湍流大气传输高斯谢尔光束的到达角起伏*

张逸新[1,2] 陶纯堪[2]
(1 江南大学理学院,江苏无锡 214036)
(2 南京理工大学电光学院,江苏南京 210014)

摘 要 研究了在弱大气湍流起伏环境下以窄带宽高斯谢尔光束为激光光源的大气通信问题,分析了大气湍流强度和光源空间相干度对通信光束到达角起伏的影响.采用窄带宽光场的交叉谱密度函数代替光场互相干函数的近似方法和采用包含大气湍流内外尺度的简化折射率谱密度函数,得出了湍流大气中传输高斯谢尔光束的波结构函数(WSF)和到达角起伏方差解析近似关系.分析表明,光源的空间相干度和传输光束的湍流扩展是影响高斯谢尔光束的相位起伏结构函数和传输光束到达角起伏的重要因素.

关键词 相位结构函数;到达角起伏;大气湍流

中图分类号 TN929.12 TN58.98 P407.5 P427.1[+13] **文献标识码** A

0 引言

湍流大气中光束传输规律是诸如遥感、跟踪和长距离光通信等许多应用工程中需要研究的一个十分重要的课题,在这些应用中由于激光束的高定向性而倍受关注[1,2].然而,由于完全相干光束在传输过程中产生对大气传输介质的起伏特性十分敏感的光束抖动、光束扩展和闪烁等[1~3]大气湍流效应而限制了应用.为了降低这些不需要的大气湍流效应,人们研究空间部分相干高斯谢尔光束的大气传输规律[4~7],并且对光束扩展[8,9]、闪烁孔径平滑[10]等问题进行了研究.

众所周知,波结构函数(WSF)是用于计算描述传输于湍流大气中的光波的相干长度变化的核心函数——互相干函数(MCF)的关键因子,而相干长度直接影响传输光束的扩展和成像分辨率.因此,要全面分析大气成像系统的分辨率和光束的扩展等问题,必须深入研究相位结构函数.为此,各国学者对完全相干源发射光束经湍流大气传播时光束的波结构函数进行了详细研究[1~3],建立了包括采用不包含湍流内、外尺度影响的 Kolmogorov 谱得出平面波和球面波相位结构函数解析关系[1~3]和采用修整 von Karman 谱计算的"标准近似"关系[11].但是,对于包含大气湍流内外尺度效应的湍流大气传输高斯谢尔光束的波结构函数和像面到达角起伏尚未见研究报道.为此,本文利用包含湍流内外尺度作用的简化湍谱和采用大气湍流对传输光束双重调制的物理模型,分析研究弱湍流大气中传输的高斯谢尔光波结构函数近似关系和到达角起伏.

1 自由和湍流大气中传输高斯谢尔光束

1.1 自由大气中传输高斯谢尔光束的交叉谱密度函数

在自由空间中 $z=0$ 处,沿 z 轴方向传输的低阶近轴高斯谢尔光束可以表示为[1,2,10]

$$U_0(\boldsymbol{r},0)=\exp\left[-(1/w_0^2+ik/2R_0)r^2\right]\cdot\exp\left[i\varphi(\boldsymbol{r})\right] \quad (1)$$

式中 $\varphi(\boldsymbol{r})$ 表示光源的随机相位,i 是虚数符号,w_0 是光束在发射端的半径,R_0 是波阵面曲率半径,$k=2\pi/\lambda$ 是光波波数,λ 是光波波长,r 是垂直于 z 轴平面内的位置矢量.

部分相干光波的传输常用光波场的交叉谱密度描述,与式(1)所对应的光源的交叉谱密度函数可以表示为[13]

$$W(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2,0)=U_0(\boldsymbol{r},0)U_0^*(\boldsymbol{r}_2,0)\langle\exp\left[i\varphi(\boldsymbol{r}_1)\right]\cdot\exp\left[-i\varphi(\boldsymbol{r}_2)\right]\rangle_s=\exp\left\{-\frac{1}{w_0^2}\left[\frac{1}{2}(r^2+4R^2)\right]-\frac{ik}{2R_0}(2\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{R})-\frac{r^2}{2\sigma_g^2}\right\} \quad (2)$$

式中 $\boldsymbol{R}=(\boldsymbol{r}_1+\boldsymbol{r}_2)/2$,$\boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2$,$r=|\boldsymbol{r}|$,$R=|\boldsymbol{R}|$,$\langle\rangle_s$ 表示对光源进行统计平均和 σ_g^2 是满足高斯分布的光源的随机相位起伏方差.

距离发射器为 z 处的光场可记为[1,2,10]

$$\tilde{U}(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{r},z)=\frac{-ik}{2\pi z}\exp(ikz)\iint U_0(\boldsymbol{r},0)\cdot\exp\left[\frac{ik}{2z}|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{\rho}|^2\right]d\boldsymbol{r}^2 \quad (3)$$

由交叉谱密度函数的定义,接收端处的交叉谱

*教育部重点科学技术项目(编号01091)资助
Tel:0510-5876982 Email:zyxlxy30@hotmail.com
收稿日期:2004-02-02

密度函数为

$$\tilde{W}(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{P},z)=\langle\tilde{U}(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{r}_1,z)\tilde{U}^*(\boldsymbol{\rho}_2,\boldsymbol{r}_2,z)\rangle_s=\frac{1}{(\lambda z)^2}\int d^2r\int d^2R\exp\left[-\left(\frac{1}{2w_0^2}+\frac{1}{2\sigma_g^2}\right)r^2-\frac{2R^2}{w_0^2}\right]\cdot\exp\left[\frac{-ik\boldsymbol{rR}}{R_0}-\frac{ik(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{\rho})(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{P})}{z}\right] \tag{4}$$

式中 $\boldsymbol{\rho}=\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{\rho}_2,\boldsymbol{P}=(\boldsymbol{\rho}_1+\boldsymbol{\rho}_2)/2,\rho_i$ 是接收平面内任一点到光束束心的横向距离．积分式(4)有

$$\tilde{W}(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{P},z)=\frac{w_0^2}{w_s^2}\exp\left[-\frac{\rho^2}{2w_0^2\Theta^2}-\frac{4P^2-(\tilde{r}/\Theta)^2\rho^2}{2w_s^2(z)}-\frac{ik\boldsymbol{\rho}\cdot\boldsymbol{P}}{\tilde{R}}\right] \tag{5}$$

式中 $w_s^2(z)=w_0\left[\tilde{r}^2+\Theta^2\left(1+\frac{w_0^2}{\sigma_g^2}\right)\right],\tilde{r}=(R_0-z)/R_0$，$\Theta=2z/kw_0^2,\tilde{R}=\left(\frac{2\tilde{r}}{k\Theta w_s^2(z)}-\frac{1}{z}\right)^{-1}$ 为高斯谢尔束通过无湍流大气传输在接收面处的波阵面曲率半径，$\rho=|\boldsymbol{\rho}|,P=|\boldsymbol{P}|$．对于会聚光束有 $\tilde{r}<1$、准直光束有 $\tilde{r}=1$，发散光束有 $\tilde{r}>1$．

1.2　湍流大气中传输高斯谢尔光束的广义惠更斯—菲涅尔原理

由惠更斯—菲涅尔原理，距光源为 z 处的复光波场可以表示为[2]

$$U(\boldsymbol{\rho},z)=\int d^2rG(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\rho},z)U_0(\boldsymbol{r},0) \tag{6}$$

式中 $G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\rho},z)$ 是格林函数，在近轴(抛物)近似条件下，$G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\rho},z)$ 为

$$G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\rho},z)=\frac{-ik}{2\pi z}\exp\left[ikz+\frac{ik}{2z}|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{\rho}|^2+\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\rho})\right] \tag{7}$$

式中 $\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\rho})$ 表示球面波在大气中传输时因湍流而引入的随机复相位．利用式(7)，可以把式(6)进一步表示为[2]

$$U(\boldsymbol{\rho},z)=\frac{-ik}{2\pi z}\exp(ikz)\int d^2r\cdot\exp\left[\frac{ik}{2z}|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{\rho}|^2+\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\rho})\right]U_0(\boldsymbol{r},0) \tag{8}$$

在接收端处，光波场的交叉谱密度 $W(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z)$ 可以表示为

$$W(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z)=\langle U(\boldsymbol{\rho}_1,z)U^*(\boldsymbol{\rho}_2,z)\rangle=\frac{1}{(\lambda z)^2}\cdot\iint d^2r_1d^2r_2W(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2,0)\langle\exp[\Psi(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{\rho}_1)+\Psi^*(\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{\rho}_2)]\rangle_T\exp\left\{\frac{ik}{2z}[(\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{r}_1)^2-(\boldsymbol{\rho}_2-\boldsymbol{r}_2)^2]\right\} \tag{9}$$

式中〈〉表示对包括光源和湍流大气总系统进行统计平均而 $\langle\rangle_T$ 表示对大气湍流系统进行统计平均．

1.3　简化湍谱模型

根据湍流的串级模型理论，大气湍流由尺度不同的各级湍涡所构成，通常人们把形成统计均匀各向同性湍涡的最大与最小边界称为湍流外尺度(记为 L_0)和湍流内尺度(记为 l_0)．对于不同的时刻，湍流的内外尺度是动态变化的．作为近似，我们认为：1)检测器接收到的光信号是经小尺度湍涡的散射和大尺度湍涡折射双重调制后的随机信号；2)大尺度湍涡和小尺度湍涡对传输光波的调制作用是相互统计独立的；3)在湍涡大小外尺度双重调制作用下，光波起伏的 Rytov 展开近似依然成立[14]．

现有理论表明[14]，在弱湍流起伏区域，我们可以用 Rytov 方法分析光的传输规律．考虑到近似(2)和(3)，接收器处的光波场可以表示为

$$U(\boldsymbol{\rho},z)=\tilde{U}(\boldsymbol{\rho},z)\exp[\Psi_0(\boldsymbol{\rho},z)+\Psi_m(\boldsymbol{\rho},z)] \tag{10}$$

式中 $\Psi_0(\boldsymbol{\rho},z),\Psi_m(\boldsymbol{\rho},z)$ 分别描述了以折射作用为主的大尺度湍涡和以散射作用为主的小尺度湍涡引入的复相位．

由式(10)，通过简单运算我们可以得到

$$\sigma_{\ln I}^2=\sigma_{\ln I_0}^2+\sigma_{\ln I_m}^2 \tag{11}$$

式中 $\sigma_{\ln I_0},\sigma_{\ln I_m}$ 和 $\sigma_{\ln I}$ 分别是单独考虑大尺度湍涡、小尺度湍涡影响的对数强度起伏方差和综合考虑大小尺度湍涡全部影响的对数强度起伏方差．

在 Rytov 近似下，把包含湍流内外尺度的影响的湍流谱形式上记新湍流谱为 $\phi_n(\kappa,L_0,l_0)$，利用有限孔径接收到的束状光波的闪烁方差的定义[2]，可以把包含湍流内外尺度的影响的束状光波的闪烁方差表示为

$$\sigma_{\ln I,\mathrm{Gau}}^2(\rho)=8\pi^2k^2L\int_0^1\int_0^\infty\kappa\phi_n(\kappa,L_0,l_0)\cdot\exp\left[-\frac{\kappa^2\Lambda\xi^2L}{k}\right]\{I_0(2\Lambda\rho\kappa\xi)-\cos[L\kappa^2\xi(1-\tilde{\Theta}\xi)/k]\}d\kappa d\xi \tag{12}$$

式中 $\Lambda=2L/(kw^2),\tilde{\Theta}=-L/R,w=w_0[\Theta_0^2+\Lambda_0^2]^{1/2}$，$R=\frac{R_0[\Theta_0^2+\Lambda_0^2](\Theta_0-1)}{\Theta_0^2+\Lambda_0^2-\Theta_0},\Theta_0=1-L/R_0,\Lambda_0=2L/(kw_0^2),Z=L$．

此外，在仅考虑外尺度影响时我们选用常用的 Von Karman 湍谱[2]的等价指数谱[15]

$$\phi_n(\kappa,L_0)=0.033C_n^2\kappa^{-11/3}[1-\exp(-\kappa^2/\kappa_0^2)] \tag{13}$$

式中 $\kappa_0=2\pi/L_0,C_n^2$ 为折射率结构常数．

而当仅考虑内尺度影响时用 Tatarskii 湍流谱[2]

$$\phi_n(\kappa,l_0)=0.033C_n^2\kappa^{-11/3}\exp(-\kappa^2/\kappa_m^2) \tag{14}$$

式中 $\kappa_m=5.92/l_0$．由式(11)、(12)、(13)和(14)，我们有

$$\sigma_{\ln I,\mathrm{Gau}}^2(\rho)=8\pi^2k^2L(0.033C_n^2a_n)\int_0^1\int_0^\infty\kappa^{-8/3}\cdot[\exp(-\kappa^2/\kappa_m^2)+[1-\exp(-\kappa^2/\kappa_0^2)]]\cdot$$

$$\exp\left[-\frac{\kappa^2\Lambda\xi^2 L}{k}\right]\}I_0(2\Lambda\rho\kappa\xi)-$$
$$\cos\left[L\kappa^2\xi(1-\Theta\xi)/k\right]\}\mathrm{d}\kappa\mathrm{d}\xi \tag{15}$$

式中 a_n 是比例系数,比较式(12)和式(15),同时利用 $\phi_n(\kappa)=0.033C_n^2\kappa^{-11/3}$,我们有 $a_n=1/2$ 并得出能够在许多场合简化理论分析的简化湍流谱

$$\phi_n=(\kappa,L_0,l_0)=0.0165C_n^2\kappa^{-11/3}\cdot\left[\exp\left(-\kappa^2/\kappa_m^2\right)+1-\exp\left(-\kappa^2/\kappa_0^2\right)\right] \tag{16}$$

1.4 湍流大气中传输高斯谢尔束的交叉密度谱函数

利用简化湍谱式(16),式(9)中 $<\exp[\Psi(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{\rho}_1)+\Psi^*(\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{\rho}_2)]>$ 可以表示为

$$<\exp[\Psi(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{\rho}_1)+\Psi^*(\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{\rho}_2)]>_T\cong\exp[\rho_0^{-2}(r^2+\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{\rho}+\rho^2)] \tag{17}$$

式中$\rho_0^2=(0.545C_n^2k^2z)^{-6/5}[1-0.103(3/8)^{-5/6}\kappa_0^{1/3}]^{-2}$ 是通过湍流大气传输球面波的相干长度.

采用坐标变换,把$\exp\left\{\frac{ik}{2z}[(\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{r}_1)^2-(\boldsymbol{\rho}_2-\boldsymbol{r}_2)^2]\right\}$ 改写为

$$\exp\left\{\frac{ik}{2z}[(\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{r}_1)^2-(\boldsymbol{\rho}_2-\boldsymbol{r}_2)^2]\right\}=\exp\left\{\frac{ik}{z}[(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{P})(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{\rho})]\right\} \tag{18}$$

把式(2)、(17)和(18)代入式(9),可以得出接收端交叉谱密度函数

$$W(\boldsymbol{P},\boldsymbol{\rho},z)=\frac{w_0^2}{w_\zeta^2(z)}\exp\left\{-\rho^2\left(\frac{1}{\rho_0^2}+\frac{1}{2w_0^2\Theta^2}\right)-\frac{4P^2-\phi^2\rho^2}{2w_\zeta^2(z)}-\frac{ik\boldsymbol{\rho}\cdot\boldsymbol{P}}{R_\zeta}\right\} \tag{19}$$

式中$\phi=\frac{r}{\Theta}-\Theta\frac{w_0^2}{\rho_0^2}$, $w_\zeta(z)=w_0\left[r^2+\Theta^2\left(1+\frac{w_0^2}{\sigma_g^2}+\frac{2w_0^2}{\rho_0^2}\right)\right]^{1/2}$, $R_\zeta=\left(\frac{2\phi}{kw_\zeta^2(z)}-\frac{1}{z}\right)^{-1}$是高斯谢尔束通过湍流大气传输到达接收面处的波阵面曲率半径.

2 湍流大气中传输高斯谢尔束的到达角起伏

对于足够窄的窄带光源而言,光束的互相干函数可以由交叉谱密度 $W(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z)$ 得出[13]即

$$\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z)=\langle U^*(\boldsymbol{\rho}_1,z)U(\boldsymbol{\rho}_2,z)\rangle\approx W(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z) \tag{20}$$

由复相干函数与波结构函数间关系[2]

$$\exp[-D(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z)/2]=\frac{|\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z)|}{[\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_1,z)\Gamma(\boldsymbol{\rho}_2,\boldsymbol{\rho}_2,z)]^{1/2}} \tag{21}$$

即得出湍流大气中传输高斯谢尔束的波结构函数解析关系

$$D(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z)=2\rho^2\left\{\left(\frac{1}{\rho_0^2}+\frac{1}{2w_0^2\Theta^2}\right)-\frac{2z^2}{w_\zeta^2(z)\rho_0^4}-\frac{w_0^2}{w_\zeta^2(z)}\left[\frac{k\,\tilde{r}^2}{2z\Theta}-\frac{\tilde{r}}{\rho_0^2}\right]\right\} \tag{22}$$

此结果表示$D(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z)$是$C_n^2$、$w_0$、$\sigma_g^2$和湍流扩展$w_\zeta^2(z)/w_s^2(z)$等的函数.

由于波结构函数 $D=D_\chi+D_s$ 中相位结构函数 D_s 起主导作用,常可以忽略对数振幅结构函数 D_χ 的影响,所以可以作近似 $D\approx D_s$. 为此,由到达角起伏方差的定义[3]和式(22),我们又可以得到湍流大气中传输高斯谢尔光束在接收面处的到达角起伏方差

$$\langle\alpha^2\rangle=\frac{D(w_\zeta,z)}{(kw_\zeta)^2}=\frac{2}{(k)^2}\left\{\left(\frac{1}{\rho_0^2}+\frac{1}{2w_0^2\Theta^2}\right)-\frac{\phi^2}{2w_\zeta^2(z)}\right\} \tag{23}$$

而光源相位起伏单独引起的到达角起伏方差,即自由空间中传输高斯谢尔光束的到达角起伏方差为

$$\langle\alpha^2\rangle_s=\frac{D_s(w_s,z)}{(kw_s)^2}=\frac{1}{k^2\Theta^2}\left[\frac{1}{w_0^2}-\frac{\tilde{r}^2}{w_s^2(z)}\right] \tag{24}$$

当不考虑光源的部分相干性,式(22)退化为熟知的平方近似下的波结构函数解析式[1],而式(23)退化为熟知的平方近似下的到达角起伏方差[3]. 这些结果从理论上间接证明了式(22)和式(23)理论分析的正确性.

3 结论

本文在 Rytov 近似下,利用包含大气湍流内外尺度的简化折射率谱密度函数式(16)和通过湍流大气中传输窄频带($\Delta\nu\ll1$)光场的互相干函数与光场交叉谱密度的近似等价性,得出了用于描述湍流大气中传输高斯谢尔光束相位起伏规律(包含湍流外尺度影响)的波结构函数(WSF)理论解析关系(22)和湍流大气中传输高斯谢尔光束在接收面处的到达角起伏方差(23). 所得结果显含光源起伏参数 σ_g^2 和湍流扩展因子 $w_\zeta^2(z)/w_s^2(z)$,此结果从理论上说明了光源的随机起伏程度和传输光束的湍流扩展是影响高斯谢尔光束的相位起伏结构函数和成像光束的到达角起伏的重要因素,所以,在进一步进行理论研究或实验数据分析湍流大气中高斯谢尔光束传输规律时应该注意这些因素.

参考文献

1 Strohbehn J W. Laser Beam Propagation in the Atmosphere. Springer-Verlag, New York, 1978. 1 ~ 6

2 Andrews L C, Phillips R L. Laser beam propagation through

random media. SPIE Press, Washington, USA, 1998. 1 ~ 19

3 Lawrence R S, Strohbehn J W. A survey of clear-air propagation effects relevant to optical communications. *Proc IEEE*, 1970, **58**(10): 1523 ~ 1545

4 Wu J. Propagation of a Gaussian-shell beam through turbulent media. *J Mod Opt*, 1990, **37**(4): 671 ~ 678

5 Wu J, Boardman A D. Coherence length of a Gaussian-shell beam and atmospheric turbulence. *J Mod Opt*, 1991, **38**(7): 1355 ~ 1363

6 Salem M, Shirai T, Dogariu A, *et al.* Long-distance propagation of partially coherent beams through atmospheric turbulence. *Opt Commun*, 2003, **216**(1): 261 ~ 265

7 Dogariu A, Amarande S. Propagation of partially coherent beams: turbulence-induced degradation. *Opt Lett*, 2003, **28**(1): 10 ~ 12

8 Gbur G, Wolf E. Spreading of partially coherent beams in random media. *J Opt Soc Am*, 2002, **A19**(8): 1592 ~ 1598

9 Shirai T, Dogariu A, Wolf E. Mode analysis of spreading of partially coherent beams propagating through atmospheric turbulence. *J Opt Soc Am*, 2003, **A20**(6): 1094 ~ 1102

10 Ricklin J C, Davidson F M. Atmospheric optical communication with a Gaussian Shell beam. *J Opt Soc Am*, 2003, **A20**(5): 856 ~ 866

11 韩艳玲, 王宏. 随机介质中电磁波空间分布特性研究. 光子学报, 2003, **32**(11): 1405 ~ 1408
Han Y L, Wang H. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(11): 1405 ~ 1408

12 Andrews L C, Vester S. Analytic expressions for the wave structure function based on a bump spectral model for refractive index fluctuations. *J Modern Opt*, 1993, **40**(5): 591 ~ 598

13 Ricklin J C, Davidson F M. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam: implications for free-space laser communication. *J Opt Soc Am*, 2002, **A19**(9): 1794 ~ 1801

14 Andrew L C, Al-Halash M A, Hopen C Y, *et al*Theory of optical scintillation: Gaussian-beam wave model. *Wave Random Media*, 2001, **11**(2): 271 ~ 291

15 Voisekhovich V V. Outer scale of turbulence: comparison of different models. *J Opt Soc Am A*, 1995, **12**(6): 1346 ~ 1353

Angle-of-arrival of Gaussian Schell Beam Propagation in Atmospheric Turbulence

Zhang Yixin[1,2], Tao Chunkan[2]

1 *School of Science, Southern Yangtze University, Wuxi* 214036

2 *School of Science, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing* 210014

Received date: 2004-02-02

Abstract An atmospheric optical communication link is considered, in which the laser source is a narrowband Gaussian Shell beam and the link is working in the weak fluctuation regime. The effects of atmospheric turbulence strength and degree of source spatial coherence on the angle-of-arrival are examined. To accomplish this, we have used the cross-spectral density function of the narrowband fields in place of the mutual coherence function and have used the power spectral density of the refractive-index fluctuations which include the factor of small-and large-scale sizes turbulence eddies. Expressions for the wave structure function and the variance of the angle-of-arrival of Gaussian Schell beam propagation in isotropic and homogeneous atmospheric turbulence are developed. The analysis indicates the turbulence spreading ofthe beam and the degree of source spatial coherence are two main factors which affect the wave structure function and the variance of the angle-of-arrival of the propagating beam.

Keywords Atmospheric turbulence; Structure function; Variance of the angle-of-arrival

Zhang Yixin was born on Feb. 20, 1956 in Jiangsu Wuxi of China and is a professor of Southern Yangtze University, his studying interests are laser propagation and image in turbulent atmosphere.