

文章编号: 1005-5630(2015)06-0509-04

振幅调控双曲余弦高斯涡旋光束的聚焦特性

殷 亮, 张大伟, 洪瑞金

1. 上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093;
2. 上海理工大学 教育部光学仪器与系统工程研究中心, 上海 200093;
3. 上海理工大学 上海现代光学系统重点实验室, 上海 200093)

摘要: 研究了双曲余弦高斯涡旋光束不同振幅参量对光场分布的影响。在相同光涡旋的情况下改变振幅的大小, 在焦平面上场强分布变化明显。涡旋光束的拓扑数对光束的聚焦特性存在明显影响, 不同的拓扑数会引起聚焦区域光强分布变化, 另外也产生一些新的多焦点阵列和多重菱形聚焦图案。

关键词: 双曲余弦高斯光; 光涡旋; 焦点

中图分类号: TP 11 **文献标志码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1005-5630.2015.06.008

Focusing properties of hyperbolic-cosh-Gaussian beams with optical vortex induced by amplitude

YIN Liang, ZHANG Dawei, HONG Ruijin

1. School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China;
2. Engineering Research Center of Optical Instrument and System(MOE), University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China;
3. Shanghai Key Laboratory of Modern Optical System, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: Optical intensity distributions in the focal region play an important role in many optical systems. In this paper, the focal patterns of hyperbolic-cosh-Gaussian (HCG) beam in focal plane were investigated by changing amplitude. It was found that the focal patterns can be altered very considerably by changing the charge number of the amplitude, and some novel focal patterns appear, including multiple rhombus and multiple focal spots array.

Keywords: hyperbolic-cosh-Gaussian beam; optical vortex; focal spot

引 言

1997年, Casperson等^[1]提出厄米双曲正弦高斯光束是旁轴近似下波动方程的解, 随后, 人们对这类光束的传输特性进行了广泛的研究^[2-5]。双曲余弦高斯(HCG)光作为厄米正弦高斯光的特殊解, 由于光

收稿日期: 2015-03-05

基金项目: 国家自然科学基金(61378060、61205156、11105149); 国家重大科学仪器设备开发专项(2011YQ14014704); 上海市自然科学基金(12ZR1427800)

作者简介: 殷 亮(1989—), 男, 硕士研究生, 主要从事可调光场分布方面的研究。E-mail: galaxy1989@163.com

通信作者: 张大伟(1977—), 男, 教授, 主要从事光学薄膜、亚波长光栅等方面的研究。E-mail: usstoe@vip.163.com

场会随着双曲余弦部分相关参数改变而改变^[6],这引起了人们的广泛关注。双曲余弦高斯光束的传播特性和聚焦特性已经成为了研究的对象^[7-10],包括在抛物型介质和等离子体中自聚焦。对位于湍流大气中的高阶双曲余弦高斯光束的平均光强分布和传播特性进行了数值论证后,人们提出一种新的方法,通过把不同参数的双曲余弦高斯光束非相干叠加,来产生均匀的光照度分布。最近光涡旋也被引入到双曲余弦高斯光束中,对相应的聚焦特性进行理论上的研究。

光涡旋有许多有趣的特性和很好的应用前景^[11]。光涡旋可以用来构成灵活的光陷阱,操控微小颗粒,光涡旋阵列可以构成动态的微小光泵。自从全息技术可以形成光涡旋光束以来,人们已经提出了多种光涡旋构成方法^[12-13]。一种是利用模式转换器,它可以将 Hermite - Gaussian 光束转化成 Laguerre - Gaussian 光束,并且光学角动量可调,此方法需要精确调节激光谐振腔。另一种方法是利用相位片、厚度变化的光栅或者可编程液晶空间光调制器。由于光涡旋的特殊网格场分布,这种场分布在多重光陷阱和深光陷阱的应用上存在巨大的潜力,所以人们对光涡旋阵列激光产生很大的兴趣。

1 原理

双曲余弦高斯光束在光轴上含有一个光涡旋,这种光束通过物镜聚焦,在 $Z=0$ 时,电场的振幅为

$$E(x, y) = A_0 \cdot \cosh(\Omega_x x) \cosh(\Omega_y y) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2}\right) \quad (1)$$

式中: A_0 为常数; Ω_x, Ω_y 为双曲余弦相关参数; ω_0 为入射 HCG 光束的束腰宽度(定义为半径)。在 $Z=0$ 平面上, HCG 光束可以表示为

$$E(\theta, \varphi) = A_0 \cdot \cosh[NA^{-1} \cdot \beta_x \cdot \sin\theta \cdot \cos\varphi] \cdot \cosh[NA^{-1} \cdot \beta_y \cdot \sin\theta \cdot \sin\varphi] \cdot \exp\left[-\frac{\sin^2\theta}{NA^2 \cdot \omega^2}\right] \cdot \sin^2(A\varphi) \cdot \exp(-im\varphi) \quad (2)$$

式中: m 为螺旋光涡旋的拓扑数; A 为振幅参量; NA 为聚焦系统的数值孔径; $\omega = \omega_0/r_p$ 被称为相对的束腰宽度, r_p 是光学孔径的半径; $\beta_x = r_p \cdot \Omega_x$ 和 $\beta_y = r_p \cdot \Omega_y$ 称为 HCG 光束的偏心参量。假设通过光轴的入射双曲余弦高斯光束是沿着 X 轴线性偏振,根据矢量衍射理论,电场在焦点区域中振幅可以表示为

$$E(\rho, \psi, z) = \frac{1}{\lambda} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_0^{2\pi} E(\theta, \varphi) \cdot \left\{ [\cos\theta + \sin^2\varphi(1 - \cos\theta)] \mathbf{x} + \cos\varphi \sin\varphi (\cos\theta - 1) \mathbf{y} + \cos\varphi \sin\theta \mathbf{z} \right\} \cdot \exp[-ik\rho \sin\theta \cos(\varphi - \psi)] \cdot \exp(-ikz \cos\theta) \sin\theta d\theta d\varphi \quad (3)$$

式中: $\varphi \in [0, 2\pi)$, $\theta \in [\theta_1, \theta_2]$, $\theta_2 = \arcsin(NA)$; 矢量 $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$ 是在 x, y, z 方向上的单位矢量; 变量 ρ, ψ 和 z 是在聚焦区域观测点的圆柱坐标。很显然入射光被分解成三个分量(E_i, E_j, E_k), 分别位于 x, y, z 方向上。把式(2)代入式(3), 则含有光涡旋的双曲余弦高斯光束在光轴上的复振幅为

$$\mathbf{E}(\rho, \psi, z) = \frac{A_0}{\lambda} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_0^{2\pi} \left\{ \cosh[NA^{-1} \cdot \beta_x \cdot \sin\theta \cdot \cos\varphi] \cdot \cosh[NA^{-1} \cdot \beta_y \cdot \sin\theta \cdot \cos\varphi] \cdot \cosh[NA^{-1} \cdot \beta_y \cdot \sin\theta \cdot \sin\varphi] \cdot \exp\left[-\frac{\sin^2\theta}{NA^2 \cdot \omega^2}\right] \cdot \exp(-im\varphi) \cdot \sin^2(A\varphi) \right\} \cdot \left\{ [\cos\theta + \sin^2\varphi(1 - \cos\theta)] \mathbf{x} + \cos\varphi \sin\varphi (\cos\theta - 1) \mathbf{y} + \cos\varphi \sin\theta \mathbf{z} \right\} \cdot \exp[-ik\rho \sin\theta \cos(\varphi - \psi)] \cdot \exp(-ikz \cos\theta) \sin\theta d\theta d\varphi \quad (4)$$

在焦点区域内的光场强度正比于式(4)模的平方。

2 数值结果和讨论

本文主要通过式(4)计算来研究在焦平面上的强度分布。首先,取 $\beta_x = 16, \beta_y = 16, m = 1, NA = 0.3, V_x = kx, V_y = ky$, 其中 $k = 2\pi/\gamma$, γ 为光束的波长,通过改变 A 的值来观察光强分布的变化。图 1 是振幅参量 A 从 1 到 6 的光强分布图。

当 $A=1$ 时,沿 y 轴呈现 2 个强度峰,周围有 4 个强度条组成菱形,再往外是两排弱强度条组成菱阵列。当继续增加振幅参量到 $A=2$ 时,4 个强光斑沿径向分布,条状菱形阵列变成含有节点(等距光斑)菱形分布。当继续增加振幅参量,最终整个聚焦图案是一个多重菱形图,其中 4 个光斑沿径向分布。

图 2 是 $NA=0.3, \beta_x=16, \beta_y=16, m=2$, 振幅参量 A 从 1 到 6 的光强分布图。当 $A=1$ 时,聚焦图案成 2×2 的光斑阵列,同时在阵列的顶部和底部都出现 2 个较弱的光斑。当继续增加振幅参量到 $A=2$ 时,阵列的左边和右边也出现 2 个较弱的光斑,另外将要形成 4×4 光斑阵列,当我们继续增加振幅参量,最终整个聚焦图案是一个多焦点阵列,其中 4 个光斑沿径向分布。

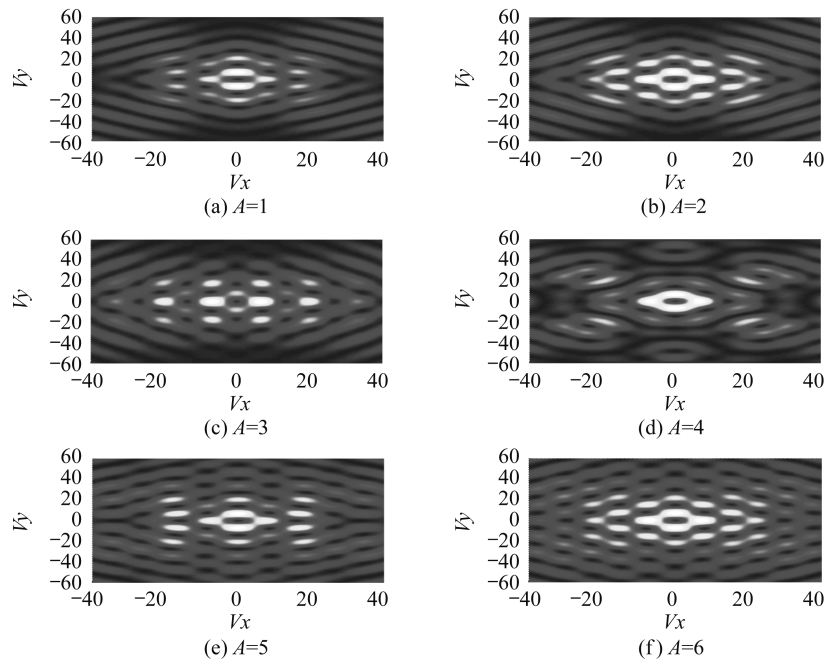


图 1 $m=1$,不同振幅参量下光强分布图

Fig. 1 Intensity distributions for different charge numbers of the amplitude

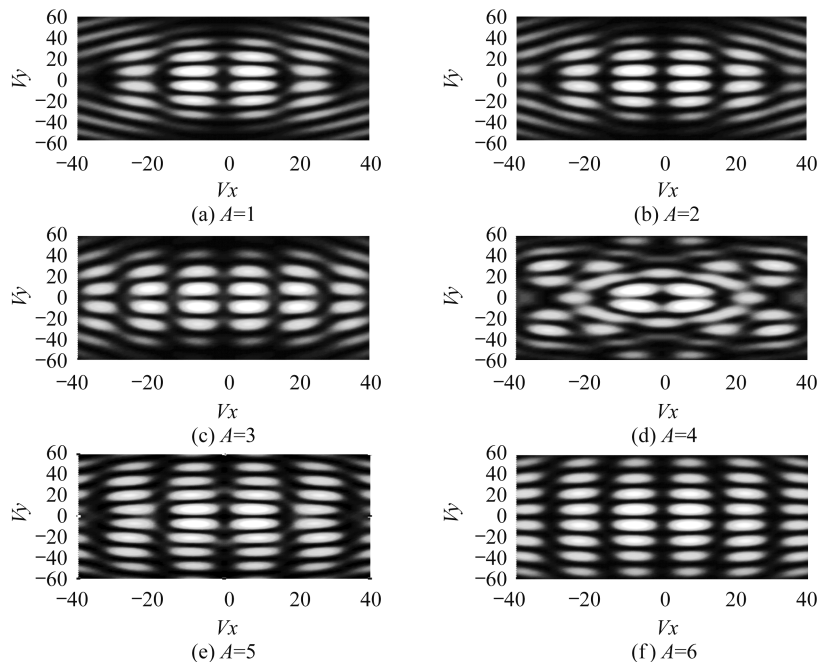


图 2 $m=2$,不同振幅参量下光强分布图

Fig. 2 Intensity distributions for different charge numbers of the amplitude

3 结 论

本文研究了含有光涡旋正弦波的双曲余弦高斯光束的可调聚焦特性。通过不同振幅参量 A 的值来改变振幅对场强的分布产生显著的影响。结果表明:在不同光学涡旋的情况下改变振幅的大小,在焦平面上场强分布变化明显;涡旋光束的拓扑数对光束的聚焦特性存在明显影响,不同的拓扑数会引起聚焦区域光强分布变化;另外也产生了一些新的多焦点阵列和多重菱形图聚焦图案。波前振幅调节改变聚焦光学系统焦点区域的光学性质,这一特性在光存储、光学微操纵等领域中具有广泛的应用价值。

参考文献:

- [1] CASPERSON L W, HALL D G, TOVAR A A, et al. Sinusoidal-Gaussian beams in complex optical systems[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1997, 14(12): 3341-3348.
- [2] CASPERSON L W, TOVAR A A. Hermite-sinusoidal-Gaussian beams in complex optical systems[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1998, 15(4): 954-961.
- [3] TOVAR A A, CASPERSON L W. Production and propagation of Hermite-sinusoidal-Gaussian laser beams[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1998, 15(9): 2425-2432.
- [4] BELAFHAL A, IBNCHAIKH M. Propagation properties of Hermitecosh • Gaussian laser beams [J]. Optics Communications, 2000, 186: 269-276.
- [5] YU S, GUO H, FU X Q, et al. Propagation properties of elegant Hermite-cosh-Gaussian laser beams [J]. Optics Communications, 2002, 204: 59-66.
- [6] LÜ B D, ZHANG B, MA H. Beam-propagation factor and mode-coherence coefficients of hyperbolic-cosine-Gaussian beams[J]. Optics Letters, 1999, 24(10): 640-642.
- [7] EYYUBOGLU H T, BAYKAL Y. Average intensity and spreading of cosh-Gaussian laser beams in the turbulent atmosphere[J]. Applied Optics, 2005, 44(6): 976-983.
- [8] HRICHA Z, BELAFHAL A. Focusing properties and focal shift in hyperbolic-cosine-Gaussian beams[J]. Optics Communications, 2005, 253: 242-249.
- [9] GAO X M. Focusing properties of the hyperbolic-cosine-Gaussian beam induced by phase plate[J]. Physics Letters, 2006, 360: 330-335.
- [10] GAO X M, LI J S. Focal shift of apodized truncated hyperbolic-cosine-Gaussian beam[J]. Optics Communications, 2007, 273(1): 21-27.
- [11] PALACIOS D M, MALEEV D I, MARATHAY A S, et al. Spatial correlation singularity of a vortex field[J]. Physical Review Letters, 2004, 92: 143905.
- [12] LADAVAC K, GRIER D G. Microoptomechanical pumps assembled and driven by holographic optical vortex arrays[J]. Optics Express, 2004, 12: 1144-1149.
- [13] CURTIS J E, GRIER D G. Modulated optical vortices[J]. Optics Letters, 2003, 28(11): 872-874.

(编辑:刘铁英)