

doi: 10.3788/gzxb20174607.0701001

部分相干 Airy 光束在大气湍流中的光强演化

柯熙政, 王松

(西安理工大学 自动化与信息工程学院, 西安 710048)

摘 要: 为了利用 Airy 光束的无衍射、自恢复和自弯曲特性抑制大气湍流效应, 实现远距离无线光通信, 对部分相干 Airy 光束在大气湍流中传输时的光强演化进行了研究. 利用高斯-谢尔模型的交叉谱密度函数、广义惠更斯-菲涅尔原理以及 Rytov 相位近似法, 推导了部分相干 Airy 在湍流大气中平均光强的表达式. 分别从传播距离、湍流强度等方面对光强分布的影响进行了模拟仿真, 并对光束自身参数对光强分布的影响进行了相关实验验证. 结果表明: 随着传播距离的增加, 部分相干 Airy 光束的旁瓣逐渐衰减, 主瓣逐渐扩散; 在传播足够远时, 其旁瓣逐渐消失, 主瓣逐渐演化为高斯分布. 仿真和实验结果一致表明光束的截断因子越小、特征长度和相干长度越长, 光束的光强分布保持越完整.

关键词: 无线光通信; 部分相干 Airy 光束; 交叉谱密度函数; 大气湍流; 光强分布

中图分类号: TN929.12

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2017)07-0701001-9

Evolution of the Intensity of Partially Coherent Airy Beam in Atmospheric Turbulence

KE Xi-zheng, WANG Song

(School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

Abstract: In order to inhibit the effects of atmospheric turbulence by using the non-diffracting, self recovery and self bending property of Airy beam and realize the remote wireless optical communication, the intensity evolution of partially coherent Airy beams propagating in turbulent atmosphere were studied. By using the cross spectral density function of Gauss-Schell model, the generalized Huygens-Finel principle and the methods of Rytov phase approximation, the expressions for the average intensity of partially coherent Airy in turbulent atmosphere were derived. Then, the influences of propagation distance, turbulence intensity and other parameters on the intensity distribution were simulated, and the influence of the beam parameters on the intensity distribution was verified by experiments. The results show that the side lobe of the partially coherent Airy beam is gradually attenuated and the main lobe is gradually spread, with the increase of the propagation distance. When the spread is long enough, the side lobe is gradually lost, and the main lobe is gradually evolved into Gauss distribution. The simulation and experimental results show that the smaller the truncation factor is, the longer the characteristic length and the coherence length is, so that the beam intensity distribution is maintained integrally.

Key words: Optical wireless communication; Partially coherent Airy beam; Cross-spectrum density function; Atmospheric turbulence; Intensity distribution

OCIS Codes: 010.1290; 010.1300; 030.1670; 030.7060; 060.2605

0 引言

大气激光通信具有信道容量大、保密性好以及设备安装方便等特点, 受到了研究人员的广泛青睐^[1], 但

基金项目: 国家自然科学基金(Nos. 61377080, 60977054)资助

第一作者: 柯熙政(1962—), 男, 教授, 博导, 主要研究方向为无线激光通信. Email: xzke@263.net

通讯作者: 王松(1991—), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为 Airy 光束在大气湍流中的传输特性. Email: huluw1991@163.com

收稿日期: 2016-12-02; 录用日期: 2017-04-07

<http://www.photon.ac.cn>

大气湍流制约了大气激光通信的实用化发展. 与完全相干光相比, 部分相干光受到湍流的影响要小, 并且部分相干光束具有光强比较均匀, 对散斑低灵敏等优点^[2]. 因此, 部分相干光成为一种有效抑制湍流对大气激光通信影响的方法. 然而由于高斯光束在传输过程中的衍射发散角和空间相干性成反比, 随着空间相干长度的减小, 部分相干光具有更大的衍射发散角并在接收机平面形成较大尺寸光斑, 从而降低了接收机能量的耦合效率, 阻碍了部分相干光的远距离传输^[3]. 因而无衍射光束更适合远距离大气湍流传输, 其中 Airy 光束是近几年备受关注的新型无衍射光束^[4], 具有三大特性: 1) 无衍射特性, Airy 光束经过一段传输距离后仍然保持其光强分布不变^[5]; 2) 自恢复特性, Airy 光束经大气散射颗粒和大气湍流元传输后能够自我重构并恢复初始的光强分布^[6]; 3) 自弯曲特性, Airy 光束的主瓣在自由空间传输过程中趋于横向加速, 使得 Airy 光束的传输路径呈抛物线状, 能有效避开视距障碍物^[7]. Airy 光束这些特性使之成为抑制大气湍流的自适应传输光束, 具备这种特性的部分相干 Airy 光束对提高通信性能更加有益.

2011 年, 储修祥分析了 Airy 光束在大气湍流中的横向强度分布的演化规律, 结果表明 Airy 光束的质心位置和偏移不受湍流的影响^[8]; 2012 年, Xu 等采用静态相位法分析了 Airy 光束的远场发射角, 结果表明 Airy 光束的远场发散角和功率与其横向尺度因子和指数截断因子密切相关^[9]; 同年, 蒲继雄小组进行了部分相干 Airy 光束的短距离传输实验, 结果表明部分相干 Airy 光束也具有无衍射和横向加速度的特性^[10]. 2013 年, Tao 等用均方根束宽分析了有限能量 Airy 光束在大气湍流中传输时的光束扩展效应^[11]; 同年, Eyyuboglu 研究了 Airy 光束的光强闪烁效应, 并指出了 Airy 光束的闪烁要明显小于高斯光束的闪烁, 而且指数截断因子越小, 光强闪烁就越小^[12]. 2014 年, Wen 等对部分相干 Airy 光束在大气湍流中的光束漂移进行了理论研究, 结果表明增大横向尺度因子或减小截断因子和相干长度, 都会减小部分相干 Airy 光的光束漂移^[13]. 目前国内外对 Airy 光束的研究大多集中在完全相干及其传输特性上, 对于部分相干 Airy 光束的研究还不多, 其中, 邓鹏在研究部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输特性时^[17], 仅仅研究了传输距离对光束光强分布的影响, 并没有完全反应各个参数对光束光强分布的影响, 而对于部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输特性的研究, 并没有完全反映各个参数对光束光强分布的影响.

本文主要研究部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时截断因子、传播距离、特征长度等参数的不同对光强分布的影响.

1 理论分析

Airy 光束的二维源场($z=0$)表达式为^[8]

$$U(\mathbf{s}, z=0) = \text{Ai}\left(\frac{x}{\omega_0}\right) \exp\left(\frac{ax}{\omega_0}\right) \text{Ai}\left(\frac{y}{\omega_0}\right) \exp\left(\frac{ay}{\omega_0}\right) \quad (1)$$

式中, z 表示传输距离, $\mathbf{s} = (x, y)$ 表示源场平面处一点的坐标矢量, ω_0 为特征长度, a ($0 < a < 1$) 为指数截断因子, $\text{Ai}(\cdot)$ 为 Airy 函数, 其表达式为

$$\text{Ai}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[i\left(\frac{t^3}{3} + xt\right)\right] dt \quad (2)$$

部分相干光束通常用二阶交叉谱密度函数来描述^[14], 即

$$W(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, z=0) = U(\mathbf{s}_1, z=0)U^*(\mathbf{s}_2, z=0)\mu(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2) \quad (3)$$

式中, $\mu(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2)$ 为空间相干度, 在高斯-谢尔模型中其表达式为

$$\mu(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2) = \exp(-|\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2|^2/2\sigma^2) \quad (4)$$

式中, σ 为相干长度.

由式(1)、(3)、(4)可得部分相干 Airy 光束的源场交叉谱密度函数为

$$W(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, z=0) = \text{Ai}\left(\frac{x_1}{\omega_0}\right) \text{Ai}\left(\frac{x_2}{\omega_0}\right) \exp\left[\frac{a(x_1 + x_2)}{\omega_0}\right] \times \exp\left(-\frac{x_1^2 + x_2^2 - 2x_1x_2}{2\sigma^2}\right) \times \text{Ai}\left(\frac{y_1}{\omega_0}\right) \text{Ai}\left(\frac{y_2}{\omega_0}\right) \exp\left[\frac{a(y_1 + y_2)}{\omega_0}\right] \times \exp\left(-\frac{y_1^2 + y_2^2 - 2y_1y_2}{2\sigma^2}\right) \quad (5)$$

利用广义惠更斯-菲涅尔原理可以得到, 部分相干 Airy 光束通过大气湍流后 z 处的交叉谱密度函数为^[3]

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{s}_1 \times d^2 \mathbf{s}_2 W(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, 0) \times \exp\left\{\frac{ik}{2z}[(\mathbf{r}_1 - \mathbf{s}_1)^2 - (\mathbf{r}_2 - \mathbf{s}_2)^2]\right\} \times \langle \exp[\psi(\mathbf{s}_1, \mathbf{r}_1) + \psi^*(\mathbf{s}_2, \mathbf{r}_2)] \rangle_m \quad (6)$$

式中, $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 分别是 z 平面处两点的坐标矢量, $k = 2\pi/\lambda$, λ 是光束波长, $\psi(\mathbf{s}, \mathbf{r})$ 为球面波在湍流大气中的复随机相位起伏, $\langle \cdot \rangle_m$ 表示系综平均. $\langle \cdot \rangle_m$ 项可以用 Rytov 相位结构函数的平方近似, 表示为^[16]

$$\langle \exp[\psi(\mathbf{s}_1, \mathbf{r}_1) + \psi^*(\mathbf{s}_2, \mathbf{r}_2)] \rangle_m = \exp\left[-\frac{(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2)^2 + (\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2)(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{\rho_0^2}\right] = \exp\left\{-\frac{[(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]}{\rho_0^2}\right\} \times \exp\left\{-\frac{[(r_{x1} - r_{x2})^2 + (r_{y1} - r_{y2})^2]}{\rho_0^2}\right\} \times \exp\left\{-\frac{[(x_1 - x_2)(r_{x1} - r_{x2}) + (y_1 - y_2)(r_{y1} - r_{y2})]}{\rho_0^2}\right\} \quad (7)$$

式中, $\rho_0 = (0.545C_n^2 k^2 z)^{-3/5}$ 为球面波在湍流大气中传输的相关长度, C_n^2 是大气折射率结构常数. 这个湍流统计模型被证明是一种非常好的近似, 对强湍流和弱湍流情况都适用.

二阶交叉谱密度函数可以沿 x 和 y 轴分解为两个独立的一维表达式, 即

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = W(r_{x1}, r_{x2}, z) \cdot W(r_{y1}, r_{y2}, z) \quad (8)$$

式中,

$$W(r_{x1}, r_{x2}, z) = \frac{k}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 dx_2 \text{Ai}\left(\frac{x_1}{\omega_0}\right) \text{Ai}\left(\frac{x_2}{\omega_0}\right) \exp\left[\frac{a(x_1 + x_2)}{\omega_0}\right] \exp\left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma^2}\right] \exp\{ik/2z[(r_{x1} - x_1)^2 - (r_{x2} - x_2)^2]\} \times \exp\left[-\frac{(r_{x1} - r_{x2})^2 + (x_1 - x_2)(r_{x1} - r_{x2}) + (x_1 - x_2)^2}{\rho_0^2}\right] \quad (9)$$

在对式(9)进行化简时需用到 Airy 函数的积分变换, 即

$$\text{Ai}\left(\frac{x_1}{\epsilon}\right) \text{Ai}\left(\frac{x_2}{\epsilon}\right) = \frac{1}{2^{1/3} \pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Ai}\left[2^{2/3}\left(t^2 + \frac{x_1 + x_2}{2\epsilon}\right)\right] \exp\left[i\frac{(x_1 - x_2)t}{\epsilon}\right] dt \quad (10)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[\left(\frac{t^3}{3} + yt^2 + xt\right)i\right] dt = \frac{1}{2\pi} \text{Ai}(x - y^2) \exp[(2y^2/3 - x)iy] \quad (11)$$

令 $\mu_s = (x_1 + x_2)/2$, $\nu_s = x_1 - x_2$, $\mu_r = (r_{x1} + r_{x2})/2$, $\nu_r = r_{x1} - r_{x2}$, 并结合式(2)和(10)可得

$$\text{Ai}\left(\frac{x_1}{\omega_0}\right) \cdot \text{Ai}\left(\frac{x_2}{\omega_0}\right) = \frac{1}{2^{4/3} \pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{\left[\frac{\mathbf{s}^3}{3} + 2^{2/3} \mathbf{s}\left(t^2 + \frac{\mu_s}{\omega_0}\right)\right]i\right\} \exp\left(\frac{\nu_s i}{\omega_0}\right) ds dt \quad (12)$$

令式(9)中 $r_{x1} = r_{x2} = r_x$, 利用式(11)、(12)对式(9)进一步化简并进行积分求解, 最终得到部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时的光强分布表达式 $\langle I(r_x, z) \rangle = W(r_x, r_x, z)$, 即

$$I(r_x, z) = \text{Ai}\left\{\frac{r_x}{\omega_0} - \left[\frac{z^2}{4k\omega_0^4} - (4ab + b^2)\right] + \frac{z(a+b)}{k\omega_0^2}i\right\} \times \text{Ai}\left\{\frac{r_x}{\omega_0} - \left[\frac{z^2}{4k\omega_0^4} - (4ab + b^2)\right] - \frac{z(a+b)}{k\omega_0^2}i\right\} \times \exp\left\{2(a+b)\left\{\frac{r_x}{\omega_0} - \left[\frac{z^2}{2k^2\omega_0^4} - (4ab + b^2)\right]\right\} + (3ab^2 + b^3)\right\} \quad (13)$$

式中, z 为传播距离, $b = \frac{z^2 c}{k^2 \omega_0^2}$, $c = \frac{1}{2\sigma^2} + \frac{1}{\rho_0^2}$.

通过式(13)可以得到部分相干 Airy 光束的二维光强分布表达式为

$$I(\mathbf{r}, z) = I(r_x, z) \cdot I(r_y, z) \quad (14)$$

可以看出, 部分相干 Airy 光束在湍流大气中的光强分布与传输距离、截断因子、相干长度、大气结构常数等因素有关.

2 数值分析

2.1 传输距离以及湍流强度对光强分布的影响

光束在大气湍流中传输时, 由于受到大气折射率随机起伏的影响, 接收平面上的光强变弱. 光束在大气湍流中传输时的光束参数、大气折射率常数等因素对光强分布都有不同程度的影响. 对式(13)进行数值仿真

来研究部分相干 Airy 光束在大气湍流中传输时的光强演化. 此外, 目前还没有统一的关于湍流强弱的划分办法, 本文参考 Davis 的划分办法^[1], 以 C_n^2 的取值范围来划分强弱湍流, 即 $C_n^2 \leq 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$ 时为弱湍流, $C_n^2 \geq 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 时为强湍流, 介于两者之间为中强湍流.

根据式(13)、(14), 理论上分析了部分相干 Airy 光束在大气湍流中传输时不同传输距离对光强分布的影响情况. 仿真选取参数为: 波长 $\lambda=800 \text{ nm}$, 特征长度 $\omega_0=0.02 \text{ m}$, 指数截断因子 $a=0.01$, 相干长度 $\sigma=0.01 \text{ m}$, 大气折射率结构常数 $C_n^2=10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$. 图 1(a) 为光强分布一维图, (b)~(d) 为不同传输距离下的光强分布二维图. 从图 1 中可以看出, 部分相干 Airy 光束的光强随着传输距离 z 的不断增加而减小, 且旁瓣也在逐渐衰减, 主瓣逐渐扩散; 在传输至 10000 m 时, Airy 光束旁瓣逐渐消失, 主瓣逐渐演化为高斯分布, 这与文献[8]所得结果一致. 产生这一现象的原因是: 部分相干 Airy 光束的旁瓣能量在传输过程中不断向主瓣流动, 同时由于光束在大气中传输时受到大气湍流的影响从而导致光束的扩散, 所以随着传输距离的不断增加, 最终形成图 1(d) 所示的光强分布. 此时的光束不再具备任何奇异特性^[15], 文献[15]指出当 Airy 光束的旁瓣消失时其三大特性也随之消失.

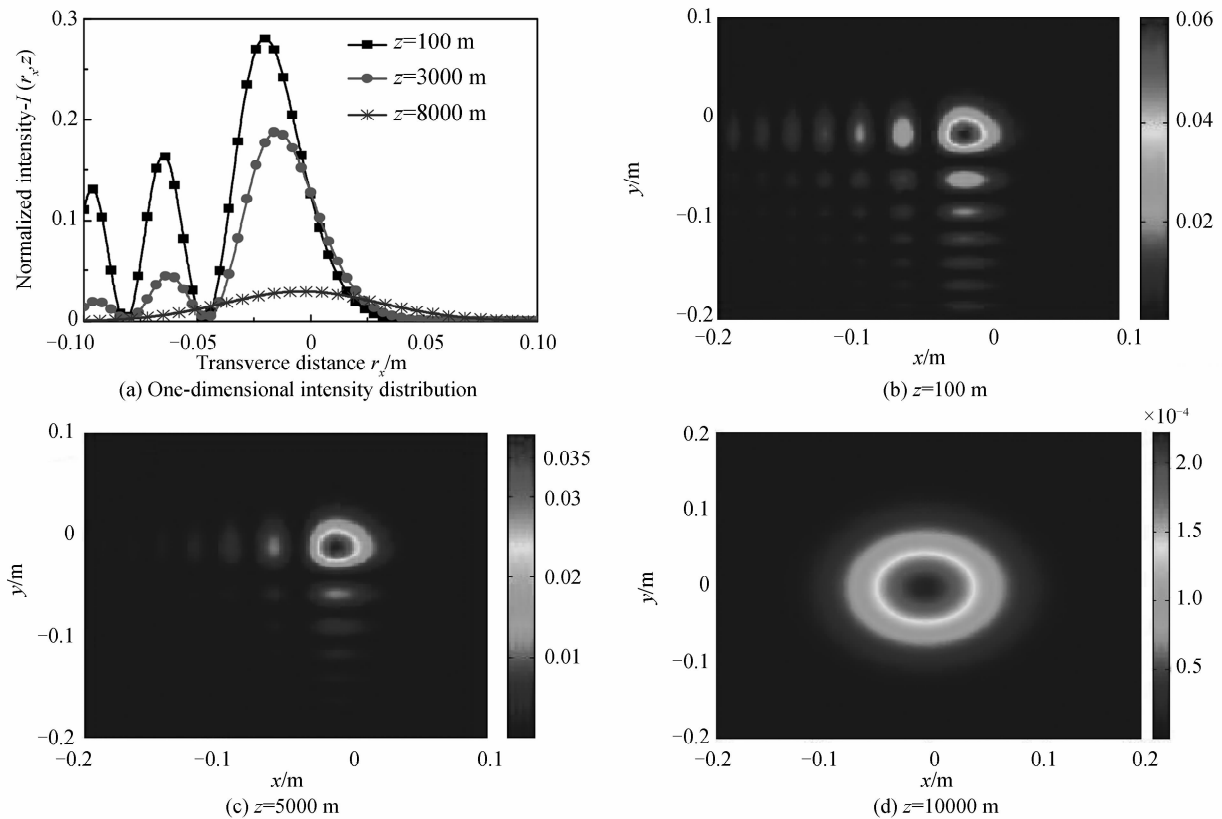


图 1 不同传播距离下部分相干 Airy 光束的光强分布

Fig. 1 Intensity distribution of partially coherent Airy beam in different transmission distance

光束在大气中传输时受到大气湍流的影响从而导致光束的扩散以及相位的畸变. 图 2 给出了不同湍流强度下部分相干 Airy 光束传输时的光强分布. 仿真选取参数: 波长 $\lambda=1550 \text{ nm}$, 指数截断因子 $a=0.01$, 特征长度 $\omega_0=0.02 \text{ m}$, 相干长度 $\sigma=0.01 \text{ m}$, 传输距离 $z=1000 \text{ m}$. 从图 2(a)~(d) 中可以看出, 在传输距离 $z=1000 \text{ m}$, $C_n^2=10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$ (弱湍流条件下) 时, Airy 光束的主瓣和旁瓣清晰可见; 当 $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ (中强湍流条件下) 时, 可以看到部分相干 Airy 光束的旁瓣已经逐渐衰减, 主瓣逐渐地扩散; 在强湍流 ($C_n^2 \geq 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$) 条件下传输同样的距离, 此时 Airy 光束的光强分布呈现类高斯分布, 其旁瓣几乎完全消失. 由此可知, Airy 光束的旁瓣会随着湍流强度 (C_n^2 的取值) 的增大而逐渐衰减, 主瓣逐渐扩散; 也就是说部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时, 湍流强度越强, 光束衰减越严重, 而且 Airy 光束的光强分布退化为高斯分布所需的传输距离就越短.

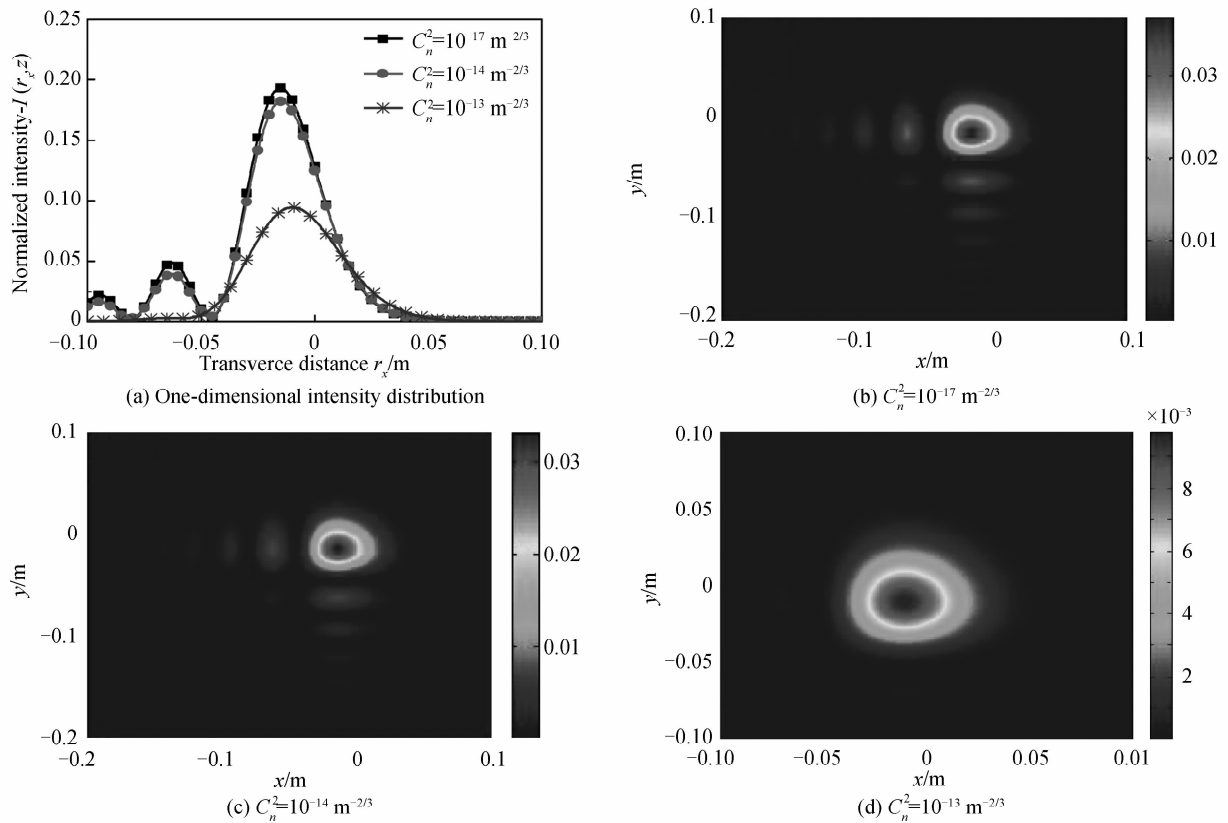


图 2 不同湍流强度下部分相干 Airy 光束的光强分布

Fig. 2 Intensity distribution of partially coherent Airy beam in different turbulent intensity

2.2 光束自身参数对部分相干 Airy 光束光强分布的影响

图 3 为不同的指数截断因子对部分相干 Airy 光束在大气中传输时光强分布的影响. 仿真选取参数: 波长 $\lambda=1\ 550\ \text{nm}$, 特征长度 $\omega_0=0.02\ \text{m}$, 传输距离 $z=2\ 000\ \text{m}$, 相干长度 $\sigma=0.01\ \text{m}$, 大气折射率结构常数 $C_n^2=10^{-17}\ \text{m}^{-2/3}$. 从图中可以看出, 在弱湍流条件下 ($C_n^2=10^{-17}\ \text{m}^{-2/3}$), 传播距离一定 ($z=2\ 000\ \text{m}$) 时, 随着指数截断因子 a 的增加, 部分相干 Airy 光束的光强逐渐衰减, 主瓣逐渐扩散, 旁瓣也逐渐衰减; 当截断因子 $a=1$ 时, 光束的旁瓣已经完全衰减, 主瓣光强呈现类高斯分布, 此时的光束不再具有任何奇异特性; 另外, 随着指数截断因子 a 的不断增大, 部分相干 Airy 光束的主瓣逐渐向横轴正方向移动.

图 4 为不同的特征长度对部分相干 Airy 光束在大气湍流中传输时光强分布的影响. 仿真选取参数: 波长 $\lambda=1\ 550\ \text{nm}$, 指数截断因子 $a=0.02$, 相干长度 $\sigma=0.01\ \text{m}$, 传输距离 $z=1\ 000\ \text{m}$, 大气折射率结构常数 $C_n^2=10^{-17}\ \text{m}^{-2/3}$. 从图中可以看到, 随着特征长度 ω_0 的不断减小, Airy 光束的主瓣和旁瓣逐渐衰减, 在特征

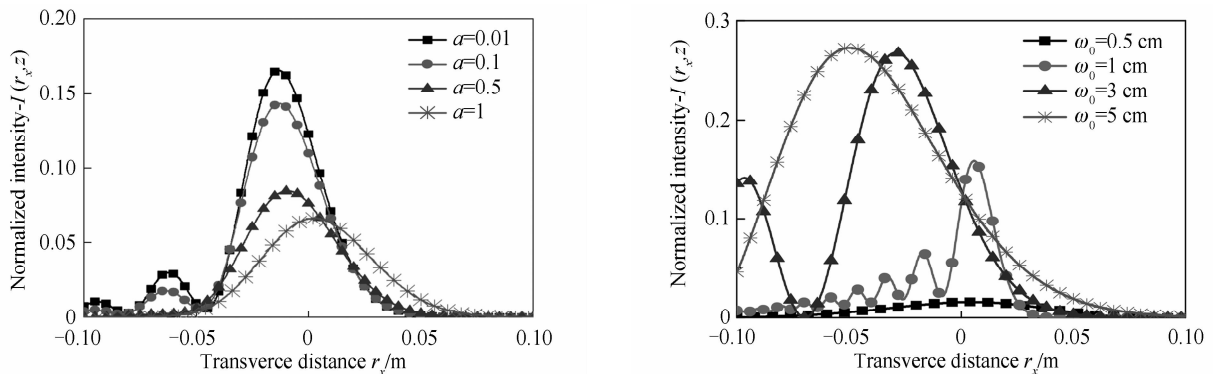


图 3 不同湍流强度下部分相干 Airy 光束的光强分布
Fig. 3 Intensity distribution of partially coherent Airy beam in different truncation factor

图 4 不同特征长度下部分相干 Airy 光束的光强分布
Fig. 4 Intensity distribution of partially coherent Airy beam in different characteristic length

长度 $\omega_0=0.5$ cm 时, Airy 光束的光强呈类高斯分布, 并且此时的光束质量变得很差, 即光束衰减得非常厉害, 并不适合于实际应用; Airy 光束的主瓣会随着特征长度的增大而逐渐扩散, 而且特征长度 ω_0 越长, 部分相干 Airy 光束的光强分布保持的越完整; 同时可以看到, 随着特征长度的逐渐减小, Airy 光束会向横轴的正方向有微小的移动。

图 5 为不同的相干长度对部分相干 Airy 光束在大气湍流中传输时光强分布的影响. 仿真选取参数: 波长 $\lambda=1550$ nm, 指数截断因子 $a=0.01$, 特征长度 $\omega_0=0.02$ m, 传输距离 $z=1000$ m, 大气折射率结构常数 $C_n^2=10^{-17}$ m $^{-2/3}$. 从图中可以看出, 部分相干 Airy 光束的相干长度越低, 主瓣光强在大气湍流中传输的衰减越快, 光束的旁瓣也会随着相干长度的减小而逐渐的衰减, 当相干长度 $\sigma=0.01$ m 时, Airy 光束的旁瓣已经消失, 主瓣逐渐扩散呈高斯分布. 说明 Airy 光束的相干长度越小, 光束抗湍流的能力越弱. 与此同时, 光束的相干长度越大, Airy 光束的三大特性就越明显. 因此, 在实际应用中选择激光参数时, 相干长度大的抗湍流能力强, 更适合通信等应用。

图 6 给出了不同的光束波长下, 部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时光强分布. 仿真选取参数: 指数截断因子 $a=0.01$, 特征长度 $\omega_0=0.02$ m, 相干长度 $\sigma=0.02$ m, 传输距离 $z=2000$ m, 大气折射率结构常数 $C_n^2=10^{-17}$ m $^{-2/3}$. 从图中可以看出, 随着光束波长的增大, Airy 光束的主瓣逐渐扩散, 旁瓣逐渐衰减; 当光束波长 $\lambda=1550$ nm 时, Airy 光束的光强分布已经退化为高斯分布; 即部分相干 Airy 光束的波长越短, 其奇异特性就越明显, 抗湍流能力也越强, 而较长波长不利于 Airy 光束的大气传输. 因此, 在实际的通信应用中选择激光参数时, 较短的波长可以使 Airy 光束的特性保持地更好, 更适合远距离通信应用。

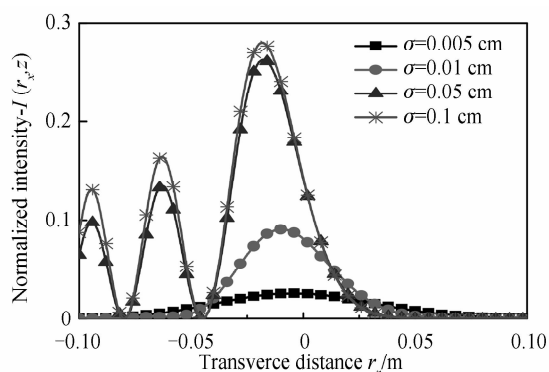


图 5 不同相干长度下部分相干 Airy 光束的光强分布
Fig. 5 Intensity distribution of partially coherent Airy beam in different coherence length

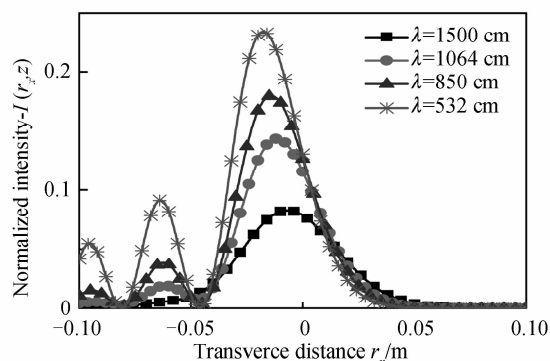


图 6 不同波长下部分相干 Airy 光束的光强分布
Fig. 6 Intensity distribution of partially coherent Airy beam in different wavelength

2.3 光束自身参数对部分相干 Airy 光束横向加速抛物线轨迹的影响

部分相干 Airy 光束在大气湍流中的横向加速轨迹表达式为

$$x = -\frac{4b\omega_0^2(4a+bc)-b}{4c\omega_0} \quad (15)$$

图 7 给出了不同的截断因子对部分相干 Airy 光束的横向加速轨迹的影响. 仿真选取参数: 特征长度 $\omega_0=0.005$ m, 相干长度 $\sigma=0.01$ m, 大气折射率结构常数 $C_n^2=10^{-15}$ m $^{-2/3}$, 光束波长 $\lambda=1550$ nm. 从图中可以看到, 部分相干 Airy 光束的横向加速轨迹不会随着截断因子 a 的变化而变化, 也就是说截断因子对光束的横向加速轨迹几乎没有影响。

图 8 给出了不同的特征长度对部分相干 Airy 光束的横向加速轨迹的影响. 仿真选取参数: 截断因子 $a=0.01$, 相干长度 $\sigma=0.01$ m, 大气折射率结构常数 $C_n^2=10^{-15}$ m $^{-2/3}$, 光束波长 $\lambda=1550$ nm. 从图中可以看到, 当特征长度 $\omega_0=0.005$ m 时, 部分相干 Airy 光束的横向加速抛物线轨迹会随着传输距离的增加而表现的更加明显, 当光束传输至 2000 m 时, 偏移量 $x=11.52$ m, 当 $\omega_0=0.01$ m 时, 传输同样的距离, 偏移量 $x=1.44$ m, 而当特征长度 $\omega_0=0.05$ m 时, Airy 光束的加速轨迹几乎不会随着传输距离的变化而变化, 此时的偏移量 $x=0.0028$ m. 由此可见, 随着特征长度的增大, 部分相干 Airy 光束的横向偏移量也越来越小, 抛物线轨迹越来越不明显。

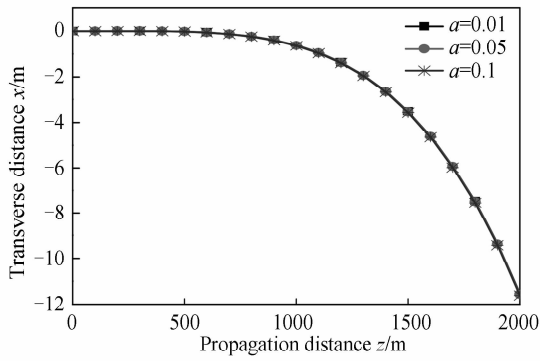


图7 不同截断因子下部分相干 Airy 光束的横向加速抛物线轨迹

Fig. 7 Transverse acceleration parabolic trajectories of partially coherent Airy beam in different truncation factor

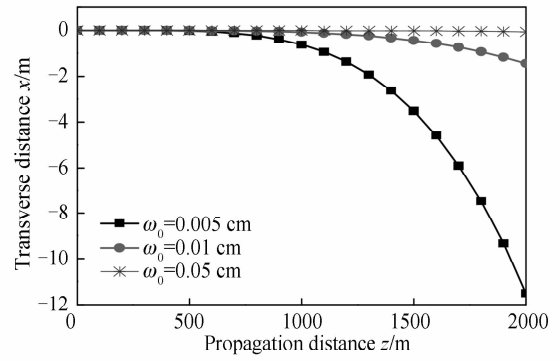


图8 不同特征长度下部分相干 Airy 光束的横向加速抛物线轨迹

Fig. 8 Transverse acceleration parabolic trajectories of partially coherent Airy beam in different characteristic length

图9给出了不同的相干长度对部分相干 Airy 光束的横向加速轨迹的影响. 仿真选取参数: 特征长度 $\omega_0 = 0.005 \text{ m}$, 截断因子 $a = 0.01$, 大气折射率结构常数 $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, 光束波长 $\lambda = 1550 \text{ nm}$. 从图中可以看出, 随着相干长度的逐渐增大, 部分相干 Airy 光束的横向偏移量越来越小, 当相干长度 $\sigma = 0.05 \text{ m}$, 传输至 2000 m 时, Airy 光束的横向加速轨迹趋于直线, 此时的偏移量 $x = 0.0034 \text{ m}$. 由此可见, 随着相干长度增大, Airy 光束抛物线轨迹越来越不明显.

3 实验

3.1 实验装置

部分相干 Airy 光束的实验装置如图 10, 激光束经过扩束器(由透镜 L_1 和 L_2 组成)扩展, 在两个透镜之间加一个毛玻璃片 P, 通过改变不同的毛玻璃片和及其位置可以得到不同相干长度的光束. 扩束后的光束通过偏振器, 入射到空间光调制器 (Spatial Light Modulator, SLM). SLM 由计算机加载预先生成的立方相位掩膜, 通过对入射的激光束进行相位调制生成部分相干 Airy 光束, 从 SLM 反射出来的光束经过透镜 L_3 , 在其焦平面形成傅里叶变换, 然后经过反射镜传输一段距离后经过透镜 L_4 聚焦, 然后在其焦平面用光束分析仪采集光束的光强分布.

3.2 实验结果

根据文献[18]中提到的理论可以将实验所处环境近似认为是一个中等湍流条件, 在图 10 所示的实验装置基础上, 可以得到不同光束参数(截断因子, 特征长度, 相干长度)下的光强分布图. 利用杨氏双缝干涉的方法进行相干度的测量, 另外, 还可以利用 SLM 同时加载 Airy 相位以及随机相位的方法来获得不同相干度的 Airy 光束; 通过控制 SLM 中所加载的立方相位掩膜中的三次相位函数的参数, 可以控制 Airy 光束的截断因子和特征长度. 对于不同截断因子、特征长度、相干长度的部分相干 Airy 光束的测量光强分布如图 11~13. 从图 11 可以看到随着截断因子 a 的不断增

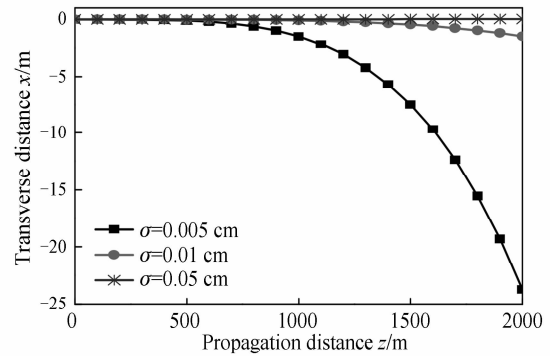


图9 不同相干长度下部分相干 Airy 光束的横向加速抛物线轨迹

Fig. 9 Transverse acceleration parabolic trajectories of partially coherent Airy beam in different coherence length

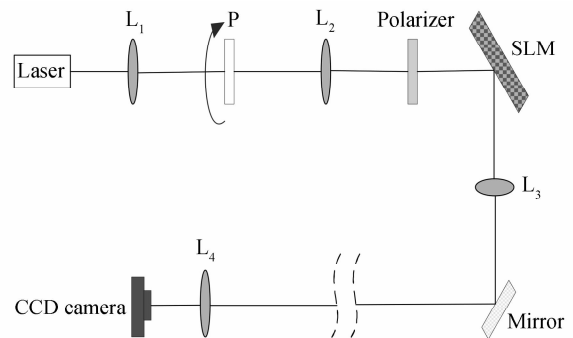


图 10 部分相干 Airy 光的实验装置
Fig. 10 Experimental device of partially coherent Airy beam

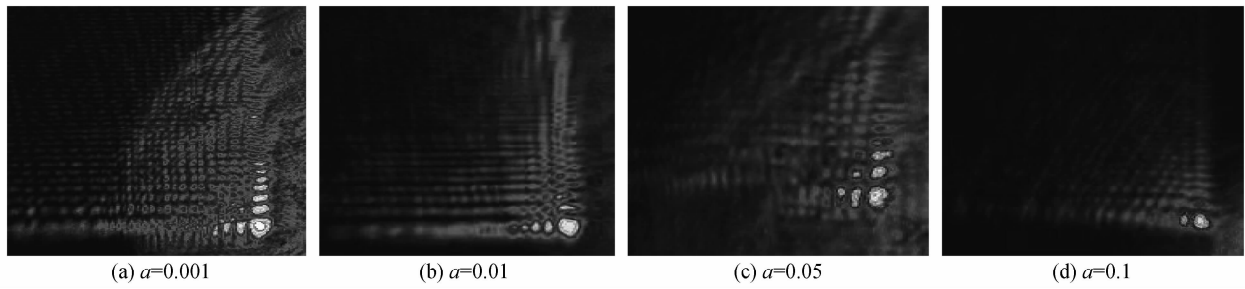


图 11 实验所得不同截断因子下的光强分布

Fig. 11 Intensity distribution of partially coherent Airy beam in different truncation factor by experiment

大, Airy 光束光斑的旁瓣在逐渐衰减, 当截断因子 $a=0.01$ 时, 结合图 3 可以看到此时 Airy 光束的旁瓣清晰可见, 图 11(b) 中所测得光束的光强分布比较完整. 从理论和实验结果可以看出, 部分相干 Airy 光束的截断因子越小, 其主瓣和旁瓣的光强分布越清楚, 在传输过程中, Airy 光束的光强分布越完整, 这和图 3 所得的结论基本一致. 从图 12 中可以看到, Airy 光束的特征长度 ω_0 越大, Airy 光束光斑图的旁瓣越多也越明显, 随着特征长度 ω_0 逐渐减小, Airy 光束光斑图的旁瓣逐渐衰减, 从图 4 中可看到, 当 $\omega_0=10$ mm 时, Airy 光束的主瓣和旁瓣分布清晰, 对应的图 12(b) 的光斑主瓣和旁瓣分布比较完整, 从理论模拟和实验结果可以看出, 部分相干 Airy 光束具有较大的特征长度, 其主瓣和旁瓣的光强分布就越清晰, 在传输过程中, Airy 形状的光强分布也越完整, 实验所得的光强分布图与之前的理论模拟所得结果相互印证. 从图 13 中可以看到随着相干长度的逐渐减小, Airy 光束光斑的旁瓣也逐渐衰减, 而相干长度越大, Airy 光束的旁瓣保持得越完整. 从理论模拟和实验结果可以看出, 部分相干 Airy 光束的相干长度越长, 其主瓣和旁瓣的光强分布越清楚, 而相干长度越小, 其光强在传输过程中衰减越快, 实验所测得的光斑图验证了理论模拟所得的结论.

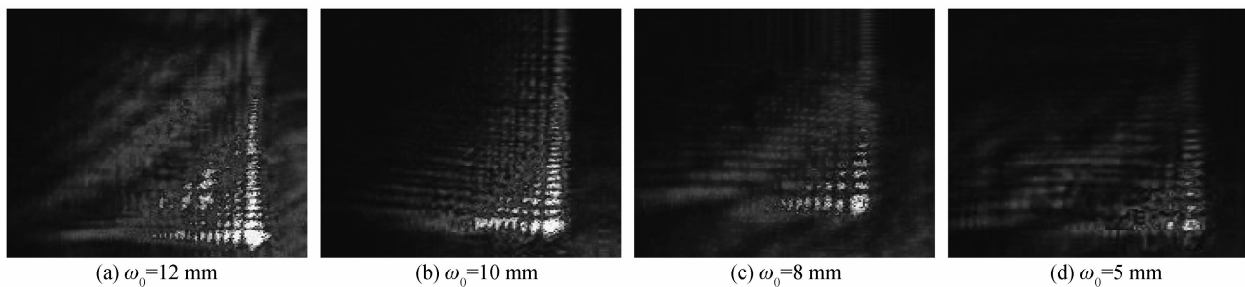


图 12 实验所得不同特征长度下的光强分布

Fig. 12 Intensity distribution of partially coherent Airy beam in different transverse scale factor by experiment

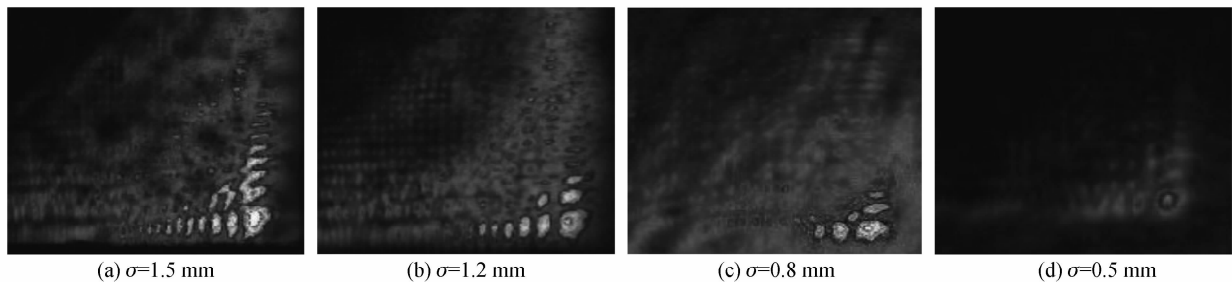


图 13 实验所得不同相干长度下的光强分布

Fig. 13 Intensity distribution of partially coherent Airy beam in different coherence length by experiment

4 结论

本文研究了部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时, 不同的光束参数以及传输距离等因素对光束光强分布的影响. 推导了部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时的光强表达式, 然后对该表达式进行了数值模拟仿真并对光束自身参数对光强分布的影响进行了实验. 研究表明:

- 1) 部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时, 随着传播距离的增加, 光束的旁瓣逐渐衰减, 主瓣逐渐扩

散,在传输足够远时,其旁瓣逐渐消失,主瓣逐渐演化为高斯分布;

2) 部分相干 Airy 光束的光强分布会随着截断因子 a 的增大而逐渐的衰减,当截断因子 $a=1$,光强呈高斯分布;

3) 部分相干 Airy 光束具有较大的特征长度和相干长度,在大气湍流中传输时光强分布保持完整;

4) Airy 光束的波长越短,其光强分布退化为高斯分布所需的传输距离就越长;而湍流强度越强,光束保持其奇异特性所需的传输距离就越短。

研究结果可为通信中有效选择合适的 Airy 光束自身参数提供参考。

参考文献

- [1] KE Xi-zheng, ZHANG Yu. Scintillation of partially coherent beam in atmospheric turbulence[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, **35**(1): 0106001.
柯熙政,张宇. 部分相干光在大气湍流中的光强闪烁效应[J]. *光学学报*, 2015, **35**(1): 0106001.
- [2] KE Xi-zheng, HAN Mei-miao, WANG Ming-jun. Spreading and wander of partially coherent beam through atmospheric in a slanted path[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2015, **44**(3): 0306001.
柯熙政,韩美苗,王明军. 部分相干光在大气湍流中斜程传输路径上的展宽与漂移[J]. *光子学报*, 2015, **44**(3): 0306001.
- [3] WU Guo-hua, GUO Hong, YU Song, et al. Spreading and direction of Gaussian-Schell model beam through a non-Kolmogorov turbulence[J]. *Optics Letters*, 2010, **35**(5): 715-717.
- [4] ZHANG Ze, LIU Jing-jiao, ZHANG Peng, et al. Generation of autofocusing beams with multi-Airy beams[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, **62**(3): 034209.
张泽,刘京郊,张鹏,等. 多 Airy 光束合成自聚焦光束的实验实现[J]. *物理学报*, 2013, **62**(3): 034209.
- [5] LE Yang-yang, XIAO Han, WANG Zi-xiao, et al. Study on the accelerating properties of Airy beam diffraction[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, **62**(4): 044205.
乐阳阳,肖寒,王子潇,等. 关于 Airy 光束衍射及自加速性质的研究[J]. *物理学报*, 2013, **62**(4): 044205.
- [6] BROKY J, SIVILOGLOU G A. Self-healing properties of optical Airy beams[J]. *Optics Express*, 2008, **16**(17): 12880-12891.
- [7] SIVILOGLOU G A, BROKY J, DOGARIU A, et al. Observation of accelerating Airy beams[J]. *Physical Review Letters*, 2007, **99**(21): 3901-3913.
- [8] CHU Xiu-xiang. Evolution of an Airy beam in turbulence[J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(4): 2701-2703.
- [9] XU Yi-qing, ZHOU Guo-quan. The far-field divergent properties of an Airy beam[J]. *Optics & Letters Technology*, 2012, **44**(5): 1318-1323.
- [10] CUI Sheng-wei, CHEN Zi-yang, PU Ji-xiong. Investigation on partially coherent Airy beams and their propagation[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, **62**(9): 094205.
崔省伟,陈子阳,蒲继雄. 部分相干 Airy 光束及其传输的研究[J]. *物理学报*, 2013, **62**(9): 094205.
- [11] TAO Ru-mao, LEI Si. Average spreading of finite energy Airy beams in non-Kolmogorov turbulence[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2013, **51**: 488-492.
- [12] EYYUBOGLU H T. Scintillation behavior of Airy beam[J]. *Optics & Laser Technology*, 2013, **47**: 232-236.
- [13] WEN Wei, CHU Xiu-xiang. Beam wander of partially coherent Airy beams[J]. *Journal of Modern Optics*, 2014, **61**(5): 379-384.
- [14] MORRIS J E, MAZILU M, BAUMGARTL J, et al. Propagation characteristics of Airy beams; dependence upon spatial coherence and wavelength[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(15): 13236-13245.
- [15] XU Jia, LIU Juan, JIA Jia. Contribution of the topological structure of optical Airy beams to optical behaviors[J]. *Journal of Optics*, 2010, **12**(7): 075705.
- [16] LU Fang, HAN Xiang-e. Spatial coherence properties of GSM array beams in turbulent atmosphere[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, **44**(1): 305-309.
卢芳,韩香娥. 高斯-谢尔模型阵列光束在湍流大气中的空间相干性[J]. *红外与激光工程*, 2015, **44**(1): 305-309.
- [17] DENG Peng. Studies of novel partially coherent beams propagation through turbulent atmosphere [D]. Wuhan: Huazhong University of Science & Technology, 2013: 80-81.
邓鹏. 新型部分相干光束及其在湍流大气中的传输特性研究[D]. 武汉:华中科技大学, 2013: 80-81.
- [18] LI Fei. Clear air turbulence effects and correction technology in free-space optical communication [D]. HeiFei: University of Science and Technology of China, 2013: 22.
李菲. 晴空大气湍流对自由空间光通信影响及校正研究[D]. 合肥:中国科学技术大学, 2013: 22.