

# 非 Kolmogorov 湍流对高斯-谢尔光束的瑞利区间和湍流距离的影响

汤明玥<sup>1</sup> 李宾中<sup>1</sup> 王宇峰<sup>2</sup> 陈晓文<sup>2\*</sup>

(<sup>1</sup> 川北医学院基础医学院物理教研室, 四川 南充 637000)

(<sup>2</sup> 川北医学院影像系, 四川 南充 637000)

**摘要** 推导出了高斯-谢尔(GSM)光束通过非 Kolmogorov 湍流大气传输的瑞利区间  $z_R$  和湍流距离  $z_T$  解析表达式, 并研究了湍流参量(广义指数  $\alpha$ 、内尺度  $l_0$  及外尺度  $L_0$ ) 对部分相干光扩展的影响。研究表明, 随着  $\alpha$  的增大,  $z_R$  先减小而后增大, 且在  $\alpha = 3.11$  处时存在极小值, 即光束扩展的极大值。 $z_R$  随  $L_0$  的减小而增大(仅当  $3.6 < \alpha < 4$  时);  $z_R$  随  $l_0$  的增大而增大。当  $\alpha > 3.11$  时,  $\alpha$  越大,  $l_0$  对于  $z_R$  的影响越小。值得指出的是: 若相干参数  $\beta$  或束腰半径  $w_0$  较小时, 不论  $\alpha$  取何值, 在瑞利范围之内, 湍流大气对光束扩展几乎不构成影响; 相反,  $\beta$  或  $w_0$  取较大值, 不论  $\alpha$  取何值, 在瑞利区间范围内湍流大气对光束扩展都会产生明显的影响。此外, 若  $\beta$  或  $w_0$  取值在一定范围内, 湍流大气是否能在瑞利区间范围内对光束扩展构成影响将与广义指数  $\alpha$  相关。

**关键词** 大气光学; 瑞利区间; 湍流距离; 非 Kolmogorov 湍流; 扩展

**中图分类号** O436; TN012 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201441.1013002

## Influence of Non-Kolmogorov Turbulence on the Rayleigh Range and Turbulence Distance of Gaussian-Schell Beams

Tang Mingyue<sup>1</sup> Li Binzhong<sup>1</sup> Wang Yufeng<sup>2</sup> Chen Xiaowen<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> Section of Physics Teaching and Research, Department of Basic Medicine, North Sichuan Medical College, Nanchong, Sichuan 637000, China)

(<sup>2</sup> Imaging Department, North Sichuan Medical College, Nanchong, Sichuan 637000, China)

**Abstract** The expressions of the Rayleigh range  $z_R$  and turbulence distance  $z_T$  of Gaussian-Shell model (GSM) beams propagating through non-Kolmogorov turbulence are derived, and the influence of turbulence parameters (generalized exponent parameter  $\alpha$ , inner scale  $l_0$  and outer scale  $L_0$ ) on the spreading of partially coherent beams is studied. It is shown that  $z_R$  decreases firstly and then increases due to increasing  $\alpha$ . When  $\alpha = 3.11$ ,  $z_R$  reaches its minimum, which means that the spreading of beams is maximum. The Rayleigh range  $z_R$  increases with decreasing outer scale  $L_0$  for  $3.6 < \alpha < 4$  and increasing inner scale  $l_0$ . When  $\alpha > 3.11$ , the influence of  $l_0$  on  $z_R$  becomes smaller with larger  $\alpha$ . It is worthy to be mentioned that the spreading of the beams is hardly affected by the turbulence within the Rayleigh range for small value of coherence parameter  $\beta$  or waist width  $w_0$ , unrelated to  $\alpha$ . Conversely, when the values of  $\beta$  or  $w_0$  are large enough, the spreading is affected by turbulence within Rayleigh range for different values of  $\alpha$ . In addition, when the values of  $\beta$  or  $w_0$  are in a certain range, whether the spreading is affected by turbulence within Rayleigh range will be concerned with generalized exponent parameter  $\alpha$ .

**Key words** atmospheric optics; Rayleigh range; turbulence distance; non-Kolmogorov turbulence; spreading

**OCIS codes** 010.1330; 010.1300; 030.7060

收稿日期: 2014-04-22; 收到修改稿日期: 2014-05-22

基金项目: 四川省教育厅资助项目(12ZB048, 13ZB0244)、教育部留学回国人员科研启动基金资助项目(第 39 批, 教外司[2010]1174 号)

作者简介: 汤明玥(1982—), 女, 硕士, 讲师, 主要从事激光传输与控制等方面的研究。E-mail: 56833804@qq.com

\* 通信联系人。E-mail: xw-c@163.com

# 1 引 言

激光束的大气传输因与卫星遥感、监测、光学雷达及远距离光通讯等应用有关而受到科研工作者的关注<sup>[1]</sup>。湍流大气是一个相当复杂的环境,难以找到普适性理论,这就需要在简化的物理模型下进行数值计算,力求得到与实验相符的结果。近年来,科研工作者对于激光束在大气湍流中的传输问题作了大量的研究<sup>[2-7]</sup>,并证实部分相干光较完全相干光受大气湍流的影响要小。然而,这些研究仅针对理想湍流大气,如 Kolmogorov 湍流大气模型,所得理论研究结果与实验数据也存在一定偏差。最近, Toselli 等<sup>[8]</sup>提出非 Kolmogorov 湍流模型较适合于复杂的大气环境。基于该模型,国内外科研工作者于近期对激光束在此种湍流中的传输特性开展了一系列研究<sup>[9-13]</sup>。

另一方面,激光束在湍流中传输的重要特性之一就是光束扩展,对此已做了不少研究<sup>[14-20]</sup>。2006年,吕百达等<sup>[18]</sup>对部分相干双曲余弦高斯光束通过湍流大气的光束扩展进行了讨论。2009年,本课题组研究了环状光束在湍流中的扩展,并发现光束遮拦比  $\epsilon$ 、阶数  $M$ 、波长  $\lambda$  越大,束腰半径  $w_0$  越小,则环

状光束受大气湍流的影响就越小<sup>[19]</sup>。2011年,刘飞等<sup>[20]</sup>求解出部分相干双曲余弦高斯列阵光束的湍流距离的半解析表达式,并研究了湍流距离随光束参数、湍流强度及光束叠加方式的变化情况。

在激光理论中,瑞利区间与湍流距离都是用来定量描述湍流对光束扩展影响的物理量,各自从不同角度描述光束的扩展及湍流对其扩展的影响。本文推导出了高斯-谢尔(GSM)光束通过非 Kolmogorov 湍流大气传输的瑞利区间和湍流距离解析表达式,并研究了湍流参量(广义指数  $\alpha$ 、内尺度  $l_0$  及外尺度  $L_0$ )对瑞利区间的影响。此外,利用广义指数及光束参数,具体比较了湍流距离与瑞利区间的大小,得到了一些对实际激光远程大气传输有意义的结果,并给予了相关的物理解释。

## 2 理论推导

### 2.1 二阶矩宽度

假设一 GSM 光束沿  $z$  轴在  $z > 0$  的湍流大气中传输,GSM 光束在 Cartesian 坐标中  $z=0$  处的互谱密度函数表示为<sup>[21]</sup>

$$W^{(0)}(x'_1, x'_2, z=0, \omega) = \exp\left[-\left(\frac{x_1'^2}{w_0^2} + \frac{x_2'^2}{w_0^2}\right)\right] \exp\left[-\frac{(x'_1 - x'_2)^2}{2\sigma_0^2}\right], \quad (1)$$

式中  $w_0$  表示束腰半径,  $\sigma_0$  表示在  $z=0$  处光束的横向相干长度。

基于广义惠更斯-菲涅耳原理,GSM 光束通过大气湍流传输在  $z$  平面处的光强为<sup>[1]</sup>

$$\begin{aligned} \langle I(x, z) \rangle = & \frac{k}{2\pi z} \iint dx'_1 dx'_2 W^{(0)}(x'_1, x'_2, z=0, \omega) \exp\left\{\frac{ik}{2z}[(x-x'_1)^2 - (x-x'_2)^2]\right\} \times \\ & \langle \exp[\psi^*(x, x'_1, z) + \psi(x, x'_2, z)] \rangle_m, \end{aligned} \quad (2)$$

式中  $k = \omega/c$  ( $c$  为光在真空中的传播速度) 为波数,  $\psi(x', x)$  为湍流介质特性决定的复相位函数,  $\langle \rangle_m$  为集合平均,  $*$  表示取共轭。且<sup>[2]</sup>

$$\langle \exp[\psi^*(x, x'_1, z) + \psi(x, x'_2, z)] \rangle_m = \exp\left\{-4\pi^2 k^2 z \int_0^\infty \int_0^\infty k \Phi_n(k, \alpha) [1 - J_0(\kappa \xi |x'_2 - x'_1|)] d\kappa d\xi\right\}, \quad (3)$$

式中  $J_0(\cdot)$  为零阶 Bessel 函数,  $\Phi_n(\kappa, \alpha)$  表示大气湍流的折射率起伏空间功率谱。

二阶矩宽度可定义为<sup>[14]</sup>

$$w^2(z) = \frac{4 \int x^2 I(x, z, \omega) dx}{\int I(x, z, \omega) dx}. \quad (4)$$

为便于积分运算,引入新的中心坐标系变量  $u = \frac{x'_1 + x'_2}{2}$ ,  $v = x'_2 - x'_1$ 。并将(1)~(3)式均代入(4)式,采用积分变换技术,通过复杂的积分运算可得 GSM 光束通过湍流传输的二阶矩宽度表达式

$$w^2(z) = \sigma_1^2 + \sigma_j^2 z^2 + Fz^3 = w_0^2 + \frac{4}{kw_0^2} \left(1 + \frac{1}{\beta^2}\right) z^2 + \frac{8\pi^2 z^3}{3} \int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(k, \alpha) d\kappa, \quad (5)$$

(5)式与文献[14]中(32)式表述一致,其中光束相干参数  $\beta = \sigma_0/w_0$ <sup>[21]</sup>。

若光束在自由空间中传输,则(5)式化简为

$$w^2(z)|_{\text{free}} = \sigma_1^2 + \sigma_j^2 z^2 = w_0^2 + \frac{4}{k^2 w_0^2} \left(1 + \frac{1}{\beta^2}\right) z^2. \quad (6)$$

在本文中,湍流模型采用非 Kolmogorov 统计,则  $\Phi_n(\kappa, \alpha)$  可表示为<sup>[8]</sup>

$$\Phi_n(\kappa, \alpha) = H(\alpha) \tilde{C}_n^2 \frac{\exp\left[-\frac{(\kappa^2/\kappa_m^2)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{\alpha/2}}\right]}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{\alpha/2}}, \quad 0 \leq \kappa < \infty, \quad 3 < \alpha < 4, \quad (7)$$

式中  $\kappa_0 = 2\pi/L_0$  ( $L_0$  是湍流的外尺度),  $\kappa_m = c(\alpha)/l_0$  ( $l_0$  为湍流的内尺度),  $\tilde{C}_n^2$  为广义折射率结构常数,单位为  $\text{m}^{3-\alpha}$ 。此外,  $H(\alpha) = \Gamma(\alpha - 1) \cos(\alpha\pi/2)/4\pi^2$ ,  $c(\alpha) = [\Gamma(5 - \alpha/2) \cdot H(\alpha) \cdot 2/(3\pi)]^{1/(\alpha-5)}$ , 其中,  $\Gamma(\cdot)$  为伽玛函数,  $\alpha$  为湍流广义指数。因而,在(5)式中,大气湍流量  $F = \frac{8\pi^2}{3} \int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(k, \alpha) dk$  与广义指数  $\alpha$ 、内尺度  $l_0$  及外尺度  $L_0$  相关。若  $\alpha = 11/3$ ,  $H(11/3) = 0.033$ ,  $\tilde{C}_n^2 = C_n^2$ , 则(7)式简化为常规 Kolmogorov 功率谱<sup>[8]</sup>。

## 2.2 瑞利区间

在自由空间中,瑞利区间  $z_{R| \text{free}}$  定义为光束横截面积扩展到源场 ( $z=0$ ) 处两倍时光束所传输的距离<sup>[22]</sup>, 因而由(6)式可得

$$w^2(z_{R| \text{free}}) = \sigma_1^2 + \sigma_j^2 z_{R| \text{free}}^2 = 2\sigma_1^2, \quad (8)$$

求解(8)式可得到 GSM 光束通过自由空间传输的瑞利区间为

$$z_{R| \text{free}} = \frac{\sigma_1}{\sigma_j} = \frac{k w_0^2 \beta}{2 \sqrt{\beta^2 + 1}}. \quad (9)$$

另一方面,光束在湍流大气中传输亦有其瑞利区间  $z_R$ , 且湍流中瑞利区间  $z_R$  定义与自由空间中的一致, 即由(5)式可得方程

$$w^2(z_R) = \sigma_1^2 + \sigma_j^2 z^2 + F z^3 = 2\sigma_1^2, \quad (10)$$

求解(10)式可得 GSM 光束通过湍流大气传输的瑞利区间

$$z_R = \frac{1}{3F} \left( C + \frac{\sigma_1^4}{C} - \sigma_j^2 \right), \quad (11)$$

式中

$$C = \left[ \frac{27}{2} \sigma_1^2 F^2 - \sigma_j^6 + \frac{3}{2} F \sigma_1 (81 \sigma_1^2 F^2 - 12 \sigma_j^6)^{1/2} \right]^{1/3}. \quad (12)$$

(9)式及(11)式分别为 GSM 光束在自由空间和非 Kolmogorov 湍流大气中瑞利区间的解析式。在湍流中,它除了与光束参数  $w_0$ 、 $\sigma_0$  及  $\lambda$  有关,还与广义指数  $\alpha$ 、外尺度  $L_0$  及内尺度  $l_0$  有关。

## 2.3 湍流距离

湍流距离  $z_T$  是定量描述湍流对光束扩展影响的物理量,其定义为由于湍流大气导致光束横截面积扩展达湍流中该处横截面积 10% 时的距离,即<sup>[14]</sup>

$$\frac{w^2(z_T) - w^2(z_T)|_{\text{free}}}{w^2(z_T)} = 10\%. \quad (13)$$

将(5)式、(6)式代入(13)式,得  $z_T$  满足三次方程,即

$$9F z_T^3 - \sigma_j^2 z_T^2 - \sigma_1^2 = 0, \quad (14)$$

求解(14)式,有唯一实解,即

$$z_T = \frac{1}{27F} \left[ \frac{1}{\sqrt[3]{2}} \left( 10D^{1/3} + \frac{\sqrt[3]{4}\sigma_j^4}{10D^{1/3}} \right) + \sigma_j^2 \right], \quad (15)$$

式中

$$D = (27F\sigma_1 \sqrt{6561F^2\sigma_1^2 + 12\sigma_j^6} + 2\sigma_j^6 + 2187F^2\sigma_1^2)/1000, \quad (16)$$

(15)式为 GSM 光束传输于非 Kolmogorov 湍流大气的湍流距离  $z_T$  解析式,广义指数  $\alpha$ 、外尺度  $L_0$  及内尺度  $l_0$  对  $z_T$  有一定影响。显然,湍流距离  $z_T$  表征湍流对光束扩展的影响,即  $z_T$  越大,则光束扩展受湍流影响就越小。

## 3 数值计算与分析

目前,已有文献[22]研究了部分相干光在湍流大气中瑞利区间随光束参数的变化规律,并得到一些有意义的结果。而本文中湍流模型采用非 Kolmogorov 统计,因而可根据(11)式讨论不同广义指数  $\alpha$ 、内尺度  $l_0$  及外尺度  $L_0$  下瑞利区间的变化。当  $\alpha = 11/3$ ,  $\tilde{C}_n^2 = C_n^2$ , 湍流模型简化为常规 Kolmogorov 功率谱,图 1 给出了自由空间及湍流大气中瑞利区间随折射率结构常数  $C_n^2$  的变化,其中计算参数  $\lambda = 1.06 \times 10^{-6} \text{ m}$ 、 $w_0 = 0.02 \text{ m}$ 、 $\beta = 1$ 、 $L_0 = 20 \text{ m}$ 、 $l_0 = 0.01 \text{ m}$ 。由图 1 可知,自由空间中的瑞利区间  $z_{R| \text{free}}$  不随  $C_n^2$  发生变化,等于 838.3 m; 而湍流大气中的  $z_R$  值始终小于  $z_{R| \text{free}}$ , 并随  $C_n^2$  的增大而单调递减;  $z_R$  与  $z_{R| \text{free}}$  差值随  $C_n^2$  的增大而增大。造成该现象的原因是湍流使得光束扩展,因而瑞利区间缩短;湍流强度越大,瑞利区间则越短,  $z_R$  与  $z_{R| \text{free}}$  之差则越大。图 2 和图 3 分别为 GSM 光束在非 Kolmogorov 湍流大气中的瑞利区间  $z_R$  对不同

外尺度  $L_0$  及内尺度  $l_0$  随广义指数  $\alpha$  的变化图,其中  $\tilde{C}_n^2 = 2 \times 10^{-15} \text{ m}^{3-\alpha}$ , 图 2 中  $l_0 = 0.01 \text{ m}$ , 图 3 中  $L_0 = 20 \text{ m}$ , 其余参数与图 1 一致。图 2 表明不同  $L_0$  下的  $z_R$  之间几乎没有差别, 只有在  $\alpha > 3.6$  时才能呈现出差别,  $\alpha > 3.6$  时,  $z_R$  随  $L_0$  的增大而减小。由图 3 可以看出,  $z_R$  随  $l_0$  的增大而增大; 当  $\alpha > 3.11$  时, 随着  $\alpha$  的增大各条曲线之间的差别在逐渐缩小, 即广义指数  $\alpha$  越大, 内尺度  $l_0$  对于瑞利区间的影响越小。此外, 由图 2、图 3 可以发现, 瑞利区间  $z_R$  随  $\alpha$  的变化并未单调, 而是先减小后增大, 在  $\alpha = 3.11$  处时存在极小值。为合理解释上述现象, 引入湍流项  $F$  在不同  $L_0$  及  $l_0$  下随  $\alpha$  的变化图, 见图 4 及图 5。图 4 中, 当  $3 < \alpha < 3.6$  时, 湍流项  $F$  不随  $L_0$  的变化而变化; 而在  $\alpha > 3.6$  时,  $L_0$  越大, 则湍流项  $F$  越大, 湍流使得光束扩展越厉害, 即瑞利区间越短。另外, 湍流项  $F$  是一个有关  $\alpha$ 、 $L_0$  及  $l_0$  的函数, 当  $\alpha = 3.11$  时,  $F$  有一极大值(由  $\frac{\partial F}{\partial \alpha} = 0$  可确定), 显然, 极大湍流值会导致极大的光束扩展, 即出现瑞利区间的极小值。图 5 表明,  $l_0$  越大, 湍流项  $F$  越小, 光束扩展则越小, 这导致瑞利区间越大。此外, 在  $3.11 < \alpha < 4$  范围内, 各条曲线随  $\alpha$  增大而逐渐靠拢, 这说明随着广义指数  $\alpha$  增大, 内尺度对于湍流大小的影响在逐渐变小, 这也将决定其对瑞利区间的影响。

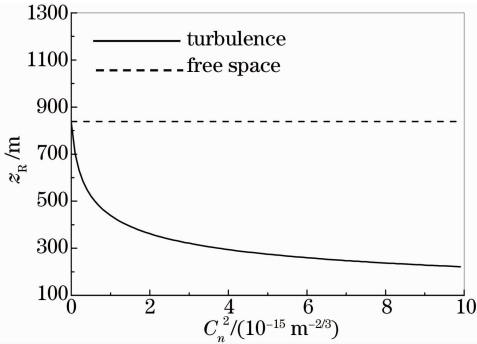


图 1  $z_R$  随  $C_n^2$  的变化

Fig. 1  $z_R$  versus  $C_n^2$

与瑞利区间类似, 湍流距离可以用来定量地描述湍流大气对光束扩展的影响, 湍流距离越短则说明湍流对光束扩展的影响越大。因而, 可以断定湍流距离  $z_T$  随湍流参量(广义指数  $\alpha$ 、内尺度  $l_0$  及外尺度  $L_0$ ) 的变化趋势与瑞利区间随各参量的变化趋势必然一致, 故在此不做重复讨论。值得指出的是本文推导出了湍流距离  $z_T$  的解析表达式, 但以往文献[19-20]对于  $z_T$  的近似求解都是在  $z_T \gg z_R$  与  $z_T \ll z_R$  两种特殊条件下完成。因而,  $z_T$  与  $z_R$  大小

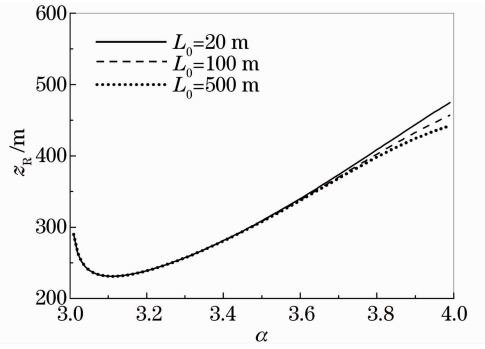


图 2 不同  $L_0$  下,  $z_R$  随  $\alpha$  的变化

Fig. 2  $z_R$  versus  $\alpha$  for different values of  $L_0$

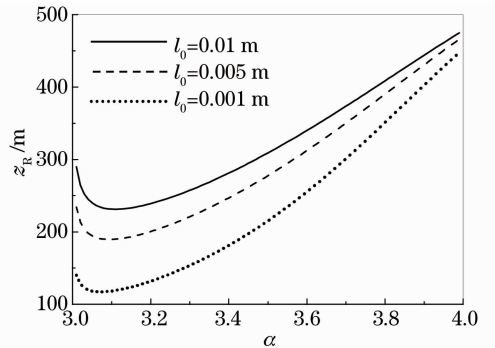


图 3 不同  $l_0$  下,  $z_R$  随  $\alpha$  的变化

Fig. 3  $z_R$  versus  $\alpha$  for different values of  $l_0$

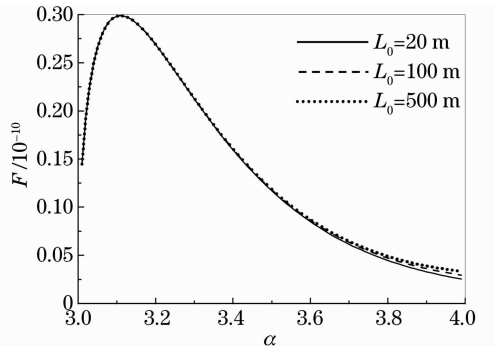


图 4 不同  $L_0$  下,  $F$  随  $\alpha$  的变化

Fig. 4  $F$  versus  $\alpha$  for different values of  $L_0$

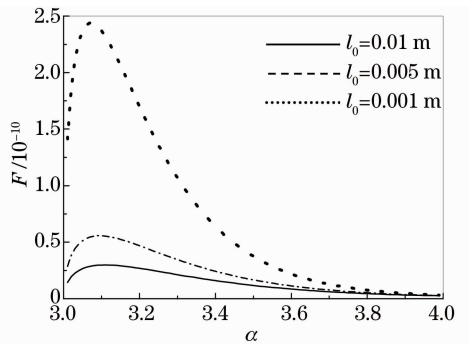


图 5 不同  $l_0$  下,  $F$  随  $\alpha$  的变化

Fig. 5  $F$  versus  $\alpha$  for different values of  $l_0$

的比较值得讨论。本文引入  $z_T$  与  $z_R$  的比值  $z_T/z_R$

在不同光束参数(光束相干参数  $\beta$ 、束腰  $w_0$ )下随广义指数  $\alpha$  作图,见图 6 及图 7。其中,计算参数  $\lambda = 1.06 \times 10^{-6} \text{ m}$ 、 $L_0 = 20 \text{ m}$ ,图 6 中  $w_0 = 0.02 \text{ m}$ ,图 7 中  $\beta = 0.15$ 。由图 6 可知,随着光束相干参数  $\beta$  的增大,  $z_T/z_R$  将逐渐减小。当  $\beta = 0.12$  时,不论  $\alpha$  取何值,  $z_T/z_R$  始终大于 1,即在瑞利区间范围内,湍流大气对光束扩展几乎没有影响。当  $\beta = 0.15$ ,曲线  $z_T/z_R$  将被分为三个部分:  $3 < \alpha < 3.02$  时,  $z_T > z_R$ ;  $3.02 < \alpha < 3.32$  时,  $z_T < z_R$ ;  $3.32 < \alpha < 4$  时,  $z_T > z_R$ ,这说明不同的广义指数  $\alpha$  将决定是否在瑞利区间范围内湍流大气就能对光束扩展构成影响。在  $\beta = 0.22$  情况下,若  $3 < \alpha < 3.67$ ,  $z_T < z_R$ ,即湍流大气对光束扩展在瑞利区间内就产生了影响;相反,  $3.67 < \alpha < 4$  时,  $z_T > z_R$ ,即瑞利区间范围内湍流大气对光束扩展几乎不构成影响。当  $\beta = 0.35$ ,不论  $\alpha$  取何值,  $z_T/z_R$  均小于 1,即在瑞利区间范围内,湍流大气对光束的扩展是有一定影响的。图 7 显示束腰半径  $w_0$  越大,  $z_T/z_R$  则越小。在  $w_0$  较小时,不论  $\alpha$  取何值,只有在瑞利范围之外,湍流大气才能对光束扩展构成影响;相反,  $w_0$  取较大值,不论  $\alpha$  取何值,在瑞利区间范围内湍流大气对光束扩展都会产生明显的影响。此外,若  $w_0$  取值在一定范围内,湍流大气是否在瑞利区间范围内就能对光束扩展构成影响将与广义指数  $\alpha$  相关。

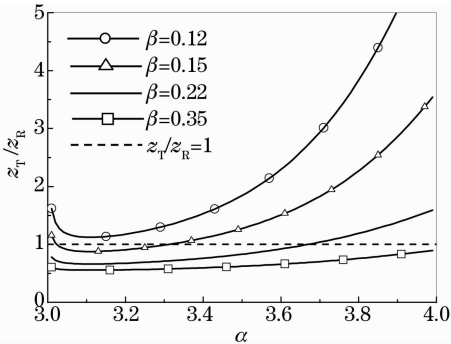


图 6 不同  $\beta$  下,  $z_T/z_R$  随  $\alpha$  的变化

Fig. 6  $z_T/z_R$  versus  $\alpha$  for different values of  $\beta$

以上结果的物理解释如下:光束在湍流大气中的扩展由两方面的因素决定,一是自由空间的衍射,二是湍流大气。光束相干参数  $\beta$ 、束腰半径  $w_0$  越小,则光束原有的光束扩展越厉害,光束受湍流的影响就越小,即  $z_T/z_R$  越大。另一方面,图 4 已展示湍流大小与广义指数  $\alpha$  的关系,这说明  $\alpha$  将影响到  $z_T/z_R$  的大小。综上所述,湍流大气是否在瑞利区间范围内就能对光束扩展构成影响将由光束参数及广义指数  $\alpha$  决定。

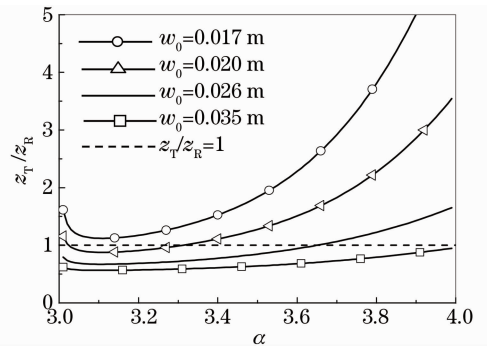


图 7 不同  $w_0$  下,  $z_T/z_R$  随  $\alpha$  的变化

Fig. 7  $z_T/z_R$  versus  $\alpha$  for different values of  $w_0$

## 4 结 论

推导出了 GSM 光束通过非 Kolmogorov 湍流大气传输的瑞利区间  $z_R$  和湍流距离  $z_T$  解析表达式,并研究了非 Kolmogorov 湍流大气的湍流参量(广义指数  $\alpha$ 、内尺度  $l_0$  及外尺度  $L_0$ )对部分相干光扩展的影响。研究表明,1) 湍流中的  $z_R$  值随湍流的增强而逐渐减小,且始终小于自由空间中  $z_{R|free}$ ; 2) 非 Kolmogorov 湍流中的  $z_R$  随  $\alpha$  先减小后增大,且在  $\alpha = 3.11$  处时存在极小值,即光束扩展的极大值; 3)  $z_R$  随  $L_0$  的增大而减小(仅在  $3.6 < \alpha < 4$  时),即此时  $L_0$  越大,光束扩展越厉害;  $z_R$  随  $l_0$  的增大而增大,即  $l_0$  越小,光束扩展越厉害;另外,当  $\alpha > 3.11$  时,广义指数  $\alpha$  越大,  $l_0$  对于瑞利区间  $z_R$  的影响越小。

另一方面,在不同光束参数及广义指数  $\alpha$  下对湍流距离  $z_T$  和瑞利区间  $z_R$  的大小进行了比较,研究表明:若光束相干参数  $\beta$  或束腰半径  $w_0$  较小时,不论  $\alpha$  取何值,在瑞利范围之内,湍流大气对光束扩展几乎不构成影响;相反,  $\beta$  或  $w_0$  取较大值,不论  $\alpha$  取何值,在瑞利区间范围内湍流大气对光束扩展都会产生明显的影响。此外,若  $\beta$  或  $w_0$  取值在一定范围内,湍流大气是否在瑞利区间范围内就能对光束扩展构成影响将与广义指数  $\alpha$  相关。

## 参 考 文 献

- 1 L C Andrews, R L Phillips. Lazer Beam Propagation through Random Media[M]. Washington: SPIE Press, 1998.
  - 2 S C H Wang, M A Plonus. Optical beam propagation for a partially coherent source in the turbulent atmosphere[J]. J Opt Soc Am, 1979, 69(9): 1297-1304.
  - 3 Zhang Xiaoxin, Dan Youquan, Zhang Bin. Spreading of partially coherent flat-topped beams propagating along a slant path in turbulent atmosphere[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(12): 1201001.
- 张晓欣, 但有全, 张 彬. 湍流大气中斜程传输部分相干光的光束扩展[J]. 光学学报, 2012, 32(12): 1201001.

- 4 Chen Xiaowen, Li Binzhong, Tang Mingyue. Directionality of apertured partially coherent beam propagating through atmospheric turbulence[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(9): 0913002.  
陈晓文, 李宾中, 汤明玥. 受光阑限制的部分相干光通过湍流大气传输的方向性[J]. 中国激光, 2012, 39(9): 0913002.
- 5 H T Eyyuboglu. Propagation of Hermite-cosh-Gaussian laser beams in turbulent atmosphere[J]. Opt Commun, 2005, 245(1): 37-47.
- 6 H T Eyyuboglu, Y Baykal. Analysis of reciprocity of cosh-Gaussian and cosh-Gaussian laser beams in a turbulent atmosphere[J]. Opt Express, 2004, 12(20): 4659-4674.
- 7 Liu Jun, Wu Pengli, Gao Ming. Wander and spreading of polarized and partially coherent laser propagation on slant path in turbulence atmospheric[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(10): 1013001.  
刘 钧, 吴鹏利, 高 明. 偏振部分相干激光斜程湍流大气传输的漂移扩展[J]. 中国激光, 2012, 39(10): 1013001.
- 8 I Toselli, L C Andrews, R L Phillips, *et al.*. Free space optical system performance for laser beam propagation through non Kolmogorov turbulence for uplink and downlink paths[C]. SPIE, 2007, 6708: 670803.
- 9 G Wu, H Guo, S Yu, *et al.*. Spreading and direction of Gaussian-Schell model beam through a non-Kolmogorov turbulence[J]. Opt Lett, 2010, 35(5): 715-717.
- 10 Chen Feinan, Chen Jingjing, Zhao Qi, *et al.*. Properties of high order Bessel Gaussian beam propagation in non-Kolmogorov atmosphere turbulence[J]. Chinese J Lasers, 2013, 39(9): 0913001.  
陈斐楠, 陈晶晶, 赵 琦, 等. 高阶贝塞尔高斯光束在非柯尔莫哥诺夫大气中的传输特性[J]. 中国激光, 2013, 39(9): 0913001.
- 11 Tao Rumao, Si Lei, Ma Yanxing, *et al.*. Propagation of truncated partially coherent cosh-Gaussian beam in non-Kolmogorov turbulence[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(5): 0502008.  
陶汝茂, 司 磊, 马阎星, 等. 截断部分相干双曲余弦高斯光束在非 Kolmogorov 湍流中的传输[J]. 中国激光, 2013, 40(5): 0502008.
- 12 Deng Jinping, Ji Xiaoling, Lu Lu. Propagation of polychromatic partially coherent decentred laser beams propagating in non-Kolmogorov turbulence[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(14): 144211.  
邓金平, 季小玲, 陆 璐. 多色部分相干偏心光束在 non-Kolmogorov 湍流中的传输[J]. 物理学报, 2013, 62(14): 144211.
- 13 He Xuemei, Lü Baida. Propagation properties of partially coherent Hermite-Gaussian beams through non-Kolmogorov turbulence[J]. Chin Phys B, 2011, 20(9): 094210.
- 14 G Gbur, E Wolf. Spreading of partially coherent beams in random media[J]. J Opt Soc Am A, 2002, 19(8): 1592-1598.
- 15 Ji Xiaoling, Zhang Entao, Lü Baida. Spreading of partially coherent flattened Gaussian beams propagating through turbulent media[J]. J Mod Opt, 2006, 53(12): 1753-1763.
- 16 C Y Young, Y V Gilchrest, B R Macon. Turbulence induced beam spreading of higher order mode optical waves[J]. Opt Eng, 2002, 41(5): 1097-1103.
- 17 Ji Xiaoling, Chen Xiaowen, Lü Baida. Spreading and directionality of partially coherent Hermite-Gaussian beams propagating through atmospheric turbulence[J]. J Opt Soc Am A, 2008, 25(1): 21-28.
- 18 Lü Baida, Ji Xiaoling, Huang Taixing. Spreading of partially coherent cosh-Gaussian beams propagating through turbulent atmosphere[J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(2): 978-982.  
吕百达, 季小玲, 黄太星. 部分相干双曲余弦高斯光束通过湍流大气的光束扩展[J]. 物理学报, 2006, 55(2): 978-982.
- 19 Chen Xiaowen, Ji Xiaoling. Influence of turbulence on the spreading of annular beams[J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(4): 2435-2443.  
陈晓文, 季小玲. 湍流对环状光束扩展的影响[J]. 物理学报, 2009, 58(4): 2435-2443.
- 20 Liu Fei, Ji Xiaoling. Turbulence distance of partially coherent cosh-Gaussian array beams[J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(7): 0713001.  
刘 飞, 季小玲. 部分相干双曲余弦高斯阵列光束的湍流距离[J]. 中国激光, 2011, 38(7): 0713001.
- 21 T Shirai, A Dogariu, E Wolf. Mode analysis of spreading coherent beams propagating through atmospheric turbulence[J]. Opt Lett, 2003, 20(6): 1094-1102.
- 22 Ji Xiaoling. Influence of turbulence on the Rayleigh range of partially coherent cosh-Gaussian beams[J]. Acta Physica Sinica, 2011, 60(6): 064207.  
季小玲. 湍流对部分相干双曲余弦高斯光束的瑞利区间的影响[J]. 物理学报, 2011, 60(6): 064207.

栏目编辑: 王晓球