

相位差因子调控的 Ince-Gaussian 光束空间模式分布

马海祥¹, 李新忠^{1,2}, 李贺贺¹, 唐苗苗¹, 王静鸽¹, 汤 洁², 王屹山², 聂兆刚³

¹河南科技大学物理工程学院, 河南 洛阳 471023;

²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, 陕西 西安 710119;

³广东工业大学物理与光电工程学院, 广东 广州 510006

摘要 提出了一种基于奇偶模初始相位差因子调控的新型 Ince-Gaussian (IG) 光束, 即 PIG (Ince-Gaussian beam with phase difference) 光束。对传统 IG 光束偶模施加具有初始相位差 φ 的 e 指数相位因子, 将偶模与奇模进行线性叠加后得到了 PIG 光束。在其他参数相同的条件下, 重点研究了初始相位差调控因子对 PIG 光束空间模式的调控特性。数值模拟和实验结果表明: 当参数 φ 在 0 到 π 区间上连续取值时, 可实现正负涡旋 PIG 光束的连续变换; 当 $\varphi = \pi/2$ 时, 中间状态涡旋消失; 调节 φ 使其为 π 的整数倍, 可以实现正负涡旋模式的跳变切换; 当调节 φ 为 π 的半整数倍时, 该光束可实现光瓣在椭圆轨迹上的精确位移控制。PIG 光束为微粒操纵及光束微雕刻等领域提供了额外的调控自由度。

关键词 物理光学; 光学涡旋; 因斯-高斯模式; 自由调控技术; 微粒操纵

中图分类号 O436; O438.1 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0626002

Spatial Mode Distributions of Ince-Gaussian Beams Modulated by Phase Difference Factor

Ma Haixiang¹, Li Xinzhong^{1,2}, Li Hehe¹, Tang Miaomiao¹,
Wang Jingge¹, Tang Jie², Wang Yishan², Nie Zhaogang³

¹ School of Physics and Engineering, Henan University of Science and Technology,
Luoyang, Henan 471023, China;

² State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and
Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an, Shaanxi 710119, China;

³ School of Physics and Optoelectronic Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou,
Guangdong 510006, China

Abstract A novel type of Ince-Gaussian (IG) beam, named as PIG (Ince-Gaussian beam with phase difference) beam, based on the initial phase difference factor modulation between even mode and odd mode of IG beam is proposed. The PIG beam is generated by the linear superposition of the even mode and the odd mode of traditional IG beam after the even mode being multiplied an exponential phase factor with an initial phase difference of φ . The modulation properties of the initial phase difference factor on spatial mode of the PIG beam are mainly studied when other parameters are the same. Numerical simulations and experimental results show that the PIG beam changes from

收稿日期: 2017-01-16; **收到修改稿日期:** 2017-02-09

基金项目: 国家自然科学基金(61205086, 11504091)、瞬态光学与光子技术国家重点实验室开放基金(SKLST201203)、河南省高等学校青年骨干教师资助(2013071)

作者简介: 马海祥(1992—), 男, 硕士研究生, 主要从事奇异光学及光场调控技术方面的研究。

E-mail: haixiangma@163.com

导师简介: 李新忠(1979—), 男, 博士, 教授, 主要从事光场调控及散斑测量技术方面的研究。

E-mail: xzli@haust.edu.cn(通信联系人)

positive vortex state to negative vortex state when φ continuously increases from 0 to π . The vortex state is vanished when $\varphi = \pi/2$. As φ is equal to integer multiple of π , the switch from the positive vortex state to the negative vortex state is realized. As φ is equal to half-integer multiple of π , light traps of the PIG beams can be accurately controlled to move on the oval orbit. The PIG beam will provides an additional degree of freedom for micro-particle operation and beam micro-machining.

Key words physical optics; optical vortex; Ince-Gaussian modes; free-control technique; micro-particle manipulation

OCIS codes 260.6042; 050.4865

1 引 言

涡旋光束是一种具有螺旋形波前且中心光强为 0 的空心光束^[1-7],在量子信息编码^[8]、粒子旋转与操纵^[9-10]和图像处理^[11-12]等领域具有重要的应用价值。在对涡旋光束等新型光场的研究中,介于 Hermite-Gaussian(HG)光束和 Laguerre-Gaussian(LG)光束之间过渡模式的 Ince-Gaussian(IG)光束以其空间模式的多样性成为该领域的一个研究热点^[13-20]。

2004 年,Bandres 等^[21]通过求解傍轴波动方程在椭圆坐标系上的精确正交解,得到了 IG 模式光束;根据 Ince 多项式的奇偶性,将 IG 光束模式分为奇模和偶模。在对 IG 光束传输特性的研究中,Bandres 等^[22]给出了 IG 光束奇偶模式的自由空间传输特性,并通过 IG 光束奇偶模式叠加得到了螺旋 Ince-Gaussian(HIG)模式,进一步丰富了 IG 光束的模式分布。为开展 IG 光束的实际应用,2006 年,Bentley 等^[23]利用液晶显示屏实验产生了 IG 奇偶模式光束与 HIG 模式光束,为该光束在微粒操纵中的应用打下了基础。2011 年,Woerdemann 等^[24]将 IG 光束应用于微粒操纵,实现了对直径为 1.5 μm 的二氧化硅微粒的操控,其研究结果表明 IG 光束丰富的模式分布在微操纵领域具有独特的优势。

IG 光束的一个新的发展趋势是进一步增加光场模式的调控灵活性。2013 年,Kuo 等^[19]使用垂直方向分布的两个同参数的 IG 光束偶模叠加生成了涡旋阵列,该技术可应用于微粒的多陷阱捕获;2016 年,Peng 等^[25]将 IG 光束与 Airy 光束相结合,提出了 Airy-Ince-Gaussian 光束,并数值模拟了该新型光束在自由空间中的传输特性。

通过对上述 IG 光束发展趋势的分析可知,在对 IG 光束的研究中,大部分研究仅关注不同参数条件下 IG 光束空间模式的调控、传输及应用研究。从光场振幅调控角度考虑,IG 光束奇、偶模式之间缺乏过渡模式,而且其 HIG 模式欠缺正、负涡旋间的过渡状态,这使得 IG 光束空间模式的调控自由度非常有限,限制了其在精细调控领域的应用。

为解决上述研究的不足和提高 IG 光场模式分布调控灵活性,本文提出了一种具有初始相位差(φ)的 IG 光束奇偶模式相干叠加的新型光束,简称为 PIG 光束。从实验与数值模拟两方面详细研究了初始相位差对 PIG 光束空间模式的调控作用。

2 理论基础

IG 光束是傍轴波动方程在椭圆坐标系上的正交解。光场在传输平面(z 平面)上,椭圆坐标系定义为 $x = f(z) \cosh \xi \cos \eta$, $y = f(z) \sinh \xi \sin \eta$ ^[22],其中 $\xi \in [0, \infty)$ 、 $\eta \in [0, 2\pi)$ 分别是椭圆坐标系的径向和角向椭圆变量。参数为 ξ 的共焦椭圆和参数为 η 的共焦双曲线的表达式^[26]为

$$\frac{x^2}{f^2(z) \cosh^2 \xi} + \frac{y^2}{f^2(z) \sinh^2 \xi} = 1, \quad (1)$$

$$\frac{x^2}{f^2(z) \cos^2 \eta} - \frac{y^2}{f^2(z) \sin^2 \eta} = 1, \quad (2)$$

式中 $f(z) = f_0 \omega(z)/\omega_0$ 为椭圆半焦距,其中 f_0 、 ω_0 分别为 $z=0$ 平面的半焦距与高斯光束的束腰半径, $\omega(z) = \omega_0(1 + z^2/z_R^2)^{1/2}$ 为高斯光束在 z 处的截面宽度, $z_R = k\omega_0^2/2$ 为瑞利长度, k 为波数。

在该椭圆坐标系上,IG 光束奇、偶模式的电场强度表达式^[21-22]分别为

$$I_{p,m}^e(\mathbf{r}, \epsilon) = \frac{C_{\omega_0}}{\omega(z)} C_p^m(i\xi, \epsilon) C_p^m(\eta, \epsilon) \exp\left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left\{i\left[kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - (p+1)\psi_{GS}(z)\right]\right\}, \quad (3)$$

$$I_{p,m}^{\circ}(\mathbf{r},\epsilon) = \frac{S\omega_0}{\omega(z)} S_p^m(i\xi,\epsilon) S_p^m(\eta,\epsilon) \exp\left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left\{i\left[kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - (p+1)\psi_{GS}(z)\right]\right\}, \quad (4)$$

式中 $I_{p,m}^{\circ}(\mathbf{r},\epsilon)$ 和 $I_{p,m}^{\circ}(\mathbf{r},\epsilon)$ 分别为 IG 光束的偶模与奇模电场强度, $\epsilon = 2f_0^2/\omega_0^2$ 为椭圆参数, \mathbf{r} 为位置矢量, 参数 p, m 分别为奇偶模式的阶数与级数, $C_p^m(\eta,\epsilon), S_p^m(\eta,\epsilon)$ 分别为阶数 p 和级数 m 的偶次与奇次 Ince 多项式, C 与 S 为归一化常数, $R(z) = z + z_R^2/z$ 为光波前曲率半径, $\psi_{GS}(z) = \arctan(z/z_R)$ 为 Gouy 相移。

由 IG 光束的奇偶模式叠加可以生成 HIG 模式^[22], 其电场表达式为

$$H_{p,m}^{\pm} = I_{p,m}^{\circ}(\xi,\eta,\epsilon) \pm iI_{p,m}^{\circ}(\xi,\eta,\epsilon), \quad (5)$$

式中上标 \pm 代表正负涡旋, 级数 m 代表拓扑荷值。

由(3)~(5)式可知, 参数 p, m, ϵ 共同决定 IG 奇偶模式的模式分布。为了提高 IG 光束空间模式的调控自由度, 进一步丰富 IG 光束模式分布, 提出了一种新型 IG 光束(记为 PIG 光束)。PIG 光束的模式可定义为

$$P_{p,m}^{\epsilon,\varphi} = I_{p,m}^{\circ}(\xi,\eta,\epsilon) \exp(i\varphi) + I_{p,m}^{\circ}(\xi,\eta,\epsilon), \quad (6)$$

式中 $P_{p,m}^{\epsilon,\varphi}$ 的下标 p 和 m 分别代表 PIG 的阶数和级数 [$1 \leq m \leq p$, 且 $(-1)^{p-m} = 1$]。下面将重点研究 φ 对 PIG 光束空间模式的调控特性。

3 实 验

为研究 φ 对 $P_{p,m}^{\epsilon,\varphi}$ 模式空间分布的影响, 进行了数值模拟与实验对比研究。实验光路原理图如图 1 所示。激光器发出的激光束经过空间针孔滤波器和凸透镜的整形扩束后变为光强均匀分布的平行光, 然后经过光阑和偏振片照射在写有掩模板的反射式空间光调制器上, 在空间光调制器的衍射空间经另一偏振片和光阑后衍射再现出物光束, 最后用 CCD 相机记录光强分布。实验中采用的激光器为连续波固体激光器(型号 LWGL532-100mW-SLM, 北京镭志威光电技术有限公司), 功率为 50 mW, 波长为 532 nm; 采用的 CCD 相机为 Basler acA1600-60gc 型彩色相机, 像素尺寸为 $4.5 \mu\text{m} \times 4.5 \mu\text{m}$, 分辨率为 $1600 \text{ pixel} \times 1200 \text{ pixel}$; 采用的空间光调制器为北京杏林睿光公司的 RL-SLM-R2 型, 像素尺寸为 $12.3 \mu\text{m}$, 填充因子为 90%。图中 M 代表平面镜, PF 代表针孔滤波器, L 代表凸透镜, P1、P2 分别代表起偏器与检偏器, BS 代表分束器, SLM 代表空间光调制器, A 代表小孔光阑。

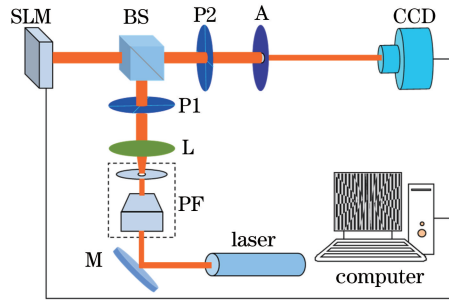


图 1 实验光路原理图

Fig. 1 Schematic of experimental light path

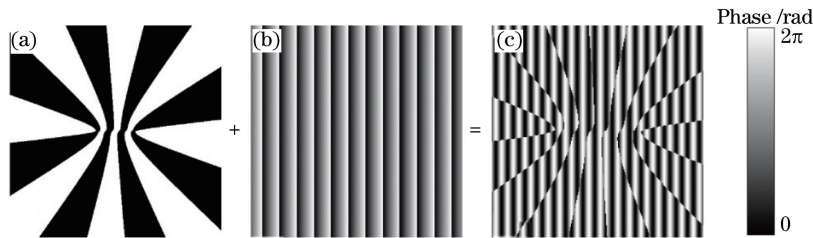


图 2 写入 SLM 的相位掩模板的产生过程。(a) PIG 光束相位图 ($p=8, m=8$); (b) 平面波相位图; (c) 最终生成的相位掩模板

Fig. 2 Generation process of phase mask applied onto SLM. (a) Phase pattern of PIG beam ($p=8, m=8$);

(b) phase pattern of plane wave; (c) generated phase mask pattern

实验中写入空间光调制器的相位掩模板是基于计算全息技术并由计算机产生的。该相位掩模板的产生过程如图 2 所示,将 $P_{p,m}^{e,\varphi}$ 的复振幅[图 2(a)]与平面波光场[图 2(b)]干涉后得到的干涉图样[图 2(c)]作为掩模板,并由计算机写入空间光调制器。用平面光照射空间光调制器,在其衍射空间得到 PIG 光束(一级衍射),并由 CCD 相机记录。

4 结果与讨论

为便于研究,首先以 $P_{p,m}^{e,\varphi}$ 模式为例研究 φ 对其空间光强模式的调控作用。此时,在参数 $p=8, m=8, \epsilon=2$ 的条件下,研究初始相位差 φ 的取值分别为 $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$ 时的 $P_{p,m}^{e,\varphi}$ 模式光强分布。数值模拟及实验结果如图 3 所示,其中图 3(a1)~(e1)为实验得到的 $P_{p,m}^{e,\varphi}$ 模式光强分布,图 3(a2)~(e2)、图 3(a3)~(e3)分别为对应的理论模拟光强分布及其相位分布。

由图 3(a1)~(e1)可知,在初始相位差 φ 由 0 增加到 $\pi/2$ 的过程中,实验光强分布逐渐由一个完整的椭圆变为若干个光瓣;当初始相位差 φ 为 $\pi/2$ 时,形成了完全孤立的光瓣,而光瓣的数量正好为拓扑荷 m 的 2 倍。出现这种现象的主要原因是偶模增加 $\pi/2$ 的初始相位时,相当于波峰的位置在传播方向上向前平移了 $1/4$ 个周期;在光束横截面上,相当于偶模的波阵面(或相位)旋转了一个角度,但是奇模不变,叠加出的光强错开形成了分立的光瓣。因此,当奇偶模式初始相位差为 $\pi/2$ 时,可以得到 $P_{p,m}^{e,0}$ 模式的拓扑荷值。当 φ 增大到 π 时,形成了椭圆形的光强分布,这与图 3(a2)~(e2)所示的理论模拟图较好地吻合。

图 3(a2)~(e2)中蓝色的箭头代表相位梯度,箭头所指方向为相位梯度的方向,因此箭头的旋转方向代表涡旋的旋转方向。箭头的长度代表相位梯度归一化后的大小。由图 3(a2)可以看出,初始相位差 φ 为 0 时, $P_{p,m}^{e,\varphi}$ 模式的相位逆时针增大,为正涡旋;图中箭头分布比较均匀,即相位变化比较均匀。随着初始相位差 φ 的增加,各个箭头长度逐渐变为不均匀分布,初始相位为 $\pi/2$ 时箭头消失,这意味着此时涡旋完全消失。当初始相位大于 $\pi/2$ 时,箭头(相位梯度)反向;当初始相位差为 π 时,形成相位变化均匀的正涡旋。因此,该技术可以调控椭圆形涡旋光束的涡旋方向,在量子信息编码和光纤通信等领域具有重要意义。

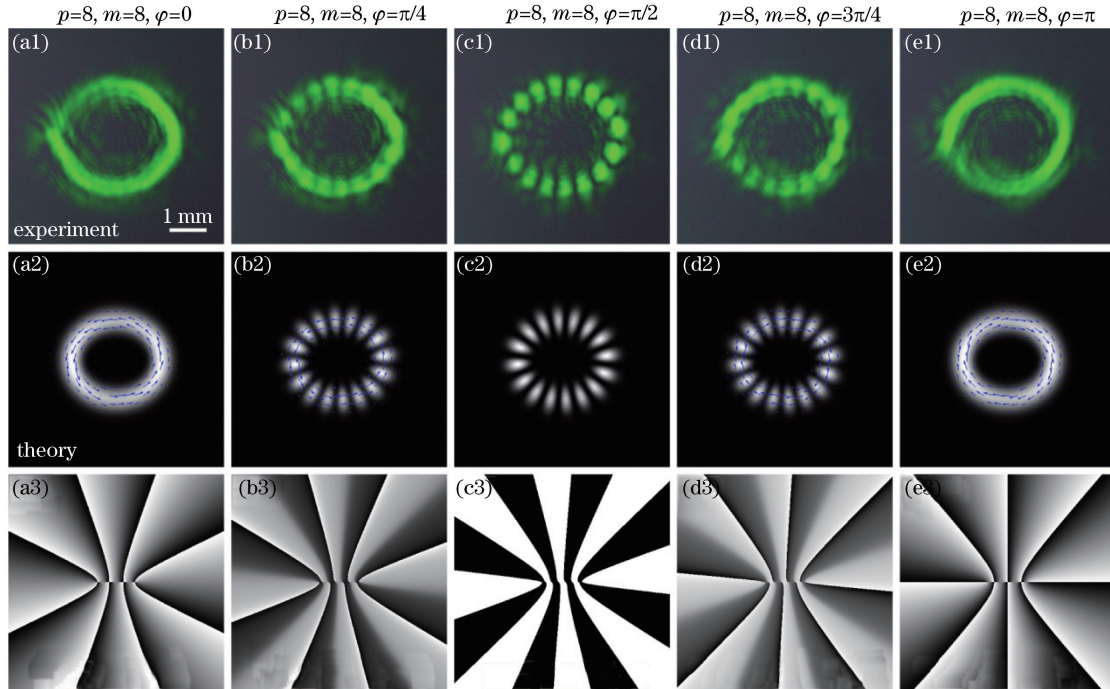


图 3 $P_{p,m}^{e,\varphi}$ 模式光强分布和相位分布。(a1)~(e1) 实验得到的光强分布;(a2)~(e2) 理论模拟得到的光强分布;(a3)~(e3) 理论模拟得到的相位分布

Fig. 3 Light intensity distributions and phase distributions of $P_{p,m}^{e,\varphi}$ modes. (a1)-(e1) light intensity distributions obtained by experiment; (a2)-(e2) light intensity distributions obtained by simulation; (a3)-(e3) phase distributions obtained by simulation

由相位图可以看出,PIG 光束空间模式随着奇偶模初始相位差 φ 变化而变化。图 3(a3)~(e3)为 PIG 模式的相位图,黑色代表相位为 0,白色代表相位为 2π 。可以看出,初始相位时,PIG 可近似看作由 8 个拓扑荷为 1 的普通涡旋光束耦合形成,此时出现 4 个涡旋奇点。由图 3(b3)可以看出,随着奇偶模初始相位差的增加,8 个涡旋逐渐变形,并且涡旋奇点逐渐分离,每个涡旋在初始相位差为 $\pi/2$ 时变成黑白两部分。当初始相位差大于 $\pi/2$ 时,每个涡旋的黑色部分与其旁边涡旋的白色部分逐渐形成反向的新涡旋。初始相位差 φ 为 π 时,形成了与初始情况反向的椭圆形涡旋相位分布。

下面分析一个完整的相位周期。图 4 展示了 $P_{8,8}^{o,\varphi}$ 模式和 $P_{8,8}^{e,\varphi}$ 模式的强度分布,其中初始相位差 φ 的取值为从 0 到 2π 等间隔取 5 个值。图中绿色和红色的曲线分别代表着绿色和红色虚线处的光强变化。虚线旁标注的像素值分别代表光束中心与虚线之间的距离。绿色虚线旁的像素值较小,定量地印证了光强确实为椭圆形的分布。观察图 4 虚线处的光强变化可以发现, $P_{8,8}^{o,\pi/2}$ 和 $P_{8,8}^{e,3\pi/2}$ 模式、 $P_{8,8}^{o,3\pi/2}$ 和 $P_{8,8}^{e,\pi/2}$ 模式的强度分布是相同的。原因在于:光束的相位周期为 2π ,偶模比奇模的初始相位大 $3\pi/2$,如果向前平移一个周期,即奇模比偶模的初始相位大 $\pi/2$ 。因此,两种情况是等价的,只是变化方向相反,这里主要对偶模添加初始相位的情况进行研究。

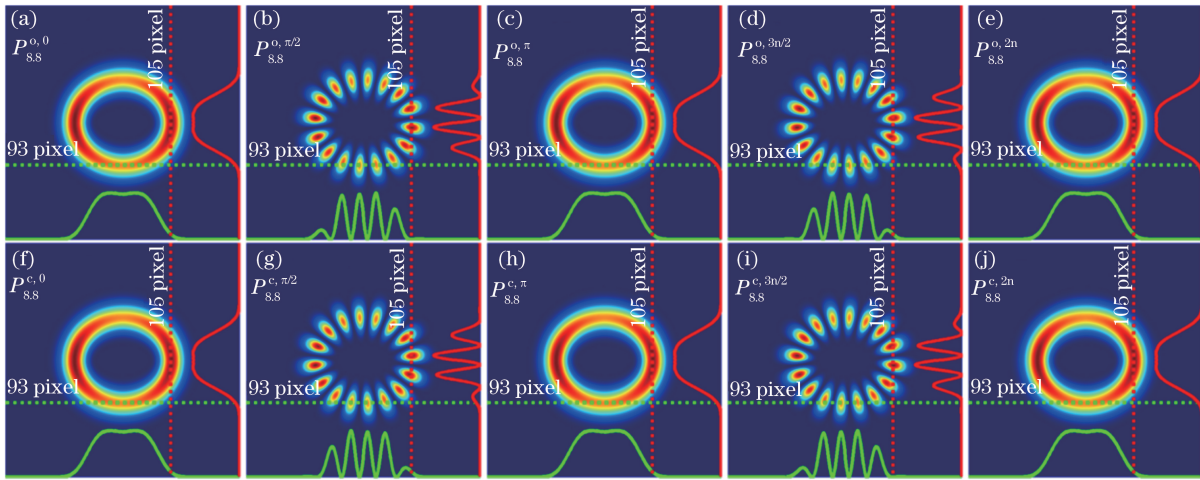


图 4 $P_{8,8}^{o,\varphi}$ 与 $P_{8,8}^{e,\varphi}$ 模式强度分布。(a) $P_{8,8}^{o,0}$; (b) $P_{8,8}^{o,\pi/2}$; (c) $P_{8,8}^{o,\pi}$; (d) $P_{8,8}^{o,3\pi/2}$; (e) $P_{8,8}^{o,2\pi}$; (f) $P_{8,8}^{e,0}$; (g) $P_{8,8}^{e,\pi/2}$; (h) $P_{8,8}^{e,\pi}$; (i) $P_{8,8}^{e,3\pi/2}$; (j) $P_{8,8}^{e,2\pi}$

Fig. 4 Intensity distributions of $P_{8,8}^{o,\varphi}$ modes and $P_{8,8}^{e,\varphi}$ modes. (a) $P_{8,8}^{o,0}$; (b) $P_{8,8}^{o,\pi/2}$; (c) $P_{8,8}^{o,\pi}$; (d) $P_{8,8}^{o,3\pi/2}$; (e) $P_{8,8}^{o,2\pi}$; (f) $P_{8,8}^{e,0}$; (g) $P_{8,8}^{e,\pi/2}$; (h) $P_{8,8}^{e,\pi}$; (i) $P_{8,8}^{e,3\pi/2}$; (j) $P_{8,8}^{e,2\pi}$

观察图 3、4 可以发现, $P_{8,8}^{e,\pi/2}$ 模式与 $P_{8,8}^{o,3\pi/2}$ 模式的横向光场分布为分立的光瓣。考虑到 $I_{p,m}^e$ 模式与 $I_{p,m}^o$ 模式的横向分布也为分立的光瓣^[21-22],下面分析这 4 种模式之间的关系。

采取类似于参考文献[26]的方法,令 $P_{p,m}^{e,\varphi} \cdot P_{p,m}^{e,\varphi*} = M$ (φ 取 $\pi/2$ 和 $3\pi/2$), $I_{p,m}^e \cdot I_{p,m}^{e*} = M$, $I_{p,m}^o \cdot I_{p,m}^{o*} = M$, 其中 M 为对应模式的光强极大值点。将这 3 个条件分别代入(1)、(2)式中,得到 4 种模式对应的节点线,如图 5 所示。图 5 中黄线是计算得到的双曲节点线,红线是计算得到的椭圆节点线,蓝线是实验中光强极大值点所对应的椭圆节点线。由奇偶模式的理论模拟图可以看出,节点线是关于椭圆长轴对称的,连接长轴两边的节点线,可构成完整的双曲线,如图 5(a2)、(c2)所示。由奇偶模式线性组合的 $P_{p,m}^{e,\varphi}$ 模式可以看出,双曲节点线在此基础上错开了一个小的数值,如图 5(b2)、(d2)所示。由红色的椭圆节点线可以看出,图 5 中 4 种模式的椭圆节点线相同,也就是说,4 种模式的光强分布均在同一个椭圆上。因此,如果按照图 5 中从左到右的顺序依次变换这 4 种模式,光强变化等同于 16(即 $2m$)个光瓣以椭圆节点线为轨道逆时针旋转。由于奇模亮条纹正好对应偶模的暗条纹^[22],直接依次变换奇偶模式,缺少中间状态,无法产生旋转的效果,因此该相位调节因子 φ 相当于增加了 IG 光束模式调控的一个自由度,这在微操纵领域具有潜在的应用价值。由实验图可以看出,实验得到的光瓣分布在理论计算出的双曲节点线上,实验结果与理论结果较好地吻合,验证了该调控因子在实际应用中的可行性。图 6 为不同模式的光瓣角向椭圆变量 η 与光瓣编号的关系。

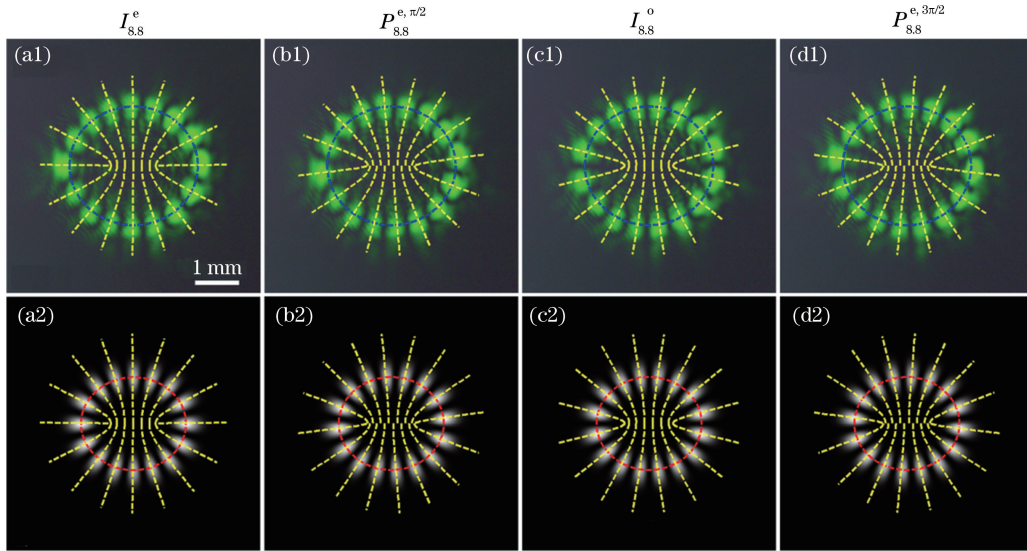


图 5 $I_{8,8}^e$ 、 $P_{8,8}^{e,\pi/2}$ 、 $I_{8,8}^o$ 、 $P_{8,8}^{e,3\pi/2}$ 模式的节点线。(a1)~(d1) 实验结果;(a2)~(d2) 理论模拟结果

Fig. 5 Nodal lines of $I_{8,8}^e$, $P_{8,8}^{e,\pi/2}$, $I_{8,8}^o$ and $P_{8,8}^{e,3\pi/2}$ modes.

(a1)-(d1) Experimental results; (a2)-(d2) theoretical simulated results

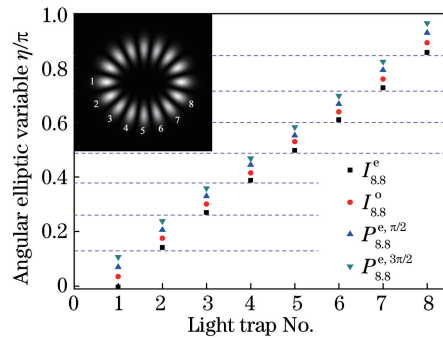


图 6 $I_{8,8}^e$ 、 $I_{8,8}^o$ 、 $P_{8,8}^{e,\pi/2}$ 和 $P_{8,8}^{e,3\pi/2}$ 模式的光瓣角向椭圆变量 η 与光瓣编号的关系(插图表示光瓣编号顺序)

Fig. 6 Variation in angular elliptic variable η of light traps with light trap No. of $I_{8,8}^e$, $I_{8,8}^o$, $P_{8,8}^{e,\pi/2}$ and $P_{8,8}^{e,3\pi/2}$ modes (insert represents light trap No.)

为不失一般性,选取了不同阶数 p 和级数 m 的 PIG 模式进行研究,如图 7 所示。图 7 中黄线为计算得到的双曲节点线,红线为计算得到的椭圆节点线;第 1、3 行为 PIG 模式光强图,第 2、4 行为对应参数的复振幅求角向得到的相位图。由相位图可以看出,对于涡旋状态的 PIG 模式, m 代表拓扑荷值的大小。观察对应的光强图可以知道, $(p-m)/2+1$ 代表光环的环数。对于分立光瓣的 PIG 模式分布,光瓣所在双曲节点线的个数为 $2m$,亮环所在椭圆节点线个数为 $(p-m)/2+1$ 。因此,对于多环情况($p \neq m$),光瓣个数不再是拓扑荷值的 2 倍,但是光瓣所在双曲节点线个数仍然满足拓扑荷值 2 倍的关系。另外,双曲节点线的位置分布类似于图 5 的情况,也就是说,图 5 中得到的结论对于不同阶数 p 和级数 m 的 PIG 模式仍然适用。研究表明,实验光强图与理论结果较好地吻合,其余模式也具有相同的性质。

5 结 论

提出了一种新型 IG 光束,称为 PIG 光束。实验与数值模拟的结果表明,初始相位差 φ 是 PIG 光束模式分布的一个重要的调控参数。通过调节参数 φ 使其在 0 到 π 区间上连续取值,可以实现正负涡旋的连续变换,其中间状态涡旋消失;调节 φ 使其为 π 的整数倍,可以实现正负涡旋模式的跳变切换。该功能在微粒操控领域可实现运动微粒的骤停和反向运动。此外,调节初始相位差 φ 使其为 π 的半整数倍,使 PIG 模式与 IG 奇偶模式依次出现,可实现其瓣状空间模式中光瓣的精确椭圆轨迹位移,为微粒操纵及光束微雕刻等领

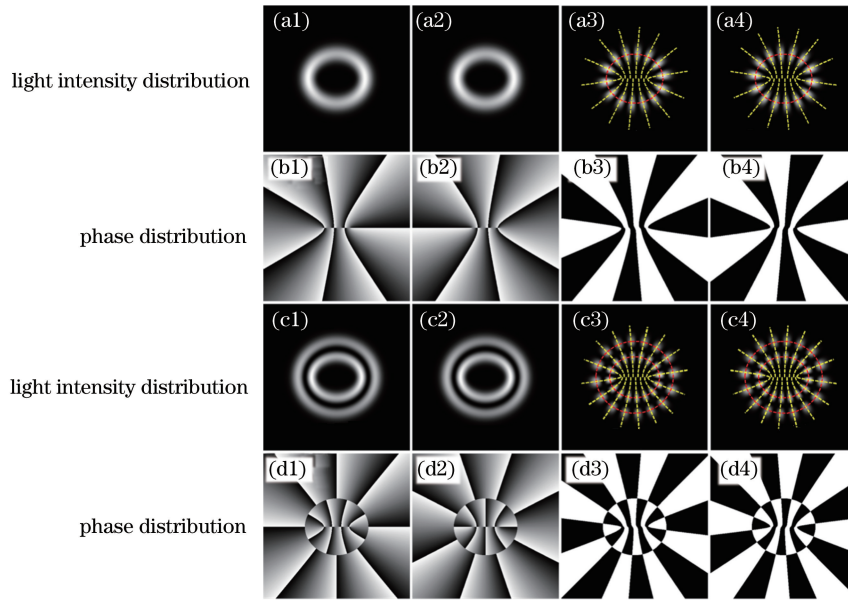


图 7 不同 p 和 m 下 PIG 模式的光强分布与相位分布。(a1)(b1) $P_{7,7}^{e,0}$; (a2)(b2) $P_{7,7}^{e,\pi/2}$; (a3)(b3) $P_{7,7}^{e,\pi/2}$; (a4)(b4) $P_{7,7}^{e,3\pi/2}$; (c1)(d1) $P_{10,8}^{e,0}$; (c2)(d2) $P_{10,8}^{e,\pi}$; (c3)(d3) $P_{10,8}^{e,\pi/2}$; (c4)(d4) $P_{10,8}^{e,3\pi/2}$

Fig. 7 Light intensity distributions and phase distributions of PIG modes with different p and m . (a1)(b1) $P_{7,7}^{e,0}$; (a2)(b2) $P_{7,7}^{e,\pi/2}$; (a3)(b3) $P_{7,7}^{e,\pi/2}$; (a4)(b4) $P_{7,7}^{e,3\pi/2}$; (c1)(d1) $P_{10,8}^{e,0}$; (c2)(d2) $P_{10,8}^{e,\pi}$; (c3)(d3) $P_{10,8}^{e,\pi/2}$; (c4)(d4) $P_{10,8}^{e,3\pi/2}$

域提供了额外的调控自由度。对不同阶数 p 和级数 m 的 PIG 模式进行研究,发现 p 和 m 的取值不同时,光瓣所在椭圆节点线的个数为 $(p-m)/2+1$,双曲节点线的个数为 $2m$,且上述结论仍然适用,从而实现了光瓣在椭圆轨迹上的精确调控。

参 考 文 献

- [1] Li Xinzhong, Tian Xiaomin, Wang Hui, *et al.* Study on properties of speckle field formed by Laguerre-Gaussian beam illumination[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(7): 0726001.
李新忠, 田晓敏, 王 辉, 等. 拉盖尔-高斯光束照射产生散斑场的特性研究[J]. 光学学报, 2015, 35(7): 0726001.
- [2] Li Xinzhong, Tai Yuping, Li Hehe, *et al.* Properties study of the fractional order high order Bessel vortex beam using vector wave analysis[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(6): 0605002.
李新忠, 台玉萍, 李贺贺, 等. 分数阶高阶贝塞尔涡旋光束的矢量波分析法研究[J]. 中国激光, 2016, 43(6): 0605002.
- [3] Li Xinzhong, Meng Ying, Li Hehe, *et al.* Generation of perfect vortex beams and space free-control technology[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1026018.
李新忠, 孟 莹, 李贺贺, 等. 完美涡旋光束的产生及其空间自由调控技术[J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1026018.
- [4] Ma H X, Li X Z, Tai Y P, *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.
- [5] Li X Z, Tai Y P, Lü F J, *et al.* Measuring the fractional topological charge of LG beams by using interference intensity analysis[J]. Optics Communications, 2015, 334: 235-239.
- [6] Li X Z, Tai Y P, Nie Z G, *et al.* Fraunhofer diffraction of Laguerre-Gaussian beam caused by a dynamic superposed dual-triangular aperture[J]. Optical Engineering, 2015, 54(12): 123113.
- [7] Lü F J, Li X Z, Tai Y P, *et al.* High-order topological charges measurement of LG vortex beams with a modified Mach-Zehnder interferometer[J]. Optik-International Journal for Light and Electron Optics, 2015, 126(23): 4378-4381.
- [8] Molina-Terriza G, Torres J P, Torner L. Twisted photons[J]. Nature Physics, 2007, 3(5): 305-310.
- [9] Grier D G. A revolution in optical manipulation[J]. Nature, 2003, 424(6950): 810-816.
- [10] Tao S H, Yuan X C, Lin J, *et al.* Fractional optical vortex beam induced rotation of particles[J]. Optics Express, 2005, 13(20): 7726-7731.

- [11] Crabtree K, Davis J A, Moreno I. Optical processing with vortex-producing lenses[J]. Applied Optics, 2004, 43(6): 1360-1367.
- [12] Li X Z, Tai Y P, Nie Z G. Digital speckle correlation method based on phase vortices[J]. Optical Engineering, 2012, 51(7): 077004.
- [13] Chu S C, Otsuka K. Stable donutlike vortex beam generation from lasers with controlled Ince-Gaussian modes[J]. Applied Optics, 2007, 46(31): 7709-7719.
- [14] Chu S C. Generation of multiple vortex beams with specified vortex number from lasers with controlled Ince-Gaussian modes[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2008, 47(7R): 5297-5303.
- [15] Ohtomo T, Chu S C, Otsuka K. Generation of vortex beams from lasers with controlled Hermite- and Ince-Gaussian modes[J]. Optics Express, 2008, 16(7): 5082-5094.
- [16] Chu S C, Yang C S, Otsuka K. Vortex array laser beam generation from a Dove prism-embedded unbalanced Mach-Zehnder interferometer[J]. Optics Express, 2008, 16(24): 19934-19949.
- [17] Chu S C. Generation of vortex array laser beams with Dove prism embedded unbalanced Mach-Zehnder interferometer [C]. SPIE, 2009, 7227: 72270L.
- [18] Chu S C, Otsuka K. Selective excitation of high-order laser modes and its application to vortex array laser beam generation[C]. SPIE, 2010, 7613: 761303.
- [19] Kuo C F, Chu S C. Numerical study of the properties of optical vortex array laser tweezers[J]. Optics Express, 2013, 21(22): 26418-26431.
- [20] Zhang Xiaping, Liu Youwen. Analytical solution in the Ince-Gaussian form of the beam propagating in the strong nonlocal media[J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(12): 8332-8338.
张霞萍, 刘友文. 强非局域非线性介质中光束传输的 Ince-Gauss 解[J]. 物理学报, 2009, 58(12): 8332-8338.
- [21] Bandres M A, Gutiérrez-Vega J C. Ince-Gaussian beams[J]. Optics Letters, 2004, 29(2): 144-146.
- [22] Bandres M A, Gutiérrez-Vega J C. Ince-Gaussian modes of the paraxial wave equation and stable resonators[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2004, 21(5): 873-880.
- [23] Bentley J B, Davis J A, Bandres M A, *et al.* Generation of helical Ince-Gaussian beams with a liquid-crystal display[J]. Optics Letters, 2006, 31(5): 649-651.
- [24] Woerdemann M, Alpmann C, Denz C. Optical assembly of microparticles into highly ordered structures using Ince-Gaussian beams[J]. Applied Physics Letters, 2011, 98(11): 111101.
- [25] Peng Y, Chen B, Peng X, *et al.* Self-accelerating Airy-Ince-Gaussian and Airy-Helical-Ince-Gaussian light bullets in free space[J]. Optics Express, 2016, 24(17): 18973-18985.
- [26] Lei J, Hu A, Wang Y, *et al.* A method for selective excitation of Ince-Gaussian modes in an end-pumped solid-state laser[J]. Applied Physics B, 2014, 117(4): 1129-1134.