

文章编号: 1001-3806(2009)05-0518-04

## 斜程大气传输部分相干平顶光束的空间相干度

仓吉, 齐文辉, 张逸新\*  
(江南大学理学院, 无锡 214122)

**摘要:** 为了研究不同天顶角、传输距离、光源相干性以及湍流外尺度对接收面光束空间相干度的影响, 采用广义惠更斯-菲涅耳原理和相位结构函数的平方近似, 并运用张量积分的方法, 得到了部分相干平顶光束通过斜程湍流大气传输后接收面光束空间相干度的解析表达式。结果表明, 传输距离较短时, 该光束空间相干度随两点距离的增加出现振荡现象, 而传输距离较长时振荡现象消失; 当传输距离给定时, 天顶角越大, 光束空间相干度的有效宽度相对较短。初始相干长度较短的该类光束其空间相干度的宽度不随传输距离的增加而减小; 长距离传输后, 光束空间相干性与光束初始相干长度不再有关。

**关键词:** 大气与海洋光学; 部分相干平顶光束; 空间相干性; 斜程传输

**中图分类号:** TN929.12; P427.1 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2009.05.021

## Spatial coherence of partially coherent flat-topped beam in the slant atmosphere path

CANG Ji, QI Wen-hui, ZHANG Yi-xin  
(School of Science, Jiangnan University, Wuxi 214122, China)

**Abstract:** In order to study the effect of different zenith angles, propagation distances, coherence of source and outer scale of turbulence on the spatial coherence on the receiver, based on the extended Huygens-Fresnel principle and the quadratic approximation of phase structure function, the expression of the spatial coherence for partially coherent flat-topped beam propagating through slant turbulent atmosphere was derived with the help of tensor integral. Results show that the spatial coherence of the beam oscillates with the increase of distance between two observed points for shorter propagation distances in slant atmosphere path and the oscillating phenomenon disappears for longer propagation distances. When the propagation distance is fixed, the width of spatial coherence is shorter at larger zenith angles. In the slant atmosphere path, for the beam with shorter initial coherent lengths, the width of spatial coherence doesn't become shorter with the increase of propagation distance. The spatial coherence of the beam is not relevant to its initial coherence for longer propagation distances.

**Key words:** atmospheric and ocean optics; partially coherent flat-topped beam; spatial coherence; slant propagation

### 引言

激光在湍流大气中传输是大气遥感、激光大气通信、激光雷达等研究领域十分关注的问题<sup>[1]</sup>, 由于大气湍流将影响光束的传输特性和降低光束的质量, 为此已有大量光波大气传输研究, 特别是斜程大气传输的研究报道<sup>[2-5]</sup>。近年来, 部分相干平顶光束由于其具有许多独特性质而成为人们的研究重点<sup>[6-10]</sup>。GE 等人提出了一种描述部分相干平顶 (partially coherent flat-topped, PCFT) 光束的模型<sup>[6]</sup>, 把 PCFT 光束表达成有限项部分相干高斯-谢尔模型光束叠加的形式, 并研究其通过近轴光学系统的传输特性。CAI 等人基于平顶高斯光束提出了部分相干平顶高斯光束模型, 研究

了其通过近轴 ABCD 光学系统的传输特性<sup>[7]</sup>, 并且研究了完全相干的平顶光束通过大气湍流传输后光强的变化规律<sup>[8]</sup>。最近, ALAVINEJAD 等人研究了 PCFT 光束通过湍流大气传输后光强以及谱密度的变化规律<sup>[9-10]</sup>, WANG 等人<sup>[11]</sup>研究了大气湍流对斜程传输准单色高斯-谢尔模型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保持不变。LU 等人研究了部分相干电磁高斯光束通过大气湍流传输后相干度的变化规律<sup>[12]</sup>。EYYUBOĞLU 采用数值方法研究了几类部分相干光束的空间相干度在湍流大气中的变化规律<sup>[13]</sup>。JI 等人<sup>[14]</sup>在 1 维情况下研究了水平路径大气中 PCFT 光束的空间相干特性。有关 PCFT 光束通过斜程湍流大气传输后空间相干度的变化规律的研究很少见。作者基于 GE 等人提出的 PCFT 光束模型, 采用与文献[14]中不同的张量积分的方法, 得出了部分相干平顶光束通过斜程大气湍流传输后在接

作者简介: 仓吉 (1985-), 男, 硕士研究生, 研究方向为自由空间光通信。

\* 通讯联系人。E-mail: zyx@sytu.edu.cn

收稿日期: 2008-07-28; 收到修改稿日期: 2008-11-11

收面空间相干度的解析表达式,并通过数值曲线研究了光束空间相干度受天顶角、初始相干长度、传输距离以及湍流外尺度的调制规律。

### 1 斜程大气中传输部分相干平顶光束交叉谱密度和空间相干度

在发射面  $z=0$  处,平顶光束的场分布可由下式表示<sup>[6]</sup>:

$$E_N(\vec{r}) = \sum_{n=1}^N \frac{(-1)^{n-1}}{N} \begin{bmatrix} N \\ n \end{bmatrix} \exp\left(-\frac{n\vec{r}^2}{4w_0^2}\right) \quad (1)$$

式中,  $N$  为光束阶数,  $\begin{bmatrix} N \\ n \end{bmatrix}$  为 2 项式系数,  $w_0$  为高斯光束的束腰,  $\vec{r}$  为发射面处的位置矢量。

设 PCFT 光束的空间相干度可表达为有限项不同参量的高斯函数和的形式<sup>[9]</sup>:

$$g(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \exp\left[-\frac{n(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2}{2\sigma_0^2}\right] \quad (2)$$

式中,  $\sigma_0$  是高斯-谢尔模型光束的初始相干长度,  $\vec{r}_1, \vec{r}_2$  为发射面处任意两点的位置矢量。

由交叉谱密度定义<sup>[15-16]</sup>:

$$W(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega) = \sqrt{I(\vec{r}_1, \omega)} \sqrt{I(\vec{r}_2, \omega)} g(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (3)$$

式中,  $I(\vec{r}_1, \omega)$  和  $I(\vec{r}_2, \omega)$  分别为  $\vec{r}_1, \vec{r}_2$  点角频率为  $\omega$  光波的强度。

$z=0$  平面处 PCFT 光束的交叉谱密度表示为<sup>[9]</sup>:

$$W(\vec{r}_1, \vec{r}_2, z=0) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \sum_{c=1}^N \frac{(-1)^{m+n-2}}{N^3} \begin{bmatrix} N \\ n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N \\ m \end{bmatrix} \times \exp\left\{-\left[\frac{n\vec{r}_1^2 + m\vec{r}_2^2}{4w_0^2} + \frac{c(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2}{2\sigma_0^2}\right]\right\} \quad (4)$$

显然,当  $N=1$  时,(4)式退化高斯-谢尔模型光束的交叉谱密度。经整理可将上式表达成如下张量形式:

$$W(\mathbf{r}, z=0) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \sum_{c=1}^N \frac{(-1)^{m+n-2}}{N^3} \begin{bmatrix} N \\ n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N \\ m \end{bmatrix} \times \exp\left(-\frac{ik}{2} \mathbf{r}^T \mathbf{M}_s \mathbf{r}\right) \quad (5)$$

式中,  $\mathbf{r}^T = (\vec{r}_1^T, \vec{r}_2^T) = (x_1, y_1, x_2, y_2)$ ,  $T$  表示转置,  $k=2\pi/\lambda$  为波数,  $\lambda$  是波长。  $\mathbf{M}_s$  为  $4 \times 4$  复矩阵:

$$\mathbf{M}_s = \begin{bmatrix} \frac{2}{ik} \left(\frac{n}{4w_0^2} + \frac{c}{2\sigma_0^2}\right) \mathbf{I} & -\frac{2}{ik} \cdot \frac{c}{2\sigma_0^2} \mathbf{I} \\ -\frac{2}{ik} \cdot \frac{c}{2\sigma_0^2} \mathbf{I} & \frac{2}{ik} \left(\frac{m}{4w_0^2} + \frac{c}{2\sigma_0^2}\right) \mathbf{I} \end{bmatrix} \quad (6)$$

式中,  $\mathbf{I}$  为  $2 \times 2$  单位矩阵。

在近轴近似下,根据广义惠更斯-菲涅耳原理,大气湍流中部分相干光束交叉谱密度由下式表示<sup>[11]</sup>:

$$W(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, z) = \frac{k^2}{4\pi^2 z^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \times$$

$$\exp\left[-\frac{ik}{2z}(\vec{r}_1 - \vec{\rho}_1)^2 + \frac{ik}{2z}(\vec{r}_2 - \vec{\rho}_2)^2\right] \times \langle \exp[\psi^*(\vec{\rho}_1, \vec{r}_1, z, \omega) + \psi(\vec{\rho}_2, \vec{r}_2, z, \omega)] \rangle_m d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (7)$$

式中,  $\langle \rangle$  表示对湍流介质的系综平均,  $W(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, z)$  是接收面  $z$  处  $\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2$  两点的交叉谱密度,  $W_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  为  $z=0$  处的交叉谱密度,  $d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 = dx_1 dy_1 dx_2 dy_2$ ,  $\psi(\vec{\rho}_1, \vec{r}_1, z, \omega)$  是球面波在湍流大气中从点  $(\vec{r}_1, 0)$  传播到点  $(\vec{\rho}_1, z)$  过程中引入的复随机位相起伏,  $*$  表示取复共轭。式中湍流介质的系综平均可表达为<sup>[2]</sup>:

$$\langle \exp[\psi^*(\vec{\rho}_1, \vec{r}_1, z, \omega) + \psi(\vec{\rho}_2, \vec{r}_2, z, \omega)] \rangle_m = \exp[-0.5 D_\psi(\vec{r}_1 - \vec{r}_2, \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2)] \quad (8)$$

式中,  $D_\psi(\vec{r}_1 - \vec{r}_2, \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2)$  是波相位结构函数,采用修正 von Karman 折射率起伏谱<sup>[11]</sup>:  $\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2)(\kappa_0^2 + \kappa^2)^{-11/6}$ ,  $\kappa_0 = 1/L_0$ ,  $\kappa_m = 5.92/l_0$ ,  $\kappa_0$  为空间频率,  $l_0, L_0$  分别为湍流的内外尺度,  $C_n^2$  为大气折射率结构常数;再运用相位结构函数的平方近似,有:

$$D_\psi(\vec{r}_1 - \vec{r}_2, \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2) = 2\rho_0^{-2} [(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2 + (\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2)^2 + (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2)]$$

式中,  $\rho_0^2 = \rho_0^2(1 - 0.715\kappa_0^{1/3})^{-1}$ ,  $\rho_0 = \left[1.4k^2 \int_0^z C_n^2(\text{s}\cos\theta) \left(\frac{z-s}{z}\right)^{5/3} ds\right]^{-3/5}$  为球面波在大气湍流中传输时的相干长度<sup>[4]</sup>。斜程传输时,随高度变化的 H-V 湍流廓线模型中折射率结构参量  $C_n^2(z\cos\theta)$  为<sup>[11]</sup>:

$C_n^2(z\cos\theta) = 0.00594(v/27)^2 \times (z\cos\theta \times 10^{-5})^{10} \exp(-z\cos\theta/1000) + 2.7 \times 10^{-16} \exp(-z\cos\theta/1500) + C_n^2(0) \times \exp(-z\cos\theta/100)$ , 其中风速  $v=2.1\text{m/s}$ ,  $C_n^2(0) = 1.7 \times 10^{-14} \text{m}^{-2/3}$  或  $3 \times 10^{-13} \text{m}^{-2/3}$  为近地面大气折射率结构常数,本文中取  $C_n^2(0) = 3 \times 10^{-13} \text{m}^{-2/3}$ ,  $\theta$  为天顶角(当  $\theta=90^\circ$  时,斜程大气传输模型便退化为水平路径模型),  $z$  为斜程传输路径长度。

经整理,(7)式可写为如下的张量形式:

$$W(\boldsymbol{\rho}, z) = \frac{k^2}{4\pi^2 [\det(\mathbf{B})]^{1/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W(\mathbf{r}, z=0) \times \exp\left[-\frac{ik}{2} (\mathbf{r}^T \mathbf{B}^{-1} \mathbf{r} - 2\mathbf{r}^T \mathbf{B}^{-1} \boldsymbol{\rho} + \boldsymbol{\rho}^T \mathbf{B}^{-1} \boldsymbol{\rho})\right] \times \exp\left[-\frac{ik}{2} \mathbf{r}^T \mathbf{P} \mathbf{r} - \frac{ik}{2} \mathbf{r}^T \mathbf{P} \boldsymbol{\rho} - \frac{ik}{2} \boldsymbol{\rho}^T \mathbf{P} \boldsymbol{\rho}\right] d\mathbf{r} \quad (9)$$

式中,  $\boldsymbol{\rho} = (\vec{\rho}_1^T, \vec{\rho}_2^T)$ ,  $\mathbf{B} = \begin{bmatrix} z\mathbf{I} & 0 \\ 0 & -z\mathbf{I} \end{bmatrix}$ ,  $\mathbf{P} = \frac{2}{ik\rho_0^2} \times \begin{bmatrix} \mathbf{I} & -\mathbf{I} \\ -\mathbf{I} & \mathbf{I} \end{bmatrix}$ ,  $\mathbf{B}^{-1}$  表示矩阵  $\mathbf{B}$  的逆矩阵。

将(5)式代入(9)式,经过张量运算和矢量积分<sup>[17]</sup>,可得接收面内交叉谱密度表达式:

$$W(\boldsymbol{\rho}, z) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \sum_{c=1}^N \frac{(-1)^{m+n-2}}{N^3} \begin{bmatrix} N \\ n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N \\ m \end{bmatrix} \times$$

$$\begin{aligned} & [\det(\mathbf{B}\mathbf{M}_s + \mathbf{I} + \mathbf{B}\mathbf{P})]^{-1/2} \times \\ & \exp\left\{-\frac{ik}{2}\boldsymbol{\rho}^T\left[(\mathbf{B}^{-1} + \mathbf{P}) - \left(\mathbf{B}^{-1} - \frac{\mathbf{P}}{2}\right)^T \times \right. \right. \\ & \left. \left. (\mathbf{M}_s + \mathbf{B}^{-1} + \mathbf{P})^{-1}\left(\mathbf{B}^{-1} - \frac{\mathbf{P}}{2}\right)\right]\boldsymbol{\rho}\right\} \quad (10) \end{aligned}$$

由相干度的定义<sup>[15]</sup>:

$$\mu(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, z) = \frac{W(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, z)}{\sqrt{W(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1, z)}\sqrt{W(\vec{\rho}_2, \vec{\rho}_2, z)}} \quad (11)$$

即可得主要结果——大气湍流中部分相干平顶光束空间相干度的解析关系。

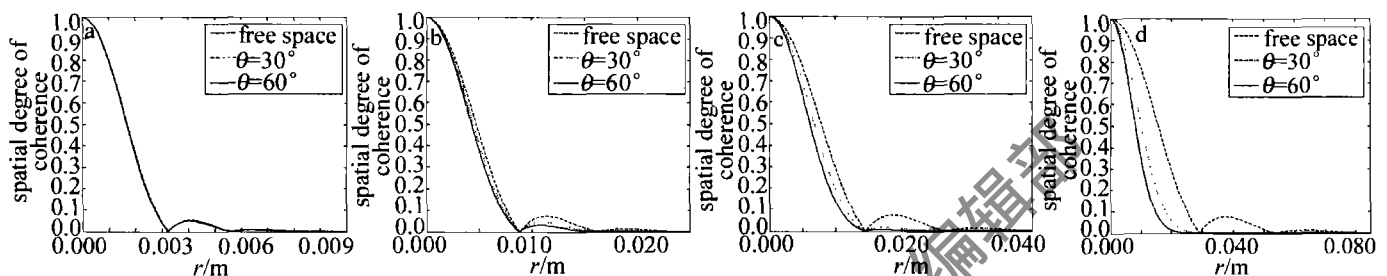


Fig. 1 The spatial coherence at different propagation and zenith angles in free space and turbulent atmosphere

1km, 3km, 5km, 10km), 自由空间和湍流大气中不同天顶角  $\theta$  条件下 ( $30^\circ, 60^\circ$ ) 光束的空间相干度, 近地面大气折射率结构常数取为  $3 \times 10^{-13} \text{m}^{-2/3}$ , 湍流外尺度为  $L_0 = 0.6 \text{m}$ 。从图 1 可以看出, 在自由空间中, 随着传输距离的增加, 光束空间相干度的宽度逐渐增加, 并且相干度随两点距离的增加出现振荡现象, 出现了相干度为 0 的两点, 即在这两点处是完全空间不相干的, 该现象称为相位奇异现象<sup>[18]</sup>。然而在大气湍流中, 传输距离较短时, 接收面上两点的相干度随两点距离的增加也出现振荡现象, 但当传输距离增长时, 振荡现象消失, 这是因为光束自身的衍射效应和湍流效应共同决定了部分相干平顶光束在大气湍流中传输时的相干行为; 当光束在大气湍流中传输距离较短时, 湍流效应可以忽略, 部分相干光源的相干效应起主要作用, 因此, 传输距离较短时, 不同天顶角条件下的相干度曲线几乎重合且出现振荡现象 (见图 1a)。随着传输距离的增加, 湍流对光束空间相干性的影响在不断积累, 导致空间相干度的振荡和相位奇异现象消失。然而, 从图 1 可以发现, 光束空间相干度的有效宽度并没有因传输距离的增加而减小。这是由于对高斯-谢尔模型这类部分相干光束而言, 自由空间衍射使其空间相干性变好的效应和湍流大气对光波波前随机扰动使光束空间相干性变差的效应共同决定了接收面光束的空间相干特性<sup>[12]</sup>。对于本文中所取的斜程传输路径和光源参量条件下, 在任意传输距离的接收面处, 自由空间衍射使光束空间相干性变好的效应始终超过了大气湍流使光束空间相干性变差的效应, 因此, 光束空间相干度

## 2 数值计算及物理分析

为了研究光源相干性、天顶角、传输距离以及湍流外尺度对接收面空间相干度的影响, 采用数值分析技术研究 (11) 式所反映的规律 (为便于观察, 本文中图的纵坐标采用空间相干度的绝对值)。在本文的模拟中, 光源参量取为  $\lambda = 632.8 \text{nm}$ , 初始相干长度  $\sigma_0 = 0.001 \text{m}$ , 束腰宽度  $w_0 = 0.05 \text{m}$ , 光束阶数  $N = 6$ , 由于对称性, 表达式中  $\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2$  两点分别取为轴上点和非轴上点。图 1a ~ 图 1d 中分别给出了不同传输距离处 ( $z$  为

的有效宽度没有出现随传输距离的增长先增大再减小的现象, 这也说明了采用部分相干光进行激光大气传输可以在一定程度上抵御湍流大气的影响<sup>[5, 13]</sup>。这与参考文献 [12] 中在强湍流水平路径传输条件下得出的部分相干高斯-谢尔模型光束空间相干度的有效宽度随着传输距离的增长先增加后减小的结论有所不同。另外, 当传输距离给定时, 天顶角越大 (对应于湍流效应越大), 光束空间相干度的宽度相对较短。

图 2 中给出了不同初始相干长度 ( $\sigma_0$  分别为  $\infty, 0.005 \text{m}, 0.001 \text{m}, 0.0001 \text{m}$ ) 和不同传输距离处 ( $z$  为

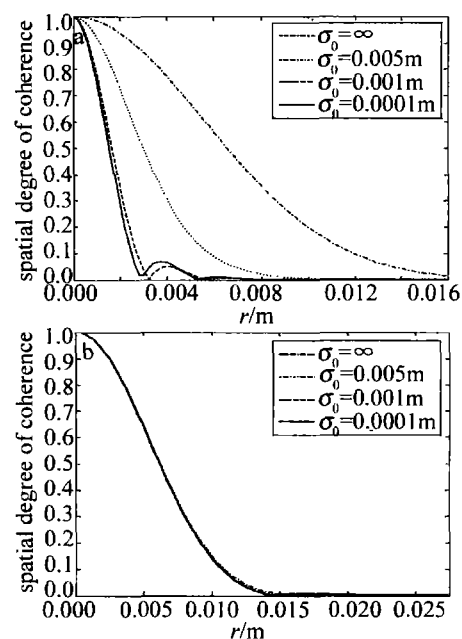


Fig. 2 The spatial coherence for different propagation and initial coherent lengths in turbulent atmosphere

1km,5km),接收面上两点间的空间相干度,光源参量同图1,天顶角 $\theta=60^\circ$ ,湍流外尺度为 $L_0=0.6\text{m}$ 。由图2可以看出,在传输距离较短时,不同初始相干长度光束的空间相干性差异较大,这是因为传输距离较短时,空间相干度主要由初始光束相干参量决定,大气湍流效应可以忽略;初始相干长度较短的光束的空间相干度曲线出现振荡行为(这与其在自由空间中的传输行为相一致(图1中虚线所示),出现振荡现象(即位相奇点)是由该类部分相干平顶光束的自由空间衍射本性所决定的)。随着传输距离的增加,不同初始相干长度光束的相干度曲线几乎重合(均为高斯型),这是因为湍流引起的退相干效应起显著作用,而与光束初始相干长度不再有关。

图3中给出了不同湍流外尺度条件下( $L_0$ 为

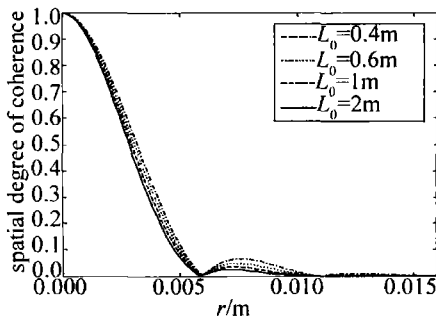


Fig. 3 The spatial coherence for different turbulence outer scale

0.4m,0.6m,1m,2m)大气湍流中空间相干度的变化曲线。传输距离为 $z=2000\text{m}$ ,天顶角 $\theta=60^\circ$ ,光源参量同图1。从图中可以看出,湍流外尺度越大,接收面上两点相干度随两点距离的增加振荡现象越弱,且空间相干度的有效宽度相应变短。这是因为湍流外尺度越大,光束整体漂移范围变大,空间相干效应变差。

### 3 结论

基于广义惠更斯-菲涅耳原理和相位结构函数的平方近似,运用张量积分的方法,推导出了部分相干平顶光束通过湍流大气传输后接收面光束空间相干度的解析表达式,分析了不同天顶角、传输距离、光源相干性以及湍流外尺度对接收面光束空间相干度的影响。研究表明:大气湍流中,传输距离较短时,空间相干度随两点距离的增加出现振荡现象,而传输距离较长时振荡现象消失。当传输距离给定时,天顶角越大,光束空间相干度的有效宽度相对较短。斜程大气传输中,初始相干长度较短的该类光束其空间相干度的宽度不随传输距离的增加而减小,是由于在该光束传输条件下,自由空间衍射使光束空间相干性变好的,效应始终超过了大气湍流使光束空间相干性变差的效应。长距离传输后,光束空间相干性与光束初始相干长度

不再有关。湍流外尺度越大,其对光束空间相干性的影响也越大。本中文所得结论对自由空间光通信系统以及激光雷达成像等方面的应用有重要意义。

### 参考文献

- [1] ANDREWS L C, PHILLIPS R L. Laser beam propagation through random media [M]. Washington, Bellingham; SPIE Press, 1998: 1-21.
- [2] ZHANG Y X, WANG G G. Average intensity and short-term beam spread of a laser beam propagating in a slant-path atmosphere [J]. Infrared and Laser Engineering, 2007, 36(2): 167-170 (in Chinese).
- [3] MAHDIEH M H. Numerical approach to laser beam propagation through turbulent atmosphere and evaluation of beam quality factor [J]. Opt Commun, 2008, 281(13): 3395-3402.
- [4] ZHANG Y X, WANG G G. Slant path average intensity of finite optical beam propagating in turbulent atmosphere [J]. Chinese Optics Letter, 2006, 4(10): 559-562.
- [5] WANG S C H, PLONUS M A. Optical beam propagation for a partially coherent source in the turbulent atmosphere [J]. J O S A, 1979, 69(9): 1297-1304.
- [6] GE D, CAI Y J, LIN Q. Partially coherent flat-topped beam and its propagation [J]. Appl Opt, 2004, 43(24): 4732-4738.
- [7] CAI Y J, HE S L. Partially coherent flattened Gaussian beam and its paraxial propagation properties [J]. J O S A, 2006, A23(10): 2623-2628.
- [8] CAI Y J. Propagation of various flat-topped beams in a turbulent atmosphere [J]. J Opt, 2006, A8(6): 537-545.
- [9] ALAVINEJAD M, GHAFARY B, RAZZAGHI D. Spectral changes of partially coherent flat topped beam in turbulent atmosphere [J]. Opt Commun, 2008, 281(8): 2173-2178.
- [10] ALAVINEJAD M, GHAFARY B. Turbulence-induced degradation properties of partially coherent flat-topped beams [J]. Optics and Lasers in Engineering, 2008, 46(5): 357-362.
- [11] WANG H, WANG X C, ZENG A J, et al. Effect of atmospheric turbulence on temporal coherence of Gaussian Schell-model beams propagating in slant path [J]. Acta Optica Sinica, 2007, 27(9): 1548-1552 (in Chinese).
- [12] LU W, LIU L R, SUN J F, et al. Change in degree of coherence of partially coherent electromagnetic beams propagating through atmosphere turbulence [J]. Opt Commun, 2007, 271(1): 1-8.
- [13] EYYUBOĞLU H T, BAYKAL Y, CAI Y J. Complex degree of coherence for partially coherent general beams in atmospheric turbulence [J]. J O S A, 2007, A24(9): 2891-2901.
- [14] JI X L, CHEN X W, CHEN S H, et al. Influence of atmospheric turbulence on the spatial correlation properties of partially coherent flat-topped beams [J]. J O S A, 2007, A24(11): 3554-3563.
- [15] MANDEL L, WOLF E. Optical coherence and quantum optics [M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1995: 171.
- [16] WU Y M, WANG L, WANG X Q. Propagation of partially coherent modified Bessel-Gaussian beams passing through an aperture [J]. Laser Technology, 2007, 31(6): 649-652 (in Chinese).
- [17] CAI Y J, GE D. Analytical formula for a decentered elliptical Gaussian beam propagating in a turbulent atmosphere [J]. Opt Commun, 2007, 271(2): 509-516.
- [18] SCHOUTEN H F, GBUR G, VISSER T D, et al. Phase singularities of the coherence functions in Young's interference pattern [J]. Opt Lett, 2003, 28(12): 968-970.