

利用螺旋相位板获取涡旋光束的传播分析

魏 勇^{1,2}

(1. 燕山大学理学院, 河北 秦皇岛 066004; 2. 燕山大学里仁学院, 河北 秦皇岛 066004)

摘 要:为研究涡旋光束在空间中的传播特性,首先从理论上对利用螺旋相位板获取涡旋光束的基本原理进行了推导,并得出影响涡旋光束光斑半径尺寸的详细因素。然后基于设计好的螺旋相位板模型,对具有不同拓扑荷数涡旋光束的传播过程进行了细致的模拟分析和实验验证。结果表明,光斑半径会随着光束传输距离的增加而逐渐变大,并且随着拓扑荷数的增大光斑展宽程度也会相应明显。最后验证了基于螺旋相位板叠加获取新型拓扑荷数涡旋光束的实验方法。该结论为激光应用中实现不同性质微粒的微控制提供了具体的指导。

关键词:激光光学;涡旋光束;螺旋相位板;光强分布

中图分类号:TN249;O436.3 **文献标识码:**A **DOI:**10.3969/j.issn.1001-5078.2016.07.017

Propagation characteristic analysis of vortex beams produced by spiral phase plate

WEI Yong^{1,2}

(1. College of Science, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China;
2. College of Liren, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

Abstract:For studying and optimizing propagation characteristics of vortex beam, the fundamental theory for generating vortex beam with spiral phase plate is deduced, and the factors of affecting the radius and width of vortex beam spot are discussed in detail. Based on the designed model of spiral phase plate, the propagation process of vortex beam with different topological charges is simulated by the ray tracing software(TracePro) and validated through the experimental platform. The results show that the radius and width of light spot are directly proportional to propagation distance of vortex beam. In addition, the width can also increase with the increase of the topological charge. At the same time, a new method using the spiral phase plate superposing to get different topological charges of vortex beam is proposed. The theoretic analysis is consistent with the experimental results. The conclusion provides theoretical foundation and practical guidance for the application of optical micro manipulation technology and the obtaining of vortex beam with different topological charges in the experiment.

Key words:laser optics; vortex beam; spiral phase plate; intensity distribution

1 引 言

随着科学家们对涡旋光束(vortex beam)技术的不断探究和日益完善,目前在激光生物学、细胞医学

以及光电和信息检测等交叉学科都得到了良好的发展前景^[1-4]。涡旋光束的基本特征是具有线性变化的相位结构^[5],即在介质传播过程中围绕着其截面

基金项目:国家自然科学基金(No. 50875232);燕山大学里仁学院教学改革项目(No. lryj201513);燕山大学青年教师自主研究计划课题(No. 15LGB022)资助。

作者简介:魏 勇(1982-),男,博士生,讲师,主要从事光微操纵技术和激光精密测试技术方面的研究。E-mail:weiyong-weiwei@163.com

收稿日期:2015-10-16

中心具有离散的相位因子,使其中中心处的光强分布变为零,所以有的研究资料中也称之为暗中空光束^[6]。基于上述特性,以及涡旋光束对样品的破坏性远小于其他激光束,因此在实验室中有很大的实际需求,国内外的科研工作者发明了很多形成涡旋光束的新理论和实验方法,其中包括:贺超等人利用几束共轴的高斯光束进行相应的叠加,基于几何模式转换法形成了一束新式的涡旋光束^[7]。Brzobohaty 等人提出的计算全息法为复杂涡旋光束的调制提供了一定的理论模拟基础^[8]。Kotlyar 等人采用实验室自行研制的螺旋相位板产生了各种拓扑荷的新型涡旋光束^[9]。另外还有基于空间光调制器法,转动表面光学参数调谐法^[10-11]等,其中螺旋相位板法(Spiral Phase Plate, SPP)较为常用,并且解决了光波传输中多光束耦合叠加的复杂性问题,实验证明这种方法不仅具有光束强度高特点,而且可以提高样品的操控精确度^[13-14]。

本文首先对基于螺旋相位板法获得涡旋光束的过程进行了理论推导,给出了影响涡旋光束光斑半径和展宽尺寸的详细因素。然后利用 Autocad 软件绘制出不同阶数的 SPP 模型,通过 TracePro 系统对形成的涡旋光束的传输特性进行了模拟分析。最后通过搭建的实验平台对传输理论进行了实验验证,并对通过 SPP 叠加法获取新型拓扑荷的新方法进行了论证。

2 涡旋光束的传输理论

激光器发出的高斯光束经特定的 SPP 后会得到理想的拉盖尔-高斯涡旋光束,在介质空间中传播任意距离 z 后,利用极坐标系中可写作:

$$E(r, z = z_0) = -\frac{ik}{2\pi z} \exp(ikz) \iint E(\rho, z = 0) \cdot \exp\left(\frac{ik(r - \rho)^2}{2z}\right) d\rho \quad (1)$$

式中, ρ 表示极径; $E(\rho, z = 0) = E_0(\rho/\sigma)^l \exp[-\rho^2/\sigma^2] \exp[i/\phi]$; σ 和 l 分别表示激光的光斑尺寸和拓扑荷数。这里用 (x', y') 表示 $z = 0$ 处(即螺旋相位板的放置处)的坐标; (x, y) 表示涡旋光束传播到任意平面处的位置。将式(1)变换可得:

$$E(x, y, z) = A \iint \exp[-B(x'^2 + y'^2) - ik(xx' + yy')/z] \left(\frac{x' + iy'}{\sigma}\right)^l dx' dy' \quad (2)$$

其中, $A = -ik \exp(ikz) \exp[ik(x^2 + y^2)/2z] E_0/2\pi z$,

$B = \frac{1}{\sigma^2} - \frac{ik}{2z}$ 。通过对上式计算得:

$$E(x, y, z) = -i \left(\frac{k}{2Az}\right)^{l+1} \left(\frac{y - ix}{\sigma}\right)^l E_0 \exp(ikz) \times \exp[ik(x^2 + y^2)/2\sigma^2 Az] \quad (3)$$

将式(3)的极坐标转换形式(4)和 $E(\rho, z = 0) = E_0(\rho/\sigma)^l \exp[-\rho^2/\sigma^2] \exp[i/\phi]$ 二者进行详细的对比,如下:

$$E(r, z) = -i^{l+1} \left(\frac{\sigma'}{\sigma}\right)^l \exp\left(ikz + i\frac{2z}{k\sigma^2} \frac{r^2}{\sigma'^2}\right) \cdot E_0 \left(\frac{r^2}{\sigma'^2}\right)^l \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma'^2}\right) \exp(il\theta) \quad (4)$$

其中,变量 $\sigma'^2 = \sigma^2 + \frac{4z^2}{k^2 \sigma^2}$ 。在研究涡旋光束的国内外文献中,通常定义在传播面上光强极大值所形成的环形半径为其光斑的半径大小^[4]。这里首先对式(1)求导,然后取结果的极大值从而得出拉盖尔-高斯涡旋光束光斑的半径大小为:

$$r' = \sqrt{\frac{|l|}{2}} \sigma' \quad (5)$$

由此可得,光斑的半径受光束衍射所产生的展宽、在三维空间中的传输距离 z 和其特征拓扑荷数 l 的直接影。

3 涡旋光束光斑的模拟分析

图1表示实验中采用的 SPP 的实际构造模型,其拓扑荷数为 $l = hs(n - n_0)/\lambda$, 参量 n 、 n_0 和 h_s 分别表示 SPP 自身材料的光学折射率、所处环境的折射率和阶梯的长度。这里的入射光波长 $\lambda = 632 \text{ nm}$, 透过 SPP 表达式会产生附着参量 $\exp(il\theta)$, 如图2所示。

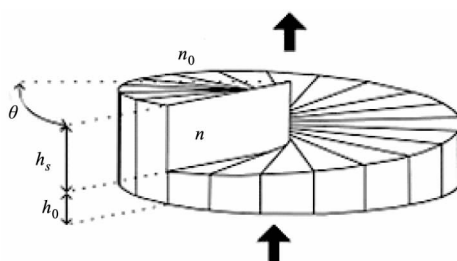


图1 SPP 结构原理图

Fig. 1 Rough outline of spiral phase plate

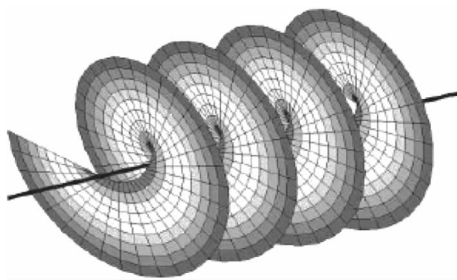


图2 经 SPP 后产生的具有 $\exp(il\theta)$ 项的涡旋光束图

Fig. 2 Vortex beam with $\exp(il\theta)$ produced through SPP

图3表示通过绘图软件 AutoCAD 设计出的不同拓扑荷(l 分别为20,30和40)的SPP模型。然后导入光学传播分析软件 TracePro^[15]中,设置 $n = 1.515$,可以得到由半导体激光光源发出的光束经不同拓扑荷的SPP后形成的拉盖尔高斯涡旋光束,如图4所示。

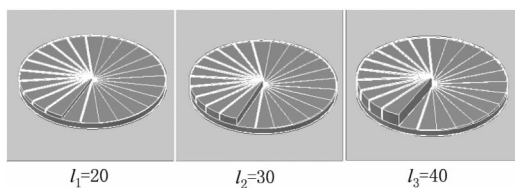


图3 拓扑荷 l 分别为20,30和40的SPP构型图

Fig.3 Structural drawing of spiral phase plate with different topological charges

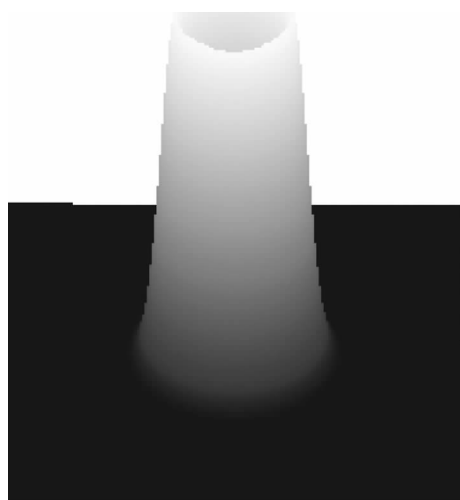


图4 涡旋光束的光强示意图

Fig.4 Three dimensional stereogram of vortex beam

通过 TracePro 系统分别模拟出了涡旋光束传播 $z = 400 \text{ mm}$ 、 $z = 600 \text{ mm}$ 以及 $z = 800 \text{ mm}$ 时的光强分布截面图($l = 20$),如图5所示。通过三者比较可以看出,当光束传播距离 z 不断增加时,光斑的半径也随之逐渐增大,并且在 $z = 800 \text{ mm}$ 时变为最大。由上述模拟可以得出,不同尺寸的光斑半径可以实现对任意微纳样品粒子的捕获,从而达到光镊系统对各种半径微粒进行精密操控的基本要求。

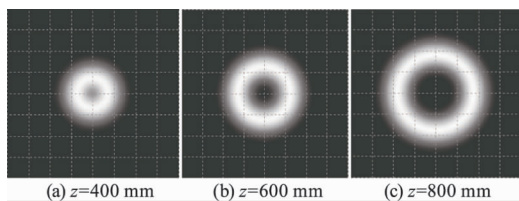


图5 传播横截面上的光强分布模拟图

Fig.5 Optical intensity distribution of the cross section

此外,式(5)中涡旋光束的光斑半径还与其拓扑荷 l 有直接关联,我们首先让激光器发出的高斯光束透过拓扑荷 l 分别为20、30和40的SPP后产生一定的涡旋光束,然后模拟了其传播 z 为500 mm时横截面上的强度,忽略在传输过程中的光强损耗。如图6所示,当SPP的拓扑荷从20变为30时,传播相同距离处的光束半径会随之增大,暗中空部分愈加清晰。依据此模拟结论,我们在实验室中可以根据不同微粒的具体尺寸需要,来选用不同拓扑荷的SPP进行相应光路的调制。

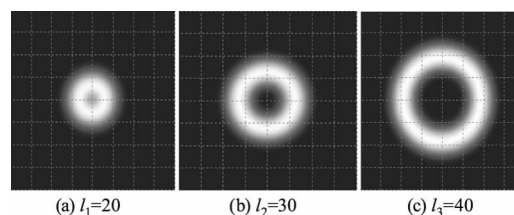


图6 同一传播距离处($z = 500$)截面的强度分布模拟

Fig.6 Optical intensity distribution of vortex beam with different topological charges

4 SPP 的叠加原理和模拟

实验室中利用光镊系统对样品进行捕获操作时,由于各种样品的大小和性质不尽相同(即使同一样品配制出的粒子大小也不尽统一),诸如血红细胞(要求有效光强尽可能弱,以便减小对细胞的破坏性)、碳酸钙颗粒和金属性质的粒子等,要求光路中放置的SPP其拓扑荷也必须是与之相符合的。但是SPP属于精密光学器件,由于制作难度、价格等原因不能购置所有拓扑荷的SPP来满足实验要求,所以利用现有的仪器来产生一定拓扑荷的涡旋光束就变的迫切需要。我们在光镊系统的光路中依次放置两个拓扑荷 l_1 和 l_2 分别为20和30的SPP,当激光器发出的光束连续穿过后得到的强度表达式为:

$$E(r, z) = -i^{l'+1} \left(\frac{\sigma'}{\sigma} \right)^l \exp \left[ikz + i \frac{2z}{k\sigma^2} \frac{r^2}{\sigma'^2} \right] \cdot E_0 \left(\frac{r^2}{\sigma'} \right)^l \exp \left(-\frac{r^2}{\sigma'^2} \right) \exp(il_1\theta) \exp(il_2\theta) \quad (6)$$

可以得出,通过拓扑荷分别为 l_1 和 l_2 的SPP前后放置可以产生的另外一个新的拓扑荷 l_3 ,满足关系式 $l_3 = l_1 + l_2$ 。接下来对该理论进行模拟,设定参量为 $l_1 = 20$ 、 $l_2 = 30$ 和 $l_3 = 40$ 的三个SPP,首先让激光束穿过单独的拓扑荷 $l_3 = 40$ 的SPP,传播距离设定为 $z = 500 \text{ mm}$,计算得到其截面的强度分布,如图7中(a)所示;然后让高斯光束依次通过拓扑荷 $l_1 = 20$ 和 $l_2 = 30$ 两个SPP,传播相同长度得

到其截面的强度分布,如图 7 中(b)所示。通过比较图(a)和图(b)可以发现,二者的光斑大小基本相同,这与式(6)得出的结论是一致的。基于上述分析,如果光路中放置 N 个 SPP,理论上可以得到叠加后的 l 为:

$$l = l_1 + l_2 + \cdots l_N \quad (7)$$

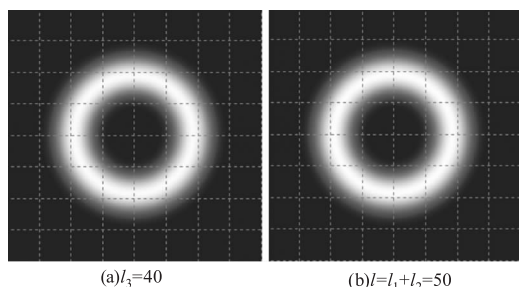


图 7 通过相应拓扑荷的 SPP 后的截面强度分布 $z = 500$ mm

Fig. 7 Optical intensity distribution when Gauss beam through different SPP

5 实验及分析

5.1 实验装置和光路搭建

为了利用涡旋光束的聚焦光斑来对样品进行实时的操控,可以把 SPP 装置耦合进自行组装的光镊系统中,其具体装置如图 8 所示。半导体激光器发出的光束首先经扩束装置后照射在拓扑荷数一定的 SPP 上,然后其出射光束经显微镜的物镜对光束聚焦作用到样品中,并由相应的 CCD 及其电脑软件进行图像处理和观察分析^[15]。

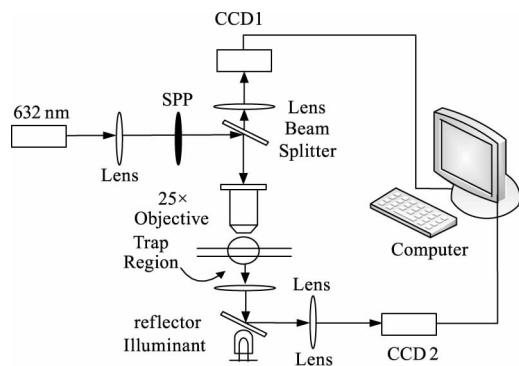


图 8 涡旋光束实验光路图

Fig. 8 Experimental optical diagram of vortex beam

5.2 结果及讨论

由图 9 可以看出,随着涡旋光束传播距离 z 的增加,其产生的光斑展宽也会变大,即中心光强为零的面积扩大,有助于实现对不同半径和厚度的微粒进行捕获和操控。通过实验图与相应模拟图对比发现,光斑半径逐渐变大的趋势与模拟图情况一致,说明实验结果与理论模拟基本相符。但也存在一些强度分布方面的差异,分析是由于激光束在传播过程中的实际损耗、理论模拟计算的近似以及光路调节

等相关环节造成的。例如,理论模拟中 SPP 的厚度在制作过程中应该是连续变大的,而在实验中一般是采用阶梯结构^[15],其厚度变化达不到理想的线性关系。

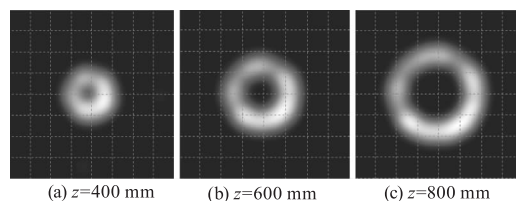


图 9 涡旋光束在观察平面上的光强分布实验图 $l = 20$

Fig. 9 Experimental image of Optical intensity distribution of vortex beam

最后在光路中分别放入不同拓扑荷数的 SPP,实验中观测当光束传播 $z = 500$ mm 处产生的强度分布,如图 10 所示。其中图(a)表示通过拓扑荷 l 为 40 的 SPP 后的光强分布;(b)为连续通过两个拓扑荷数分别为 $l_1 = 20$ 和 $l_2 = 30$ 的 SPP 后的光强分布。可以看出,两种情况下产生的涡旋光束在经过相同的传输距离后的光斑尺寸基本一致,这与(7)式的结论是一致的。但是仔细观察会发现,图(a)中光束的环形光强比图(b)稍强一些,分析主要原因是光束通过 l_1 和 l_2 时(相比于单独通过 l_3)多经过一次 SPP,而 SPP 本身要散射或吸收掉一部分光的能量。

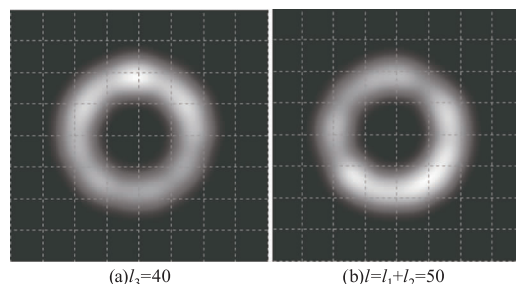


图 10 经不同 SPP 后截面的光强分布实验图

Fig. 10 Experimental image of intensity distribution when Gauss beam through different SPP

6 结 论

本文对经 SPP 产生的涡旋光束在空间中传输的性质变化进行了分析,仿真和实验结果均表明:光斑尺寸受到传输距离 z 以及 SPP 拓扑荷数 l 的影响,具体表现为拓扑荷数越大、传输距离越远其半径越大;当激光束连续通过光路中放置的多个 SPP 后,所得新型涡旋光束的阶数为所有 SPP 拓扑荷数的代数之和。基于上述结论,可以通过放置不同展宽和拓扑荷数的涡旋光束来满足不同的实验需求,这为实现不同性质微粒的捕获和操控提供了理论依据和实验保障。

参考文献:

- [1] Chen Jiannong, Yu Yongjiang, Wang Feifei. Production of annular flat-topped vortex beams[J]. Chin. Opt. Lett., 2011, 9(1): 1-4.
- [2] Dienerowitz M, Mazilu M, Reece P J, et al. Optical vortex trap for resonant confinement of metal nanoparticles[J]. Opt. Express, 2008, 16(7): 4991-4999.
- [3] Li G, Zhang S, Lsenhower L, et al. Crossed vortex bottle beam trap for single-atom qubits[J]. Opt. Lett., 2012, 37(5): 851-853.
- [4] YIN Jianping, LIU Nanchun, XIA Yong, et al. Generation of hollow laser beams and their applications in modern optics[J]. Progress in Physics, 2004, 24(3): 336-380. (in Chinese)
印建平, 刘南春, 夏勇, 等. 空心光束的产生及其在现代光学中的应用[J]. 物理学进展, 2004, 24(3): 336-380.
- [5] JIN Lili, ZHU Yanying, WEI Yong, et al. Generation of high-order Bessel-Gauss beams[J]. Laser & Infrared, 2012, 42(3): 335-341. (in Chinese)
靳李丽, 朱艳英, 魏勇, 等. 高阶 Bessel-Gauss 光束的产生方法[J]. 激光与红外, 2012, 42(3): 335-341.
- [6] Zhan Qiwang. Properties of circularly polarized vortex beams[J]. Opt. Lett., 2006, 31(7): 867-869.
- [7] HE Chao, HUANG Sujuan. A new-type composite vortex beam generated by coaxial superposition[J]. Journal of Optoelectronics · Laser, 2013, 24(12): 2440-2445. (in Chinese)
贺超, 黄素娟. 一种新型的共轴叠加复合涡旋光束[J]. 光电子·激光, 2013, 24(12): 2440-2445.
- [8] Brzobohaty O. High quality quasi-Bessel beam generated by round-tip axicon[J]. Opt. Express, 2008, 16(17): 12688-12700.
- [9] Kotlyar V V, Kovalev A A, Skidanov R V, et al. Diffraction of a finite-radius plane wave and a Gaussian beam by a helical axicon and a spiral phase plate[J]. Opt. Soc. A, 2007, 24(7): 1955-1964.
- [10] LI Yangyue, CHEN Ziyang, LIU Hui, et al. Generation and interference of vortex beams[J]. Acta Physica Sinica, 2010, 59(3): 1740-1747. (in Chinese)
李阳月, 陈子阳, 刘辉, 等. 涡旋光束的产生与干涉[J]. 物理学报, 2010, 59(3): 1740-1747.
- [11] ZHU Yanying, CHEN Zhiting, LIU Chenshi, et al. Theoretical research of interference light field of off-axis vortex beam[J]. Journal of Optoelectronics · Laser, 2013, 24(5): 1012-1017. (in Chinese)
朱艳英, 陈志婷, 刘承师, 等. 离轴涡旋光束干涉光场的理论研究[J]. 光电子·激光, 2013, 24(5): 1012-1017.
- [12] Jia P, Yang Y, Min C J, et al. Sidelobe-modulated optical vortices for free-space communication[J]. Opt. Lett., 2013, 38(4): 588-590.
- [13] Ostrovsky A S, Parrao C R, Arrizon V. Generation of the perfect optical vortex using a liquid-crystal spatial light modulator[J]. Opt. Lett., 2013, 38(4): 534-536.
- [14] GAO Hongfang, REN Yuxuan, LIU Weiwei, et al. Rotation dynamics of yeast cell in vortex optical tweezers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2011, 38(4): 1-6. (in Chinese)
高红芳, 任煜轩, 刘伟伟, 等. 酵母细胞在涡旋光阱中的旋转动力学研究[J]. 中国激光, 2011, 38(4): 1-6.
- [15] MENG Xiangjun, ZHU Yanying, CHEN Zhiting, et al. Properties of vortex beams with plane beam oblique incidence of fork-shaped grating[J]. Chinese Journal of Lasers, 2013, 40(2): 1-5. (in Chinese)
孟祥君, 朱艳英, 陈志婷, 等. 平面光斜入射叉形光栅获取涡旋光束的特性[J]. 中国激光, 2013, 40(2): 1-5.