

文章编号: 1005-5630(2026)02-0075-07

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.202501130005

# 突然自聚焦光在大气湍流传输的性质研究

雷齐俊, 耿滔

(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

**摘要:** 光束在大气湍流中传输时受到的干扰会使光束形状发生畸变, 光强迅速减弱, 从而影响光信号的传输。自聚焦光束能在传输过程中进行自聚焦, 在焦点位置产生极强的光斑。这一特性对光束在大气湍流或其他复杂介质中的传播研究具有重要意义。对比研究了圆环形艾里光束和啁啾环形 Airyprime 光束, 这两种突然自聚焦光束在不同湍流强度条件下的传输性质。利用 Kolmogorov 湍流理论产生大气湍流相位屏, 并采用次谐波补偿法改善相位屏低频信息。仿真结果表明, 在相同湍流强度条件下, 啁啾环形 Airyprime 光束焦点光强峰值衰减大于圆环形艾里光束, 这是因为啁啾环形 Airyprime 光束具有更复杂的光场结构。此外, 在大气湍流传输过程中, 其光束畸变程度大于圆环形艾里光束。

**关键词:** 大气湍流相位屏; Kolmogorov 湍流理论; 突然自聚焦光束; 次谐波补偿; 光束畸变  
**中图分类号:** O436.1 **文献标志码:** A

## Study on the properties of abruptly autofocusing beam propagation in atmospheric turbulence

LEI Qijun, GENG Tao

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

**Abstract:** A light beam can be distorted and experience rapid intensity attenuation, thereby impairing the transmission of optical signals, during propagation through atmospheric turbulence. An autofocusing beam demonstrates autofocusing during propagation, producing an extremely intense spot at its focal point. This property plays a vital role in the study of beam propagation through atmospheric turbulence or other complex media. The transmission properties of two abruptly autofocusing beams, circular Airy beams and chirped ring Airyprime beams, were compared under different turbulence intensities. The Kolmogorov turbulence theory was used to generate the atmospheric turbulence phase screen, and the subharmonic compensation method was employed to improve their low-frequency information. Simulation results indicated that under identical turbulence intensity conditions, the chirped ring Airyprime beam exhibited greater attenuation in its focal spot intensity peak compared to the circular Airy beam, owing to its more

收稿日期: 2025-01-13

基金项目: 上海市自然科学基金(21ZR1443800)

第一作者: 雷齐俊(2000—), 男, 硕士研究生, 研究方向为光场调控。E-mail: [qijun324lei@qq.com](mailto:qijun324lei@qq.com)

通信作者: 耿滔(1978—), 男, 副教授, 研究方向为光场调控。E-mail: [Gengtao@usst.edu.cn](mailto:Gengtao@usst.edu.cn)

complex optical field structure. Furthermore, it exhibited more severe beam distortion than the circular Airy beam, during propagation through atmospheric turbulence.

**Keywords:** atmospheric turbulence phase screen; Kolmogorov turbulence theory; abruptly autofocusing beam; subharmonic compensation; beam distortion

光束在一些特殊环境,如大气湍流<sup>[1]</sup>或复杂介质中传播时,由于介质分布的不均匀以及介质的吸收和散射等因素,其相位和强度会发生不同程度的变化,使光信号的传播受到影响,光束的成像质量<sup>[2]</sup>、功率及稳定性等下降。这也是长距离光通信<sup>[3]</sup>和在介质中进行光捕获<sup>[4]</sup>与操纵<sup>[5]</sup>所要应对的主要难题。为了解决这一问题,研究者最初聚焦于贝塞尔-高斯光和艾里光等无衍射光束。因为这些无衍射光束具有自恢复特性,可以有效抵抗空气干扰的影响。随着研究的深入,研究者发现自聚焦光束也能有效抑制大气湍流带来的影响,使其获得了越来越多的关注<sup>[6-8]</sup>。

光束的自聚焦能力是否与抗大气干扰能力成正比,这一问题目前还没有得到系统性的研究。鉴于此,本文比较研究了圆环形艾里光束(circular Airy beams, CAB)<sup>[9]</sup>和啁啾环形 Airyprime 光束(chirped ring Airyprime beam, CRAPB)<sup>[10]</sup>这两种典型的突然自聚焦光束(abruptly autofocusing beams, AAB)在大气湍流中的传输特性。AAB 是一种特殊的自聚焦光束,其特点是在自由空间传播时,光束在焦点前能保持极低的光强分布,而到达焦点区域时光强会突然提升数十甚至数百倍<sup>[9]</sup>。这种特殊光束可被应用于光动力治疗、光学操控、光通信、激光加工等领域<sup>[11-15]</sup>。相比于 CAB, CRAPB 加入了线性啁啾因子调制。调制后的光束具有更复杂的光场结构,同时其自聚焦能力也得到大幅提升。研究表明,在相同的大气湍流影响下,虽然 CRAPB 具有更强的自聚焦能力,但其在传播过程中光束畸变的程度大于 CAB,使得其焦点峰值光强衰减比例高于 CAB。这说明抗大气干扰能力不单纯取决于光束的自聚焦能力,其光场结构的复杂性也会产生极大的影响。

## 1 研究方法

目前,针对光束在大气湍流中传播的理论研

究工作主要以数值模拟为主,通过 Kolmogorov 湍流理论<sup>[16]</sup>产生一系列随机相位<sup>[17]</sup>附加在光束中进行传播。较为常用的大气湍流相位屏的生成方法有功率反演法<sup>[17]</sup>和 Zernike 多项式展开法<sup>[18]</sup>。其中,功率反演法是根据大气湍流的功率谱密度函数得出的扰动相位,Zernike 多项式展开法是以正交的 Zernike 多项式为展开函数来表示相位波前。本文使用功率反演法来产生大气湍流相位屏,其计算过程是:先生成一个均值为 0、方差为 1 的复高斯随机矩阵;再将大气功率谱函数对复高斯随机矩阵进行滤波处理;最后进行傅里叶逆变换。上述过程的表达式为

$$\phi_{\text{HF}}(x, y) = \sum_{k_x} \sum_{k_y} \mathbf{h}(k_x, k_y) \sqrt{F_{\Phi}(k_x, k_y)} \exp[j(k_x x + k_y y)] \Delta k_x \Delta k_y \quad (1)$$

式中:  $\phi_{\text{HF}}(x, y)$  为大气扰动相位;  $\mathbf{h}(k_x, k_y)$  为均值为 0, 方差为 1 的复高斯随机矩阵;  $F_{\Phi}(k_x, k_y)$  为大气功率谱函数,其表达式为

$$F_{\Phi}(k_x, k_y) = 2\pi k^2 \Delta z \Phi(k_r, z) \quad (2)$$

式中:  $k = 2\pi/\lambda$  为波数;  $\Delta z$  为大气湍流薄层厚度;  $\Phi(k_r, z)$  为折射率功率密度函数。本文使用 Kolmogorov 模型的折射率功率密度函数,其表达式为

$$\Phi(k_r, z) = 0.033 C_n^2 k_r^{-11/3} \quad (3)$$

式中:  $C_n^2$  为大气折射率结构函数,表示大气湍流强度;  $k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$  为空间波数,  $k_x$ 、 $k_y$  分别是以  $\Delta k_x = 2\pi/L_x$ ,  $\Delta k_y = 2\pi/L_y$  为间隔的波数范围,其中  $L_x$ 、 $L_y$  为大气扰动相位屏尺寸。由于傅里叶变换自身约束,功率反演后的大气湍流相位屏缺乏低频成分<sup>[19]</sup>,表现为频率向低频方向移动时,功率谱急剧上升,从而导致位于低频区域的信息采样不足。因此,使用次谐波法<sup>[19]</sup>来补偿低频成分。次谐波法的表达式为

$$\phi_{LF}(x, y) = \sum_{p=1}^{N_p} \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 h_p(m, n) \sqrt{F_\Phi(m\Delta k_{xp}, n\Delta k_{yp})} \exp[j(m\Delta k_{xp}x + n\Delta k_{yp}y)] \Delta k_{xp} \Delta k_{yp} \quad (4)$$

式中,  $\Delta k_{xp} = \Delta k_x/3^p$ 、 $\Delta k_{yp} = \Delta k_y/3^p$  为波数间隔,  $p$  为次谐波级数, 表示波数间隔划分次数。每完成一回次谐波补偿, 波数间隔将缩小为原来的  $1/3$ 。因此, 最终的大气扰动相位屏表达式为

$$\phi = \phi_{HF}(x, y) + \phi_{LF}(x, y) \quad (5)$$

式中,  $\phi_{HF}$ 、 $\phi_{LF}$  为大气扰动相位屏的高频成分与低频成分。

## 2 分析讨论

CAB 由一维艾里函数作径向对称获得, 其初始面光场分布<sup>[9]</sup> 为

$$u_{CAB}(r, 0) = CAi\left(\frac{r_0 - r}{w_0}\right) \exp\left(a\frac{r_0 - r}{w_0}\right) \quad (6)$$

式中:  $C$  为振幅常数;  $Ai(\cdot)$  为艾里函数;  $r_0$  为光束的主光环半径;  $w_0$  为缩放比例系数;  $0 < a < 1$  为指数衰减因子。CAB 的初始面光强分布如

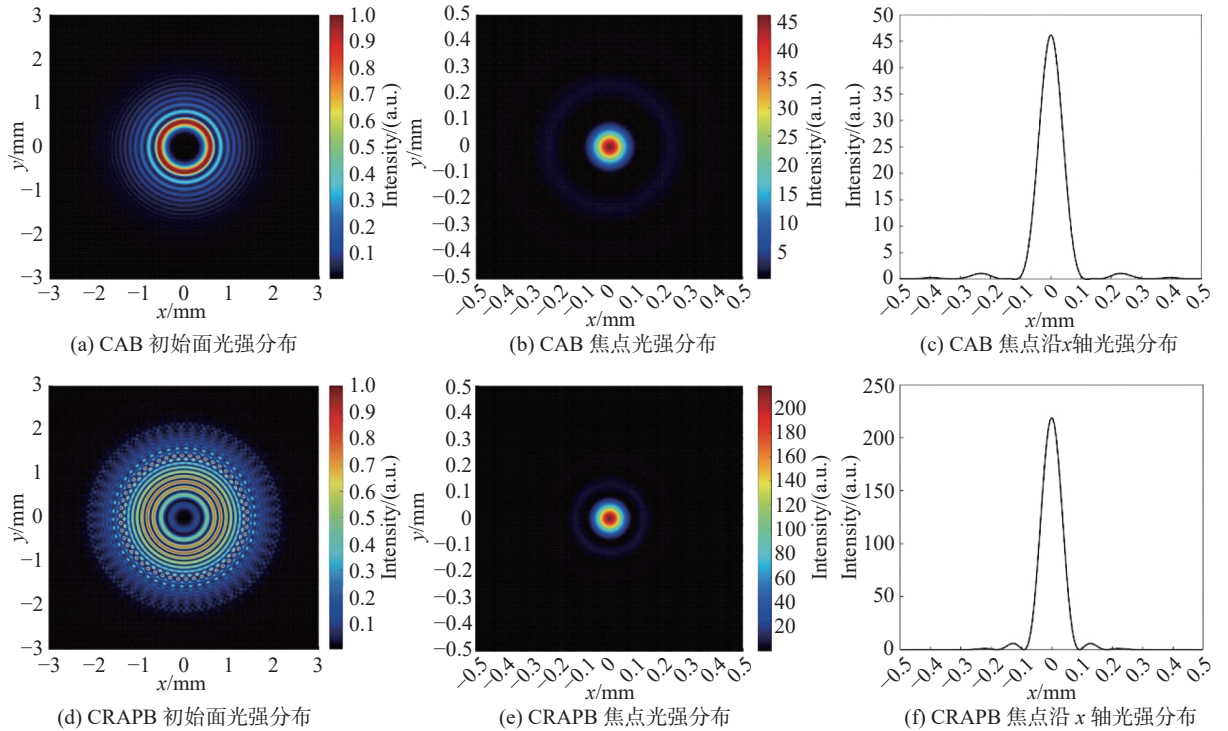


图1 CAB与CRAPB的初始面及焦点光强分布

Fig. 1 The initial surface and focal spot intensity distributions of CAB and CRAPB

图1(a)所示, 光束参数  $r_0 = 0.48$  mm,  $w_0 = 0.1$  mm,  $a = 0.1$ , 波长为 532 nm。CAB 在自由空间自聚焦后的焦斑分布呈圆对称分布, 如图1(b)所示。图1(c)给出了沿  $x$  轴的焦点光强分布, 光强峰值约为 46.3, 焦斑的半高宽约为 0.091 mm。

CRAPB 是由  $N$  个线性啁啾环形 Airyprime 光束组成, 其中第  $N$  个线性啁啾环形 Airyprime 光束是由线性啁啾 Airyprime 光束在初始平面绕坐标  $(b, b)$  旋转  $\theta = 2\pi/N$  得到。线性啁啾 Airyprime 光束的初始面表达式<sup>[10]</sup> 为

$$u(x, y, 0) = A \exp\left(\frac{ax}{w_0} + \frac{ic_1x}{w_0}\right) Ai'\left(\frac{x}{w_0}\right) \exp\left(\frac{ay}{w_0} + \frac{ic_1y}{w_0}\right) Ai'\left(\frac{y}{w_0}\right) \quad (7)$$

式中:  $A$  为振幅常数;  $c_1$  为线性啁啾因子;  $Ai'(\cdot)$  为艾里函数的微分运算。所以, CRAPB 的总表达式为

$$u_{CRAPB}(x, y, 0) = \sum_{n=1}^N E(x_n, y_n, 0) \quad (8)$$

式中,  $x_n$ 、 $y_n$  的表达式分别为

$$x_n = \frac{x \cos \theta_n - y \sin \theta_n + b}{w_0}, y_n = \frac{x \sin \theta_n + y \cos \theta_n + b}{w_0} \quad (9)$$

图 1(d) 给出了 CRAPB 的初始面光强分布, 图 1(e) 和 (f) 分别给出了 CRAPB 在自由空间中的焦点光强分布以及沿  $x$  轴的焦点光强分布。光束参数为:  $b = 0.25$ ,  $c_1 = -0.5$ ,  $N = 50$ , 波长、 $w_0$  和  $a$  与 CAB 的相同。为便于比较, 设两光束的初始面最大光强值为 1。从图 1(a) 和 (d) 可知, 相比于 CAB, CRAPB 的初始面旁瓣光斑形状结构复杂, 且光束直径大, 但聚焦后焦斑仍然呈圆对称分布。其焦点光强峰值为 219.4, 焦斑的半高宽度略小于 CAB, 约为 0.08 mm。因此, CRAPB 自聚焦能力优于 CAB。

本文使用多层大气湍流相位屏叠加的方法, 对上述两种光束在大气湍流中的传输特性进行了仿真计算。即将光束从初始面传播至观察面的过程分成多个间隔相同部分, 每个间隔的传输距离设置为  $\Delta z$ 。设光束在初始面的光场分布为  $u_0(x, y)$ , 当光束衍射到相位屏前表面时, 对光束附加上大气湍流相位  $\exp(i\phi)$ , 此时位于第 1 个相位屏后表面的光场分布为

$$U(x, y) = u_0(x, y)\exp(i\phi) \quad (10)$$

然后, 使用傅里叶角谱衍射公式计算衍射传播, 衍射距离为  $\Delta z$ , 到达下一相位屏前表面的光场分布为

$$U'(x, y) = F^{-1}\left\{F\{u_0(x, y)\exp(i\phi)\} \exp\left(ik\Delta z\left(1 - \lambda^2\left(f_x^2 + f_y^2\right)/2\right)\right)\right\} \quad (11)$$

依次重复上述步骤直至观察面, 最终可得到光束在大气湍流中传播结果。使用分步衍射计算方法的另一个优点是, 能够直观地看出光束在大气湍流衍射传播过程中, 不同位置光束轮廓的变化。

大气湍流按强度可分为弱湍流、中等强度湍流和强湍流 3 个等级<sup>[20]</sup>, 所对应的范围分别是:  $C_n^2 \leq 1 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ 、 $1 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3} < C_n^2 \leq 1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 、 $C_n^2 > 1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 。本文将采样点数设置为  $N = 512$ , 大气湍流相位屏尺寸为  $L_x = L_y = 6 \text{ mm}$ , 大气湍流薄层厚度  $\Delta z = 100 \text{ mm}$ 。在计算过程中, 为避免  $F_\phi(0, 0)$  的功率谱上升至无穷大, 需要将  $F_\phi(0, 0)$  的值设置为 0。对相位屏进行低频补偿时, 将次谐波级数  $p$  设置为 3。图 2 给出了 Kolmogorov 模型在不同折射率结构函数下的大气湍流相位屏。图 2(a)、(b) 和 (c) 分别表示  $C_n^2 = 5 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 、 $C_n^2 = 5 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ 、 $C_n^2 = 5 \times 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$  时的大气湍流相位屏。由图 2 可知, 折射率结构函数越大, 相位屏起伏越大。相位起伏位置具有随机性, 能够模拟出大气在自由空间中的随机变化。

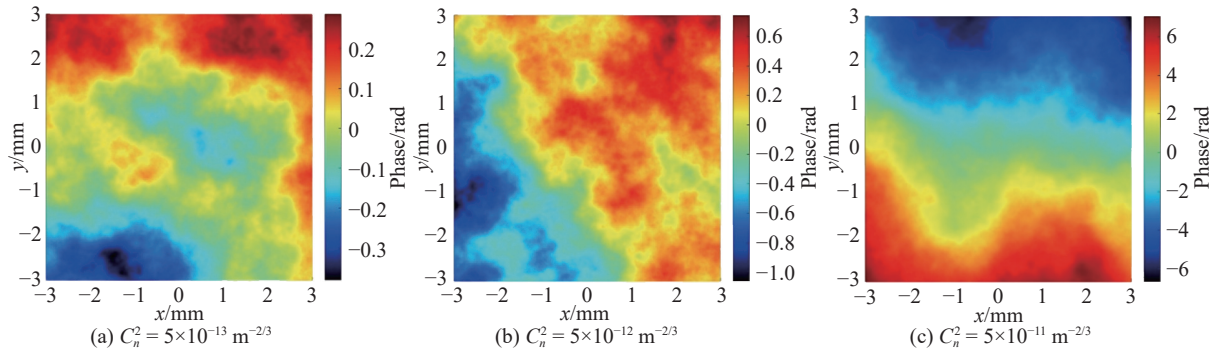


图 2 不同折射率结构函数下 Kolmogorov 模型的大气湍流相位屏

Fig. 2 The atmospheric turbulence phase screen under different refractive index structure parameters in the Kolmogorov model

图 3 和图 4 分别给出了 CAB 和 CRAPB 在 3 种不同折射率结构函数条件下的焦点光强分布情况。从图 3 和图 4 的 (a)~(c) 可以观察到: 随着大气干扰增强, 焦斑形状逐渐变形, 无法再保持圆对称分布; 其形状大小受大气干扰影响相对较小, 随大气干扰增强略有增大; 焦点位置逐渐偏离光轴位置, 偏移距离与大气湍流强度成正

比。而焦点光强峰值受大气干扰影响较大, CAB 在不同程度大气干扰下的焦点光强峰值依次下降 45.88、38.75、12.56, 对应光强下降百分比约为 0.9%、16.3%、72.8%; CRAPB 的焦点光强峰值依次下降 215.46、176.65、52.06, 对应光强下降百分比约为 1.79%、19.48%、76.2%。上述现象表明, 大气湍流并未改变光束的自聚焦

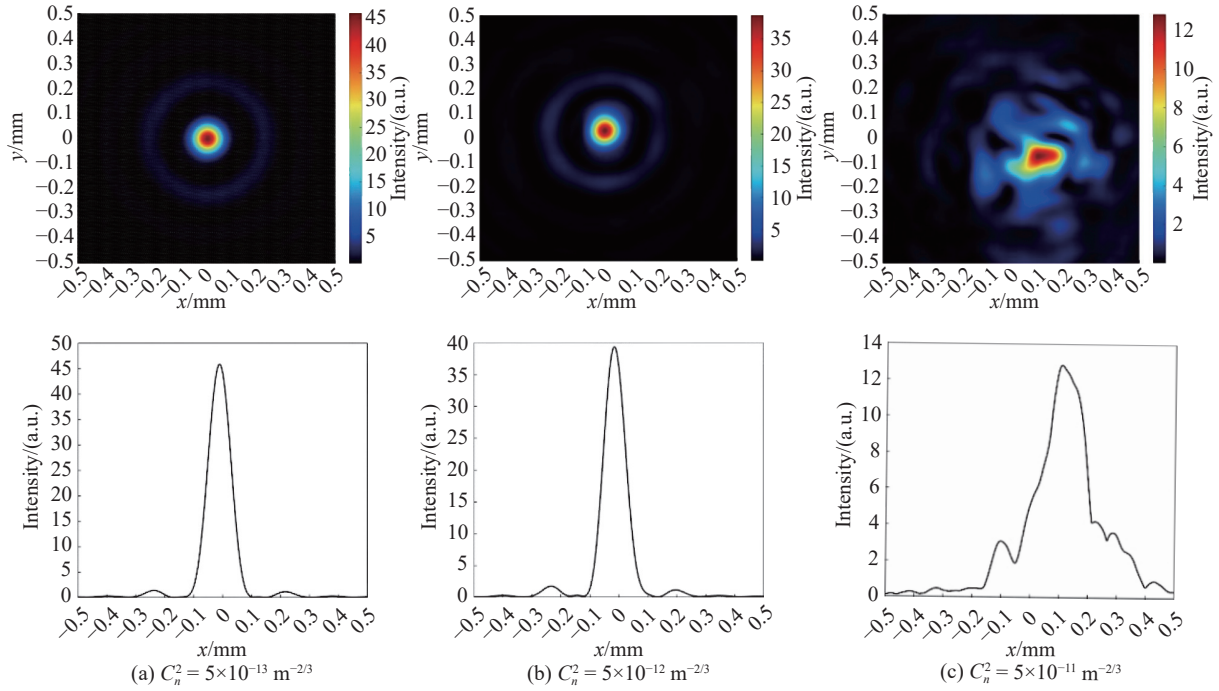


图 3 CAB 在 3 种不同折射结构函数条件下焦斑光强分布

Fig. 3 The focal spot intensity distribution of CAB under three different refractive index structure functions

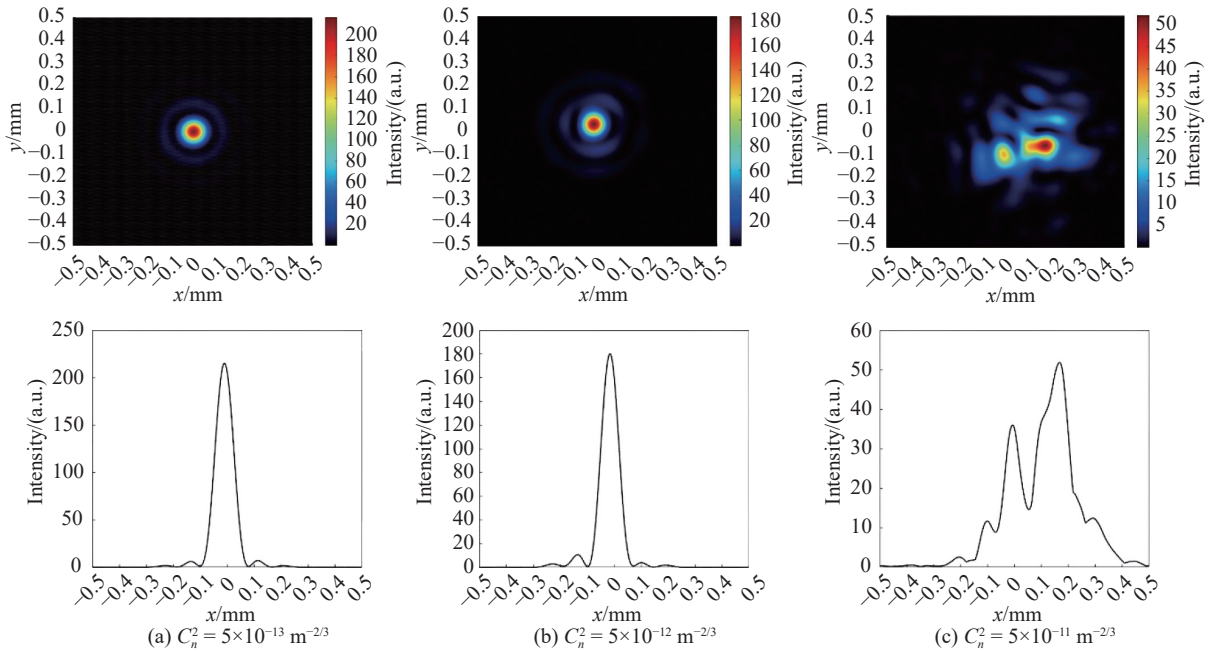


图 4 CRAPB 在 3 种不同折射结构函数条件下焦斑光强分布

Fig. 4 The focal spot intensity distribution of CRAPB under three different refractive index structure functions

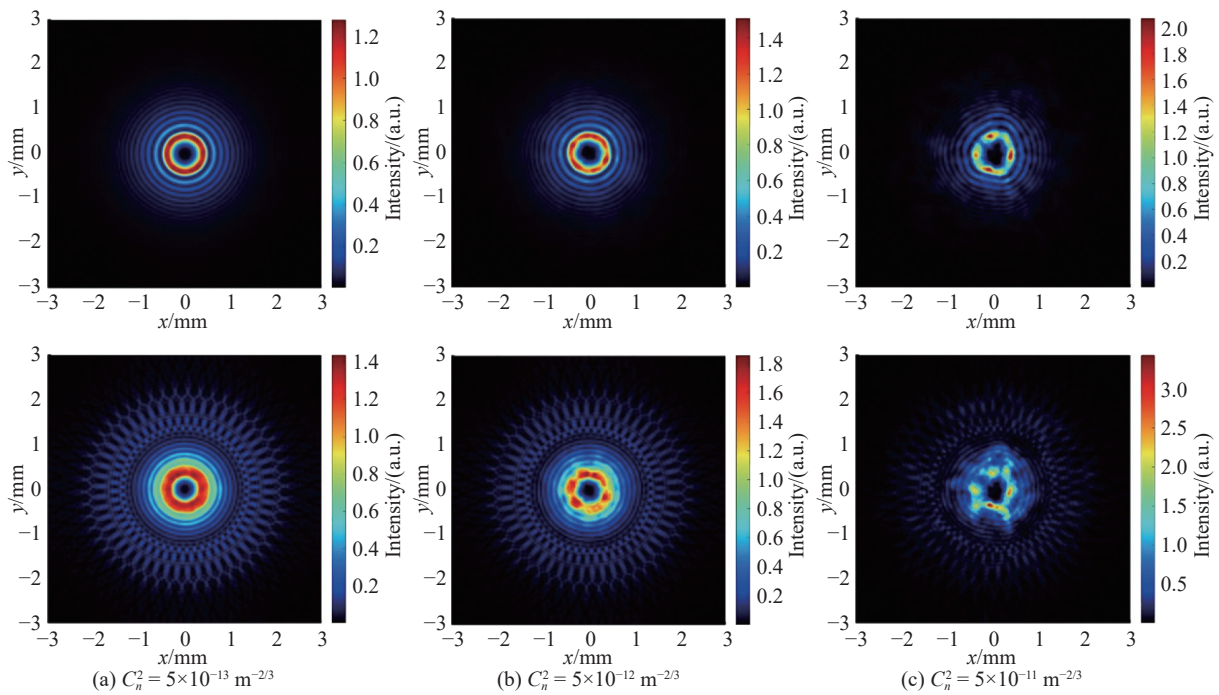
性质, 但对自聚焦能力产生较大干扰, 且 CRAPB 更易受到大气扰动的影响。

图 5 为 CAB 和 CRAPB 在 3 种不同折射率结构函数条件下, 传播至 300 mm 处的光强

分布。从图 5(a)中可以观察到, 在  $C_n^2 = 5 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$  大气湍流条件下, 两光束结构完整, 光环强度有轻微起伏。随着湍流强度的增大, 在  $C_n^2 = 5 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$  时, 两光束的光环光强起伏

明显, 光环出现畸变, 不再呈圆对称结构, 但仍保持环状特征。此外, 可以观察到 CRAPB 主光环的光强度分布不均匀, 起伏大于 CAB。当湍流强度达到  $C_n^2 = 5 \times 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$  时, 两光束出现明显畸变, 且 CRAPB 光束的畸变情况较 CAB 的更为显著, 其环状结构已被破坏。这是由于在初始平面上, CAB 的有效面积要大于 CRAPB, 因此在聚焦前半段过程中受到的大气干扰更为严重。更关键的是, 由于 CRAPB 的旁瓣光环形状小且分布密集, 这些旁瓣光环将更容易受到大气

湍流的影响产生光束畸变, 使得旁瓣光环变得弥散, 导致旁瓣光强在传播的过程中迅速减小。这是一个持续的过程, 弥散的程度随着光束的传播距离增大而一直累加, 最终导致光束质量严重下降。虽然 CRAPB 具有更强的自聚焦能力, 但其具有复杂的光场结构, 受到大气干扰后更难保持其原有环状结构, 且光斑光强降低会导致自聚焦能力受到更大的影响。因此, 在评估光束的抗大气干扰能力时需要同时考虑光束的自聚焦能力及光场本身结构复杂程度的影响。



第一行为 CAB, 第二行为 CRAPB 在不同湍流强度下, 传播至 300 mm 处的光强分布。

图 5 CAB 和 CRAPB 在不同湍流条件下传播至 300 mm 的光强分布

Fig. 5 The intensity distribution of CAB and CRAPB propagating to 300 mm under different turbulence conditions

### 3 结 论

本文对 CAB 和 CRAPB 在不同大气湍流情况下的自聚焦特性进行了仿真模拟。首先, 在焦点位置上, CRAPB 的焦斑峰值强度下降比例高于 CAB, 且背景杂光面积小于 CAB。两种光束在大气湍流的影响下, 焦斑位置都发生偏移, 在较强的湍流影响下, CRAPB 偏移量略小于 CAB。此外, 在 3 种不同大气湍流中传播时, 大气湍流并未改变光束的自聚焦性质, 显示出自聚焦光束的抗干扰能力。两光束在 3 种不同大气湍流条件下传播至 300 mm 处的仿真结果表明,

在大气湍流强度相同时, 结构复杂的光束更容易发生畸变, 旁瓣光环更容易变得弥散, 导致旁瓣光强减小, 聚焦后焦斑光强出现更大幅度的下降。因此, 抗大气干扰能力不单纯取决于光束的自聚焦能力, 其光场结构的复杂性也会产生很大的影响。这些仿真结果对于自聚焦光束在光通信传输、生物组织介质中成像、光操控等应用领域的研究具有一定的借鉴意义。

#### 参考文献:

[1] KLUG A, PETERS C, FORBES A. Robust structured light in atmospheric turbulence[J]. Advanced

- Photonics, 2023, 5(1): 016006.
- [ 2 ] 陈欣欣, 苑克娥, 时东锋, 等. 大气湍流对空基光学成像系统影响的仿真研究 [J]. 光学学报, 2022, 42(18): 1 – 9.
- [ 3 ] 吴晓军, 王红星, 李笔锋, 等. 不同传输环境下大气湍流对无线光通信衰落特性影响分析 [J]. 中国激光, 2015, 42(5): 270 – 277.
- [ 4 ] JIANG Y F, CAO Z L, SHAO H H, et al. Trapping two types of particles by modified circular Airy beams[J]. *Optics Express*, 2016, 24(16): 18072.
- [ 5 ] 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.
- [ 6 ] 丛芮, 朱培莹, 刘大军. 光场调控技术及其抗湍流负效应的研究进展 [J]. 光学仪器, 2025, 47(1): 26 – 31
- [ 7 ] YAN X, GUO L X, LI J. Focus tunable vector autofocusing airy vortex beams resist atmospheric turbulence[J]. *Optics Express*, 2024, 32(15): 26245.
- [ 8 ] HU Z H, LIU H L, XIA J, et al. Propagation characteristics of the perfect vortex beam in anisotropic oceanic turbulence[J]. *Applied Optics*, 2020, 59(32): 9956 – 9962.
- [ 9 ] EFREMIDIS N K, CHRISTODOULIDES D N. Abruptly autofocusing waves[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(23): 4045 – 4047.
- [10] ZANG X, DAN W S, ZHOU Y M, et al. Simultaneously enhancing autofocusing ability and extending focal length for a ring Airyprime beam array by a linear chirp[J]. *Optics letters*, 2023, 48(4): 912 – 915.
- [11] MANOUSIDAKI M, PAPA ZOGLOU D G, FARSARI M, et al. Abruptly autofocusing beams enable advanced multiscale photo-polymerization[J]. *Optica*, 2016, 3(5): 525 – 530.
- [12] PAPA ZOGLOU D G, EFREMIDIS N K, Christodoulides D N, et al. Observation of abruptly autofocusing waves[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(10): 1842 – 1854.
- [13] LU W L, SUN X, CHEN H J, et al. Abruptly autofocusing property and optical manipulation of circular airy beams[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(1): 013817.
- [14] JIANG Y F, HUANG K K, LU X H. Radiation force of abruptly autofocusing Airy beams on a Rayleigh particle[J]. *Optics Express*, 2013, 21(20): 24413 – 24420.
- [15] SHOU Q, KUANG W H, LIU M H, et al. Two dimensional large-scale optical manipulation of microparticles by circular airy beams with spherical and oblique wavefronts[J]. *Optics Communications*, 2022, 525: 128561.
- [16] KOLMOGOROV A N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds' numbers[J]. *Doklady Akademiia Nauk SSSR*, 1941, 30: 301 – 305.
- [17] 蔡冬梅, 王昆, 贾鹏, 等. 功率谱反演大气湍流随机相位屏采样方法的研究 [J]. 物理学报, 2014, 63(10): 104217.
- [18] HARDING C M, JOHNSTON R A, LANE R G. Fast simulation of a Kolmogorov phase screen[J]. *Applied Optics*, 1999, 38(11): 2161 – 2170.
- [19] LANE R G, GLINDEMANN A, DAINTY J C. Simulation of a Kolmogorov phase screen[J]. *Waves in Random Media*, 1992, 2(3): 209 – 224.
- [20] DAVIS J I. Consideration of atmospheric turbulence in laser systems design[J]. *Applied Optics*, 1966, 5(1): 139 – 147.

(编辑: 李晓莉)