

文章编号: 1001-3806(2016)05-0750-06

部分相干 cosh-Gaussian 光束通过大气湍流后的聚焦特性

赵琦¹, 郝红宇¹, 樊红英¹, 李建欣², 蒋泽伟¹, 肖星¹

(1. 西南技术物理研究所, 成都 610064; 2. 南京理工大学 电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

摘要: 为了研究部分相干双曲余弦高斯光束通过大气湍流中传输后的聚焦特性, 采用了 $ABCD$ 矩阵光学的方法进行分析研究, 取得了光强分布、束腰半径以及桶中功率的解析式, 并用于描述部分相干双曲余弦高斯光束通过大气湍流的聚焦特性。结果表明, 在不同湍流强度下, 部分相干双曲余弦高斯光束和双曲余弦高斯光束在经过大气湍流后有不同的聚焦特性; 使用桶中功率和束腰半径作为评价参量, 大气湍流对完全相干双曲余弦高斯的影响更严重; 大气湍流对聚焦部分相干双曲余弦高斯光束的影响要大于准直光束。该结果对部分相干光束聚焦特性的研究有一定的理论指导意义, 对合成光束傍轴聚焦系统的设计有工程指导意义。

关键词: 大气光学; 大气湍流; 部分相干; 双曲余弦高斯光束

中图分类号: TN241

文献标志码: A

doi:10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2016.05.028

Focusing characteristics of partially coherent cosh-Gaussian beams propagating through turbulent atmosphere

ZHAO Qi¹, HAO Hongyu¹, FAN Hongying¹, LI Jianxin², JIANG Zewei¹, XIAO Xing¹

(1. Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China; 2. School of Electronic and Optical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: For studying characteristics of partially coherent cosh-Gaussian beams propagating through turbulent atmosphere, analysis was carried out based on $ABCD$ matrix and the expressions of the intensity, beam width and power in bucket were obtained to characterize the focusing characteristics of partially coherent cosh-Gaussian beams propagating through turbulent atmosphere. The results show that under different turbulence intensities, the focusing characteristics of partially coherent cosh-Gaussian beams are different from those of totally coherent cosh-Gaussian beams and that the effect of turbulence is more serious to totally coherent cosh-Gaussian beams characterized with the power in bucket and beam width. However, the influence of turbulence on the focused partially coherent cosh-Gaussian is more serious than the collimated beams. The results are useful to study the focusability of partially coherent cosh-Gaussian beams propagating through turbulent atmosphere and helpful to design applicable optical systems for incoherent combination of paraxial beams.

Key words: atmospheric optics; atmospheric turbulence; partially coherent; cosh-Gaussian beam

引 言

激光在大气湍流中传输的研究具有重大理论和实际应用意义^[1]。完全相干光束在大气湍流中的传输特性已经有深入的研究^[2-5], 部分相干光束相对于完全相干光在湍流中受到的影响较弱^[6-7]。光束通过 $ABCD$ 光学系统后能够改变光束的光强分布^[8]。而实际使

用中, 通常会在传播路径上放置聚焦透镜以在远场得到聚焦光斑。

现代高能激光共孔径非相干合成的研究和设计被广泛讨论^[9], 部分相干光束的聚焦特性研究显得更有意义。EYYUBOGLU 等人^[2-3,10]对双曲余弦高斯光束做了研究, 并得到了解析式。但是, 目前多数部分相干光束的解析研究都针对准直光束, 对其经过光学系统聚焦特性的研究很少^[11]。本文中对部分相干双曲余弦高斯 (cosh-Gaussian, ChG) 光束通过光学系统聚焦后在大气湍流的传输特性进行了研究, 得到其解析式并进行了数值模拟。对湍流强度、聚焦距离、传输距离和入射光束相干长度等参量的变化进行了讨论, 并对其做了一定的物理解释。

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (61205016)

作者简介: 赵琦 (1985-), 男, 硕士, 工程师, 主要从事高能激光在湍流大气中传输的理论和数值模拟计算研究、激光测量及应用研究。

E-mail: zhaoqi2156@163.com

收稿日期: 2015-06-09; 收到修改稿日期: 2015-11-29

1 部分相干双曲余弦高斯光束通过光学系统在大气湍流的传输方程

直角坐标系中,双曲余弦高斯光束在 $z=0$ 平面的场分布表示为:

$$E(x_1, y_1, 0) = \exp\left(-\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_0^2}\right) \times \cosh(\Omega_0 x_1) \cosh(\Omega_0 y_1) \quad (1)$$

式中, (x_1, y_1) 是入射横截面坐标, (x, y) 是出射横截面坐标, Ω_0 是双曲余弦部分相关参量, w_0 是对应高斯部分的束腰宽度。

完全相干光束可引入高斯项光谱相干系数得到部分相干光束^[10], 部分相干双曲余弦高斯光束在源平面 $z=0$ 平面的交叉谱密度函数表示为:

$$W(x_1, y_1, x_2, y_2, 0) = \langle E(x_1, y_1, 0) E^*(x_2, y_2, 0) \rangle = \exp\left(-\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_0^2}\right) \cosh(\Omega_0 x_1) \cosh(\Omega_0 y_1) \times \exp\left(-\frac{x_2^2 + y_2^2}{w_0^2}\right) \cosh(\Omega_0 x_2) \cosh(\Omega_0 y_2) \times \exp\left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{\sigma_0^2}\right] \exp\left[-\frac{(y_1 - y_2)^2}{\sigma_0^2}\right] \quad (2)$$

式中, $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均, E^* 表示共轭, σ_0 是 $z=0$ 面的光谱相关长度。运用广义惠更斯-菲涅耳衍射积分公式, 通过 ABCD 光学系统在大气湍流情况下, 出射面光场可表示为^[12]:

$$E(x, y, L) = \frac{1}{i\lambda B} \exp(ikL) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x_0, y_0, 0) \times \exp\left\{\frac{ik}{2B}[A(x_0^2 + y_0^2) + L(x^2 + y^2) - 2(xx_0 + yy_0)] + i\psi(x_0, y_0, x, y)\right\} dx_0 dy_0 \quad (3)$$

式中, k 是波数; L 是传输距离; λ 是光的波长; A, B 和 D 是轴对称光学系统的变化矩阵的元素, 采用薄透镜作为聚焦光学系统, 经计算 $A = 1 - B/f$, f 是光学系统聚焦距离, B 表征的是传输距离, $D = 1$; $\psi(x_0, y_0, x, y)$ 是 Rytov 方法^[13] 所表示的随机复相位部分。在出射面上光强可表示为:

$$\langle I(x, y, L) \rangle = \frac{1}{\lambda^2 B^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W(x_1, y_1, x_2, y_2, 0) \times \exp\left\{\frac{ik}{2B}[A(x_{01}^2 - x_{02}^2 + y_{01}^2 - y_{02}^2) - 2(xx_{01} - xx_{02} + yy_{01} - yy_{02})]\right\} \times \langle \exp[\psi(x_{01}, y_{01}, x, y) + \psi^*(x_{02}, y_{02}, x, y)] \rangle dx_{01} dx_{02} dy_{01} dy_{02} \quad (4)$$

式中, $\psi^*(\cdot)$ 是 $\psi(\cdot)$ 的共轭, $\langle \cdot \rangle_m$ 表示在湍流介质中的统计系综平均, Rytov 相位结构函数采用二次近似, 并且有^[14]:

$$\langle \exp[\psi(x_{01}, y_{01}, x, y) + \psi^*(x_{02}, y_{02}, x, y)] \rangle = \exp\left[-\frac{(x_{01} - x_{02})^2 + (y_{01} - y_{02})^2}{\rho_0^2}\right] \quad (5)$$

式中, ρ_0 是湍流相干长度, 当光束通过 ABCD 光学系统, ρ_0 可表示为^[15]:

$$\rho_0 = [1.46k^2 C_n^2 \int_0^L b^{5/3}(z) dz]^{-3/5} = (0.5475k^2 C_n^2 B)^{-3/5} \quad (6)$$

式中, C_n^2 是大气折射率结构常数。将(2)式、(4)式和(6)式带入(3)式, 并运用下式:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-p^2 x^2 \pm qx) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{p} \exp\left(\frac{q^2}{4p^2}\right) \quad (7)$$

式中, p, q 是积分公式中的常量系数。

可得到光强解析式如下:

$$\langle I(x, y, L) \rangle = \frac{\pi^2}{4\alpha^2 \gamma^2} \exp\left(-\frac{k^2 x^2}{4\alpha^2 B^2}\right) \exp\left(\frac{\Omega_0^2}{4\alpha^2}\right) \times \exp\left(-\frac{k^2 y^2}{4\alpha^2 B^2}\right) \left[\exp\left(-\frac{ikx\Omega_0}{2\alpha^2 B}\right) \exp\left(\frac{S_1^2 + \Omega_0^2}{4\gamma^2}\right) \times \cosh\left(\frac{S_1\Omega_0}{2\gamma^2}\right) + \exp\left(\frac{ikx\Omega_0}{2\alpha^2 B}\right) \exp\left(\frac{S_2^2 + \Omega_0^2}{4\gamma^2}\right) \cosh\left(\frac{S_2\Omega_0}{2\gamma^2}\right) \right] \times \left[\exp\left(-\frac{iky\Omega_0}{2\alpha^2 B}\right) \exp\left(\frac{S_{1y}^2 + \Omega_0^2}{4\gamma^2}\right) \cosh\left(\frac{S_{1y}\Omega_0}{2\gamma^2}\right) + \exp\left(\frac{iky\Omega_0}{2\alpha^2 B}\right) \exp\left(\frac{S_{2y}^2 + \Omega_0^2}{4\gamma^2}\right) \cosh\left(\frac{S_{2y}\Omega_0}{2\gamma^2}\right) \right] \quad (8)$$

式中,

$$\begin{cases} \alpha = \sqrt{\frac{1}{w_0^2} + \frac{ik}{2f} + \frac{1}{2\sigma_0^2} - \frac{ikA}{2B} + \frac{1}{\rho_0^2}} \\ R_1 = \frac{1}{\sigma_0^2} + \frac{2}{\rho_0^2} \end{cases} \quad (9)$$

$$\begin{cases} \gamma = \sqrt{\frac{1}{w_0^2} - \frac{ik}{2f} + \frac{1}{2\sigma_0^2} + \frac{ikA}{2B} + \frac{1}{\rho_0^2} - \frac{R_1^2}{4\alpha^2}} \\ \begin{cases} S_1 = -\frac{ikxR_1}{2\alpha^2 B} + \frac{R_1\Omega_0}{2\alpha^2} + \frac{ikx}{B} \\ S_{1y} = -\frac{ikyR_1}{2\alpha^2 B} + \frac{R_1\Omega_0}{2\alpha^2} + \frac{iky}{B} \end{cases} \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{cases} S_2 = \frac{ikxR_1}{2\alpha^2 B} + \frac{R_1\Omega_0}{2\alpha^2} - \frac{ikx}{B} \\ S_{2y} = \frac{ikyR_1}{2\alpha^2 B} + \frac{R_1\Omega_0}{2\alpha^2} - \frac{iky}{B} \end{cases} \quad (11)$$

2 数值计算结果和分析

由(8)式可知, 远场光强分布与大气折射率结构

常数 C_n^2 、光学系统聚焦距离 f 、传输距离 B 和光谱相关长度 σ_0 等参量有关, 计算结果如图 1 所示。

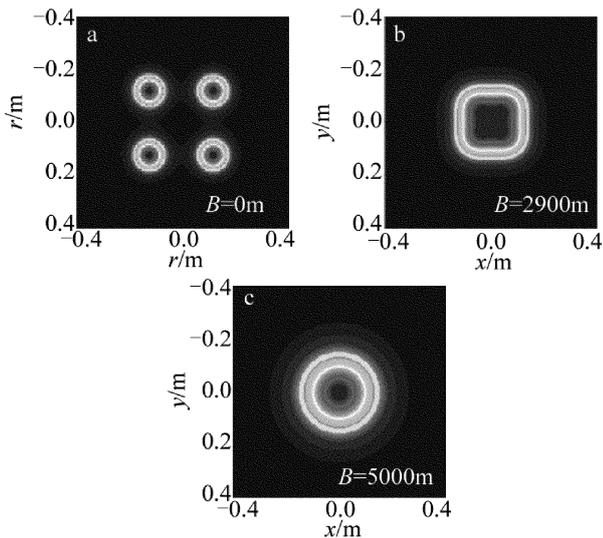


Fig. 1 3-D intensity of partially coherent cosh-Gaussian beams through an optical system propagating in turbulent atmosphere ($w_0 = 0.2\text{m}$, $f = 1000$, $\Omega_0 = 30\text{m}^{-1}$, $\lambda = 1.06\mu\text{m}$, $C_n^2 = 10^{-15}\text{m}^{-2/3}$, $\sigma_0 = 1.72\text{cm}$)

由图 1 可知, 部分相干双曲余弦高斯光束在通过聚焦光学系统后, 在大气湍流中传输过程中会空心的形状, 当传输距离增加后会出现波束扩张, 峰值下降。为更好描述图像变化, 使用采用 2 维图像来表示。

$$\begin{cases} x = \sqrt{2}r/2 \\ y = \sqrt{2}r/2 \end{cases} \quad (12)$$

$$I_1(r, L) = I(r, L) / \max[I(r, z_1)] \quad (13)$$

式中, r 代表横截面长度。将 (12) 式、(13) 式代入 (8) 式, 得到的结果如图 2 所示。

由图 2a 可知, 部分相干余弦高斯光束传输过程中, 激光峰值随着湍流强度增加而下降, 中部空心结构开始趋于平滑, 并逐渐形成峰值, 大气湍流并没有明显导致光斑直径扩展。而完全相干双曲余弦高斯光束在传输过程中不会出现明显的轮廓变化^[16]。当光束传输到焦点位置, 如图 2b 所示, 光强峰值随着湍流强度的增加下降, 光斑直径出现扩展。如图 2c 所示, 焦点处光强峰值随光谱相干长度下降而下降, 但是光斑扩展并不明显, 这与完全相干双曲余弦高斯光束略有不同。

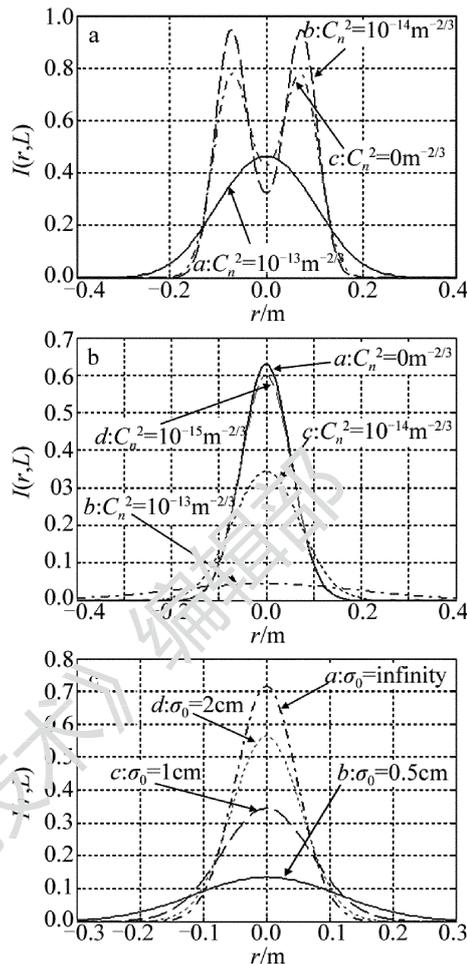


Fig. 2 Intensity of partially coherent cosh-Gaussian beam through an optical system propagating in turbulent atmosphere

a— $f=5000\text{m}$, $B=2500\text{m}$, $w_0=0.1\text{m}$, $\Omega_0=30\text{m}^{-1}$, $\sigma_0=1\text{cm}$ b— $f=5000\text{m}$, $B=5000\text{m}$, $w_0=0.1\text{m}$, $\Omega_0=30\text{m}^{-1}$, $\sigma_0=1\text{cm}$ c— $f=5000\text{m}$, $B=5000\text{m}$, $w_0=0.1\text{m}$, $\Omega_0=30\text{m}^{-1}$, $C_n^2=10^{-14}\text{m}^{-2/3}$

2.1 光束束宽

由束宽定义^[17]:

$$w_x(z) = \sqrt{\frac{\int x^2 I(x, L) dx}{\int I(x, L) dx}} \quad (14)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} t^2 \exp(-ut^2 + 2vt) dt = \frac{1}{2u} \sqrt{\frac{\pi}{u}} \left(1 + 2 \frac{v^2}{u}\right) \exp\left(\frac{v^2}{u}\right) \quad (15)$$

式中, u, v 均是积分公式中的常量系数。

利用 (15) 式可以得到:

$$w(z) = \sqrt{\frac{\frac{1}{2\phi_1^3} \left(1 + \frac{\theta_1^2}{2\phi_1^2}\right) \exp\left(\frac{\theta_1^2}{4\phi_1^2}\right) \exp\left(-\frac{R_1^2 \Omega_0^2}{16\alpha^2 \gamma^2}\right) + \frac{1}{2\phi^3} \left(1 + \frac{\theta^2}{2\phi^2}\right) \exp\left(\frac{\theta^2}{4\phi^2}\right) \exp\left(\frac{R_1^2 \Omega_0^2}{16\alpha^2 \gamma^2}\right)}{\frac{1}{2\phi_1} \exp\left(\frac{\theta_1^2}{4\phi_1^2}\right) \exp\left(-\frac{R_1^2 \Omega_0^2}{16\alpha^2 \gamma^2}\right) + \frac{1}{2\phi} \exp\left(\frac{\theta^2}{4\phi^2}\right) \exp\left(\frac{R_1^2 \Omega_0^2}{16\alpha^2 \gamma^2}\right)} \quad (16)$$

其中,

$$\begin{cases} \phi = \sqrt{\frac{k^2}{4\alpha^2 B^2} - \frac{f^2}{4\gamma^2}} \\ \phi_1 = \sqrt{\frac{k^2}{4\alpha^2 B^2} - \frac{f_1^2}{4\gamma^2}} \end{cases} \quad (17)$$

$$\begin{cases} \theta = -\frac{ik\Omega_0}{2\alpha^2 B} + \frac{ik\Omega_0}{2\gamma^2 B} - \frac{ikxR_1\Omega_0}{4\alpha^2\gamma^2 B} + \frac{R_1\Omega_0 f}{4\alpha\gamma^2} \\ \theta_1 = \frac{ik\Omega_0}{2\alpha^2 B} + \frac{ik\Omega_0}{2\gamma^2 B} + \frac{ikxR_1\Omega_0}{4\alpha^2\gamma^2 B} - \frac{R_1\Omega_0 f_1}{4\alpha\gamma^2} \end{cases} \quad (18)$$

式中, α, γ, R_1 分别为(9)式所示。

计算可得不同参量情况下, 部分相干余弦高斯光束通过聚焦光学系统和大气湍流后的束宽特性, 如图 3 所示。

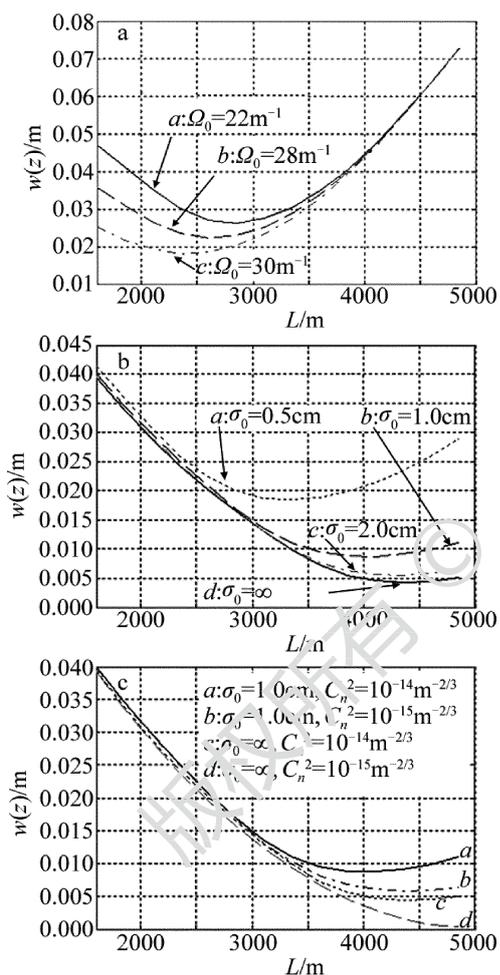


Fig. 3 Beam waist of partially coherent cosh-Gaussian beam through an optical system propagating in turbulent atmosphere
 a— $f=5000\text{m}, w_0=0.12\text{m}, C_n^2=10^{-13}\text{m}^{-2/3}, \sigma_0=2\text{cm}$ b— $f=5000\text{m}, w_0=0.12\text{m}, C_n^2=10^{-14}\text{m}^{-2/3}; \Omega_0=28\text{m}^{-1}$ c— $f=5000\text{m}, w_0=0.12\text{m}, \Omega_0=28\text{m}^{-1}$

由图 3a 可知, 在强湍流情况下, 部分相干双曲余弦高斯光束的束腰位置会出现在焦点前。束腰位置与焦点位置的距离随 Ω_0 的增大而增大, 束腰直径减小, 这说明部分相干余弦高斯光束在相同直径下, 光强分布不同通过聚焦光学系统和大气湍流传输后束宽特性

完全不同。但当光束传输距离靠近焦点时, 其特征参量 Ω_0 导致的束宽差异变小, 在焦点位置特征参量 Ω_0 对束宽影响不明显。从图 3b 中可知, 中等湍流强度情况下, 随着光谱相干长度减小, 束腰位置将远离焦点位置, 且束宽将增加。这说明余弦高斯光束随着相干性的退化聚焦特性下降, 焦移量增加。由图 3c 中的曲线 a 和曲线 b 可知, 随着湍流的减弱, 部分相干余弦高斯光束的束腰位置将靠近焦点位置, 束宽会减小。对比图 3c 中曲线 c 和曲线 d, 大气湍流对完全相干光束的聚焦特性的影响要强于部分相干光束, 这之前准直光束研究结果是一致的^[9]。

2.2 桶中功率

桶中功率采用以下定义^[17]:

$$P_{\text{PIB}} = \frac{\int_{-r}^r I(x, L) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} I(x, L) dx} \quad (19)$$

式中, r 是环功率半径。桶中功率越大, 光束聚焦特性越强, 光束质量越好。

$$\int \exp[-(Mx^2 + 2Qx + H)] dx = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{M}} \exp\left(\frac{Q^2 - MH}{M}\right) \text{erf}\left(\sqrt{M}x + \frac{Q}{\sqrt{M}}\right) \quad (20)$$

式中, M, Q, H 均是积分公式中的常量系数。

运用 (19) 式计算得到桶中功率简化结果, 如下式所示:

$$\begin{aligned} P_{\text{PIB}} = & M_1 \left[\text{erf}\left(Q\phi - \frac{\theta}{\phi}\right) - \text{erf}\left(-Q\phi - \frac{\theta}{\phi}\right) \right] + \\ & M_2 \left[\text{erf}\left(Q\phi_1 - \frac{\theta_1}{\phi_1}\right) - \text{erf}\left(-Q\phi_1 - \frac{\theta_1}{\phi_1}\right) \right] \left[2(M_1 + M_2) \right]^{-1} \end{aligned} \quad (21)$$

式中, $\text{erf}(\cdot)$ 为误差函数; M_1 和 M_2 如下式所示:

$$\begin{cases} M_1 = \frac{1}{\phi} \exp\left(\frac{\theta^2}{4\phi^2}\right) \exp\left(\frac{R_1^2 \Omega_0^2}{16\alpha^2 \gamma^2}\right) \\ M_2 = \frac{1}{\phi_1} \exp\left(\frac{\theta_1^2}{4\phi_1^2}\right) \exp\left(-\frac{R_1^2 \Omega_0^2}{16\alpha^2 \gamma^2}\right) \end{cases} \quad (22)$$

通过 (21) 式可得不同参量下部分相干余弦高斯光束通过聚焦光学系统和大气湍流后的聚焦特性, 结果如图 4 所示。

由图 4a 可知, 桶中功率随湍流强度 C_n^2 的增加而下降, 这与完全相干光结论相同。由图 4b 可知, 在中等湍流强度情况下, 光束桶中功率随着光谱相干长度的下降而下降, 部分相干双曲余弦高斯光束远场光束聚焦能力下降。当聚焦距离相同, 如图 4c 所示, 在大气湍流情况下焦点位置的桶中功率不一定有最大值,

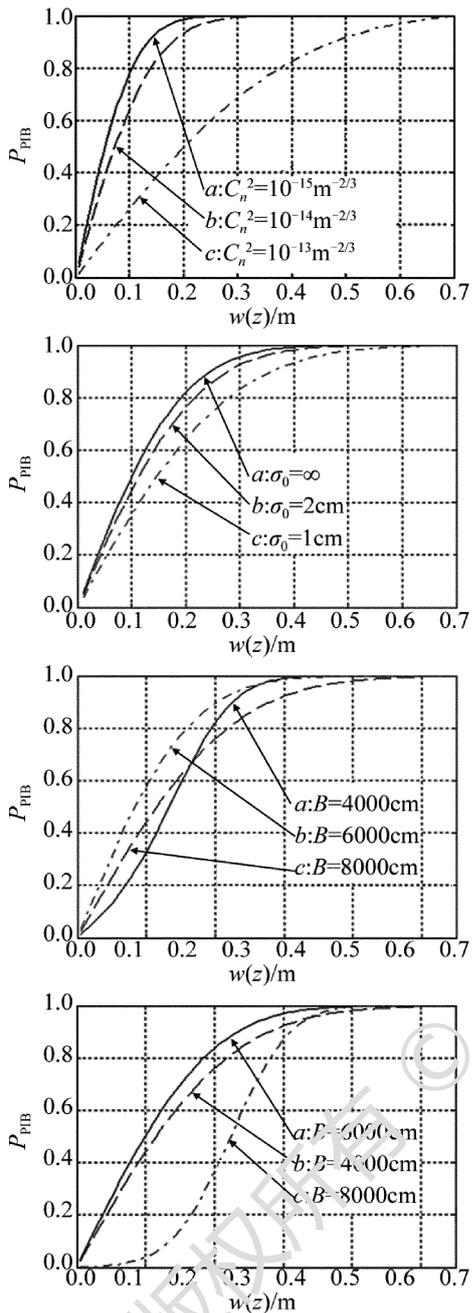


Fig. 4 P_{PIB} of partially coherent cosh-Gaussian beam through an optical system propagating in turbulent atmosphere with different turbulence intensities and propagation lengths

- a— $f=5000\text{m}, B=5000\text{m}, w_0=0.12\text{m}, \Omega_0=28\text{m}^{-1}, \sigma_0=1\text{cm}$
- b— $f=5000\text{m}, B=5000\text{m}, w_0=0.12\text{m}, \Omega_0=28\text{m}^{-1}, C_n^2=10^{-14}\text{m}^{-2/3}$
- c— $f=8000\text{m}, w_0=0.12\text{m}, \Omega_0=28\text{m}^{-1}, \sigma_0=2\text{cm}; C_n^2=10^{-14}\text{m}^{-2/3}$
- d— $f=8000\text{m}, w_0=0.12\text{m}, \Omega_0=42\text{m}^{-1}, \sigma_0=2\text{cm}, C_n^2=10^{-14}\text{m}^{-2/3}$

且随着桶中功率环半径的选择不同,传输过程中桶中功率成非线性增加。比较图 4c 和图 4d 可知,随着部分相干双曲余弦高斯光束的参量 Ω_0 增大,焦点位置的桶中功率值变化较小,其它位置的桶中功率出现增加。

如图 5a 中曲线 a, b, c 所示,在中等湍流强度下,部分相干双曲余弦高斯光束的桶中功率随聚焦距离增

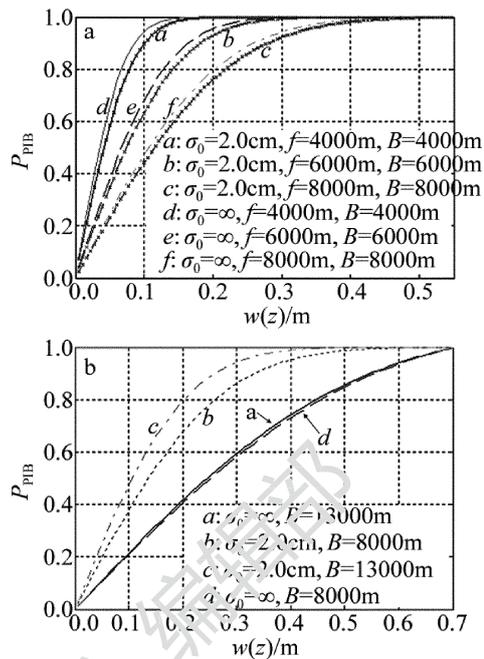


Fig. 5 P_{PIB} of partially coherent cosh-Gaussian beam through an optical system propagating in turbulent atmosphere with different focal lengths and propagation lengths

- a— $w_0=0.12\text{m}, \Omega_0=28\text{m}^{-1}, C_n^2=10^{-14}\text{m}^{-2/3}$
- b— $f=8000\text{m}, w_0=0.12\text{m}, \Omega_0=44\text{m}^{-1}, C_n^2=10^{-14}\text{m}^{-2/3}$

加而下降,远场聚焦能力下降;比较图 5a 中曲线 a ~ 曲线 f 可知,完全相干光束的远场聚焦光束质量略好于部分相干光束,随着聚焦距离和传输距离增加,完全相干光束和部分相干光束的光束质量下降趋势相近。由图 5b 中曲线 b 和曲线 d 可知,当双曲余弦高斯光束参量 Ω_0 较大时,部分相干光束和完全相干光束在焦点位置的聚焦特性相差明显;但当光束远离焦点位置时,如图 5b 中曲线 a 和曲线 c 所示,部分相干光束和完全相干光束的桶中功率值是接近的。考虑此时光束是近似准直光束,这说明部分相干和完全相干的双曲余弦高斯光束在大曲率半径及近似准直条件下,湍流对其的影响效果是近似的。

3 结论

部分相干双曲余弦高斯光束通过 ABCD 光学系统在大气湍流中的传输特性得到了研究,对聚焦光束在大气湍流传输过程中各种参量的影响做了分析,讨论并对比了部分相干双曲余弦高斯光束与双曲余弦高斯光束在不同参量下传输特性的不同。部分相干余弦高斯光束相对于双曲余弦高斯光束,光束的在传输过程中会出现轮廓变化,当光谱相干长度下降后,光强峰值会明显下降,但光斑不会发生明显发散;随着光谱相干长度的减小,束腰位置将远离焦点位置,束宽将增加;部分相干余弦高斯光束在相同直径下,光强分布不同

在通过聚焦光学系统后束宽特性完全不同;完全相干光束的远场聚焦光束质量要略好于部分相干光束,随着聚焦距离增加,完全相干光束和部分相干光束的远场光束质量下降趋势相似;部分相干和完全相干的双曲余弦高斯光束在大曲率半径和准直条件下,湍流对其的影响效果是近似的。

参 考 文 献

- [1] ANDREWS L C, PHILLIPS R L. Laser beam propagation through random media [M]. Bellingham, USA: SPIE Press, 1998:88-101.
- [2] EYYUBOGLU H T, BAYKAL Y. Reciprocity of cos-Gaussian and cosh-Gaussian laser beams in turbulent atmosphere [J]. Optics Express, 2004, 12(1): 4659-4674.
- [3] EYYUBOGLU H T, BAYKAL Y. Average intensity and spreading of cosh-Gaussian laser beams in the turbulent atmosphere [J]. Applied Optics, 2005, 44(6):33-56.
- [4] LI P, KUANG A H. Propagation characteristics of non-paraxial partially coherent Hermite-cosine-Gaussian beams [J]. Laser Technology, 2014, 38(1): 141-144(in Chinese).
- [5] EYYUBOGLU H T. Hermite-cosine-Gaussian laser beam and its propagation characteristics in turbulent atmosphere[J]. Journal of the Optical Society of America, 2005, A22(1):1527-1535.
- [6] WU J. Propagation of a Gaussian-Schell beam through turbulent media [J]. Journal of Modern Optics, 1990, 37(4):671-684.
- [7] WU J, BOARDMAN A D. Coherence length of a gaussian-schell beam and atmospheric turbulence [J]. Journal of Modern Optics, 1991, 38(7):1355-1363.
- [8] DUAN K, LÜ B D. Propagation of Hermite-Laguerre-Gaussian beams through paraxial optical ABCD system with rectangular hard-edged aperture [J]. Optics Communications, 2005, 250(3):1-9.
- [9] LI H M, ZUO J W, XU J, *et al.* Study on incoherent combining technology of pulsed laser beams [J]. Laser Technology, 2015, 39(2): 237-241 (in Chinese).
- [10] JI X L, HUANG T, LÜ B D. Spreading of partially coherent cosh-Gaussian beams propagation through turbulent atmosphere [J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(3):978-982(in Chinese).
- [11] CHEN K, ZHU D X, JIAO H W. Polarization properties of Gaussian-Schell model beams passing through focal optical system [J]. Laser Technology, 2014, 38(2): 246-250 (in Chinese).
- [12] YURA H T, HANSON S G. Optical beam wave propagation through complex optical system [J]. Journal of the Optical Society of America, 1987, A4(1):1931-1948.
- [13] TATARSKII V I. Wave propagation in a turbulent medium [M]. New York, USA: McGraw-Hill Book Company, 1961:27-62.
- [14] BANAKH V A, MIRONOV V J. Phase approximation of the Huygens-Kirchhoff method in problems of laser beam propagation in the turbulent atmosphere [J]. Optics Letters, 1977, 1(5):172-174.
- [15] YURA H T, HANSON S G. Optical beam wave propagation through complex optical system [J]. Journal of the Optical Society of America, 1987, A4(2):1931-1948.
- [16] CHU X X. Propagation of a cosh-Gaussian beam through an optical system in turbulent atmosphere[J]. Optics Express, 2007, 15(3): 17612-17616.
- [17] STEGMAN A E. New developments in laser resonators[J]. Proceedings of the SPIE, 1990, 1224:2-14.
- [18] STEGMAN A E. How to (maybe) measure laser beam quality [C]// Optical Society of America Annual Meeting, 1997. Washington DC, USA: Optical Society of America, 1998:184-199.