

基于空间光调制器的艾里光束能量调制方法

翟中生, 陆佩佩, 刘春利, 张 骆

(湖北工业大学机械工程学院现代制造质量工程湖北省重点实验室, 湖北 武汉 430068)

摘要:艾里光束由于具有无衍射、自加速和自愈合等特性,具有重要的应用前景。本文基于空间光调制器可编程特性,提出了一种可调谐的艾里光束能量调制新方法。从理论上深入分析通过在相位图中引入一个可控的调制相位而实现了艾里光束能量调控的方法,并且量化了调制参数与能量调制范围的关系。仿真和实验结果表明通过改变调制相位可以灵活地调节光束能量分布,本文的研究有助于进一步推动艾里光束的应用。

关键词:艾里光束;角谱衍射;能量调控;空间光调制器

中图分类号:TN244.8;O436 **文献标识码:**A **DOI:**10.3969/j.issn.1001-5078.2024.02.015

Airy beam energy modulation method based on spatial light modulator

ZHAI Zhong-sheng, LU Pei-pei, LIU Chun-li, ZHANG Luo

(Hubei Key Laboratory of Modern Manufacturing Quality Engineering,
School of Mechanical Engineering, Hubei University of Technology, Wuhan 430068, China)

Abstract: Airy beams have important application prospects due to their non-diffraction, self-accelerating and self-healing characteristics. In this paper, a new method for modulating Airy beam energy modulation is proposed based on the programmable characteristics of spatial light modulator. A theoretical in-depth analysis of the energy modulation of the Airy beam by introducing a controllable modulation phase into the phase diagram is presented, and the relationship between modulation parameters and energy modulation range is quantified. Simulation and experimental results show that the beam energy distribution can be flexibly adjusted by changing the modulation phase, and the research in this paper helps to further promote the application of Airy beam.

Keywords: Airy beams; angular spectrum diffraction; energy modulation; spatial light modulator

1 引言

1979年, Berry和Balazs等人求解薛定谔方程得到的一个特殊解^[1], 此特殊解为艾里函数。在近轴近似条件下, 决定光场行为的麦克斯韦方程可以简化成薛定谔方程形式。Christodoulides和他的学生便是通过这种方式将艾里光束引入到光学领域中。然而, 遵循该解的粒子和波前因携带无穷能量, 不能存在于现实中。直到2007年, 艾里光束被Siv-

iloglou等人在实验中实际产生才重新开启了对它的研究^[2]。艾里光束也在同年被其和Siviloglou等人在实验中产生^[3], 许多奇异和独特的特征也被发现, 包括无衍射、自加速和自愈合^[4-7]。二维艾里光束在一定传播距离内表现出横向自加速和近似无衍射的特性^[8]。由于艾里光束所具有的这些奇特的光学特性, 吸引了人们的广泛关注。在经过十多年的研究, 人们对艾里光束的研究、应用已有重大突

基金项目:国家自然科学基金项目(No. 32071457);湖北省创新群体项目(No. 2022CFA006);省重点实验室开放基金项目(No. 2022XZ110)资助。

作者简介:翟中生(1978-),男,博士生导师,主要从事精密测量、光学成像等方面的研究。E-mail:zs.zhai@hbut.edu.cn

收稿日期:2023-05-10; **修订日期:**2023-07-03

破,基于它的三大光学特性,艾里光束在光镊、光弹、超分辨率显微成像和等离子体激元等诸多领域都有广泛的应用^[9-15]。

纯相位空间光调制器(SLM)由于其高衍射效率,被广泛应用于全息图的加载与显示^[16-17]。基于空间光调制器改变全息图与入射光的相对位置可以对艾里光束的轨迹和能量进行调制^[5],但是这种方法需要手动调试位置,操作难度大。因为调制难度大之后大多数研究偏向于轨迹控制,可以通过建立自弯曲信号传输的高速自由空间光通信系统来产生并控制艾里光束以获得不同的传播轨迹;当艾里光束给定初速度且与加速度相反时,艾里光束将经历先减速后加速的过程,通过探究初速度与加速度的关系可以改变入射角大小来控制轨迹^[17]。

本文提出了一种可对艾里光束能量进行可控调制的方法,该全息图是基于立方型相位掩模的基础上改进的,可以对艾里光束能量的位置进行任意调制,为囚禁原子和超快激光微纳加工等领域提供了一些可能的研究方向,并且还能对光学通信、光束整形、光学成像等应用领域设计相应的相位分布算法和系统架构,为研究新型的空间光调制器技术以提高光场调控系统的分辨率、速度和稳定性也具有一定启示。

2 理论推导

本文可以使用数学模型来描述液晶空间光调制器的过程。在液晶空间光调制器中,液晶分子的双折射性通过施加电压来调制入射光束的相位。改变液晶像素分子上施加的电压会导致液晶分子和电场之间形成不同的夹角。这个夹角会改变液晶分子的指向矢量和入射光的偏振方向之间的夹角,从而改变液晶的有效折射率(或反射率),进而改变光线在液晶中传播的相位。入射光的相位变化量由以下公式给出:

$$\Delta\Phi = (\pi/\lambda) \cdot \Delta n \cdot d \quad (1)$$

其中, V 为施加在液晶像素上的电压; θ 为液晶分子的指向矢量和入射光的偏振方向之间的夹角; n_o 为液晶在零电场下的折射率; n_e 为液晶在电场作用下的额外折射率; $\Delta n = n_e - n_o$ 为液晶的双折射率变化量; d 为液晶层的厚度; λ 为入射光的波长。

为了研究类艾里光束的行为,先从考虑傍轴衍射方程开始分析,该方程控制与平面光束相关的电场包络 ϕ 的传播特性有关。

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

式中, i 为虚数; ϕ 为艾里光束的电场包络; $s = x/x_0$ 为横向坐标; x_0 代表任意横向尺度,会影响艾里主瓣尺寸大小; $\xi = z/kx_0^2$ 为传播距离; $k = 2\pi n/\lambda$ 为波数; n 为介质折射率; λ 为波长。对式(2)进行直接求解,可以得到艾里函数解:

$$\phi(s, \xi) = Ai\left(s - \left(\frac{\xi}{2}\right)^2\right) \exp\left(i\left(\frac{s\xi}{2} - \frac{\xi^3}{12}\right)\right) \quad (3)$$

其中, $Ai(\cdot)$ 为艾里函数,表达式如下:

$$Ai(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos\left(\frac{1}{3}t^3 + xt\right) dt \quad (4)$$

公式(3)作为波函数可以用来描述粒子的运动特性,在初始条件下,艾里光束的振幅分布可以描述为 $\phi(s, \xi = 0) = Ai(s)$,所以在初始条件下艾里波包为标准的艾里函数。在艾里函数上添加一个指数截断函数便可对无限艾里光束进行衰减得到有限艾里函数。指数截断函数通常具有以下形式:

$$f(x) = \exp(-x^2/w^2) \quad (5)$$

其中, x 是空间坐标; w 是截断参数。函数在 x 趋近于无穷远时逐渐趋近于零,从而实现对光场的截断效果。通过调整截断参数 w 的大小,可以控制光场的截断程度。在实际应用中,添加指数截断函数可以帮助提高空间光调制器的性能和稳定性,减小由于光场在传播过程中产生的衍射效应和畸变问题,从而改善激光的聚焦效果和传输质量,使艾里函数具有实际意义,则有限艾里光束的一维场分布为:

$$\phi(s, \xi = 0) = Ai(s) \exp(as) \quad (6)$$

式中, a 是衰减程度常数,当 $a = 0$ 时,为理想艾里光束的精确解形式,当 $a > 0$ 时起到衰减作用, a 值越大衰减程度越高。有限艾里光束的傅立叶光谱,其在归一化 k 空间频谱由 ϕ_1 给出:

$$\phi_1(k) = \exp(-ak^2) \times \exp(i(k^3 - 3a^2k - a^3i)/3) \quad (7)$$

这类光谱也可以推广到二维情况:

$$\phi_2(k_x, k_y) = \exp(-a(k_x^2 + k_y^2)) \times \exp(i(k_x^3 + k_y^3 - 3a^2(k_x + k_y) - 2a^3i)/3) \quad (8)$$

式中, k_x, k_y 分别是 x 和 y 方向上对应的波矢。

基于上面的讨论,函数 $Ai(x) \exp(ax)$ 的傅里叶变换是用三次相位 $\exp(k^3/3)$ 调制的高斯光束;这里相位函数激发了我们的想法。如果能构造相应的调制相位,就可以得到任何所需的强度分布。如果合理地修改立方相位,以产生能量可调谐的艾里光束,将可控相位引入公式(6)得到下式:

$$\phi_3(k_x, k_y) = \exp(-a(k_x^2 + k_y^2)) \times \exp(i(k_x^3 + k_y^3 - 3a^2(k_x + k_y) - 2a^3i)/3) \times$$

$$\exp(i(6k_x^2k_y - k_y^3)/12) \exp(-ivk_y^2/2) \quad (9)$$

式中, $\phi_r = \exp(i(6k_x^2k_y - k_y^3))$ 是对立方相位修改的相位项, $\phi_m = \exp(-ivk_y^2/2)$ 是能量调制相位项, 可以通过改变能量调制参数 v 对艾里光束进行能量调制。然后基于角谱衍射理论利用快速傅里叶变换计算得到传播距离 z 后的复振幅光场表达式 $U(k_x, k_y, z)$:

$$U(k_x, k_y, z) = \iint A(k_x, k_y, z) \cdot \exp[i2\pi(xk_x + yk_y)] dk_x dk_y \quad (10)$$

$$A(k_x, k_y, z) = \phi_3(k_x, k_y) \cdot \exp\left[i\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)z\sqrt{1 - (\lambda k_x)^2 - (\lambda k_y)^2}\right] \quad (11)$$

3 能量可调谐艾里光束仿真分析

根据角谱衍射规律, 可以知道随距离传播的艾里光束能量的流向, 取 $v = -2, 0, 2$ 时的频谱生成全息图进行测试, 以焦平面(能量最高)为初始平面观察其前后不同距离处艾里光束的变化规律, 如表 1 所示。当 $v = 0$ 时, $\phi_m = 1$ 不起调制作用, ϕ_r 对立方相调制生成调制艾里光束, 在初始平面, 艾里光束保持完整的相交形状且主瓣能量最高, 随着远离初始平面, 主瓣的能量逐渐向内部流动且次级旁瓣与主旁瓣有一个失衡又恢复的过程, 不变的是各个位置的主瓣能量仍是最高, 还有全息图并不是完全左右对称, 所以艾里光束在传播过程两侧能量分布不是完全对称的。当 $v = 2$ 时 ϕ_m 和 ϕ_r 均起调制作用, 距离初始零平面越远, 能量流动越明显, 在初始零平面前, 主瓣能量内流, 随着距初始平面越远主瓣能量越弱, 尖锐的波前分布随着传播距离的增加逐渐演变成平滑的弧形。相反, 在初始零平面后, 内部能量流向主瓣, 随着距初始平面越远主瓣能量越强最后维持稳定。同理, 当 $v = -2$ 时与当 $v = 2$ 时能量流动情况相反。

表 1 调制艾里光束随距离变化的光场演化

Tab. 1 Optical field evolution of modulated Airy beams with distance

v	Propagation distance /mm				
	-25	-10	0	10	25
2					
0					
-2					

因为能量流动的方向不同使其主瓣能量可以调控, 根据角谱衍射定律仿真了 $v = -2, 0, 2$ 时频谱生成的全息图的轴向能量分布, 如图 2 所示。当 $v = 0$ 时, 初始平面能量最高, 然后越远离能量越弱。 $v \neq 0$ 时, 在类艾里光束的基础上对其能量进行调制并与 $v = 0$ 对比来观察能量的转移规律。当 $v < 0$ 时, 从整个传播轨迹来看, 与 $v = 0$ 相比能量偏向于左边, 直观来看就是图 1(a) 所示; 当 $v > 0$ 时, 从整个传播轨迹来看, 与 $v = 0$ 相比时能量偏向于右边, 直观来看就是图 1(c) 所示。此方法会使艾里光束的传播轨迹由平面转到三维空间, 但是能量调制的效果是显然的。

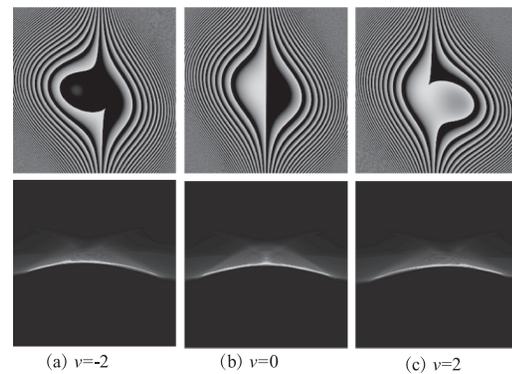


图 1 调制艾里光束相位图与光强分布

Fig. 1 Modulation of Airy beam phase diagram and intensity distribution

接着, 详细探讨了不同数值调制参数 v 与能量分布调制移动范围的关系, 因为 v 值的正值与负值是对称分布的, 所以选取 $v = 0, 1, 2$ 时的相位全息图根据角谱衍射理论计算了其传播过轨迹与光强分布, 如图 2 所示, 图中虚线椭圆框表示能量移动的方向与距离, 虚线椭圆框垂直引下的虚线是映射到弦长的能量移动的位置。随着 v 值的增加, 能量持续右移, 以能量分布移动比为标准进行量化调制参数 v 与能量分布调制移动范围的关系, 能量分布移动比 η_v 为:

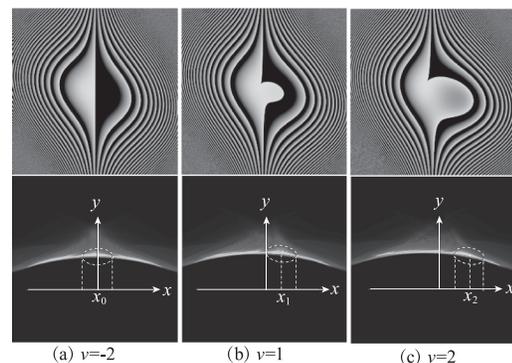


图 2 调制艾里光束相位图与光强分布

Fig. 2 Modulation of Airy beam phase diagram and intensity distribution

$$\eta_{pn} = \frac{|x_n|}{|x|} \times 100\% \quad n = 1, 2, 3 \quad (12)$$

式中, x_n 是 v 值对应的能量移动的位置, x 是移动轨迹总长度的一半。通过仿真数据可知 $x = 32 \text{ mm}$, $x_1 = 8.8 \text{ mm}$, $x_2 = 16 \text{ mm}$, 根据能量分布移动比计算可知 $\eta_{p1} = 27.5\%$, $\eta_{p2} = 50\%$ 。因为能量偏移是一个范围, 所以能量调控参数 v 每改变单位数, 能量的移动比约为 25% 。

4 实验结果与分析

可调控能量的艾里光束可通过对其频谱进行傅里叶变换得到, 实验中使用 1064 nm 的纳秒光纤脉冲激光器 (RFL-P20QE, 光束直径: $D = 6.4 \text{ mm}$, 脉冲持续时间: $t_p = 134 \text{ ns}$, 重复率 $f_r = 60 \text{ kHz}$) 产生随机偏振激光束, 激光束穿过半波片和偏振分光棱镜变为线偏振光水平出射, 然后被计算机控制的具有 10° 入射角的液晶空间光调制器 (Hamamatsu X13138-9625, $1024 \times 1280 \text{ Pixels}$, 像素大小为 $12.5 \mu\text{m}$, 填充率 97%) 反射, 用于产生连续调谐相位图案。在空间光调制器之后, 两个平凸透镜 (焦距: $f_1 = 500 \text{ mm}$, $f_2 = 300 \text{ mm}$) 形成 $4f$ 成像系统, 光束的缩小率约为 $1.7 \times$ 。相位调制的波前然后由傅里叶透镜 ($f_3 = 75 \text{ mm}$) 进行傅里叶变换。最后, 沿 z 轴的强度分布由焦平面后面的 CCD 记录。实验光学系统如图 3 所示。

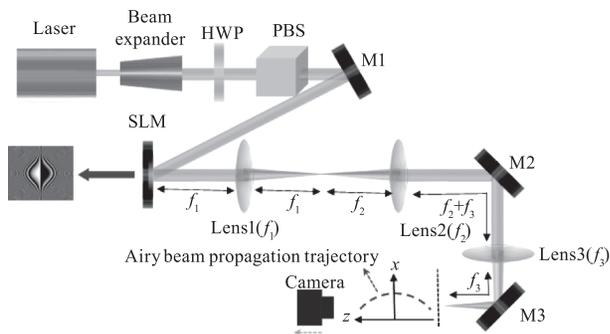


图3 光学实验系统

Fig. 3 Experimental optical system

通过实验验证轴向能量调控的效果, 将生成的全息图加载到空间光调制器上进行实验测试, 选取了 $v = -2, 0, 2$ 时全息图并在不同传播位置处的艾里光束光场分布进行对比, 测试结果如图 4 所示。

因为实验测试是先经过空间光调制器再经过 $4f$ 系统的, 而此时的 $4f$ 系统相当于一个缩束系统, 所以其光场分布相当进行了一定比例的压缩, 但总

体的规律趋势是不变的。 $v = 0$ 时, 在传播过程中主瓣始终保持最高的能量, 在对称的位置处的主瓣能量大致相同, 但是 ϕ_r 对立方相的位调制作用使得艾里光束并不是垂直相交分布, 所以在到达某一位置时能量会有向一侧偏移的现象, 这也是与仿真相符的; 当 $v = -2$ 时, 仍然是初始位置能量最强, 不同的是会多出两条燕尾旁瓣与原先的两条相交于主瓣, 随着距离的传播, 多余的两条燕尾旁瓣会逐渐消失, 与 $v = 0$ 时相比较, 在 -12 mm 位置处主瓣的形状保持完整且能量变强了, 而在 -12 mm 位置处主瓣与旁瓣融合且能量变弱了, 说明主瓣能量在整个传播过程发生了转移; 同样, 当 $v = 2$ 时, 主瓣能量在整个传播过程发生了转移且转移方向正好相反。通过前面分析可知, 这是因为主瓣与旁瓣之间的能量流动造成的, 与仿真相符。

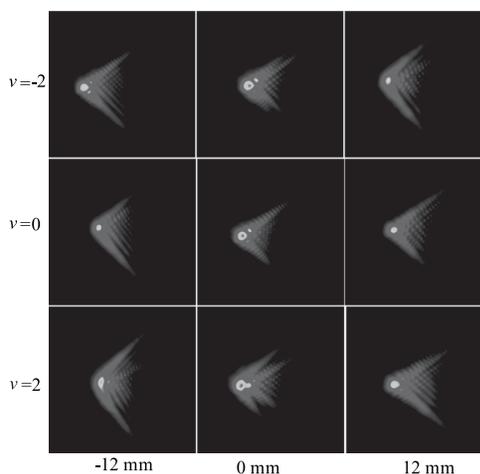


图4 随距离传播的调制艾里光束光强分布

Fig. 4 The intensity distribution of modulated Airy beam propagating with distance

实验选取 $v = 0, 1, 2$ 时的相位全息图进行测试验证调制参数 v 与能量分布调制移动范围的关系, 选取较高峰值 ($0 \sim 255$) 的区域来代表能量并记录其坐标范围, 记录数据如表 2 所示。随着 v 值的增加, 能量持续右移, 与仿真结果一样。实验数据根据能量移动比可知参数 $x = 24 \text{ mm}$, $x_1 = 6 \text{ mm}$, $x_2 = 12 \text{ mm}$, 因为试验系统有 $4f$ 缩束系统且轨迹长度会根据傅里叶透镜焦距不同而不同, 所以实验中艾里光束的传播轨迹比仿真的要短一些。根据计算可知 $\eta_{p1} = 25\%$, $\eta_{p2} = 50\%$, 由此可知, 能量调控参数 v 每改变单位数, 能量的移动比为 25% 。此实验结果与仿真结果有很好的一致性。

表 2 调制相位图水平位移的高能量区域峰值强度

Tab. 2 Peak intensity in high energy region of horizontal displacement of modulated phase diagram

v/mm	propagation distance(z)/mm								
	-2	0	2	4	6	8	10	12	14
0	242	251	252	/	/	/	/	/	/
1	/	/	/	245	252	243	/	/	/
2	/	/	/	/	/	/	243	252	243

5 结 论

本文研究了如何对艾里光束的能量进行调控,通过合理地修改立方相位,得到了能量可调谐的艾里光束。通过相关生成理论、光场演化仿真分析和实验的对比,验证了该方法的正确性,它能够实现艾里光束在轴向能量的任意调控,且能量调控参数 v 每改变单位数,能量的移动比约为 25%。但因为立方相位不是对称的,所以艾里光束的两旁瓣是非正交的,在传播过程中不能完全保持它们的形状,但主瓣的强度仍然很强。调制后的艾里光束仍然具有无衍射的能力,只是这种能力与普通艾里光束相比相对较弱。

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, Christodoulides D N. Accelerating finite energy Airy beams[J]. Optics Letters, 2007, 32(8): 979 - 981.
- [3] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, et al. Observation of accelerating Airy beams[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(21): 213901.
- [4] I M Besieris, A M Shaarawi. A note on an accelerating finite energy Airy beam[J]. Optics Letters, 2007, 32(6): 2447 - 2449.
- [5] G A Siviloglou, J Broky, A Dogariu, et al. Ballistic dynamics of Airy beams[J]. Optics Letters, 2008, 33(3): 207 - 209.
- [6] J Broky, G A Siviloglou, A Dogariu, et al. Self-healing properties of optical Airy beams[J]. Optics Express, 2008, 16(17): 12280 - 12291.
- [7] Zhang L Y, Ye F J, Cao M T, et al. Investigating the self-healing property of an optical Airy beam[J]. Optics Letters, 2015, 40(21): 5066 - 5069.
- [8] Li Yuanli, Wu Yunlong, Xuan Qitian. Study on femtosecond laser filamentation characteristics of two-dimensional Airy beams[J]. Laser & Infrared, 2017, 47(3): 273 - 276. (in Chinese)
李媛丽, 吴云龙, 宣齐天. 二维艾里光束飞秒成丝特性研究[J]. 激光与红外, 2017, 47(3): 273 - 276.
- [9] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, et al. Curved plasma channel generation using ultraintense Airy beams[J]. Science, 2009, 324(5924): 229 - 232.
- [10] Baumgartl J, Mazilu M, Dholakia K. Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets[J]. Nat Photonics, 2008, 2(11): 675 - 678.
- [11] Cheng Hua, Zang Weiping, Tian Jianguo. Study on optical trapping and propulsion of small particles by Airy beam[J]. Acta Optical Sinica, 2011, 31(s1): s100405.
- [12] Abdollahpour D, Suntsov S, Papazoglou D, et al. Spatio-temporal airy light bullets in the linear and nonlinear regimes[J]. Phys. Rev. Lett., 2010, 105(25): 253901.
- [13] Chen Chunyi, Yang Huamin, Mohsen Kavehrad, et al. Propagation of radial Airy array beams through atmospheric turbulence[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2014, 52: 106 - 114.
- [14] Wang Xiaozhang, Li Qi, Zhong Wen, et al. Drift behavior of Airy beams in turbulence simulated by using a liquid crystal spatial light modulator[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(12): 1213001.
- [15] Zhai Zhongsheng, Liu Chunli, Li Mengyu, et al. Experimental research on laser parallel processing of two-dimensional codes[J]. Opto-Electronic Eng., 2021, 48(10): 210293. (in Chinese)
翟中生, 刘春利, 李梦雨, 等. 激光并行加工二维码实验研究[J]. 光电工程, 2021, 48(10): 66 - 75.
- [16] Li Xiangzhi, Han Chengshan, Wen Ming, et al. Research on wavefront distortion compensation based on liquid crystal space light modulator[J]. Laser & Infrared, 2011, 41(2): 187 - 191. (in Chinese)
李祥之, 韩诚山, 文明, 等. 基于液晶空间光调制器的波前畸变补偿研究[J]. 激光与红外, 2011, 41(2): 187 - 191.
- [17] Shi Li, Li Jing, Tao Tao. Micro-particles' rotation by Laguerre-Gaussian beams produced by computer-generated holograms[J]. Laser & Infrared, 2012, 42(11): 1226 - 1229. (in Chinese)
施丽, 李静, 陶陶. 利用计算全息产生的拉盖尔-高斯光束旋转微粒[J]. 激光与红外, 2012, 42(11): 1226 - 1229.