

减速圆艾里光束的产生及其聚焦特性

胡迪^{1,2}, 欧小婷^{1,2}, 饶飞^{1,2}, 王娟娟^{1,2}, 黄旭光^{1,2}

¹华南师范大学广东省高校特种功能光纤工程技术研究中心, 广东 广州 510006;

²华南师范大学信息光电子科技学院, 广东 广州 510006

摘要 提出了一种在 $3/2$ 相位分布上叠加倾斜相位的方法, 并制备了主瓣向旁瓣方向弯曲的减速艾里光束 (DABs)。通过调节叠加相位的倾斜因子, 得到了不同轨迹的 DABs。在圆对称形式下, 叠加圆倾斜相位, 产生了减速圆艾里光束 (CDABs)。通过数值模拟研究了 CDABs 自聚焦及紧聚焦的特性。在自聚焦中, 产生的主瓣包围旁瓣的 CDABs 可用于微粒操控; 紧聚焦时, 类似于加速艾里光束, CDABs 也会产生光链和光针焦点, 但其焦点位置和分布可通过相位倾斜因子进行调节。这些结果为获得新型艾里光束及扩大其应用范围提供了一定的参考。

关键词 物理光学; 衍射理论; 减速艾里光束; 自聚焦; 紧聚焦

中图分类号 O436.1 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP54.082601

Generation and Focusing Property of Circular Decelerating Airy Beams

Hu Di^{1,2}, Ou Xiaoting^{1,2}, Rao Fei^{1,2}, Wang Juanjuan^{1,2}, Huang Xuguang^{1,2}

¹ Specially Functional Fiber Engineering Technology Research Center of Guangdong Higher Education Institutes, South China Normal University, Guangzhou, Guangdong 510006, China;

² School of Information and Optoelectronic Science and Engineering, South China Normal University, Guangzhou, Guangdong 510006, China

Abstract A method based on the superposition of oblique phase in the $3/2$ phase distribution is proposed to generate the decelerating Airy beams (DABs) whose main lobes are bent toward side lobes. By adjusting the obliquity factor of the superposition phase, the DABs with different trajectories are obtained. In the circular symmetry case, the circular DABs (CDABs) are generated by the superposition of circular oblique phase. The self-focusing and tight focusing properties of CDABs are investigated by numerical simulation. In the self-focusing case, the generated CDABs whose side lobes are surrounded by the main lobes can be used in particle manipulation. In the tight focusing case, the CDABs can produce a spot chain or a light needle which behavior is similar to that of the accelerating Airy beams, but the focus position and distribution can be adjusted by the phase obliquity factor. These results provide a reference on obtaining new Airy beams and expanding their applications.

Key words physical optics; diffraction theory; decelerating Airy beams; self-focusing; tight focusing

OCIS codes 260.5950; 050.1960; 120.5060

1 引言

2007年, Siviloglou等^[1]首次在实验上得到了艾里光束。艾里光束由于具有自加速、无衍射及自愈的独特性质而备受青睐。目前, 学者们已成功将艾里光束应用到微粒操控、等离子通道及大气通信等领域^[2]。艾里光束最诱人的特点在于它的自加速特性, 即其在自由空间中传播时, 光斑会在与传输方向垂直的平面内出现横向自加速现象。因此, 如何改变艾里光束弯曲的轨迹成为科研人员的研究热点之一^[3]。

收稿日期: 2017-04-05; **收到修改稿日期:** 2017-04-14

基金项目: 教育部长江学者和创新团队发展计划(IRT13064)、广东省自然科学基金(2014A030313446)

作者简介: 胡迪(1991—), 女, 硕士研究生, 主要从事无衍射光束的产生及应用方面的研究。E-mail: hudi@m.scnu.edu.cn

导师简介: 黄旭光(1962—), 男, 博士, 教授, 主要从事光纤通信与传感、纳米光子学等方面的研究。

E-mail: huangxg@scnu.edu.cn(通信联系人)

2008年, Siviloglou等^[4]通过旋转傅里叶透镜改变其与系统光轴间的横向位移,使光束具有不同的发射角(或初速度),得到了弯曲程度不变,而抛物轨迹与发射角有关的一维艾里光束;2009年, Dolev等^[5]通过改变非线性光子晶体的温度及不同非线性过程间的转换,从而改变了艾里光束的加速方向;2010年, Hu等^[6]通过控制高斯光束和立方相位膜片的相对位置,成功获得了水平距离和高度都可控的二维艾里光束;2011年, Ye等^[7]发现,通过光诱导改变晶体梯度折射率可实现对一维和二维艾里光束的加速控制;同年, Greenfield等^[8]提出一种产生不同凹形加速传输光束的简便方法,即通过设计空间光调制器的相位分布,得到不同预设轨迹的一维加速光束;2015年, Zhang等^[9]在理论上研究了具有不同初始速度的一维和二维艾里光束,实现了其加速和减速轨迹的控制。

在上述方法中,改变入射角和高斯光束位置的方法较易实现,但要加入机械控制部分,增加了系统的复杂性,且改变初始速度的方法不适用于产生圆对称艾里光束;改变非线性光子晶体的温度和晶体梯度折射率的方法,系统实现较为困难;改变相位分布的方法容易实现,但计算相位分布较复杂,针对不同轨迹的加速须重新计算相位分布。

艾里光束通常由高斯光束通过立方相位调制,再经透镜傅里叶变换在其焦面上生成^[1,10]。研究人员也提出了一种利用3/2分布的相位调制法分别生成二维和圆对称艾里光束的简单方法^[11-12]。该方法相对于传统方法可节省 $2f$ (f 为傅里叶透镜的焦距)的系统长度。本文基于3/2相位调制的方法,通过在3/2相位分布上叠加倾斜相位,并改变倾斜因子,以形成不同轨迹的艾里光束。当光束的初始加速方向与传统艾里光束的相反时,称之为减速艾里光束(DABs)。变换的相位分布可通过空间光调制器实现。在该方法中,不但系统占用空间小,简单易行(只要改变原有系统中空间光调制器上的相位分布),而且还适用于形成不同轨迹的圆对称艾里光束。此外,本文还探讨了减速圆艾里光束(CDABs)的自聚焦、紧聚焦特性以及紧聚焦条件下倾斜因子对焦点分布和聚焦位置的影响。通过数值模拟,分别产生了主瓣包围旁瓣的CDABs及链状、超长针形的聚焦光斑。该方法可应用于光微粒操控及光成像^[13]等领域。

2 理论和方法

在利用3/2分布的相位板产生艾里光束的方法中,零点为入射初始面(即相位板)上艾里光束主瓣的位置, x 为 X 轴方向上的偏移量。为使艾里光束的轨迹为 $c_1(z) = -az^2$ (a 为加速参数, z 为传播距离),所需相位板的分布为 $\varphi_1 = 8\pi a^{1/2}(b^{3/2} - \zeta^{3/2})/(3\lambda)$,其中 b 为相位板的宽度, ζ 为相位板上点与零点间的距离, λ 为波长,如图1(a)所示。当加上倾斜因子为 $t(t>0)$ 的倾斜相位分布 $\varphi_t = 2\pi\zeta t/\lambda$ 后,总相位为 $\varphi_2 = \varphi_1 + \varphi_t$,轨迹为 $c_2(z)$,该光束为斜艾里光束。设斜艾里光束主瓣传输轨迹的切线与 Z 轴的夹角为 θ_2 ,如图1(a)所示,则有^[14]

$$\frac{d\varphi_2(\zeta)}{d\zeta} = k \sin \theta_2, \quad (1)$$

$$\tan \theta_2 = dc_2(z)/dz, \quad (2)$$

$$c'_2(z) = \frac{c_2(z) - \zeta}{z}, \quad (3)$$

式中 k 为波矢大小。由(1)~(3)式得

$$c_2(z) = \zeta + z \frac{t - 2\sqrt{a\zeta}}{\sqrt{1 - (t - 2\sqrt{a\zeta})^2}}. \quad (4)$$

假设加上倾斜相位分布前后,艾里光束处于同一高度 z_0 时的截面分布来自相位板上与零点距离为 ζ_0 的点的贡献(即艾里光束与斜艾里光束的轨迹在同一高度处的切线相交于相位板上的同一点),如图1(a)、(b)所示。由艾里光束满足的条件 $c_1(z_0) = -az_0^2$ 及 $[dc_1(z)/dz]_{z=z_0} = [c_1(z_0) - \zeta_0]/z_0$ 可得 $\zeta_0 = az_0^2$,代入(4)式可得

$$c_2(z_0) = az_0^2 + \frac{z_0(t - 2az_0)}{\sqrt{1 - (t - 2az_0)^2}}, \quad (5)$$

则斜艾里光束的轨迹方程为

$$c_2(z) = az^2 + \frac{z(t - 2az)}{\sqrt{1 - (t - 2az)^2}} \quad (6)$$

当 $t=0$ 且 $(az)^2 \ll 1$ 时, $c_2(z) \approx -az^2$ 为一般艾里光束的轨迹方程。实际上, (6) 式也在 $(az)^2 \ll 1$ 时成立。下面验证在一维情况下该假设能否较好地表征斜艾里的轨迹。取相位板的尺寸为 $2.5 \text{ mm} \times 2.5 \text{ mm}$, 加速度 $a = 10^{-4} \text{ mm}^{-1}$, 波长 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, 观察距离为 $10 \sim 160 \text{ mm}$, 满足 $(az)^2 \ll 1$ 。利用 Matlab 软件模拟了斜艾里光束的传输轨迹, 如图 1(c) 所示, 其中相位调制面上所取的精度为 $0.5 \mu\text{m}$ 。图 1(c) 中虚线为按照 (6) 式作出的轨迹图, 可以看到, 虚线能很好地与模拟的传输图吻合, 表明 (6) 式能较准确地表示斜艾里光束主瓣的运动轨迹。在 $z = 130 \text{ mm}$ 的截面观察一维艾里光束的光强分布 I , 发现当传播相同的距离时, 不同倾斜因子的斜艾里光束具有相同的截面光强分布。由于 $3/2$ 相位板产生的艾里光斑来自入射光(单位平面波或高斯光束)经过相位板后的相长干涉, 在不同的传输距离上, 艾里光束的横截面光强分布有所差异, 相同的截面光强分布很好地验证了同一高度 z_0 的艾里光束分布来自相位板上同一点的贡献这一假设。

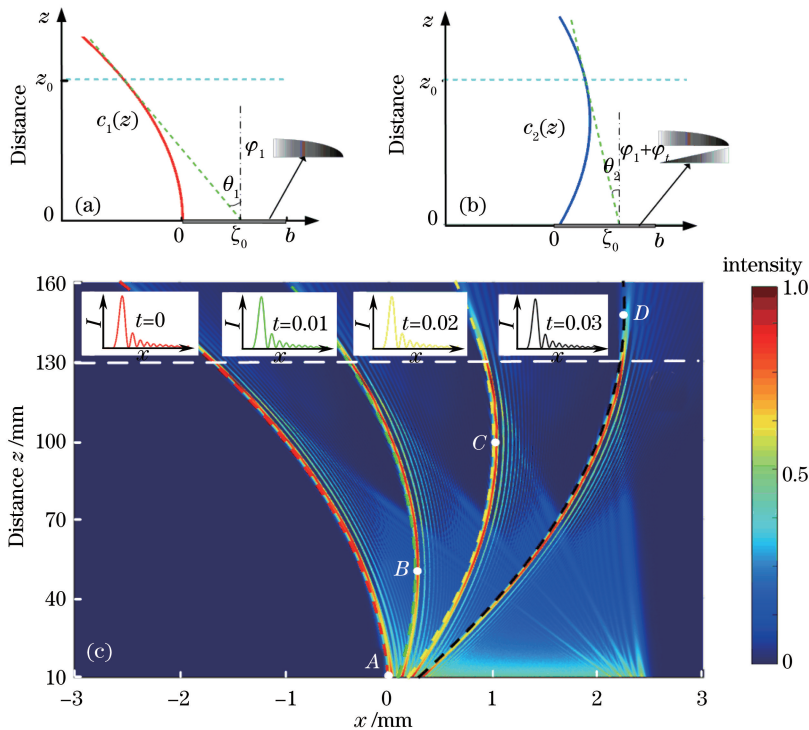


图 1 叠加倾斜相位 (a) 前、(b) 后艾里光束的几何传输模型; (c) 不同倾斜因子的斜艾里光束的传输轨迹

Fig. 1 Geometrical propagation model for Airy beams (a) before and (b) after superposition of oblique phases; (c) propagation trajectories of oblique Airy beams with different obliquity factors

将主瓣横向偏移最大的点称为拐点, 如图 1(c) 中的点 A、B、C、D 所示。将 (6) 式对 z 求导并令其等于 0, 解得 $z = t/(2a)$, 拐点在入射面以上 ($z > 0$), 此时偏移量 $x = t^2/(4a)$ 。在拐点以下, 斜艾里光束向旁瓣的方向弯曲, 与一般加速艾里光束的弯曲方向相反; 拐点以后, 斜艾里光束的弯曲方向与一般艾里光束的相同, 可称这种光束为 DABs。一般加速艾里光束的拐点在入射初始面上。实际上, 如果取倾斜因子 $t < 0$, 斜艾里光束的弯曲方向与一般加速艾里光束的相同, 且速度更大, 拐点处于入射面以下 ($z < 0$)。这里只讨论 $t > 0$ 的斜艾里光束, 即 DABs。

3 聚焦特性

3.1 自聚焦

在拐点以下, 利用 DABs 朝旁瓣方向弯曲的特性, 可以产生主瓣包围旁瓣的 CDABs。分别用图 2(a)、(b) 所示的相位分布, 产生加速圆艾里光束 ($t=0$) 和 CDABs ($t>0$)。相位分布分别为

$$\varphi_1 = \frac{8\pi\sqrt{a}}{3\lambda} [r_2^{3/2} - (\zeta - r_1)^{3/2}], \quad \zeta \geq r_1, \quad (7)$$

$$\varphi_2 = \varphi_1^{(1)} + \varphi_t = \frac{8\pi\sqrt{a}}{3\lambda} [r_2^{3/2} - (r_1 + r_2 - \zeta)^{3/2}] + \frac{2\pi t}{\lambda} (r_1 + r_2 - \zeta), \quad \zeta \geq r_1, \quad (8)$$

式中 r_1 为相位板的内径; r_2 为相位板的宽度; $\varphi_1^{(1)}$ 为 φ_1 坐标变换后的 $3/2$ 相位分布, 如图 2(b) 中上方的相位分布所示。中心部分 ($\zeta < r_1$) 不定义相位, 且用硬光阑遮挡, 则两种艾里光束的轨迹分别为

$$c_1(z) = r_1 - az^2, \quad (9)$$

$$c_2(z) = r_1 + r_2 - \left[az^2 + \frac{z(t - 2az)}{\sqrt{1 - (t - 2az)^2}} \right]. \quad (10)$$

在图 2 中, φ_m 代表相位分布的最大值, 实际的相位分布为 $\varphi_1^{(1)}$ 和 φ_t 的叠加, 中心部分 (半径为 r_1) 不定义相位。可用空间光调制器实现不同相位的变换。两种艾里光束在初始面的半径分别为 $r_1, r_1 + r_2$ 。取 $r_1 = 1 \text{ mm}, r_2 = 1.2 \text{ mm}$, 加速度 $a = 0.1 \text{ m}^{-1}$, 则焦点 $z_f = \sqrt{r_1/a} = 0.1 \text{ m}$ 。为保证两光束在同一点聚焦, 即在焦点 z_f 处满足 $c_1(z_f) = c_2(z_f) = 0$, 取 $t = 0.032$ 。图 2(c)、(d) 所示为两光束传输过程的轨迹图, 零点为圆艾里光束入射初始面圆心的位置。入射单位平面波经过环形硬光阑, 中心和边缘的光被遮挡, 再由相位板进行调制, 形成艾里光束。在 $z = 50 \text{ mm}$ 的截面处分别观察两光束, 得到如图 2(e)、(f) 所示的光强分布, 其中 y 为 Y 轴方向上的偏移量, 可以看到, CDABs 的旁瓣被包围在主瓣内。

在光学微操纵中, 散射力使微粒沿光传播的方向推进, 而梯度力对微粒的作用将使微粒被光能量聚集或驱离。文献[15-16]报道了使用艾里光束的这两种作用力来操控微粒。图 2(f) 中生成的 CDABs, 旁瓣被包围在主瓣内部, 在微粒操控领域会比传统加速圆艾里光束的效果更好。如操控高吸收型微粒时, 来自光的梯度力使微粒被捕获在最近的光强极大处。利用传统加速艾里光束时, 由于其旁瓣分布在外, 即使旁瓣携带能量很少, 也会使部分粒子散布在旁瓣而不集中^[16-17]。而旁瓣被内包围的 CDABs 会使微粒紧紧聚集在主瓣

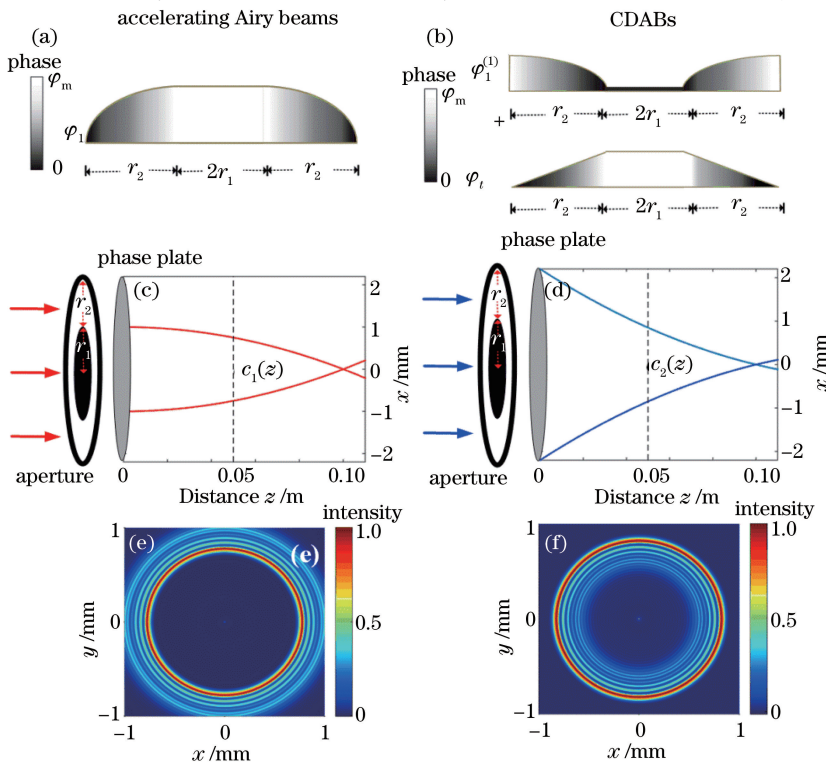


图 2 加速圆艾里光束和 CDABs 的对比。(a)(b) 圆对称相位分布的侧面图; (c)(d) 传输轨迹;

(e)(f) $z = 50 \text{ mm}$ 处横截面的归一化光强分布

Fig. 2 Contrast between accelerating Airy beams and CDABs. (a)(b) Side views of circularly symmetric phase distribution; (c)(d) propagation trajectories; (e) (f) normalized cross-sectional intensity distributions at $z = 50 \text{ mm}$

内部,粒子捕获更稳定、精确。

3.2 紧聚焦

下面探讨倾斜因子 t 分别对旁瓣被外、内包围的 CDABs 大数值孔径透镜聚焦特性的影响。透镜的数值孔径设为 0.95, 为方便表示, 焦距 f 设为 1 个单位。则相位板的宽度、光束的传输距离、加速度与后文中采用的相对参数间的对应关系为: $r_1 = r_{1r} \cdot f, r_2 = r_{2r} \cdot f, z = z_r \cdot f, a = a_r/f$ 。

用以产生旁瓣外包围的 CDABs 的圆对称相位分布如图 3 所示, 为 $3/2$ 分布和倾斜分布的叠加。相位板有定义相位部分的宽度设为 $r_{2r} = 1$, 中心未定义相位部分的半径为 r_{1r} , 艾里光束的加速度设为 $a_r = 10^{-4}$, 透镜置于 $z_r = 7.6$ 处。倾斜因子 t 分别取 0.0095、0.0152、0.0177, r_{1r} 分别取 0.52、0.24、0。

图 4(a1)~(a3) 分别代表三组取值下的 CDABs 在透镜入射面的强度分布, 其中 X, Y 为 X 轴、 Y 轴坐标。采用 Richards-Wolf 矢量衍射理论^[18] 计算紧聚焦焦点的强度分布, 假设入射光为线偏振光, 图 4(b1)~(b3) 所示为焦点附近的强度分布, z^f 代表与焦点间的距离。对于线偏振光, 聚焦面光场亦只有线偏分量。

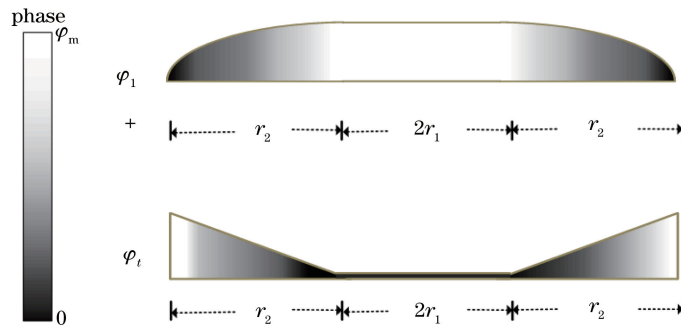


图 3 产生旁瓣外包围的 CDABs 的相位分布

Fig. 3 Phase distribution used to generate CDABs with outer side lobes

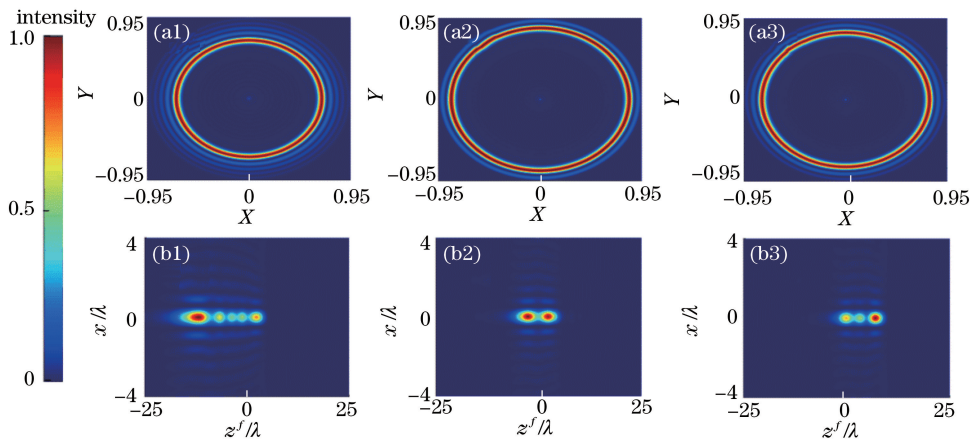


图 4 三组不同倾斜因子的 CDABs 在(a1)(a2)(a3)入射面及(b1)(b2)(b3)焦点附近的光强分布

Fig. 4 Intensity distributions of CDABs with three different obliquity factors (a1) (a2)(a3)

at incident plane and (b1) (b2)(b3) near focus

可观察到, 三组 CDABs 紧聚焦后在焦点附近均为沿 Z 轴呈链状分布的几个亮光斑; 链状分布亮光斑来自入射面上不同圆环在聚焦点附近的干涉, 其个数等于入射面上圆环的个数。当倾斜因子 t 较小时 ($t = 0.0095$), 头部光斑为最强的亮斑; 当 t 增大到某一个值 ($t = 0.0152$) 时, 头部和尾部光斑皆为最强光斑; 当 t 继续增大时 ($t = 0.0177$) 时, 尾部光斑变为最强。这与文献^[19]中所述的头部和尾部光斑皆为最强光斑的对称分布情况存在差异。原因在于, 文献^[19]中入射面为一般加速艾里光束的初始面, 艾里光束的切线平行于 Z 轴, 本文用 $3/2$ 相位板产生艾里光束, 为保证较好的波形分布, 所取的初始面为传输一定距离后的艾里光束, 此时切线与 Z 轴有一定夹角, 会对聚焦光斑产生影响。当倾斜因子 t 导致的发散与加速度 a 导致的会聚的影响相同时, 切线与 Z 轴平行, 焦斑对称。否则, 入射光束在聚焦初始面有会聚或发散的趋势, 导致产生不对称的聚焦光斑。 $t = 0.0095$ 时, 加速度 a 的作用较大, 光束在聚焦初始面具有会聚能力, 焦斑的中心在

焦点以前,且头部光斑最强,如图 4(b1)所示; $t=0.0152$ 时,二者的作用相当,焦斑中心接近焦点,头、尾部光斑对称,如图 4(b2)所示; $t=0.0177$ 时,倾斜因子 t 的作用较大,光束在聚焦初始面具有发散能力,焦斑的中心在焦点以后,且尾部光斑最强,如图 4(b3)所示。

聚焦光斑中的亮斑个数与入射面上圆环的个数有关,光斑的亮暗分布与倾斜因子有关,故可以通过调节入射面的位置及倾斜因子,得到不同分布的光斑。将光斑应用于微粒操控时,可根据需要对微粒排布的个数、分布进行操控。链状光斑也可应用于光学显微镜中,如在光片显微镜中,通常用针形光斑照射样品,通过横向位移样品,使样品中的一个薄片被照射,从而减少光毒性,提高成像速度。用链状光斑代替针形光斑^[20],可将最大光强的光斑调节在需要重点成像的区域,减小了直接照射区域,从而进一步减少了光毒性。相对于一般加速圆艾里光束的紧聚焦,在 CDABs 的紧聚焦中,可以通过调节倾斜因子来改变焦斑的形状和聚焦位置,以达到不同的实验要求。

下面讨论主瓣包围旁瓣的 CDABs 的紧聚焦特性,用图 5 所示的相位分布产生所需光束。有定义相位的部分的宽度设为 $r_{2r}=1$,中心未定义相位部分的半径为 $r_{1r}=0$,透镜置于 $z_r=17.4$ 处,艾里光束的加速度设为 $a=10^{-3}$ 。

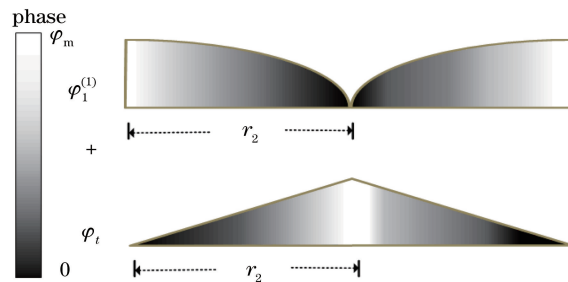


图 5 产生旁瓣内包围的 CDABs 的相位分布

Fig. 5 Phase distribution used to generate CDABs with cohesive side lobes

图 6(a1)~(a3)所示为倾斜因子 t 分别取 0.0316、0.0348、0.0379 时聚焦初始面的光强分布图,其主瓣的

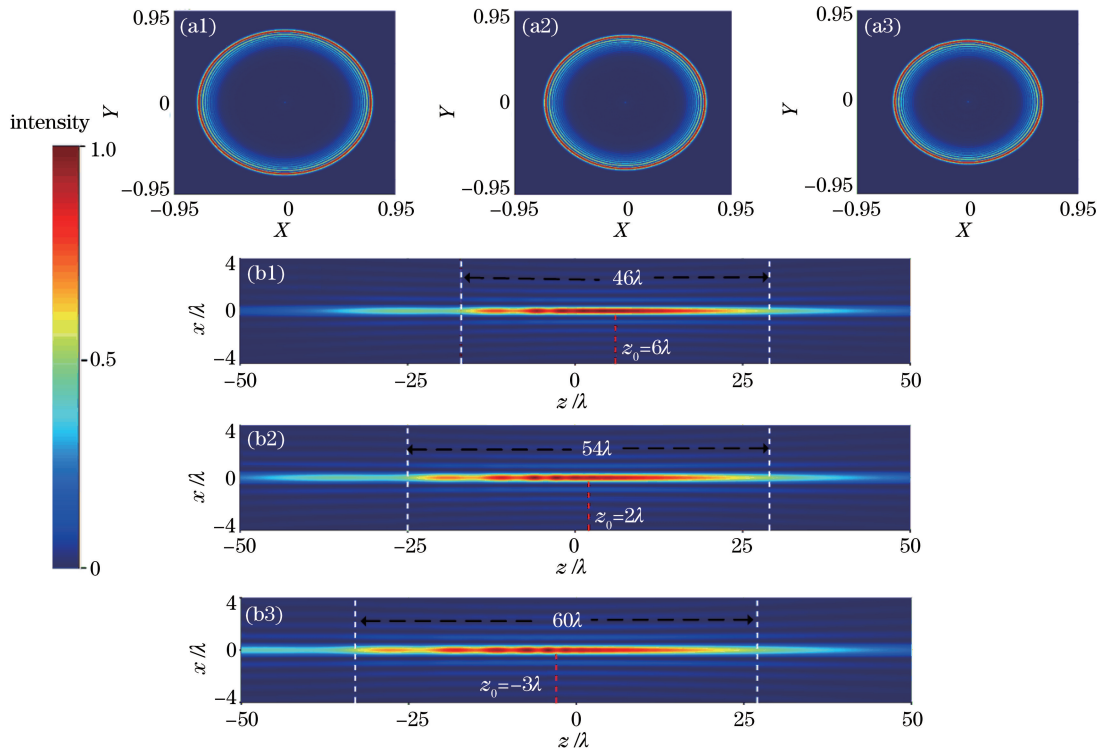


图 6 三组不同倾斜因子的 CDABs 在(a1) (a2)(a3)入射面及(b1) (b2)(b3)焦点附近的强度分布

Fig. 6 Intensity distributions of CDABs with three different obliquity factors (a1) (a2)(a3)

at incident plane and (b1) (b2)(b3) near focus

相对半径分别为 0.74、0.69、0.63。图 6(b1)~(b3)所示为相应的紧聚焦后焦点附近的强度分布图。可观察到聚焦后焦点呈超长光针分布,光针实际上是一个个紧密排布的光斑产生的效果。且半径越小,光针越长,半径由 0.74 减小为 0.63 时,光针的半峰全宽也由 46λ 增长到 60λ ,该规律在一般加速圆艾里光中也存在^[19]。除此之外,可以观察到,随着 t 的增大,光针中心向靠近透镜的方向移动。

主瓣包围旁瓣的 CDABs,只需通过改变初始相位的倾斜因子,便可改变紧聚焦后光针的长度及位置。对于一般圆艾里光束,改变其在傅里叶透镜焦面上的半径,就可改变其紧聚焦后光针的长度^[19]。相对而言,本文中的方法更简单方便。鉴于光针在光成像方面的优势^[21-22],如在光片显微镜中,灵活的光针长度和位置能更方便地实现对所需要的位置成像,因此该 CDABs 具有一定的研究价值。

4 结 论

提出了一种产生不同轨迹艾里光束的简便方法,即在 $3/2$ 相位分布的基础上叠加倾斜相位分布。当倾斜因子 $t > 0$ 时,可产生主瓣向旁瓣方向弯曲的 DABs。相对于其他产生不同轨迹的艾里光束的方法,该方法简单易行,且可生成主瓣包围旁瓣和旁瓣包围主瓣的 CDABs。其中主瓣包围旁瓣的自聚焦艾里光束可用于光微粒操控,由于其内聚的旁瓣,相对于一般加速圆艾里光束,其可使被操控的粒子更加聚集。通过数值模拟,研究了旁瓣内包围和外包围的 CDABs 紧聚焦的特性,分别得到了形状位置可调的链状光斑和光针焦点。这些结果对于光操纵和光成像具有一定的应用价值。

参 考 文 献

- [1] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, *et al.* Observation of accelerating Airy beams[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(21): 213901.
- [2] Chen Zhigang, Xu Jingjun, Hu Yi, *et al.* Control and novel applications of self-accelerating beams[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1026009.
陈志刚, 许京军, 胡毅, 等. 自加速光的调控及其新奇应用[J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1026009.
- [3] Cheng Zhen, Chu Xingchun, Zhao Shanghong, *et al.* Research progress of Airy beam's propagation trajectory control[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(6): 060002.
程振, 楚兴春, 赵尚弘, 等. 艾里光束传输轨迹控制方法的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(6): 060002.
- [4] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, *et al.* Ballistic dynamics of Airy beams[J]. Optics Letters, 2008, 33(3): 207-209.
- [5] Dolev I, Ellenbogen T, Arie A. Switching the acceleration direction of Airy beams by a nonlinear optical process[J]. Optics Letters, 2010, 35(10): 1581-1583.
- [6] Hu Y, Zhang P, Lou C, *et al.* Optimal control of the ballistic motion of Airy beams[J]. Optics Letters, 2010, 35(13): 2260-2262.
- [7] Ye Z, Liu S, Lou C, *et al.* Acceleration control of Airy beams with optically induced refractive index gradient[J]. Optics Letters, 2011, 36(16): 3230-3232.
- [8] Greenfield E, Segev M, Walasik W, *et al.* Accelerating light beams along arbitrary convex trajectories[J]. Physical Review letters, 2011, 106(21): 213902.
- [9] Zhang Y, Belić M R, Sun J, *et al.* Controllable acceleration and deceleration of Airy beams via initial velocity[J]. Romanian Reports in Physics, 2015, 67(3): 1099-1107.
- [10] Cheng Zhen, Zhao Shanghong, Chu Xingchun, *et al.* Research progress of the generation methods of Airy beam[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(3): 030008.
程振, 赵尚弘, 楚兴春, 等. 艾里光束产生方法的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(3): 030008.
- [11] Cottrell D M, Davis J A, Hazard T M. Direct generation of accelerating Airy beams using a $3/2$ phase-only pattern[J]. Optics Letters, 2009, 34(17): 2634-2636.
- [12] Davis J A, Cottrell D M, Zinn J M. Direct generation of abruptly focusing vortex beams using a $3/2$ radial phase-only pattern[J]. Applied Optics, 2013, 52(9): 1888-1891.

- [13] Xu Hao, Zhang Yunhai, Zhang Xin, *et al.* Airy beam light sheet microscopy with deconvolution[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(3): 0318003.
徐 豪, 张运海, 张 欣, 等. 结合去卷积的艾里光束片状光显微成像研究[J]. *光学学报*, 2017, 37(3): 0318003.
- [14] Froehly L, Courvoisier F, Mathis A, *et al.* Arbitrary accelerating micron-scale caustic beams in two and three dimensions[J]. *Optics Express*, 2011, 19(17): 16455-16465.
- [15] Christodoulides D N. Optical trapping: Riding along an Airy beam[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(11): 652-653.
- [16] Cao R, Yang Y, Wang J, *et al.* Microfabricated continuous cubic phase plate induced Airy beams for optical manipulation with high power efficiency[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(26): 261106.
- [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] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems II. Structure of the image field in an aplanatic system[C]. *Proceedings of the Royal Society of London*, 1959, 253(1274): 358-379.
- [19] Zhu W, She W. Tightly focusing vector circular Airy beam through a hard aperture[J]. *Optics Communications*, 2015, 334: 303-307.
- [20] Zhang P, Goodwin P M, Werner J H. Fast, super resolution imaging via Bessel-beam stimulated emission depletion microscopy[J]. *Optics Express*, 2014, 22(10): 12398-12409.
- [21] Yu W, Ji Z, Dong D, *et al.* Super-resolution deep imaging with hollow Bessel beam STED microscopy[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2015, 10(1): 147-152.
- [22] Yuan G H, Wei S B, Yuan X C. Nondiffracting transversally polarized beam[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(17): 3479-3481.