

斜程大气中聚焦 J_0 相关部分相干光束的传输特性

仓 吉 张逸新[†]

(江南大学理学院, 无锡 214122)

(2008 年 6 月 4 日收到, 2008 年 8 月 20 日收到修改稿)

采用部分相干光交叉谱密度理论, 给出了适用于任意大气湍流条件的斜程湍流大气传输 J_0 相关部分相干光束在接收面内的长期平均光强分布、光束长期扩展和质量因子的解析表达式, 分析了天顶角、传输距离、光源相干性以及湍流外尺度对接收面光强分布特性和光束扩展的影响. 研究表明: 在天顶角和传输距离一定的条件下, 通过选择合适的光源相干性可控制焦面光强为平顶分布或中心光强为最大; 在传输距离给定的条件下, 随着天顶角或大气湍流外尺度的增加, 焦斑光强分布均由中央凹陷分布逐渐变为高斯分布. 焦面附近光强的中央凹陷比焦面的中央凹陷浅. J_0 相关部分相干光束实际焦斑位置随天顶角、湍流外尺度的增加以及相干性减弱而移向发射端.

关键词: 部分相干束, 大气湍流, J_0 相关, 斜程传输

PACC: 4260H, 9265

1. 引 言

激光传输中的大气湍流效应是大气遥感、激光大气通信、激光雷达等研究领域十分关注的问题^[1]. 大气湍流扰动会影响传输光束的传输特性并导致光束质量的降低, 为此已有大量光波湍流大气传输规律研究结果特别是斜程湍流大气传输的研究成果报道^[2-7]. 近年来, 由于湍流大气传输部分相干光束具有完全相干光束不具备的许多独特性质而备受人们关注^[8-11]. Wu 和 Boardman^[9]从理论上证明, 部分相干光束的光强分布受到大气湍流的影响比完全相干光束要弱. Gbur 和 Wolf^[10]给出了部分空间相干光明显受到湍流大气影响的条件, 此结论被 Dogariu 和 Amarande^[11]从实验上得到了证实. Lu 等^[12]研究了强湍流模型下湍流对电磁高斯-谢尔模型(EGSM)光束空间相干性的影响, 指出 EGSM 光束在湍流大气中传输到一定距离处其光谱相干度的有效宽度会达到极大值. 文献[13]研究了大气湍流对斜程传输准单色高斯-谢尔光束时间相干性的影响, 得出该光束的时间相干性在斜程传输过程中仍保持不变的结论. Gbur 等^[14]对 J_0 相关部分相干光束的聚焦特性进行了研究, 指出这类光束经过透镜聚焦时, 通过选择合适的相干度可在几何焦点附近获得具有局域空心或

平顶型光强分布廓线等. Wang 和 Pu^[15]采用简化波相位结构函数和数值方法研究了这类部分相干空心光束通过水平湍流大气传输时光强的变化规律, Wang 等^[16]研究了 J_0 相关谢尔模型光束通过 ABCD 光学系统的传输特性. 就我们所知, 迄今为止对斜程湍流大气中传输的 J_0 相关部分相干聚焦光束的焦面光强分布特征的研究报道却相对较少.

本文采用广义惠更斯-菲涅耳公式以及相位结构函数的平方近似研究了聚焦 J_0 相关部分相干光束通过斜程湍流大气传输后, 在接收焦面内光强廓型和光束束径随光束传输天顶角、距离、光源的相干性以及湍流外尺度等传输条件变化而出现的理论规律.

2. 长期平均光强

在发射面 $z = 0$ 处, 部分相干光束的交叉谱密度函数可由下式表示^[17]:

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0, \omega) = E^*(\mathbf{r}_1, 0, \omega)E(\mathbf{r}_2, 0, \omega), \quad (1)$$

式中 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 为光源平面某两点的二维位置矢量, ω 为光束角频率, $E(\mathbf{r}, 0, \omega)$ 为光源平面内光束的电场分量, \cdot 表示系综平均. 对于 J_0 相关部分相干光束而言, 其在光源平面内光场的交叉谱密度函数由

[†] 通讯联系人. E-mail: zyx@jiangnan.edu.cn

下式描述^[16,18]:

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \rho, \omega) = C_0 \exp\left(-\frac{r_1^2 + r_2^2}{w_0^2}\right) \times J_0[\beta|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|], \quad (2)$$

式中 \$J_0(\cdot)\$ 为零阶贝塞尔函数, \$\beta\$ 为表征光源相干性的参数, \$\beta^{-1}\$ 为相干长度, \$w_0\$ 为高斯分布的束腰, \$C_0\$ 为常量, \$r = |\mathbf{r}|\$.

由广义惠更斯-菲涅耳原理可知, 大气湍流中聚焦光束在 \$z > 0\$ 平面内任意一点光场 \$E(\boldsymbol{\rho}, z, \omega)\$ 可由下式确定^[11]:

$$E(\boldsymbol{\rho}, z, \omega) = -\frac{ik \exp(ikz)}{2\pi z} \iint E(\mathbf{r}, \rho, \omega) \times \exp\left[-\frac{ikr^2}{2F}\right] \exp\left[ik\frac{(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{r})^2}{2z}\right] \times \exp[i\psi(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r}, z, \omega)] d^2\mathbf{r}, \quad (3)$$

式中 \$E(\boldsymbol{\rho}, z, \omega)\$ 为观察平面内的光场, \$\psi(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r}, z, \omega)\$ 为光束从光源平面传输到观察平面的过程中大气湍流引入的复相位扰动, \$k = 2\pi/\lambda\$ 为波数, \$\lambda\$ 为波长, \$\exp[-ikr^2/(2F)]\$ 为聚焦光束的相位因子, \$F\$ 为曲率半径.

由(2)和(3)式, 可以得出下列光场的交叉谱密度函数:

$$\begin{aligned} W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z, i\omega) &= E^*(\boldsymbol{\rho}_1, z, i\omega) E(\boldsymbol{\rho}_2, z, i\omega) \\ &= \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iint d^2\mathbf{r}_1 \iint d^2\mathbf{r}_2 W^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \rho, \omega) \\ &\quad \times \exp\left[\frac{ik(r_1^2 - r_2^2)}{2F}\right] \\ &\quad \times \exp\left[-ik\frac{(\boldsymbol{\rho}_1 - \mathbf{r}_1)^2 - (\boldsymbol{\rho}_2 - \mathbf{r}_2)^2}{2z}\right] \\ &\quad \times \exp[i\psi^*(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1, z, \omega) \\ &\quad + \psi(\boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2, z, \omega)]_m, \end{aligned} \quad (4)$$

式中

$$\exp[i\psi^*(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1, z, \omega) + \psi(\boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2, z, \omega)]_m = \exp[-0.5D_\psi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)].$$

这里 \$D_\psi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)\$ 是波相位结构函数, 采用修正 von Karman 折射率起伏谱^[1]

$$\begin{aligned} \phi_n(\kappa) &= 0.033 C_n^2 \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2) [\kappa_0^2 + \kappa^2]^{11/6}, \\ \kappa_0 &= 1/L_0, \\ \kappa_m &= 5.92/l_0, \end{aligned}$$

并运用相位结构函数的平方近似, 我们有

$$D_\psi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)$$

$$= 2\tilde{\rho}_0^{-2}[(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2 + (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2 + (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)]. \quad (5)$$

这里 \$L_0, l_0\$ 分别为湍流的内外尺度,

$$\tilde{\rho}_0^2 = \rho_0^2 [1 - 0.715\kappa_0^{1/3}]^{-1},$$

$$\rho_0 = \left[1.45k^2 \int_0^z C_n^2(s \cos\theta) \left(\frac{z-s}{z}\right)^{5/3} ds\right]^{-3/5}$$

为球面波在大气湍流中传输时的长期平均相干长度^[7,1], \$C_n^2(z \cos\theta)\$ 是折射率结构函数. 在斜程传输条件下, 随高度变化的 H-V 湍流廓线模型中折射率结构参量 \$C_n^2(z \cos\theta)\$ 由下式表示^[11]:

$$\begin{aligned} C_n^2(z \cos\theta) &= 0.00594(v/27)^2 (z \cos\theta \times 10^{-5})^0 \\ &\quad \times \exp(-z \cos\theta/1000) + 2.7 \times 10^{-16} \\ &\quad \times \exp(-z \cos\theta/1500) \\ &\quad + C_n^2(0) \exp(-z \cos\theta/100), \end{aligned}$$

式中 \$v\$ 是方均根风速, 通常取 \$v = 2.1\$ m/s; \$C_n^2(0) = 1.7 \times 10^{-14}\$ m^{-2/3} 或 \$3 \times 10^{-13}\$ m^{-2/3} 为近地面大气折射率结构常数, 本文取 \$C_n^2(0) = 1.7 \times 10^{-14}\$ m^{-2/3}; \$\theta\$ 为天顶角.

将(2)和(5)式代入(4)式, 并令 \$\boldsymbol{\rho}_1 = \boldsymbol{\rho}_2 = \boldsymbol{\rho}\$, 则可得到 \$z > 0\$ 平面内的长期平均光强分布为

$$\begin{aligned} I(\boldsymbol{\rho}, z, i\omega) &= \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iiint C_0 \exp\left[\frac{ik(r_1^2 - r_2^2)}{2F}\right] \\ &\quad \times \exp\left[-\frac{r_1^2 + r_2^2}{w_0^2}\right] J_0(\beta|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) \\ &\quad \times \exp\left[-\frac{ik}{2z}(\mathbf{r}_1 - \boldsymbol{\rho})^2 + \frac{ik}{2z}(\mathbf{r}_2 - \boldsymbol{\rho})^2\right] \\ &\quad \times \exp\left[-\frac{1}{\tilde{\rho}_0^2}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2\right] d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2. \end{aligned} \quad (6)$$

引入变量变换^[11]

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}, \\ \mathbf{v} &= \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2. \end{aligned} \quad (7)$$

则(6)式简化为

$$\begin{aligned} I(\boldsymbol{\rho}, z, i\omega) &= \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iint C_0 \exp\left[-\frac{v^2}{2w_0^2}\right] J_0(\beta|\mathbf{v}|) \\ &\quad \times \exp\left[\frac{ik}{z}\boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{v}\right] \exp\left[-\frac{v^2}{\tilde{\rho}_0^2}\right] d^2\mathbf{v} \\ &\quad \times \exp\left[-\frac{2\mathbf{u}^2}{w_0^2}\right] \exp\left[-\frac{ik\eta}{z}\mathbf{u} \cdot \mathbf{v}\right] d^2\mathbf{u} \end{aligned} \quad (8)$$

式中 \$\eta = 1 - z/F\$.

应用积分关系

$$\iint \exp(-a\rho^2) \exp(-i2\pi\mathbf{w} \cdot \boldsymbol{\rho}) d^2\rho \\ = \frac{\pi}{a} \exp\left[-\frac{\pi^2 w^2}{a}\right],$$

(8) 式中关于变量 \mathbf{u} 的积分经计算可得

$$\iint \exp\left(-\frac{2\mathbf{u}^2}{w_0^2}\right) \exp\left[-i\frac{k\eta}{z}\mathbf{u} \cdot \mathbf{v}\right] d^2\mathbf{u} \\ = \frac{\pi w_0^2}{2} \exp\left[-\frac{k^2 w_0^2 \eta^2}{8z^2} v^2\right]. \quad (9)$$

将(9)式代入(8)式得

$$\begin{aligned} \mathcal{K}(\boldsymbol{\rho}, z, i\omega) &= \frac{k^2 w_0^2}{8\pi z^2} \iint C_0 \exp\left[-\frac{v^2}{2w_0^2}\right] J_0[\beta|\mathbf{v}|] \\ &\times \exp\left[\frac{ik}{z}\boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{v}\right] \exp\left[-\frac{v^2}{\tilde{\rho}_0^2}\right] \\ &\times \exp\left[-\frac{k^2 w_0^2 \eta^2}{8z^2} v^2\right] d^2\mathbf{v} \\ &= \frac{C_0 k^2 w_0^2}{8\pi z^2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \exp[-\delta v^2] J_0[\beta v] \\ &\times \exp\left[i\frac{k}{z}\rho v \cos(\varphi - \varphi')\right] v dv d\varphi \quad (10) \end{aligned}$$

式中

$$\delta = \frac{1}{2w_0^2} + \frac{1}{\tilde{\rho}_0^2} + \frac{k^2 w_0^2 \eta^2}{8z^2},$$

$$\boldsymbol{\rho} = (\rho, \varphi').$$

进一步应用积分公式^[19]

$$\int_0^{2\pi} \exp[i\mu \cos(\varphi - \varphi')] d\varphi = 2\pi J_0(\mu), \quad (11)$$

$$\int_0^\infty \exp(-q^2 x^2) J_p(ax) J_p(bx) x dx \\ = \frac{1}{2q^2} \exp\left(-\frac{\alpha^2 + \vartheta^2}{4q^2}\right) I_p\left(\frac{\alpha\vartheta}{2q^2}\right)$$

$$\left(\operatorname{Re} p > -1, |\arg q| < \frac{\pi}{4}, \alpha > 0, \vartheta > 0\right), \quad (12)$$

式中 $J_p(\cdot)$ 是 p 阶第一类贝塞尔函数, $I_m(\cdot)$ 是 m 阶修正贝塞尔函数. 我们可得出湍流大气中传输 J_0 相关部分相干光束长期平均光强的解析关系

$$\begin{aligned} \mathcal{K}(\boldsymbol{\rho}, z, i\omega) &= \frac{C_0 k^2 w_0^2}{8\delta z^2} \\ &\times \exp\left[-\frac{z^2 \beta^2 + (\frac{k\rho}{z})^2}{4\delta z^2}\right] I_0\left(\frac{\beta k\rho}{2\delta z}\right). \quad (13) \end{aligned}$$

3. 光束长期扩展和质量因子

光束的长期扩展可以由长期平均均方束宽来描述, 而长期均方束宽由下式定义^[20]:

$$\begin{aligned} W^2(z) &= \frac{\iint \rho^2 \mathcal{K}(\boldsymbol{\rho}, z, i\omega) d^2\rho}{\iint \mathcal{K}(\boldsymbol{\rho}, z, i\omega) d^2\rho} \\ &= \frac{\int_0^\infty \rho^3 \mathcal{K}(\boldsymbol{\rho}, z, i\omega) d\rho}{\int_0^\infty \rho \mathcal{K}(\boldsymbol{\rho}, z, i\omega) d\rho}. \quad (14) \end{aligned}$$

由积分公式^[19]

$$\begin{aligned} &\int_0^\infty x^\mu \exp(-\alpha x^2) J_\nu(\beta x) dx \\ &= \frac{\beta^\nu \Gamma\left(\frac{1}{2}\nu + \frac{1}{2}\mu + \frac{1}{2}\right)}{2^{\nu+1} \alpha^{\frac{1}{2}(\mu+\nu+1)} \Gamma(\nu+1)} \\ &\times {}_1F_1\left(\frac{\nu+\mu+1}{2}; \nu+1; -\frac{\beta^2}{4\alpha}\right) \\ &[\operatorname{Re} \alpha > 0, \operatorname{Re}(\mu+\nu) > -1], \quad (15) \end{aligned}$$

并应用函数关系 $I_n(z) = i^{-n} J_n(iz)$ 则(14)式中的分子与分母部分分别为

$$\begin{aligned} &\int_0^\infty \rho^3 \mathcal{K}(\boldsymbol{\rho}, z, i\omega) d\rho \\ &= \frac{\delta w_0^2 z^2}{k^2} \exp\left(-\frac{\beta^2}{4\delta}\right) {}_1F_1\left(2; 1; \frac{\beta^2}{4\delta}\right), \quad (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\int_0^\infty \rho \mathcal{K}(\boldsymbol{\rho}, z, i\omega) d\rho \\ &= \frac{w_0^2}{4} \exp\left(-\frac{\beta^2}{4\delta}\right) {}_1F_1\left(1; 1; \frac{\beta^2}{4\delta}\right). \quad (17) \end{aligned}$$

这里 ${}_1F_1$ 为合流超几何函数. 由(14)(16)和(17)式我们可得出光束长期扩展的解析关系

$$W^2(z) = \frac{z^2}{k^2} \left(\beta^2 + \frac{2}{w_0^2} + \frac{4}{\tilde{\rho}_0^2}\right) + \frac{w_0^2 \eta^2}{2}. \quad (18)$$

将近轴传输光束束宽表示为^[21]:

$$W^2(z) = \sigma_w^2 + \frac{(\lambda M^2)^2}{4\pi^2 \sigma_w^2} z^2, \quad (19)$$

式中 σ_w 为束腰平面内的光束宽度, M^2 为光束质量因子. 我们可以得出准直光束($F \rightarrow \infty$)的光束质量因子解析关系

$$M^2 = \left[\frac{w_0^2 \beta^2}{2} + 1 + \frac{2w_0^2}{\tilde{\rho}_0^2}\right]^{1/2}. \quad (20)$$

(20)式表明, 准直 J_0 相关部分相干光束的质量因子随着湍流强度的增加和相干长度 β^{-1} 的减小均增

大,即光束质量下降。

4. 数值模拟

图 1 给出了在光源参数取波长 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$,束腰 $w_0 = 0.05 \text{ m}$,相干参数 $\beta = 60 \text{ m}^{-1}$,传输距离取 $z = F = 3000 \text{ m}$,湍流外尺度取 $L_0 = 0.6 \text{ m}$ 的情况下, J_0 相关部分相干光束通过斜程大气传输后(天顶角分别为 $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ 和 80°)在焦面处的光强分布数值结果.从图 1 可以看出,当这类光束在湍流大气中传输时,焦面光强分布随着天顶角的增加由中央凹陷状变为平顶分布,最终变为大天顶角时的高斯分布。

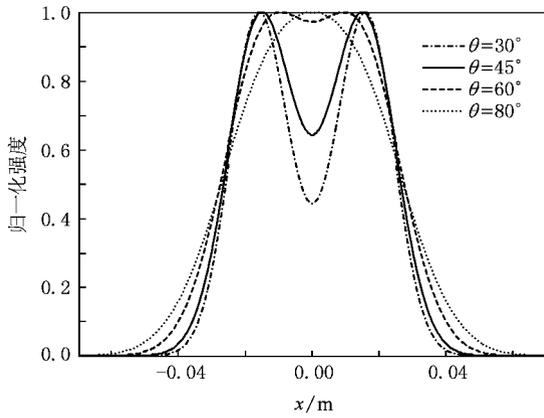


图 1 J_0 相关部分相干光束在不同天顶角条件下的焦面光强分布

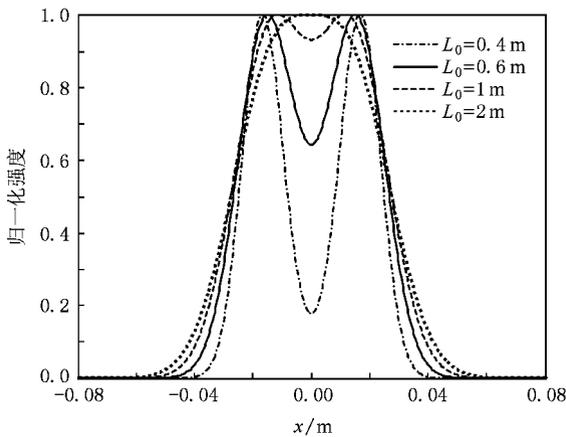


图 2 大气湍流中 J_0 相关部分相干光束在不同湍流外尺度下的焦面光强分布

在图 1 的光源参数条件下,图 2 给出了斜程天顶角取 45° ,传输距离取 $z = F = 3 \text{ km}$ 时,不同湍流外尺度($L_0 = 0.4, 0.6, 1$ 和 2 m)对 J_0 相关部分相干光束焦面光强分布影响的数值结果.图 2 中的数值曲

线表明,焦面光强分布线型是湍流外尺度的函数,随着湍流外尺度的增加,焦面光强线型经历了从中央凹陷状分布向高斯分布的转变.产生这种现象的物理原因是湍流外尺度越大,由大尺度湍涡产生的光束折射偏折效应越大,从而光束的整体漂移范围越大,由于空间平均作用使光强分布中央凹陷处的平均强度提高。

与图 2 类似,在图 1 光源参数的条件下,图 3 给出了斜程天顶角取 45° ,湍流大气传输距离取 $z = F = 3 \text{ km}$,湍流外尺度取 $L_0 = 0.6 \text{ m}$ 时,偏离接收焦面的距离分别为 $Z_0 = -200, 0, 200, 500 \text{ m}$ 平面内, J_0 相关部分相干光束的光强分布数值计算结果.由图 3 可见,焦面处光强分布的中央凹陷最深。

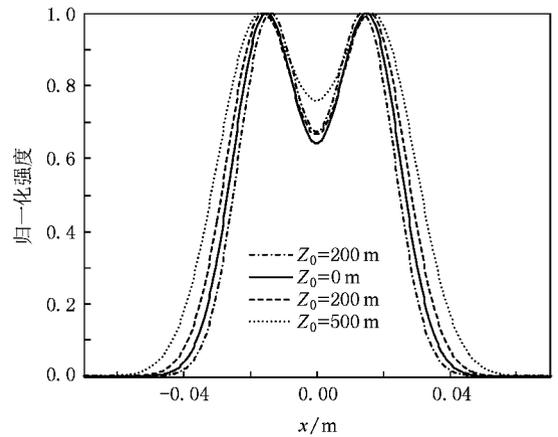


图 3 大气湍流中 J_0 相关部分相干光束在焦面附近的光强分布

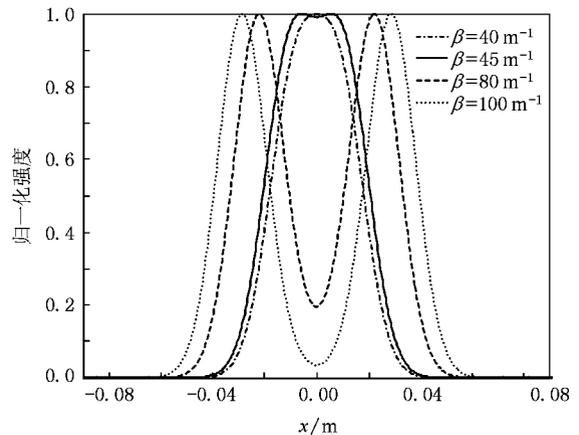


图 4 大气湍流中 J_0 相关部分相干光束在不同光源相干性下的焦面光强分布

图 4 给出了在天顶角为 45° ,传输距离 $z = F = 3000 \text{ m}$,湍流外尺度取 $L_0 = 0.6 \text{ m}$ 和光源相干性分

别取 $\beta = 40, 45, 80, 100 \text{ m}^{-1}$ 条件下 J_0 相关部分相干光束在焦面处光强分布的数值计算结果(光源参数同图 1)。从图 4 可以看出,随着相干参数 β 的减小,焦面光强分布由中央凹陷状逐渐变为平顶分布,最后过渡到高斯分布;且 β 越大,光斑宽度越宽。这一现象是由这种部分相干光束本身的衍射特性所决定

的,即这种形式的部分相干光束在自由空间中的传播方向是发散的,光源的相干性越差,光束发散得越厉害^[14],而大气湍流可抑制光束的发散。由此可知,通过调整光源的相干性可以使湍流大气中焦斑光强分布为平顶分布或使焦面中心光强最大。

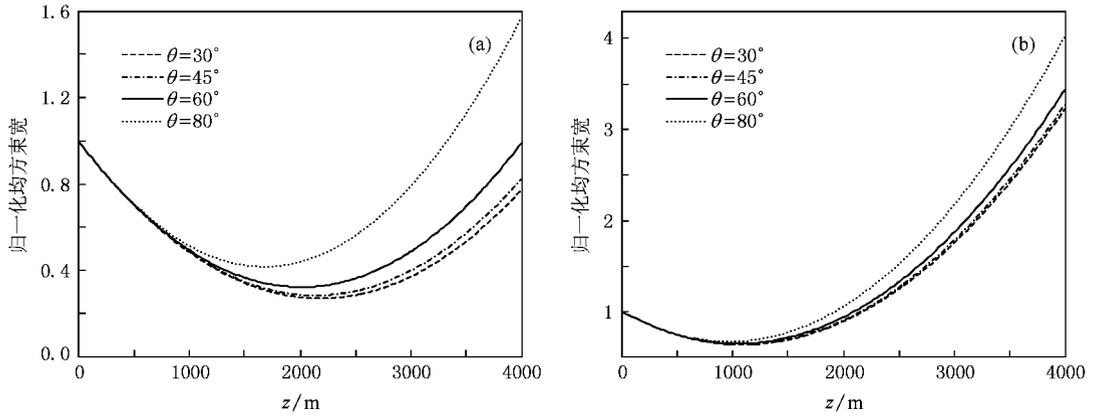


图 5 J_0 相关部分相干光束在不同天顶角下的归一化均方束宽 (a) $\beta = 60 \text{ m}^{-1}$ (b) $\beta = 150 \text{ m}^{-1}$

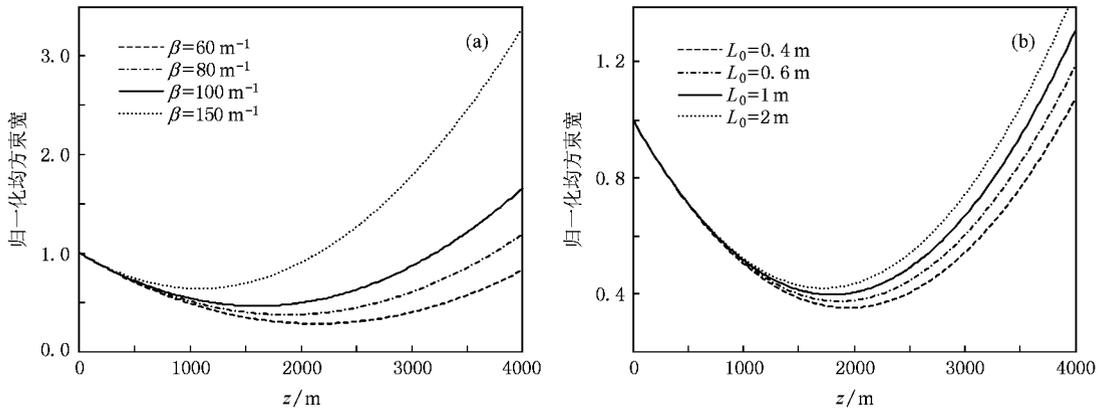


图 6 J_0 相关部分相干光束在不同光源相干性和湍流外尺度下的归一化均方束宽 (a) $L_0 = 0.6 \text{ m}$ (b) $\beta = 80 \text{ m}^{-1}$

图 5 和图 6 给出了焦距取 $F = 3000 \text{ m}$ 条件下,波长为 632.8 nm ,束腰为 0.05 m 的聚焦 J_0 相关部分相干光束的光束长期扩展均方束宽 $W^2(z)$ 随大气传输距离的变化(纵坐标为 $W^2(z)/W^2(0)$)。

图 5(a) 和 (b) 分别给出了光源相干性取 $\beta = 60$ 和 150 m^{-1} 时,光束均方束宽随天顶角不同取值 ($\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 80^\circ$) 的变化规律(湍流外尺度取 $L_0 = 0.6 \text{ m}$)。数值结果表明,光束的实际焦斑位置因光束的部分相干性和大气湍流扩展而偏离了原聚焦(理想焦斑)位置,并且随天顶角的增加而移向发射端。产生这种光束焦斑移动的物理原因,是由于光束在

大气中传输时存在的大气湍流扩展效应降低了光束的聚焦作用。当光束传输方向随着天顶角增大时,由于传输路径上湍流强度 C_n^2 的增大,光束所产生的大气湍流扩展也增大,光束的聚焦作用则随之减少,从而导致光束实际(等效)焦斑位置(最小束径)移向发射端。从图 5 还可以看出,随着光束的光源相干性降低,光束的焦移量与光束扩展随天顶角改变的变化量减小,说明光束的焦移量与光束扩展受大气湍流强度的影响降低。此结果提示可以通过降低该类光束的初始相干性来提高其抵御大气湍流扩展的能力。

图 6(a) 和 (b) 分别给出了不同光源相干性 ($\beta = 60, 80, 100, 150 \text{ m}^{-1}$) 和湍流外尺度 ($L_0 = 0.4, 0.6, 1, 2 \text{ m}$) 条件下光束均方束宽的变化, 图 6(a) 湍流外尺度取 $L_0 = 0.6 \text{ m}$, 图 6(b) 光源相干性取 $\beta = 80 \text{ m}^{-1}$, 天顶角均取 $\theta = 45^\circ$. 图 6(a) 的数值结果表明, 光源相干性越弱, 光束扩展越大, 亦即光束发散越严重, 从而导致实际焦斑位置向发射端移动越大. 图 6(b) 的数值结果表明, 大气湍流外尺度越大, 光束扩展越大. 此结果源自光束的整体漂移范围随大气湍流外尺度增大而加大. 光束扩展随大气湍流外尺度加大而增大的规律导致图 6(b) 所示的光束实际焦斑位置向发射端移动量随湍流外尺度加大而增大的结果.

5. 结 论

本文运用广义惠更斯-菲涅耳原理, 研究了聚焦

J_0 相关部分相干光束经过斜程大气湍流传输后在接收面上平均光强分布、均方束宽和质量因子, 分析了天顶角、光源的相干性以及湍流外尺度对焦斑强度分布和均方束宽的影响. 研究表明: 当天顶角和传输距离给定时, 随着光源相干性的提高, 光强分布由中央凹陷状分布逐渐向平顶光强分布过渡, 最后变为高斯分布; 光源相干性越好, 光斑面积相对越小. 这说明可以通过调整光源的相干性使焦斑光强变为平顶分布或使焦面中心光强最大. 当传输距离给定时, 大气湍流中随着天顶角或湍流外尺度的增加, 焦斑光强分布均由中央凹陷分布逐渐变为高斯分布. 随着传输距离的增加, 接收面光强分布的中央凹陷状先变深再变浅. 相干长度较短的 J_0 相关部分相干光束均方束宽受到湍流大气的影响相对较小, 实际焦斑位置随着光源相干性降低和天顶角以及湍流外尺度的增加而远离理想焦面.

- [1] Andrews L C ,Phillips R L 1998 *Laser Beam Propagation through Random Media* (Bellingham SPIE Press)
- [2] Korotkova O ,Wolf E 2008 *Opt. Commun.* **281** 948
- [3] Mahdih M H 2008 *Opt. Commun.* **281** 3395
- [4] Wang H Y ,Li X Y 2008 *Opt. Commun.* **281** 2337
- [5] Zhang Y X ,Wang G G 2007 *Infra. Laser Eng.* **36** 167 (in Chinese)[张逸新、王高刚 2007 红外与激光工程 **36** 167]
- [6] Zhang Y X ,Zhu T 2008 *Chin. Opt. Lett.* **6** 79
- [7] Zhang Y X ,Wang G G 2006 *Chin. Opt. Lett.* **4** 559
- [8] Alavinejad M ,Ghafary B ,Razzaghi D 2008 *Opt. Commun.* **281** 2173
- [9] Wu J ,Boardman A D 1991 *J. Mod. Opt.* **38** 1355
- [10] Gbur G ,Wolf E 2002 *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 1592
- [11] Dogariu A ,Amarande S 2003 *Opt. Lett.* **28** 10
- [12] Lu W ,Liu L R ,Sun J F ,Yang Q G ,Zhu Y J 2007 *Opt. Commun.*

271 1

- [13] Wang H ,Wang X C ,Zeng A J ,Yang K 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 1548 (in Chinese)[王 华、王向朝、曾爱军、杨 坤 2007 光学学报 **27** 1548]
- [14] Gbur G ,Visser T D 2003 *Opt. Lett.* **28** 1627
- [15] Wang T ,Pu J X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6754 (in Chinese)[王 涛、蒲继雄 2007 物理学报 **56** 6754]
- [16] Wang L ,Li B D 2006 *Optik* **117** 167
- [17] Born M ,Wolf E 1999 *Principles of Optics* (7th ed)(Cambridge : Cambridge University Press)
- [18] Rao L ,Zheng X ,Wang Z ,Yei P 2008 *Opt. Commun.* **281** 1358
- [19] Gradshteyn I S ,Ryzbik L M 2000 *Table of Integrals ,Series ,and Products* (6th ed)(New York :Academic Press)
- [20] Alavinejad M ,Ghafary B 2008 *Opt. Laser. Eng.* **46** 357
- [21] Siegman A E 1990 *Proc. SPIE* **1224** 2

The propagation properties of J_0 -correlated partially coherent beams in the slant atmosphere

Cang Ji Zhang Yi-Xin[†]

(*School of Science, Jiangnan University, Wuxi 214122, China*)

(Received 4 June 2008 ; revised manuscript received 20 August 2008)

Abstract

Based on the principle of cross-spectral density of partially coherent beam, we have obtained the analytical expression of long-term intensity distribution, long-term beam width and quality factor on the receiver for J_0 -correlated partially coherent beams propagating in the slant atmosphere, then analyzed the effects of zenith angle, propagation distance, coherence of source and turbulence outer scale on intensity distribution and beam width on the receiver. Results show that when the zenith angle and propagation distance are fixed, we can adjust the coherence of source to obtain the flattened optical intensity distribution or central maximum intensity value on the receiver. When the propagation is fixed, with the increase of zenith angle or the outer scale of turbulence, the intensity distribution varies from central dip to Gaussian distribution. Near the focal plane for short focal length, the central-dip form of intensity distribution becomes deep first, then shallow with the propagation distance increasing. The real position of focal spot for J_0 -correlated partially coherent beam moves toward the emitter with the increase of zenith angle and turbulence outer scale, or with the decrease of the source coherence.

Keywords : partially coherent beam, atmospheric turbulence, J_0 -correlated, slant propagation

PACC : 4260H, 9265

[†] Corresponding author. E-mail : zyx@jiangnan.edu.cn