

# 部分相干平顶光束在非 Kolmogorov 大气湍流中湍流距离的变化

黄永平<sup>1,2</sup> 段志春<sup>1</sup> 贺也洹<sup>2</sup> 张彬<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 宜宾学院物理与电子工程学院物理研究所, 四川 宜宾 644007

<sup>2</sup> 四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064

**摘要** 为了说明部分相干平顶(PCFT)光束在非 Kolmogorov(非 K)大气湍流中湍流距离的变化,基于广义惠更斯-菲涅耳原理和利用相对  $M^2$  因子定义的湍流距离,推导出部分相干平顶光束在非 K 大气湍流中传输的湍流距离的解析表达式。部分相干平顶光束在非 K 大气湍流中的湍流距离由非 K 大气湍流参数即广义指数参数、湍流内外尺度和部分相干平顶光束在  $z=0$  处的初始二阶矩即光束参数(包含光束阶数、波长、相干度以及束腰宽度)决定。研究表明,PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离随广义指数参数的增加先减小达到最小值后再增大,随部分相干平顶光束的阶数和波长的增加而增大,随光束相干性的减弱而增大,随光束束腰宽度的增加做先减小后增大的非单调变化。

**关键词** 大气光学;湍流距离;非 Kolmogorov 大气湍流;部分相干平顶光束

**中图分类号** O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201441.0913002

## Change of Turbulence Distance for Partially Coherent Flat-Topped Beams Propagating Through Non-Kolmogorov Turbulence

Huang Yongping<sup>1,2</sup> Duan Zhichun<sup>1</sup> He Yehuan<sup>2</sup> Zhang Bin<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Physics Institute in School of Physics and Electronic Engineering, Yibin University, Yibin, Sichuan 644007, China )  
<sup>2</sup> College of Electronics Information, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064, China

**Abstract** In order to illustrate the change of turbulence distance for partially coherent flat-topped (PCFT) beams propagating through non-Kolmogorov (non-K) turbulence, based on the extended Huygens-Fresnel principle and the definition of turbulence distance using relative  $M^2$ -factor, the analytical expression for turbulence distance of PCFT beams through non-Kolmogorov turbulence is derived. The turbulence distance of PCFT beams through non-Kolmogorov turbulence depends on the generalized exponent parameter, inner scale and outer scale of turbulence and the initial second order moments at the plane of  $z=0$  (namely, beam parameters including beam order, wavelength, coherence degree and beam waist width). The results show that the turbulence distance of PCFT beams through non-Kolmogorov turbulence firstly decreases towards a minimum and then increases with the increasing of generalized exponent parameter, increases with the increasing of beam order and wavelength and decreasing of coherence property, and does not monotonously vary that the turbulence distance firstly decreases and then increases with the increasing of beam waist width.

**Key words** atmospheric optics; turbulence distance; non-Kolmogorov turbulence; partially coherent flat-topped beams

**OCIS codes** 010.1330; 050.1960; 010.1290

收稿日期: 2014-02-24; 收到修改稿日期: 2014-03-21

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(61275203)、四川省教育厅资助科研项目(14ZA0268,12ZA023)、四川大学优秀青年学者科研基金(2011-2-B17)、宜宾学院自然科学研究项目(2013YY04)

作者简介: 黄永平(1974—),女,博士研究生,副教授,主要从事激光传输与光通信方面的研究。E-mail: yongph@163.com

导师简介: 张彬(1969—),女,博士,教授,主要从事激光物理与技术、激光传输变换与控制等方面的研究。

E-mail: zhangbinff@sohu.com

# 1 引 言

激光束在大气中长距离传输时,受到大气湍流效应的影响会导致激光光束的传输性能明显降低,传输质量变差<sup>[1-8]</sup>。然而,激光束在传输过程中存在一个受湍流影响很小的传输范围,被称为湍流距离<sup>[9-12]</sup>。如果湍流距离越大,则表明光束受湍流的影响越小,越有利于光束的传输<sup>[9-12]</sup>。随着研究的深入,对湍流距离存在不同的定义,有从光束的束腰宽度扩展和角度的扩展来定义湍流距离<sup>[9-10]</sup>,也有考虑到光束在自由空间中  $M^2$  因子保持不变,且因用  $M^2$  因子比光束的束腰宽度和角度的扩展更能全面直接地反映湍流对光束的影响,从而根据相对  $M^2$  因子来定义湍流距离<sup>[11-12]</sup>。但是文献[9-12]中涉及的这两种方法都没得出湍流距离最终的解析表达式。且文献[9-12]也只讨论了光束在 Kolmogorov 湍流大气中传输的湍流距离。然而,理论和实验表明,在大气的大气对流层顶部和平流层的湍流与用理想的 Kolmogorov 功率谱描述的湍流具有较大的偏差,需要用非 Kolmogorov 功率谱来描述,相应的湍流也被称为非 Kolmogorov(非 K)湍流<sup>[13-15]</sup>。另一方面,在诸如激光材料加工、惯性约束聚变、测距与雷达等激光应用领域中,常需用到具有近场分布均匀、远场能量集中等特点的平顶光束<sup>[3, 16-18]</sup>,且这类光束通常又具有部分相干性。本文以部分相干平顶(PCFT)光束为例,采用第二种定义(相对  $M^2$  因子定义)湍流距离的方法,重点研究 PCFT 光束在

非 K 大气湍流中湍流距离,推导出 PCFT 光束在非 K 大气湍流中湍流距离的解析表达式,并数值计算与分析湍流距离随非 K 大气湍流参数和光束参数的变化规律。

# 2 部分相干平顶光束在非 K 大气湍流中的湍流距离

Li 等<sup>[16-18]</sup>提出了一种用束腰宽度参数和振幅参数不同的多束基模高斯光束合成平顶分布光束的模型。在直角坐标系中,平顶光束在  $z=0$  处的场分布可表示为

$$E(x, 0) = \sum_{n=1}^N \alpha_n \exp\left(-np_N \frac{x^2}{\omega_0^2}\right), \quad (1)$$

式中  $N$  为平顶光束的阶数,  $\omega_0$  为对应高斯束腰宽度,  $\alpha_n$  和  $p_N$  分别为二项式展开系数和比例系数,即<sup>[17-18]</sup>

$$\alpha_n = (-1)^{n+n'+2} \frac{N!}{n!n'!(N-n)!(N-n')!}, \quad (2)$$

$$p_N = 2 \sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N \frac{\alpha_n \alpha_{n'}}{n+n'}. \quad (3)$$

当  $N=1$  时,(1)式表示基模高斯光束,  $N>1$  时,(1)式表示平顶分布光束。为了讨论方便,(1)式略去了对讨论问题不重要的振幅因子,并只考虑二维情况。

在平面  $z=0$  处, PCFT 光束的交叉谱密度为<sup>[18]</sup>

$$W_0(x'_1, x'_2, 0) = \sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N \alpha_n \alpha_{n'} \exp\left[-\left(np_N \frac{x_1'^2}{\omega_0^2} + n'p_N \frac{x_2'^2}{\omega_0^2}\right)\right] \exp\left[-\frac{(x'_1 - x'_2)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (4)$$

式中  $\sigma$  为平面  $z=0$  处光束的空间相关长度,  $x'_1, x'_2$  为入射面( $z=0$ )上的两点。当  $N=1$  时,(4)式表示高斯谢尔模型(GSM)光束的交叉谱密度。

根据广义惠更斯-菲涅耳原理, PCFT 光束在非 K 大气湍流中的交叉谱密度  $W(x_1, x_2, z)$  可表示为

$$W(x_1, x_2, z) = \frac{k}{2\pi z} \iint W^{(0)}(x'_1, x'_2, 0) \exp\left\{\frac{ik}{z}[(x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1'^2 - x_2'^2)]\right\} \times \langle \exp[\psi^*(x_1, x'_1) + \psi(x_2, x'_2)] \rangle dx'_1 dx'_2, \quad (5)$$

式中  $k=2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  为波长,  $x_1, x_2$  为出射面  $z$  上的两点。

当  $x_1 = x_2 = x$  时,可得到在光束传输到平面  $z$  上的光强分布为

$$I(x, z) = W(x, x, z) = \frac{k}{2\pi z} \iint W^{(0)}(x'_1, x'_2; 0) \exp\left\{\frac{ik}{z}[(x_1^2 - x_2^2) - 2x(x'_1 - x'_2)]\right\} \times \exp\left\{-4\pi^2 k^2 z \int_0^\infty [1 - J_0(\kappa \xi |x'_2 - x'_1|)] \Phi_n(\kappa, \alpha) \kappa d\kappa d\xi\right\} dx'_1 dx'_2 = \frac{k}{2\pi z} \iint W^{(0)}(x'_1, x'_2; 0) \exp\left\{\frac{ik}{z}[(x_1^2 - x_2^2) - 2x(x'_1 - x'_2)]\right\} \exp[-2T(\alpha)z(x'_2 - x'_1)^2] dx'_1 dx'_2, \quad (6)$$

(6)式中,  $J_0(\cdot)$  是零阶贝塞尔函数,  $\Phi_n(\alpha, \alpha)$  为非 K 大气湍流的折射率起伏谱密度函数, 且

$$T(\alpha) = \frac{2\pi^2}{3} \int_0^{\infty} \Phi_n(\kappa, \alpha) \kappa^3 d\kappa, \quad (7)$$

表征湍流影响强度的湍流量<sup>[4]</sup>。

根据二阶矩的定义<sup>[9]</sup>

$$\langle x^2 \rangle = \int x^2 I(x, z) dx / \int I(x, z) dx, \quad (8)$$

将(4)式和(6)式代入(8)式, 得到 PFCT 光束在非 K 大气湍流中的二阶矩为

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\omega_0^2}{\rho_N^2} \left[ \sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N \frac{\alpha_n \alpha_{n'}}{(n+n')^2} \right] + \frac{1}{k^2 \omega_0^2} \left[ \beta^{-2} + 4 \sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N \frac{m' \alpha_n \alpha_{n'}}{(n+n')^2} \right] z^2 + T(\alpha) z^3, \quad (9)$$

式中,  $\beta = \sigma/\omega_0$  为光源的相干参数, 其大小代表光束相干性的强弱。

根据文献[4, 19]有

$$\langle x^2 \rangle = \langle x^2 \rangle_0 + \langle \theta_x^2 \rangle_0 z^2 + T(\alpha) z^3, \quad (10)$$

将(9)式与(10)式进行比较可得, PCFT 光束在  $z = 0$  处的二阶矩  $\langle x^2 \rangle_0$  和  $\langle \theta_x^2 \rangle_0$  分别为

$$\langle x^2 \rangle_0 = \frac{\omega_0^2}{\rho_N^2} \left[ \sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N \frac{\alpha_n \alpha_{n'}}{(n+n')^2} \right], \quad (11)$$

$$\langle \theta_x^2 \rangle_0 = \frac{1}{k^2 \omega_0^2} \left[ \beta^{-2} + 4 \sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N \frac{m' \alpha_n \alpha_{n'}}{(n+n')^2} \right]. \quad (12)$$

对于非 K 谱来说,  $\Phi_n(\kappa, \alpha)$  可表示为<sup>[13-14]</sup>

$$\Phi_n(\kappa, \alpha) = \tilde{C}_n^2 \frac{\Gamma(\alpha-1) \cos(\alpha\pi/2) \exp[-(\kappa^2/\kappa_m^2)]}{4\pi^2 (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{\alpha/2}}, \quad 0 \leq \kappa < \infty, \quad 3 < \alpha < 4, \quad (13)$$

式中  $\alpha$  为功率谱指数,  $\tilde{C}_n^2$  是广义的湍流折射率起伏结构常数, 单位是  $\text{m}^{3-\alpha}$ 。  $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ ,  $L_0$  为大气湍流的外尺度,  $\kappa_m = c(\alpha)/l_0$ ,  $l_0$  为大气湍流的内尺度,  $c(\alpha) = \left[ \frac{2}{3\pi} \Gamma(5-\alpha/2) A(\alpha) \right]^{1/(\alpha-5)}$ ,  $\Gamma(\cdot)$  为伽马函数。当  $\alpha = 11/3$ ,  $l_0 = 0$  和  $L_0 = \infty$  时,  $A(11/3) = 0.033$ ,  $\tilde{C}_n^2 = C_n^2$ , 即为常规的 Kolmogorov 谱。

将(13)式代入(7)式得到湍流量  $T(\alpha)$  的表达式为

$$T(\alpha) = \frac{2}{3} \pi^2 \int_0^{\infty} \Phi_n(\kappa) \kappa^3 d\kappa = \frac{\pi^2 A(\alpha) \tilde{C}_n^2}{3(\alpha-2)} \times \left\{ \left[ \frac{c(\alpha)}{l_0} \right]^{2-\alpha} \left[ \frac{8\pi^2}{L_0^2} + (\alpha-2) \frac{c^2(\alpha)}{l_0^2} \right] \exp \left[ \frac{4\pi^2}{c^2(\alpha)} \frac{l_0^2}{L_0^2} \right] \Gamma \left[ 2 - \frac{\alpha}{2}, \frac{4\pi^2 l_0^2}{c^2(\alpha) L_0^2} \right] - 2 \left( \frac{2\pi}{L_0} \right)^{4-\alpha} \right\}. \quad (14)$$

再根据文献[19], 可得到光束在非 K 湍流中传输的  $M^2$  因子可表示为

$$M_x^2(z, \alpha) = k \left[ 4 \langle x^2 \rangle_0 \langle \theta_x^2 \rangle_0 + 12 \langle x^2 \rangle_0 T(\alpha) z + 4 \langle \theta_x^2 \rangle_0 T(\alpha) z^3 + 3 T^2(\alpha) z^4 \right]^{1/2}. \quad (15)$$

为了方便分析, 引入相对  $M^2$  因子<sup>[11-12]</sup>, 即  $M_{xr}^2(z, \alpha) \equiv \frac{M_x^2(z, \alpha)}{M_x^2(z=0)}$ 。于是, 光束在非 K 大气湍流中传输的相对  $M^2$  因子表示为

$$M_{xr}^2(z, \alpha) = \sqrt{1 + \frac{3T(\alpha)z}{\langle \theta_x^2 \rangle_0} + \frac{T(\alpha)z^3}{\langle x^2 \rangle_0} + \frac{3T^2(\alpha)z^4}{4\langle x^2 \rangle_0 \langle \theta_x^2 \rangle_0}}. \quad (16)$$

根据文献[12]对湍流距离的定义, 当相对  $M^2$  因子的值为  $\sqrt{2}$  时所对应的传输距离为湍流距离  $z_{Mr}(\alpha)$ , 即

$$M_{xr}^2[z_{Mr}(\alpha)] = \sqrt{2}. \quad (17)$$

将(16)式代入到(17)式得到

$$z_{Mr}^4(\alpha) + \frac{4\langle \theta_x^2 \rangle_0 z_{Mr}^3(\alpha)}{3T(\alpha)} + \frac{4\langle x^2 \rangle_0 z_{Mr}(\alpha)}{T(\alpha)} - \frac{4\langle x^2 \rangle_0 \langle \theta_x^2 \rangle_0}{3T^2(\alpha)} = 0. \quad (18)$$

(18)式是一个四次方程, 四个解中只有一个是正的实数解。经过繁琐的推导, 可得到 PCFT 光束通过非 K 湍流的湍流距离为

$$z_{M_r}(\alpha) = -\frac{\left[\beta^{-2} + 4 \sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N \frac{m' \alpha_n \alpha_{n'}}{(n+n')^2}\right]}{3k^2 \omega_0^2 T(\alpha)} + \frac{1}{2} M + \frac{1}{2} \left\{ \frac{8}{k^4 \omega_0^4} \left[\beta^{-2} + 4 \sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N \frac{m' \alpha_n \alpha_{n'}}{(n+n')^2}\right]^2 + \frac{32 \sqrt[3]{2} \langle x^2 \rangle_0 \langle \theta_x^2 \rangle_0}{3 T^2(\alpha) Q} + \frac{16}{k^6 \omega_0^6} \left[\beta^{-2} + 4 \sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N \frac{m' \alpha_n \alpha_{n'}}{(n+n')^2}\right]^3 + \frac{216 \omega_0^2}{p_N^2} \left[\sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N \frac{\alpha_n \alpha_{n'}}{(n+n')^2}\right] T^2(\alpha) \right\}^{1/2} + \frac{Q}{\sqrt[3]{54}} + \frac{16}{k^6 \omega_0^6} \left[\beta^{-2} + 4 \sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N \frac{m' \alpha_n \alpha_{n'}}{(n+n')^2}\right]^3 + \frac{216 \omega_0^2}{p_N^2} \left[\sum_{n=1}^N \sum_{n'=1}^N \frac{\alpha_n \alpha_{n'}}{(n+n')^2}\right] T^2(\alpha) \right\}^{1/2}, \quad (19)$$

式中

$$M = \left[ \frac{4 \langle \theta_x^2 \rangle_0^2}{9 T^2(\alpha)} - \frac{32 \sqrt[3]{2} \langle x^2 \rangle_0 \langle \theta_x^2 \rangle_0}{3 T^2(\alpha) Q} - \frac{Q}{\sqrt[3]{54}} \right]^{1/2}, \quad (20)$$

$$Q = \left\{ [2^{17} \langle x^2 \rangle_0^3 \langle \theta_x^2 \rangle_0^3 T^{-6}(\alpha) + 256 R^2]^{1/2} + 16 R \right\}^{1/3}, \quad (21)$$

$$R = -4 \langle \theta_x^2 \rangle_0^3 \langle x^2 \rangle_0 T^{-4}(\alpha) + 27 \langle x^2 \rangle_0^2 T^{-2}(\alpha). \quad (22)$$

(19)式并结合(14)式表明,PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离与非 K 大气湍流参数  $\alpha$  (即广义指数参数)、湍流的内外尺度和 PCFT 光束在  $z=0$  处的初始二阶矩 (即光束参数, 包含光束阶数、波长、相干度以及束腰宽度) 有关。当  $N=1$  时, (19)式可简化为 GSM 光束在非 K 大气湍流中湍流距离的表达式, 若  $\alpha=11/3$ , 就可简化为文献[12]中(20)式的解。当  $\beta \rightarrow \infty$ , (19)式简化为完全相干平顶光束在非 K 大气湍流中湍流距离的表达式。

### 3 数值计算与分析

为了说明 PCFT 光束在非 K 大气湍流中湍流距离随各参数的变化规律, 现根据(19)式进行数值计算, 其典型结果如图 1~5 所示。

图 1 描述了不同光束阶数的 PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离随广义指数参数的变化。计算参数为:  $\omega_0=0.03 \text{ m}$ ,  $\lambda=1060 \text{ nm}$ ,  $\beta=0.5$ ,  $L_0=$

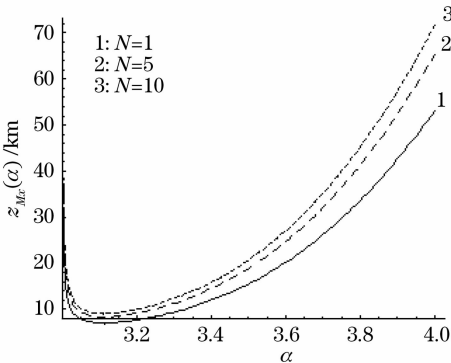


图 1 不同阶数的 PCFT 光束的湍流距离随  $\alpha$  的变化  
Fig. 1 Turbulence distance  $z_{M_r}(\alpha)$  of PCFT beams with different values of the beam order versus  $\alpha$

$10 \text{ m}$ ,  $l_0=0.01 \text{ m}$ ,  $\tilde{C}_n^2=10^{-15} \text{ m}^{3-\alpha}$ [12, 17, 20-22]。从图 1 可以看出, PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离随广义指数参数  $\alpha$  的增加呈现非单调变化, 即先减小到最小值然后再增加。其物理原因为: 由(19)式可知,  $z_{M_r}(\alpha)$  会随  $T(\alpha)$  增加而减小, 而  $T(\alpha)$  随  $\alpha$  增加呈先增大至最大值而后再减小的变化[19]。并且, 光束阶数  $N$  越大, 在相同条件下, 湍流距离的值越大, 表明在相同条件下, PCFT 光束比 GSM 光束受到非 K 湍流影响要小。

图 2 给出了不同相干性的 PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离随广义指数参数  $\alpha$  的变化。计算参数:  $N=10$ , 其余参数与图 1 相同。从图 2 可以看出, PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离随光束相干性的增强而减小, 相干性越弱, 湍流距离越大, 表明光束受到湍流的影响越小。进一步分析图 2 可知, PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离比完全相干平顶光束大, 说明 PCFT 光束在非 K

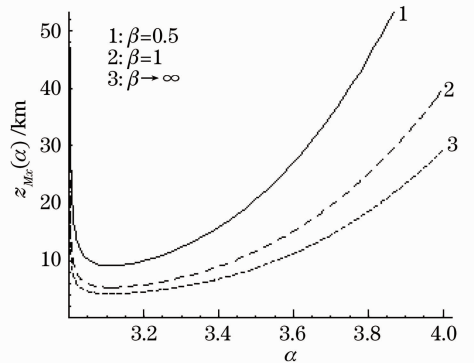


图 2 不同相干性的 PCFT 光束的湍流距离随的  $\alpha$  变化  
Fig. 2 Turbulence distance  $z_{M_r}(\alpha)$  of PCFT beams with different values of coherence parameter versus  $\alpha$

大气湍流中传输受到非 K 大气湍流的影响要比完全相干平顶光束小,与文献[18]所得结论一致。

图 3 描述了 PCFT 光束在具有不同  $\alpha$  值的湍流中的湍流距离随波长的变化。计算参数与图 2 所用参数相同。由图 3 可见,PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离随波长的增加而增大,表明长波长光束受湍流的影响小,且在非 K 大气湍流和  $\alpha=11/3$  的理想湍流中的湍流距离随波长的变化规律相似。

图 4 给出了 PCFT 光束在具有不同  $\alpha$  值的湍流中的湍流距离随束腰宽度  $w_0$  的变化。计算参数与图 2 所用参数相同。分析图 4 可知,PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离随束腰宽度的增加做非单调变化,即呈先减小后增加的变化趋势。进一步从图 4 可以看出,束腰宽度越小(如  $w_0 < 0.05$  m),在相同条件下光束的束腰宽度越小的平顶光束的湍流距离更大,可见束腰宽度越小(尤其小于 0.02 m)的光束在湍流中传输受到湍流的影响

越小。

图 5 描绘出了 PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离随湍流内、外尺度的变化曲线,所用到的计算参数与图 1 参数相同。很显然,湍流内尺度的不同取值对湍流距离影响非常显著,湍流外尺度比较小时[如图 5 (b)中  $L_0 < 10$  m,当  $\alpha=3.9$  时]取不同值对湍流距离也比较明显的影响,但湍流的外尺度比较大时取不同值对湍流距离的影响不明显。由图 5 所知,湍流距离随湍流内尺度的增加而增大,随外尺度的增加而减小,但外尺度较大时,这种变化趋势不明显。而实验研究<sup>[22]</sup>表明,湍流的内尺度增大或外尺度减小都会使湍流强度减弱,而越弱的湍流对光束传输的影响越小,从而光束的湍流距离增大。另外,由图 3~5 可看出,光束在理想 Kolmogorov 湍流( $\alpha=11/3$ )中传输的湍流距离可以看作是在非 K 大气湍流中传输的特例。

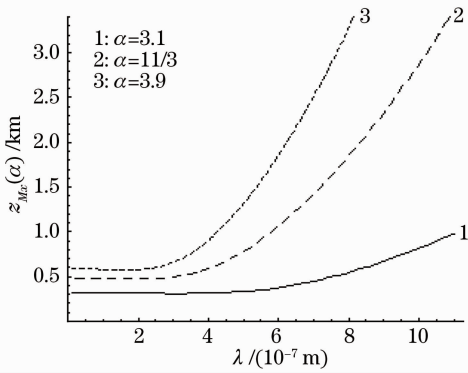


图 3 PCFT 光束在具有不同  $\alpha$  值湍流中的湍流距离随波长的变化

Fig. 3  $z_{Mr}(\alpha)$  of PCFT beams in turbulence with different values of  $\alpha$  versus wavelength  $\lambda$

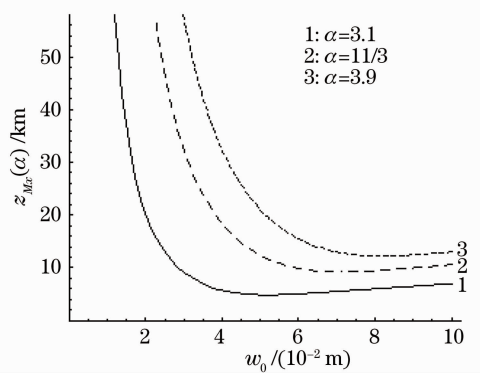


图 4 PCFT 光束在具有不同  $\alpha$  值湍流中的湍流距离随束腰宽度  $w_0$  的变化

Fig. 4  $z_{Mr}(\alpha)$  of PCFT beams in turbulence with different values of  $\alpha$  versus beam waist  $w_0$

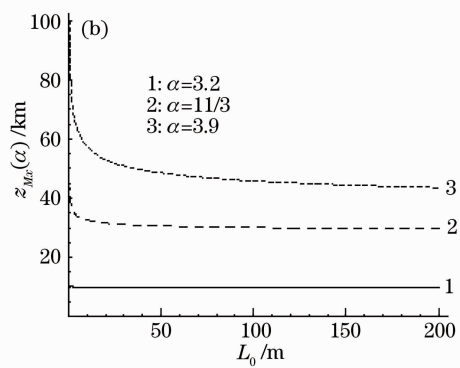
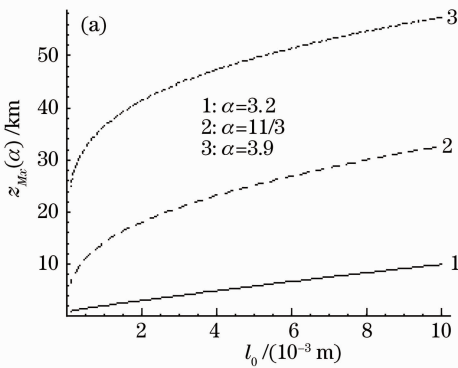


图 5 PCFT 光束在具有不同  $\alpha$  值湍流中的湍流距离随(a)内尺度和(b)外尺度的变化

Fig. 5  $z_{Mr}(\alpha)$  of PCFT beams in turbulence with different values of  $\alpha$  versus (a) inner scale and (b) outer scale of turbulence

## 4 结 论

基于广义惠更斯-菲涅耳原理和相对  $M^2$  因子定义的湍流距离,推导了 PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离的表达式。PCFT 光束在非 K 湍流中的湍流距离由非 K 大气湍流参数  $\alpha$ 、湍流的内、外尺度和  $z=0$  处的光束参数(包含光束阶数、波长、相干度以及束腰宽度)共同决定。数值模拟结果表明,PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离随广义指数参数的增加呈先减小至最小值后再增大的非单调变化,随内尺度的增加而增大,随外尺度的增加而减小,但外尺度较大时这种变化趋势不明显。此外,PCFT 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离还随光束阶数和波长的增加以及光束相干性的减弱而增大,并随光束束腰宽度的增加而先减小后增大。由此可见,在相同的条件下,内尺度越大、外尺度越小的非 K 大气湍流越有利于光束传输,光束阶数高的平顶光束比阶数低的平顶光束受到湍流的影响小,相干性越差的平顶光束比相干性强的平顶光束受到湍流影响小,波长越长的平顶光束比波长短的平顶光束受到湍流的影响小。研究还发现,在相同的条件下,PCFT 光束比完全相干平顶光束在非 K 大气湍流中的湍流距离大,PCFT 光束比 GSM 光束在非 K 大气湍流中的湍流距离大。所得研究结果将有利于更好地研究湍流对 PCFT 光束、完全相干平顶光束以及 GSM 光束在非 K 弱湍流大气中做水平路径传输的影响,为平顶光束在非 K 湍流大气中传输的应用提供理论基础。

## 参 考 文 献

- 1 Wu Jian. Propagation of a Gaussian-Schell beam through turbulent media[J]. J Mod Opt, 1990, 37(4): 671-684.
- 2 A Dogariu, S Amarande. Propagation of partially coherent beams turbulence-induced degradation[J]. Opt Lett, 2003, 28(1): 10-12.
- 3 Yangjian Cai. Propagation of various flat-topped beams in a turbulent atmosphere[J]. J Opt A, Pure Appl Opt, 2006, 8(6): 537-545.
- 4 Dan Youquan, Zhang Bin. Second moments of partially coherent beams in atmospheric turbulence[J]. Opt Lett, 2009, 34(5): 563-565.
- 5 Li Fei, Wu Yi, Hou Zaihong. Analysis and experimental research on bit error rate for free-space optical communication systems through turbulent atmosphere[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(6): 0606002.  
李 菲,吴 毅,侯再红. 湍流大气光通信系统误码率分析与实验研究[J]. 光学学报, 2012, 32(6): 0606002.
- 6 Hu Hao, Wang Hongxing, Liu Min, *et al.*. Analysis on error performance of free space optical communication based on Turbo product code [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2011, 48(1): 010601.  
胡 昊,王红星,刘 敏,等. 基于 TPC 的大气无线光通信差错

- 性能分析[J]. 激光与光电子学进展, 2011, 48(1): 010601.
- 7 Hua Zhili, Li Hongping. Atmospheric turbulence phase screen simulation based on random unit expansion [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(5): 0501001.  
华志励,李洪平. 基于随机数据元扩张的大气湍流相位屏数值模拟[J]. 光学学报, 2012, 32(5): 0501001.
  - 8 Wu Yunyun, Li Xinyang, Rao Changhui. Effect of atmospheric turbulence aberration on the bit-error performance of homodyne binary phase shift keying coherent optical communication [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(6): 0606002.  
武云云,李新阳,饶长辉. 大气湍流像差对空间零差二进制相移键控相干光通信误码性能的影响[J]. 光学学报, 2013, 33(6): 0606002.
  - 9 G Gbur, E Wolf. Spreading of partially coherent beams in random media[J]. J Opt Soc Am A, 2002, 19(8): 1592-1598.
  - 10 X Li, X Ji, H T Eyyuboglu, *et al.*. Turbulence distance of radial Gaussian Schell-model array beams [J]. Appl Phys B, 2010, 98(2-3): 557-565.
  - 11 Dan Y, Zeng S, Hao B, *et al.*. Range of turbulence-independent propagation and Rayleigh range of partially coherent beams in atmospheric turbulence [J]. J Opt Soc Am A, 2010, 27(3): 426-434.
  - 12 Y L Ai, Y Q Dan. Range of turbulence-negligible propagation of Gaussian Schell-model array beams [J]. Opt Commun, 2011, 284(13): 3216-3220.
  - 13 M S Belen'kii, S J Karis, J M Brown II, *et al.*. Experimental study of the effect of non-Kolmogorov stratospheric turbulence on star image motion [C]. SPIE, 1997, 3126: 113-123.
  - 14 I Toselli, L C Andrews, R L Phillips, *et al.*. Angle of arrival fluctuations for free space laser beam propagation through non Kolmogorov turbulence [C]. SPIE, 2007, 6551: 65510E.
  - 15 Chen Feinan, Chen Jingjing, Zhao Qi. Properties of high order Bessel Gaussian beam propagation in non-Kolmogorov atmosphere turbulence [J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(9): 0913001.  
陈斐楠,陈晶晶,赵 琦. 高阶贝塞尔高斯光束在非柯尔莫诺夫大气中的传输特性[J]. 中国激光, 2012, 39(9): 0913001.
  - 16 Y Li. New expressions for flat-topped light beams [J]. Opt Commun, 2002, 206(4): 225-234.
  - 17 Y Q Dan, B Zhang, P P Pan. Propagation of partially coherent flat-topped beams through a turbulent atmosphere [J]. J Opt Soc Am A, 2008, 25(9): 2223-2231.
  - 18 Y Q Dan, B Zhang. Beam propagation factor of partially coherent flat-topped beams in a turbulent atmosphere [J]. Opt Express, 2008, 16(20): 15563-15575.
  - 19 Y P Huang, G P Zhao, D He, *et al.*. Spreading and  $M^2$ -factor of elegant Hermit-Gaussian beams through non-Kolmogorov turbulence [J]. J Mod Opt, 2011, 58(11): 912-917.
  - 20 Ye Shunliu, Wang Xu'an, Zhu Shaolan, *et al.*. Propagation of coherent combination of flat-topped Gaussian beams in atmospheric turbulence [J]. Infrared and Laser Engineering, 2011, 40(7): 1347-1351.  
叶顺流,王绪安,朱少岚,等. 平顶高斯光束相干合成在大气湍流中的传输[J]. 红外与激光工程, 2011, 40(7): 1347-1351.
  - 21 Fan Chengyu, Song Zhengfang. Effect of atmospheric turbulence on precision of laser tracking system [J]. High Power Laser and Particle Beams, 1995, 7(4): 543-548.  
范承玉,宋正方. 大气湍流对激光跟踪系统角精度的影响[J]. 强激光与粒子束, 1995, 7(4): 543-548.
  - 22 Mei Haiping, Wu Xiaoping, Rao Ruizhong. Measurement of inner and outer scale of atmospheric optical turbulence in different areas [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2006, 18(3): 362-366.  
梅海平,吴晓庆,饶瑞中. 不同地区大气光学湍流内外尺度测量 [J]. 强激光与粒子束, 2006, 18(3): 362-366.

栏目编辑:王晓琰