显著特征之一。具有任意局部线性偏振态的光可表示为

$$E_o = A_o(r, \phi) \times \left\{ \cos[\delta(r, \phi)] e_{x_0} + \sin[\delta(r, \phi)] e_{y_0} \right\}, \quad (1)$$

式中: $A_o$ 表示复振幅; $\delta$ 表示方向; $r$ 表示极坐标半径; $\phi$ 表示极角; $x_0$ 和 $y_0$ 表示正交基矢量,它们的相位总是一致的,故式(1)表示的光束截面中的局部偏振态光是线偏振光; $e_{x_0}$ 和 $e_{y_0}$ 为单位矢量,二者的表达式为

$$e_{x_0} = \frac{e_r + e_l}{\sqrt{2}}, \quad (2)$$

$$e_{y_0} = \frac{i(e_r - e_l)}{\sqrt{2}}, \quad (3)$$

将式(2)、(3)代入式(1)进行计算得到正交的圆偏振光组合,即

$$E_o = \frac{A(r, \phi)}{\sqrt{2}} \times \left\{ \exp[-i\delta(r, \phi)] e_l + \exp[i\delta(r, \phi)] e_r \right\}, \quad (4)$$

式中: $e_l$ 和 $e_r$ 表示左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的单位矢量。对于具有线性偏振态的任意光束,这两个分量具有相反的初始相位,初始相位的值决定了线性振动方向。

偏振发生后左旋圆偏振光和右旋圆偏振光对应的几何相位分别记为 $\epsilon_l$ 和 $\epsilon_r$ ,则合成偏振态的光<sup>[24-25]</sup>可表示为

$$E_o = \frac{A(r, \phi)}{\sqrt{2}} \times \left\{ \exp\{i[\epsilon_l - \delta(r, \phi)]\} e_l + \exp\{i[\epsilon_r + \delta(r, \phi)]\} e_r \right\} = \exp\left\{i\frac{\epsilon_l + \epsilon_r}{2}\right\} \times \left\{ \cos\left[\frac{\epsilon_r - \epsilon_l}{2} + \delta(r, \phi)\right] e_x + \sin\left[\frac{\epsilon_r - \epsilon_l}{2} + \delta(r, \phi)\right] e_y \right\}, \quad (5)$$

式中: $e_x$ 和 $e_y$ 分别表示线偏振沿 $x$ 轴和沿 $y$ 轴方向的单位矢量。与式(1)相比,发生偏振后式(5)中出现了相位延迟 $(\epsilon_l + \epsilon_r)/2$ 。此时,若设 $\epsilon_r = -\epsilon_l = \epsilon$ ,则相位延迟消失。几何相位 $\epsilon$ 作为本征光学自由度在理论上可以有任意的分布,当 $\epsilon$ 满足

$$\epsilon = 2\pi\nu \left( \frac{r \sin \varphi}{r_0} \right)^3 \quad (6)$$

时,可实现聚焦。式(6)中, $\nu$ 表示几何相位调制参数, $\varphi$ 表示方位角, $r_0$ 表示输入半径。

### 2.1 调制艾里光束

艾里光束可以通过被立方相位调制的高斯光束聚焦产生<sup>[2]</sup>。聚焦原理图如图1所示。携带指定振幅 $l_0(\theta)$ 的光束入射到光瞳滤光片P上后,用一个物镜OL在焦球 $\Omega$ 处产生汇聚球面波,焦球 $\Omega$ 的半径为 $f$ 。在正弦条件下,该球面波被会聚传播,最终到达受衍射极限控制的点O处,并形成沿 $x, y, z$ 三个方向的电场分量。

为方便化简,本文在圆柱坐标系 $(\rho, \phi, z)$ 下,根据德拜矢量衍射理论,将光束在焦点O附近的电场分布 $E$ (磁场分布 $H$ )<sup>[26]</sup>表示为

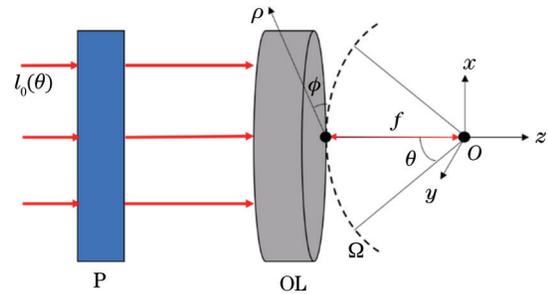


图1 聚焦原理图

Fig. 1 Schematic diagram of focusing

$$E = -\frac{iA}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\alpha \sin \theta \sqrt{\cos \theta} l_0(\theta) V \times \exp\left[ik(-\rho \sin \theta) \cos(\varphi - \phi) + z \cos \theta\right] d\varphi d\theta, \quad (7)$$

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{NA}{n}\right), \quad (8)$$

式中: $A$ 是常数; $\theta$ 是会聚角; $n$ 为聚焦空间的折射率,仿真时在真空中,故设置 $n=1$ ;  $k=2\pi/\lambda$ 是波数,其中 $\lambda$ 是入射光束波长; $\varphi$ 是方位角; $NA$ 是物镜OL的数值孔径; $V$ 是像空间的偏振矢量。根据几何相位全偏振

调控,此时相位调制函数  $T_c$  存在于像空间的偏振矢量  $V$  中,计算公式为

$$T_c = 2\pi\nu \left( \frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \right)^3 (\sin^3 \varphi + \cos^3 \varphi) - \varphi. \quad (9)$$

电场矢量  $V_E$  的计算公式<sup>[25]</sup>为

$$V_{E,x} = -\sin T_c \sin \varphi + \cos T_c \cos \theta \cos \varphi, \quad (10)$$

$$V_{E,y} = \sin T_c \cos \varphi + \cos T_c \cos \theta \sin \varphi, \quad (11)$$

$$V_{E,z} = \cos T_c \sin \theta. \quad (12)$$

磁场矢量  $V_H$  的计算公式<sup>[25]</sup>为

$$V_{H,x} = -\cos T_c \sin \varphi - \sin T_c \cos \theta \cos \varphi, \quad (13)$$

$$V_{H,y} = \cos T_c \cos \varphi - \sin T_c \cos \theta \sin \varphi, \quad (14)$$

$$V_{H,z} = -\sin T_c \sin \theta. \quad (15)$$

根据三维电场矢量表达式和三维磁场矢量表达式,坡印亭矢量决定能量通量  $S$ ,其计算表达式<sup>[27]</sup>为

$$S = \frac{c}{4\pi} \operatorname{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*), \quad (16)$$

式中: $c$ 表示真空中的光速。 $l_0(\theta)$ 的表达式<sup>[28]</sup>为

$$l_0(\theta) = \exp \left[ -\beta^2 \left( \frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \right)^2 \right] J_1 \left( 2\beta \frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \right), \quad (17)$$

式中: $\beta$ 代表瞳孔半径与入射光束束腰的比值; $J_1(\cdot)$ 代表第一类一阶贝塞尔函数。

## 2.2 调制艾里涡旋光束

具有螺旋波前的涡旋光束携带 OAM。在圆柱坐标系  $(\rho, \phi, z)$  下,相位涡旋的复振幅表达式中含有螺旋相位项  $\exp(i\ell\varphi)$ ,其中拓扑数  $\ell$  为涡旋相位调制因子, $\ell$  越大,光学涡旋模式越复杂,光场分布越发散。因此,在原始立方相位的基础上,增加了额外的螺旋相位项  $\exp(i\ell\varphi)$ ,这能有效降低或消除主瓣能量。将艾里相位和涡旋相位结合,根据德拜矢量衍射理论,光束在焦点  $O$  附近的电场分布  $E_1$  (磁场分布  $H_1$ )<sup>[26]</sup>可表示为

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{iA}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\alpha \sin \theta \sqrt{\cos \theta} T_{c1} l_0(\theta) \mathbf{V}_1 \times \exp \left[ ik(-\rho \sin \theta) \cos(\varphi - \phi) + z \cos \theta \right] d\varphi d\theta, \quad (18)$$

式中: $T_{c1}$ 为艾里涡旋相位调制函数。

入射光束为线偏振光,经过傅里叶透镜调制后光场的偏振矢量  $\mathbf{V}_1$  可分为电场矢量  $V_{E_1}$  和磁场矢量  $V_{H_1}$ 。其中,电场矢量  $V_{E_1}$  的计算公式<sup>[2,28-29]</sup>为

$$V_{E_1,x} = \cos \theta + (1 - \cos \theta) \sin^2 \varphi, \quad (19)$$

$$V_{E_1,y} = -(1 - \cos \theta) \sin \varphi \cos \varphi, \quad (20)$$

$$V_{E_1,z} = \sin \theta \cos \varphi, \quad (21)$$

磁场矢量  $V_{H_1}$  的计算公式<sup>[2,28-29]</sup>为

$$V_{H_1,x} = -(1 - \cos \theta) \sin \varphi \cos \varphi, \quad (22)$$

$$V_{H_1,y} = 1 - (1 - \cos \theta) \sin^2 \varphi, \quad (23)$$

$$V_{H_1,z} = \sin \theta \sin \varphi. \quad (24)$$

艾里涡旋光束的光强分布的表达式为

$$I = |\mathbf{E}_1|^2. \quad (25)$$

艾里涡旋相位调制函数  $T_{c1}$  的表达式<sup>[29]</sup>为

$$T_{c1} = \exp \left\{ ikB \left( \frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \right)^3 (\sin^3 \varphi + \cos^3 \varphi) + i\ell\varphi \right\}, \quad (26)$$

式中: $B$ 表示立方相位周期的调制参数。入射光束振幅分布  $l_0(\theta)$  和式(17)保持一致。同理,根据三维电场矢量表达式和三维磁场矢量表达式,坡印亭矢量决定能量通量  $S$ ,其计算表达式和式(16)保持一致。

## 3 结果与讨论

现探究几何相位调制参数  $\nu$  对艾里光束的影响。艾里光束由许多不同大小的点状光斑组成,这些光斑始终保持立方相位模式。根据式(1)~(17),改变几何相位调制参数  $\nu$  的值,如图2所示。数值孔径为  $NA = 0.95$ ,瞳孔半径与入射光束束腰的比值为  $\beta = 1$ ,  $\alpha = 2\pi/5$ ,入射光波长为  $\lambda = 1 \text{ nm}$ ,以  $\lambda$  作为标尺,建立平面直角坐标系  $xoy$ 。在  $\nu$  从 1 增加到 20 的过程中,艾里光束呈现对称性分布且整个燕尾斑组沿对角移动扩大,以纵坐标表示光斑强度数值,设定区间为  $[0, 1]$ ,横坐标表示聚焦平面内沿  $x$  方向的光强分布,设定区间为  $[-5\lambda, 5\lambda]$ ,主瓣的光斑强度最低处两点间距离即为主瓣尺寸  $d$  的值,经过仿真发现艾里光束主瓣尺寸  $d$  在增加,如图2中横向标注的虚线箭头所示。同理,以纵坐标表示光斑强度数值,横坐标表示聚焦平面内沿  $y$  方向的光强分布,设定区间为  $[-5\lambda, 5\lambda]$ ,主瓣与旁瓣光斑强度最低处两点间距离即为光瓣间距  $h$  的值,仿真发现光瓣间距  $h$  也呈现递增的趋势,如图2中纵向标注的实线箭头所示。当  $\nu = 1$  时,光瓣间距为  $h = 0.2\lambda$ 。当  $\nu = 2$  时,光瓣间距为  $h = 0.4\lambda$ 。当  $\nu = 4$  时,光瓣间距  $h = 0.6\lambda$ 。当  $\nu = 6$  时,光瓣间距为  $h = 0.8\lambda$ 。当  $\nu = 15$  时,光瓣间距为  $h = \lambda$ 。

图3为计算出的艾里光束主瓣尺寸  $d$  与几何相位调制参数  $\nu$  之间的关系。显然,随着几何相位调制参数  $\nu$  的增大,产生的艾里光束主瓣尺寸  $d$  也在增大。由此可见,几何相位调制参数  $\nu$  对艾里光束主瓣尺寸有影响,针对不同应用场景和需求,可以选择性实时调制需要的艾里光束。

此外,入射光束振幅分布  $l_0(\theta)$  的表达式中存在瞳孔半径与入射光束束腰比值  $\beta$ 。改变  $\beta$  的数值,以几何相位调制参数为  $\nu = 2$  时的艾里光束的光场分布为例,计算了  $\beta = 0.2, \beta = 0.5, \beta = 0.7, \beta = 1.0$  时艾里光束聚焦光场的分布情况,如图4所示。可以发现,随着  $\beta$  的增大,光束能量逐渐增加,毛刺变少,光斑边界逐渐清晰且平滑。因此,当瞳孔半径与入射光束束腰比值  $\beta$  的数值为 1.0 时,效果最佳。

根据式(7)~(16),计算出几何相位调制参数  $\nu$  改变时对应的艾里光束的能量流图。从图5(a)~(d)中可以看出,艾里光束主瓣能量以立方相位的形式沿旁瓣边缘流动,且对角艾里光束的能量是对称分布的。此外,从能量流图中也能清晰看出, $\nu$  对艾里光束主瓣尺寸、光瓣间距均有影响,这充分肯定了所推导的理论公式和仿真计算的准确性和有

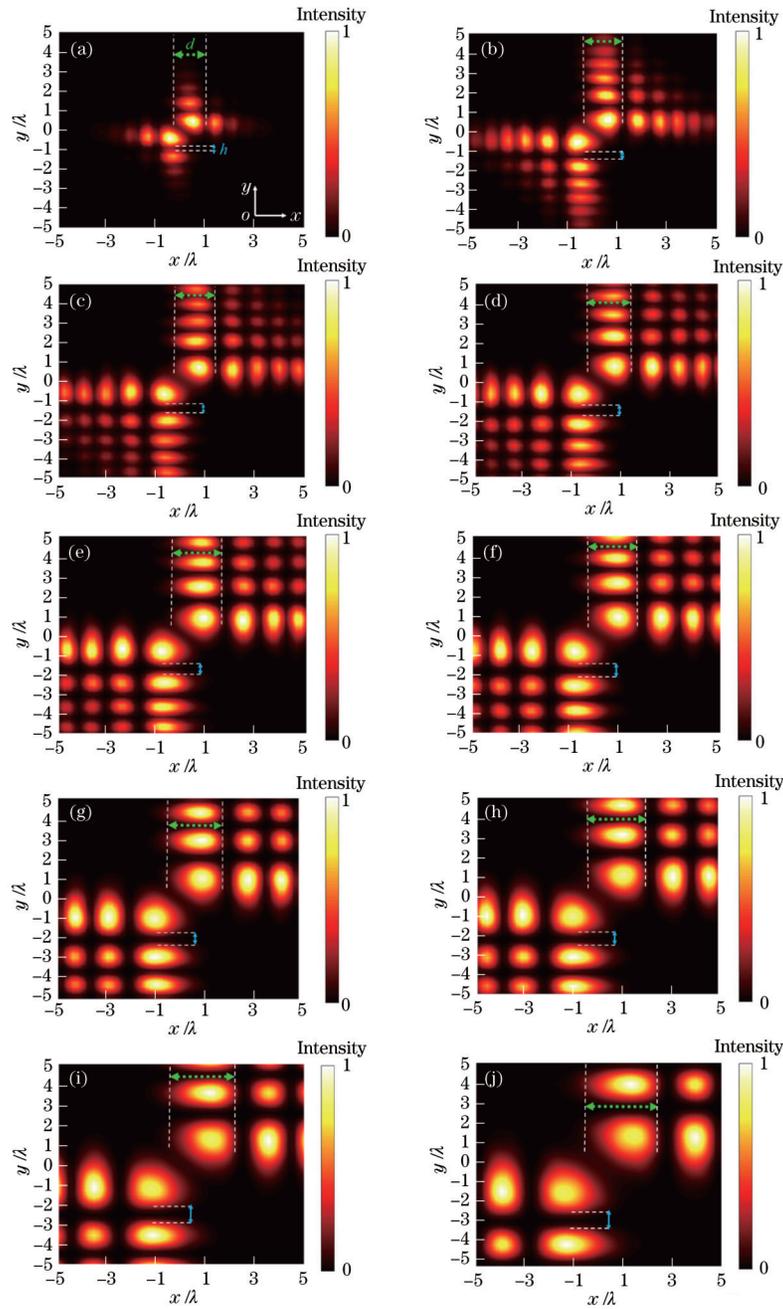


图 2 不同  $\nu$  下艾里光束的光场分布。(a)  $\nu=1$ ; (b)  $\nu=2$ ; (c)  $\nu=3$ ; (d)  $\nu=4$ ; (e)  $\nu=5$ ; (f)  $\nu=6$ ; (g)  $\nu=8$ ; (h)  $\nu=10$ ; (i)  $\nu=15$ ; (j)  $\nu=20$

Fig. 2 Light field distribution of Airy beam under different  $\nu$ . (a)  $\nu=1$ ; (b)  $\nu=2$ ; (c)  $\nu=3$ ; (d)  $\nu=4$ ; (e)  $\nu=5$ ; (f)  $\nu=6$ ; (g)  $\nu=8$ ; (h)  $\nu=10$ ; (i)  $\nu=15$ ; (j)  $\nu=20$

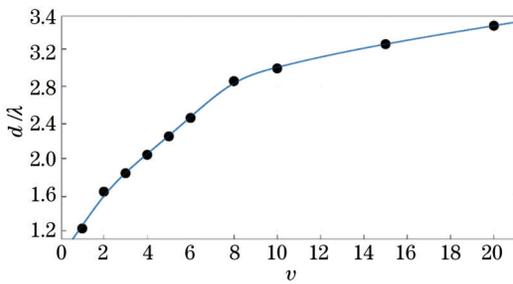


图 3 艾里光束主瓣尺寸与几何相位调制参数之间的关系

Fig. 3 Relationship between main lobe size of Airy beam and geometric phase modulation parameter

效性。

根据 2.2 节理论推导,在艾里光束原立方相位基础上引入额外涡旋相位项,计算出了涡旋相位拓扑数  $l$  与聚焦模式的关系,如图 6 所示。此时数值孔径为  $NA=0.95$ ,瞳孔半径与入射光束束腰的比值为  $\beta=1$ ,  $\alpha=2\pi/5$ ,立方相位周期调制参数为  $B=3$ ,入射光波长为  $\lambda=1 \text{ nm}$ 。可以发现,随着拓扑数  $l$  的增加,  $l$  对光束主瓣能量的抑制能力越来越强。从图 6(a)~(h)中可以看出,在拓扑数  $l$  从 1 增加到 8 的过程中,相位奇点引起艾里涡旋光束聚焦光场能量发生转换,如图 6 中实线箭头所示。此时,光束主瓣不再保持

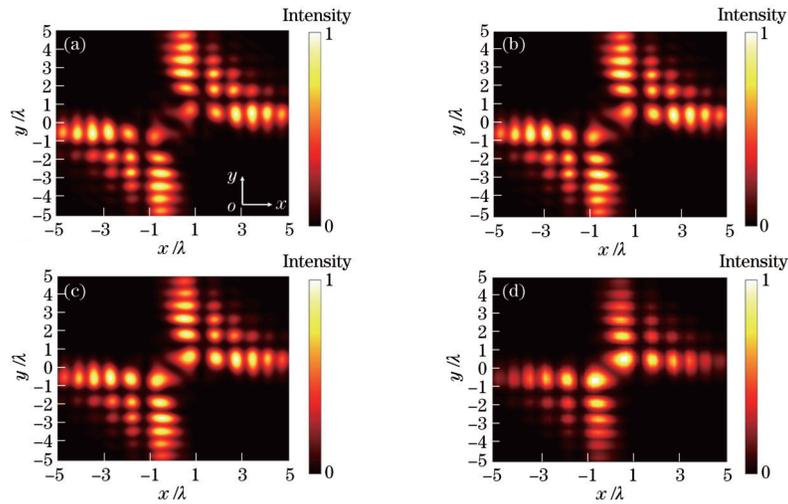


图 4 不同  $\beta$  下的艾里光束的光场分布。(a)  $\beta=0.2$ ; (b)  $\beta=0.5$ ; (c)  $\beta=0.7$ ; (d)  $\beta=1.0$

Fig. 4 Light field distribution of Airy beam under different  $\beta$ . (a)  $\beta=0.2$ ; (b)  $\beta=0.5$ ; (c)  $\beta=0.7$ ; (d)  $\beta=1.0$

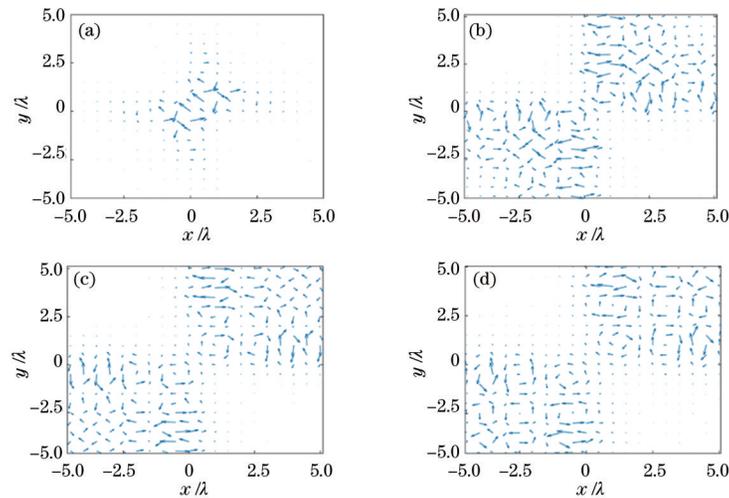


图 5 不同  $\nu$  下的艾里光束能量流图。(a)  $\nu=1$ ; (b)  $\nu=3$ ; (c)  $\nu=5$ ; (d)  $\nu=8$

Fig. 5 Airy beam energy flow diagram under different  $\nu$ . (a)  $\nu=1$ ; (b)  $\nu=3$ ; (c)  $\nu=5$ ; (d)  $\nu=8$

原有形态,主瓣能量逐渐分裂并向旁瓣转移,且旁瓣能量分布规则,光斑始终保持立方相位模式。图 7 是调制后的艾里涡旋光束相位分布图,拓扑数  $l$  值的变化会影响合成光束的相位。由此可见,结合艾里光束和涡旋相位调制的方法具有调节效率高和调节效果明显的优势。

由于涡旋光束拓扑数  $l$  可取整数阶也可取分数阶,根据式 (18)~(26),令数值孔径为  $NA=0.95$ ,瞳孔半径与入射光束束腰的比值为  $\beta=1$ ,  $\alpha=2\pi/5$ ,立方相位周期调制参数为  $B=3$ ,入射光波长为  $\lambda=1\text{ nm}$ ,计算出拓扑数  $l=\pm 1.5$ ,  $l=\pm 2.5$ ,  $l=\pm 3.5$ ,  $l=\pm 4.5$  时的艾里涡旋光束聚焦模式图,如图 8 所示。可以发现,随着拓扑数  $l$  的增大,艾里涡旋光束主瓣能量逐渐分裂,且能量向旁瓣转移。因此,通过在艾里光束原立方相位基础上引入涡旋相位的方式,拓扑数  $l$  不论取整数阶还是分数阶,均能实现光束主瓣能量的转换。

## 4 结 论

从几何相位出发,基于德拜矢量衍射理论,理论推导并证明了几何相位调制参数  $\nu$  对产生的艾里光束的影响。结果表明:几何相位调制参数  $\nu$  可以改变艾里光束的分布状态;随着  $\nu$  值的增加,艾里光束主瓣尺寸增大,光瓣间距增大,且整个燕尾斑组沿对角方向移动扩大,这些变化在能量流图中可更直观地看出。此外,在艾里光束原立方相位基础上引入了额外的涡旋相位项,计算结果表明,随着涡旋光束拓扑数  $l$  的增加,  $l$  对合成光束主瓣能量的抑制能力越来越强,光束主瓣不再保持原有形态,主瓣能量逐渐分裂并向旁瓣转移。上述结论表明,所推导的理论调制方法具有调节效率高、调节效果明显和主观灵活性强的优势,调制产生的光束对光通信、光学显微操纵、光学采样操作、光学捕获和成像等领域具有一定的影响。

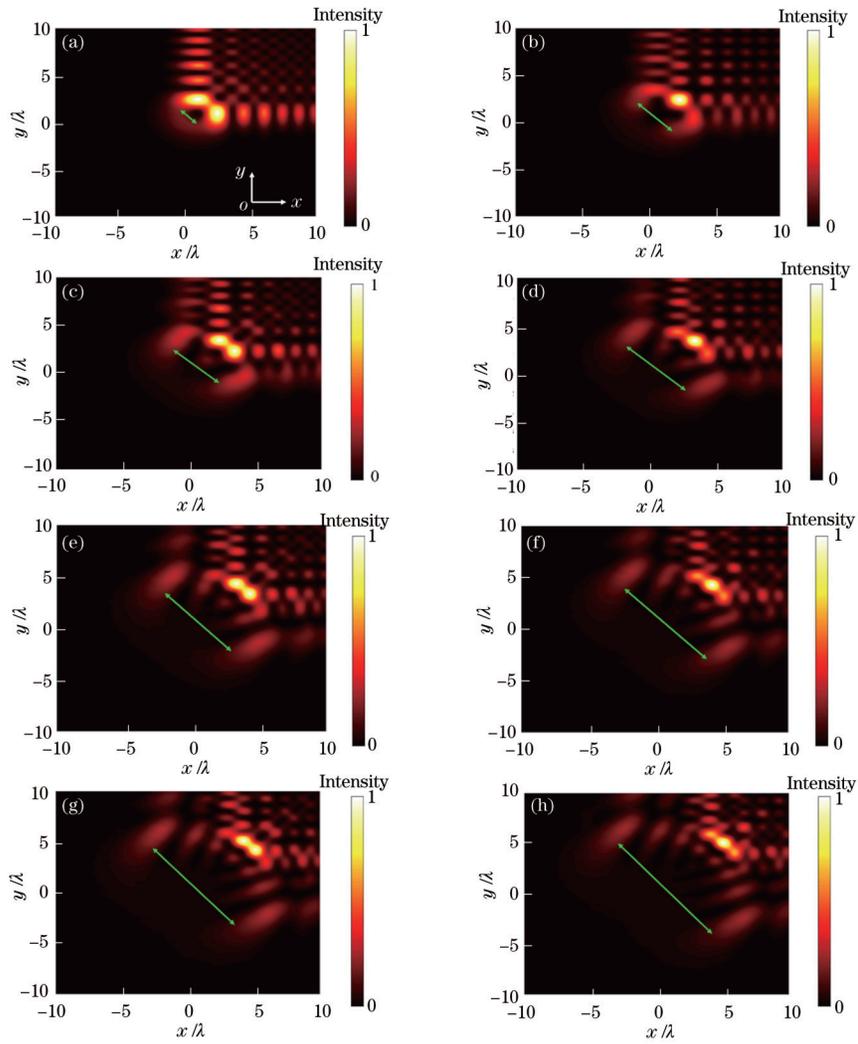


图 6  $l$  为整数阶时, 相位调制的艾里涡旋光束聚焦模式。(a)  $l=1$ ; (b)  $l=2$ ; (c)  $l=3$ ; (d)  $l=4$ ; (e)  $l=5$ ; (f)  $l=6$ ; (g)  $l=7$ ; (h)  $l=8$   
 Fig. 6 Phase-modulated Airy vortex beam focusing mode when  $l$  is integer order. (a)  $l=1$ ; (b)  $l=2$ ; (c)  $l=3$ ; (d)  $l=4$ ; (e)  $l=5$ ; (f)  $l=6$ ; (g)  $l=7$ ; (h)  $l=8$

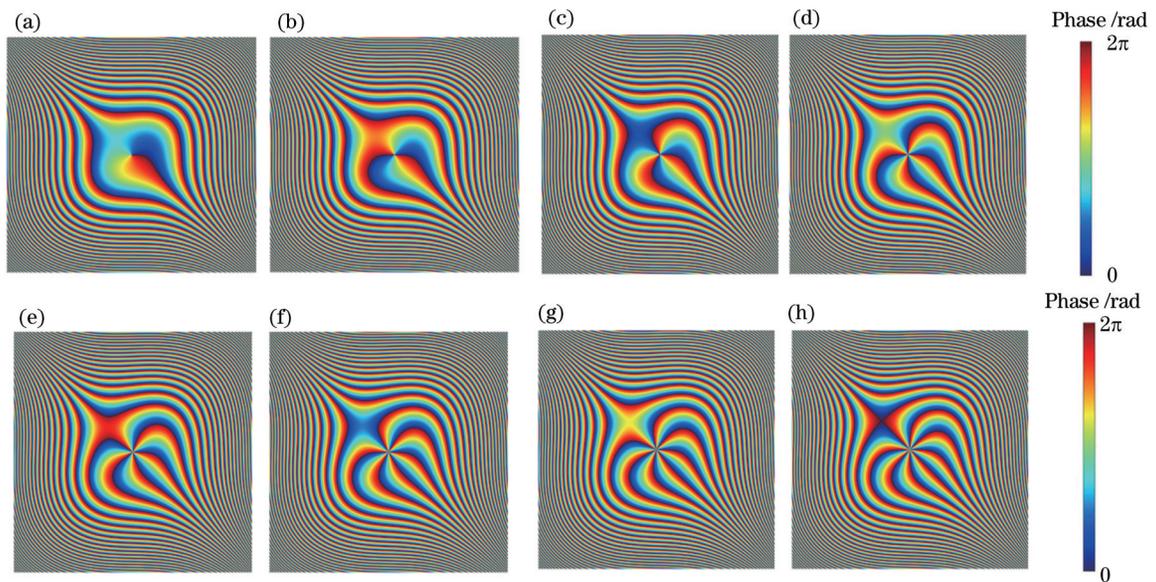


图 7 调制后艾里涡旋光束相位分布图。(a)  $l=1$ ; (b)  $l=2$ ; (c)  $l=3$ ; (d)  $l=4$ ; (e)  $l=5$ ; (f)  $l=6$ ; (g)  $l=7$ ; (h)  $l=8$   
 Fig. 7 Phase distribution of modulated Airy vortex beam. (a)  $l=1$ ; (b)  $l=2$ ; (c)  $l=3$ ; (d)  $l=4$ ; (e)  $l=5$ ; (f)  $l=6$ ; (g)  $l=7$ ; (h)  $l=8$

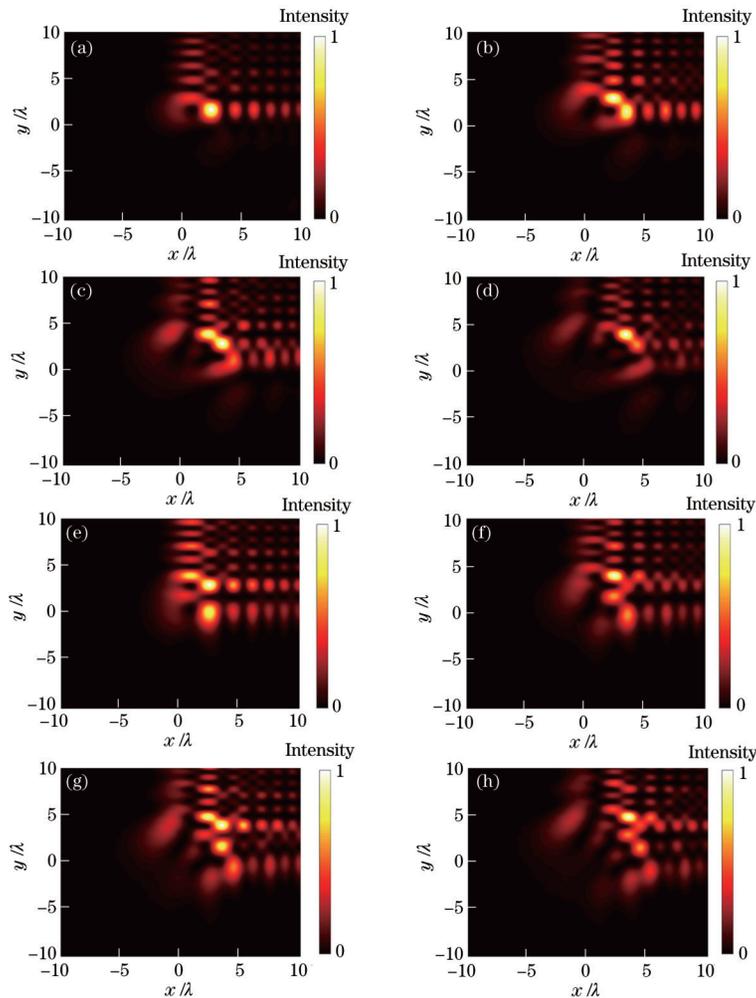


图 8  $l$  为分数阶时, 相位调制的艾里涡旋光束聚焦模式。(a)  $l=-1.5$ ; (b)  $l=-2.5$ ; (c)  $l=-3.5$ ; (d)  $l=-4.5$ ; (e)  $l=1.5$ ; (f)  $l=2.5$ ; (g)  $l=3.5$ ; (h)  $l=4.5$

Fig. 8 Phase-modulated Airy vortex beam focusing mode when  $l$  is fractional order. (a)  $l=-1.5$ ; (b)  $l=-2.5$ ; (c)  $l=-3.5$ ; (d)  $l=-4.5$ ; (e)  $l=1.5$ ; (f)  $l=2.5$ ; (g)  $l=3.5$ ; (h)  $l=4.5$

### 参 考 文 献

- [1] Berry M V, Balazs N L. Nonspreading wave packets[J]. American Journal of Physics, 1979, 47(3): 264-267.
- [2] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, et al. Observation of accelerating Airy beams[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(21): 213901.
- [3] Siviloglou G A, Christodoulides D N. Accelerating finite energy Airy beams[J]. Optics Letters, 2007, 32(8): 979-981.
- [4] Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A, et al. Self-healing properties of optical Airy beams[J]. Optics Express, 2008, 16(17): 12880-12891.
- [5] 李鹤婷, 王新柯, 张岩. 太赫兹特殊光束的研究与应用[J]. 中国激光, 2019, 46(6): 0614007.  
Li H T, Wang X K, Zhang Y. Study and applications of terahertz special beams[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(6): 0614007.
- [6] Chu X X, Zhou G Q, Chen R P. Analytical study of the self-healing property of Airy beams[J]. Physical Review A, 2012, 85(1): 013815.
- [7] Dolev I, Kamirer I, Shapira A, et al. Experimental observation of self-accelerating beams in quadratic nonlinear media[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(11): 113903.
- [8] Anaya-Contreras J A, Zúñiga-Segundo A, Moya-Cessa H M. Airy beam propagation: autofocusing, quasi-diffractive propagation, and self-healing[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2021, 38(5): 711-718.
- [9] 代超宜, 韩洪民, 范引鹏, 等. 基于可变形透镜的可调艾里光束生成[J]. 中国激光, 2020, 47(8): 0805002.  
Dai C Y, Han H M, Fan Y P, et al. Generation of tunable airy beams using deformable lens[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(8): 0805002.
- [10] 韩洪民, 范引鹏, 杨叶城, 等. 基于变形镜的多波长艾里光束生成与传播特性[J]. 光学学报, 2021, 41(16): 1626001.  
Han H M, Fan Y P, Yang Y C, et al. Generation and propagation characteristics of multi-wavelength airy beams based on deformable mirrors[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(16): 1626001.
- [11] Hwang C Y, Choi D, Kim K Y, et al. Dual Airy beam

- [J]. *Optics Express*, 2010, 18(22): 23504-23516.
- [12] 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.
- [13] Morris J E, Mazilu M, Baumgartl J, et al. Propagation characteristics of Airy beams: dependence upon spatial coherence and wavelength[J]. *Optics Express*, 2009, 17(15): 13236-13245.
- [14] Deng H C, Yuan Y G, Yuan L B. Annular arrayed-waveguide fiber for autofocusing Airy-like beams[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(4): 824-827.
- [15] Tan X J, Kong C H, Ren Y X, et al. Volumetric two-photon microscopy with a non-diffracting Airy beam[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(2): 391-394.
- [16] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, et al. Curved plasma channel generation using ultraintense Airy beams [J]. *Science*, 2009, 324(5924): 229-232.
- [17] Zhang P, Prakash J, Zhang Z, et al. Trapping and guiding microparticles with morphing autofocusing Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(15): 2883-2885.
- [18] 王灵一, 黄凯凯, 章显, 等. 硬边环带光阑下圆形艾里光束的自聚焦特性调控[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(23): 232601.  
Wang L Y, Huang K K, Zhang X, et al. Manipulation of abruptly autofocusing property of circular airy beam carrying hard-edge annular aperture[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(23): 232601.
- [19] 吴鹏飞, 柯熙政, 宋强强. 自聚焦阵列艾里光束的实验实现[J]. *中国激光*, 2018, 45(6): 0605002.  
Wu P F, Ke X Z, Song Q Q. Realization of experiment on auto-focusing array Airy beam[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(6): 0605002.
- [20] Barwick S. Reduced side-lobe Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(15): 2827-2829.
- [21] Li Z, Cheng H, Liu Z C, et al. Plasmonic airy beam generation by both phase and amplitude modulation with metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2016, 4(8): 1230-1235.
- [22] Efremidis N K, Chen Z G, Segev M, et al. Airy beams and accelerating waves: an overview of recent advances [J]. *Optica*, 2019, 6(5): 686-701.
- [23] Pancharatnam S. Generalized theory of interference and its applications[J]. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*, 1956, 44(6): 398-417.
- [24] Berry M V. The adiabatic phase and Pancharatnam's phase for polarized light[J]. *Journal of Modern Optics*, 1987, 34(11): 1401-1407.
- [25] Man Z S, Dou X J, Fu S G. Pancharatnam-Berry phase shaping for control of the transverse enhancement of focusing[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(2): 427-430.
- [26] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system[J]. *Proceedings of the Royal Society A*, 1959, 253(1274): 358-379.
- [27] Wang H F, Shi L P, Lukyanchuk B, et al. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(8): 501-505.
- [28] Youngworth K S, Brown T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams[J]. *Optics Express*, 2000, 7(2): 77-87.
- [29] Weng X Y, Song Q, Li X M, et al. Free-space creation of ultralong anti-diffracting beam with multiple energy oscillations adjusted using optical pen[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 5035.