文章编号：0253-2239(2007)09-1548-5

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*

王 华[1,2] 王向朝[1,2] 曾爱军[1] 杨 坤[1,2]

(1 中国科学院上海光学精密机械研究所，上海 201800
2 中国科学院研究生院，北京 100039)

摘要： 由第一类零阶贝塞尔函数的级数展开推导出波结构函数在任意湍流条件下的近似表达式。由广义惠更斯-菲涅耳原理、随高度变化的 Hufnagel-Valley 湍流廓线模型以及波结构函数在任意湍流条件下的近似表达式，导出了斜程传输时准单色高斯-谢尔光束互相干函数的解析式。然后，利用表征光束时间相干性的纵向相干长度(可由互相干函数导出)，研究了斜程传输时大气湍流对准单色高斯-谢尔光束时间相干性的影响。研究结果表明，准单色高斯-谢尔光束的时间相干性在整个斜程传输过程中保持不变。最后，对该结果在物理上给予了定性解释。

关键词： 大气光学；时间相干性；高斯-谢尔光束；斜程传输

中图分类号：TN012　　文献标识码：A

Effect of Atmospheric Turbulence on Temporal Coherence of Gaussian Schell-Model Beams Propagating in Slant Path

Wang Hua[1,2] Wang Xiangzhao[1,2] Zeng Aijun[1] Yang Kun[1,2]

(1 *Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai* 201800
2 *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100039)

Abstract: By use of the series representation of the Bessel function of the first kind and zero order, the approximate expression of the wave structure function under all conditions of atmospheric turbulence is derived. Based on the extended Huygens-Fresnel principle, the Hufnagel-Valley profile model of the turbulence which is dependent on altitude, and the wave structure function under all conditions of atmospheric turbulence, the mutual coherence function of quasi-monochromatic Gaussian Schell-model (GSM) beams propagating in the slant path through turbulent atmosphere is derived analytically. The longitudinal coherence length (that can be derived from the mutual coherence function) of quasi-monochromatic GSM beams is used to characterize the temporal coherence of them, and the effect of atmospheric turbulence on the temporal coherence of those beams is studied. The result shows that the temporal coherence keeps unchanging in the propagation. Lastly, a qualitative explanation is given to this result.

Key words: atmospheric optics; temporal coherence; Gaussian Schell-model beams; propagating in the slant path

1 引　　言

研究激光光束在湍流大气中的传输，在激光雷达、激光卫星通讯、激光制导与激光预警等[1]领域有重要意义。20 世纪 90 年代初 J. Wu 等[2,3]发现，部分空间相干光较完全空间相干光受大气湍流影响小，此后，作为最常见的部分空间相干光——高斯-谢尔(GSM)光束受到广泛关注[4~13]。然而，以上工作均限于对水平传输(即大气折射率结构参量为常量)高斯-谢尔光束的研究。由于在激光卫星通讯、激光制导与激光预警等领域，常涉及激光光束斜程传输[1,14,15](大气折射率结构参量随高度变化)，所以研究高斯-谢尔光束斜程传输时的特性很有意义。

* 国家自然科学基金(60578051)和上海市科委国际合作计划项目(051107085)资助课题。

作者简介：王 华(1976—)，男，新疆人，博士研究生，主要从事激光告警技术研究。E-mail: hannaiwanghua@yahoo.com.cn

导师简介：王向朝(1957—)，男，辽宁人，研究员，博士生导师，主要从事信息光电子技术。E-mail: wxz26267@siom.ac.cn

收稿日期：2007-01-05；收到修改稿日期：2007-03-12

本文以准单色高斯-谢尔光束为研究对象，首先由第一类零阶贝塞尔函数的级数展开推导出任意湍流条件下波结构函数的近似表达式。然后，由广义惠更斯-菲涅耳原理、随高度变化的 Hufnagel-Valley (H-V)湍流廓线模型以及任意湍流条件下波结构函数的近似表达式，推导出斜程传输时准单色高斯-谢尔光束互相干函数的解析式。最后，利用表征光束时间相干性的纵向相干长度研究了斜程传输时大气湍流对准单色高斯-谢尔光束时间相干性的影响。

2　任意湍流条件下单色高斯-谢尔光束的波结构函数

由广义惠更斯-菲涅耳原理，湍流大气中传输的高斯-谢尔光束的交叉谱密度函数为[1,16]

$$W(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z;\omega)=\left[\frac{\kappa(\omega)}{2\pi z}\right]^2\iint \mathrm{d}\boldsymbol{\rho}'_1\iint \mathrm{d}\boldsymbol{\rho}'_2 W^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_1,\boldsymbol{\rho}'_2,0;\omega)\times\exp\left[-\mathrm{i}k(\omega)\frac{(\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{\rho}'_1)^2-(\boldsymbol{\rho}_2-\boldsymbol{\rho}'_2)^2}{2z}\right]\times \langle\exp[\psi^*(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}'_1,z;\omega)+\psi(\boldsymbol{\rho}_2,\boldsymbol{\rho}'_2,z;\omega)]\rangle,\tag{1}$$

式中 $W^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_1,\boldsymbol{\rho}'_2,0;\omega)$ 为高斯-谢尔光束在 $z=0$ 处平面(即光源所在平面)内的交叉谱密度函数，ω 为圆频率，$\boldsymbol{\rho}'_1,\boldsymbol{\rho}'_2$ 为 $z=0$ 处平面内的横向坐标矢量，$\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2$ 为 z 处平面内的横向坐标矢量，$k(\omega)$ 为波数，$\langle\rangle$ 表示对传输路径中湍流影响求系综平均。对于高斯-谢尔光束，$W^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_1,\boldsymbol{\rho}'_2,0;\omega)$ 为[16]

$$W^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_1,\boldsymbol{\rho}'_2,0;\omega)=[S^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_1,\omega)]^{1/2}[S^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_2,\omega)]^{1/2}g^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_2-\boldsymbol{\rho}'_1,\omega),\tag{2}$$

其中

$$S^{(0)}(\boldsymbol{\rho}',\omega)=A(\omega)\exp[-\boldsymbol{\rho}'^2/2\sigma_S^2(\omega)],\tag{3}$$

$$g^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_2-\boldsymbol{\rho}'_1,\omega)=\exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}'_2-\boldsymbol{\rho}'_1)^2}{2\sigma_g^2(\omega)}\right],\tag{4}$$

分别代表高斯-谢尔光束在光源处($z=0$)平面内的谱密度与谱相干度，A,σ_S,σ_g 为正值，分别代表光源处高斯-谢尔光束中心处的光强，束腰宽度与横向相干长度。

(1) 式中描述大气湍流效应的项[1]

$$\langle\exp[\psi^*\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}'_1,z;\omega)+\psi(\boldsymbol{\rho}_2,\boldsymbol{\rho}'_2,z;\omega)]\rangle=\exp\left[-\frac{1}{2}D_\psi(\boldsymbol{p},\boldsymbol{Q},z;\omega)\right],\tag{5}$$

式中 $D_\psi(\boldsymbol{p},\boldsymbol{Q},z;\omega)$ 为波结构函数(表征湍流导致的相位起伏)，$\boldsymbol{p}=\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{\rho}_2$，$\boldsymbol{Q}=\boldsymbol{\rho}'_1-\boldsymbol{\rho}'_2$。对于接收器位于距离地面高度为 h_0 处，光源位于距离地面高度为 H 处，传输路径与竖直方向夹角为 θ 的斜程传输，有[1]

$$D_\psi(\boldsymbol{p},\boldsymbol{Q},z;\omega)=8\pi^2k^2(\omega)\sec\theta\int_{h_0}^{H}\mathrm{d}h\int_0^\infty \kappa\Phi_n(\kappa,h)\{1-\mathrm{J}_0[|(1-\xi)\boldsymbol{p}+\xi\boldsymbol{Q}|\kappa]\}\mathrm{d}\kappa,\tag{6}$$

式中 $\xi=\dfrac{h-h_0}{H-h_0}$，$z=\sec\theta(H-h_0)$，$\Phi_n(\kappa,h)$ 为湍流的空间功率谱。本文采用数学上便于处理，应用广泛的 Von Karman 谱[1]：

$$\Phi_n(\kappa,h)=0.033C_n^2(h)\exp(-\kappa^2/\kappa_m^2)(\kappa^2+1/L_0^2)^{-11/6},\tag{7}$$

式中 $C_n^2(h)$ 为大气折射率结构参量，$\kappa_m=5.92/l_0$，l_0 和 L_0 分别为湍流的内、外尺度。(6) 式中的第一类零阶贝塞尔函数 $\mathrm{J}_0(x)$ 可以展开为级数形式[1]

$$\mathrm{J}_0(x)=\sum_{m=0}^{\infty}\frac{(-1)^m(x/2)^{2m}}{(m!)^2},\qquad |x|<\infty\tag{8}$$

将(8)式代入(6)式，仅取级数的前三项得

$$D_\psi(\boldsymbol{p},\boldsymbol{Q},z;\omega)=D_1(\boldsymbol{p},\boldsymbol{Q},z;\omega)+D_2(\boldsymbol{p},\boldsymbol{Q},z;\omega),\tag{9}$$

式中

$$D_1(\boldsymbol{p},\boldsymbol{Q},z;\omega)=8\pi^2k^2(\omega)\sec\theta\int_{h_0}^{H}\mathrm{d}h\int_0^\infty \kappa^3\Phi_n(\kappa,h)\frac{[(1-\xi)\boldsymbol{p}+\xi\boldsymbol{Q}]^2}{4}\mathrm{d}\kappa,\tag{10}$$

$$D_2(\boldsymbol{p},\boldsymbol{Q},z;\omega)=8\pi^2k^2(\omega)\sec\theta\int_{h_0}^{H}\mathrm{d}h\int_0^\infty \kappa^5\Phi_n(\kappa,h)\frac{[(1-\xi)\boldsymbol{p}+\xi\boldsymbol{Q}]^4}{64}\mathrm{d}\kappa,\tag{11}$$

对于绝大多数实际情况，$|\boldsymbol{p}|$ 与 $|\boldsymbol{Q}|$ 均在厘米量级及以下。不失一般性，假设 C_n^2 为常量，取湍流的内尺度 $l_0=3.8\ \text{mm}$[17]，湍流的外尺度 $L_0=30\ \text{m}$[18]，则可以算出 $D_1/D_2\approx 540\gg 1$，所以在(8)式中仅取级数的前两项即可，此即 Tomohiro Shirai 等[6] 在强湍流条件下得到的结论。由于在此处并未使用强湍流假设，所以该结论可应用于任意湍流条件下。将(8)式、(10)式代入(6)式得

$$D_\psi(\boldsymbol{p},\boldsymbol{Q},z;\omega)=B_0(B_1\boldsymbol{p}^2+B_2\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{Q}+B_3\boldsymbol{Q}^2),\tag{12}$$

式中

$$B_0=2\pi^2k^2(\omega)\sec\theta\int_0^\infty 0.033\kappa^3\exp(-\kappa^2/\kappa_m^2)(\kappa^2+1/L_0^2)^{-11/6}\mathrm{d}\kappa,\tag{13}$$

$$B_1=\int_{h_0}^{H}C_n^2(h)(1-\xi)^2\mathrm{d}h,\tag{14}$$

$$B_2=2\int_{h_0}^{H}C_n^2(h)(1-\xi)\xi\mathrm{d}h,\tag{15}$$

$$B_3=\int_{h_0}^{H}C_n^2(h)\xi^2\mathrm{d}h.\tag{16}$$

3 斜程传输时准单色高斯-谢尔光束的互相干函数

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 $C_n^2(h)$ 为

$$C_n^2(h)=0.00594\left(\frac{v}{27}\right)^2(10^{-5}h)^{10}\exp\left(-\frac{h}{1000}\right)+2.7\times10^{-16}\exp\left(-\frac{h}{1500}\right)+C_n^0(0)\exp\left(-\frac{h}{100}\right),\tag{18}$$

式中 v 为风速的方均根，单位为 m/s，h 的单位为 m，$C_n^2(0)$ 为地面上 C_n^2 的值，单位为 $\text{m}^{-2/3}$。应用最广泛的一种廓线模型为 H-$\text{V}_{5/7}$ 湍流廓线模型[1]，对应的参量值为：$v=21\ \text{m/s}$，$C_n^2(0)=1.7\times10^{-14}\ \text{m}^{-2/3}$。将(2)式～(5)式、(12)式～(17)式代入(1)式，经过复杂的积分得

$$W(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z;\omega)=\frac{A^2(\omega)}{\Delta^2(z)}\exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_1+\boldsymbol{\rho}_2)^2}{8\sigma_\mathrm{S}^2(\omega)\Delta^2(z)}\right]\times$$
$$\exp\left\{-\left\{\frac{1}{2\delta^2\Delta^2(z)}+\left[M_1+\frac{M_2+M_3}{\Delta^2(z)}\right]-\frac{M_2^2z^2}{2k^2\sigma_\mathrm{s}^2(\omega)\Delta^2(z)}\right\}(\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{\rho}_2)^2\right\}\exp\left[-\frac{\mathrm{i}k(\boldsymbol{\rho}_1^2-\boldsymbol{\rho}_2^2)}{2R(z)}\right],\tag{19}$$

其中

$$\frac{1}{\delta^2}=\frac{1}{4\sigma_\mathrm{S}^2(\omega)}+\frac{1}{\sigma_\mathrm{g}^2(\omega)},\tag{20}$$

$$\Delta^2(z)=1+\left[\frac{z}{k\sigma_\mathrm{S}^2(\omega)\delta}\right]^2+\frac{2M_3z^2}{k^2\sigma_\mathrm{S}^2(\omega)},\tag{21}$$

$$R(z)=\frac{k^2\sigma_\mathrm{S}^2(\omega)\Delta^2(z)z}{k^2\sigma_\mathrm{S}^2(\omega)\Delta^2(z)+M_2z^2-k^2\sigma_\mathrm{S}^2(\omega)},\tag{22}$$

$$M_1=\frac{1}{2}B_0B_1,\tag{23}$$

$$M_2=\frac{1}{2}B_0B_2,\tag{24}$$

$$M_3=\frac{1}{2}B_0B_3,\tag{25}$$

当高斯-谢尔光束水平传输时(即 C_n^2 为常量，从而 $M_1=M_2=M_3$)，(19)式即变为文献[13]中的(7)式。当高斯-谢尔光束在自由空间传输时(即 $M_1=M_2=M_3=0$)，(19)式即变为文献[18]中的(5-6-91)式。

众所周知，互相干函数与交叉谱密度函数互为傅里叶变换[16]

$$\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z;\tau)=\int_{-\infty}^{+\infty}W(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z;\omega)\exp(-\mathrm{i}\omega\tau)\mathrm{d}\omega,\tag{26}$$

式中 $\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z;\omega)$ 为 z 处平面内准单色高斯-谢尔光束的互相干函数，τ 为时间延迟。为简单起见，本文仅讨论一种较简单的准单色高斯-谢尔光束，即 $\sigma_S^2(\omega)$ 和 $\sigma_g^2(\omega)$ 为常量（与频率 ω 无关）。令 $\sigma_S^2(\omega)=\sigma_S^2$，$\sigma_g^2(\omega)=\sigma_g^2$。同时假设光源的频谱为归一化的洛伦兹分布[11]

$$A^2(\omega)=\frac{\Delta\omega_H^2}{(\omega-\tilde{\omega})^2+\Delta\omega_H^2}, \tag{27}$$

式中 $\tilde{\omega}$ 为中心频率，$\Delta\omega_H$ 为频率半峰半宽（HWHM）。另外，由于讨论的是准单色光，即 $\Delta k\ll\bar{k}$，Δk 为波数 k 的有效宽度，$\bar{k}$ 为中心波数。因此，在计算(26)式的积分时，可直接将含 k 的项提出积分号外，并用 $\bar{k}$ 代替 k。将(19)式～(25)式、(27)式代入(26)式得

$$\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z;\tau)=\frac{\pi\Delta\omega_H\exp[-(\Delta\omega_H+\mathrm{i}\tilde{\omega})|\tau|]}{\Delta^2(z)}\exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_1+\boldsymbol{\rho}_2)^2}{8\sigma_S^2\Delta^2(z)}\right]\times$$
$$\exp\left\{-\left\{\frac{1}{2\delta^2\bar{\Delta}^2(z)}+\left[\bar{M}_1+\frac{\bar{M}_2+\bar{M}_3}{\Delta^2(z)}\right]-\frac{\bar{M}_2^2z^2}{2\bar{k}^2\sigma_S^2\bar{\Delta}^2(z)}\right\}(\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{\rho}_2)^2\right\}\exp\left[-\frac{\mathrm{i}\bar{k}(\boldsymbol{\rho}_1^2-\boldsymbol{\rho}_2^2)}{2R(z)}\right], \tag{28}$$

其中

$$\frac{1}{\delta^2}=\frac{1}{4\sigma_S^2}+\frac{1}{\sigma_g^2}, \tag{29}$$

$$\bar{\Delta}^2(z)=1+\left(\frac{z}{\bar{k}\sigma_S^2\delta}\right)^2+\frac{2\bar{M}_3z^2}{\bar{k}^2\sigma_S^2}, \tag{30}$$

$$\bar{R}(z)=\frac{\bar{k}^2\sigma_S^2\bar{\Delta}^2(z)z}{\bar{k}^2\sigma_S^2\bar{\Delta}^2(z)+\bar{M}_2z^2-\bar{k}^2\sigma_S^2}, \tag{31}$$

$$\bar{M}_1=\frac{1}{2}\bar{B}_0B_1, \tag{32}$$

$$\bar{M}_2=\frac{1}{2}\bar{B}_0B_2, \tag{33}$$

$$\bar{M}_3=\frac{1}{2}\bar{B}_0B_3, \tag{34}$$

式中上标“—”表示该表达式中的 k 由 $\bar{k}$ 替代。(28)式即为本文的主要结果，由(28)式的推导过程可知，其适用于任意湍流强度大气中斜程传输的准单色高斯-谢尔光束且光源直径和接收器入瞳直径均在厘米量级及以下情况，所以由它可研究斜程传输时大气湍流对准单色高斯-谢尔光束时间相干性的影响。当高斯-谢尔光束水平传输时（即 $\bar{M}_1=\bar{M}_2=\bar{M}_3$），(28)式即简化为文献[13]中的(13)式。为了了解(28)式的含义，考虑 $z\to0$ 的极限情况。由(30)式、(31)式得，$\bar{\Delta}^2(0)=1$ 和 $1/\bar{R}(0)=0$，所以

$$\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,0;\tau)=A_0\exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_1+\boldsymbol{\rho}_2)^2}{8\sigma_S^2}\right]\times\exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{\rho}_2)^2}{2\delta^2}\right], \tag{35}$$

其中

$$A_0=\pi\Delta\omega_H\exp[-(\Delta\omega_H+\mathrm{i}\tilde{\omega})|\tau|]. \tag{36}$$

(35)式即光源平面（$z=0$）上的互相干函数。比较(28)式与(35)式可知，当光束从光源平面（$z=0$）传播到任意平面（$z>0$）时，除附加了一个相位因子 $\mathrm{i}\bar{k}(\boldsymbol{\rho}_1^2-\boldsymbol{\rho}_2^2)/2\bar{R}(z)$ 外，互相干函数形式保持不变。(28)式的第二与第三项分别表示横向坐标和与差的高斯函数，它们的有效宽度随传输距离 z 增大而增加。

4 斜程传输时大气湍流对准单色高斯-谢尔光束时间相干性的影响

在空间某点$(\boldsymbol{\rho},z)$处的相干时间为[16]

$$\Delta\tau=\left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty}\tau^2|\Gamma(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho},z;\tau)|^2\mathrm{d}\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty}|\Gamma(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho},z;\tau)|^2\mathrm{d}\tau}\right]^{1/2}. \tag{37}$$

相应的纵向相干长度为[16]

$$L_{TC}=\mathrm{c}\Delta\tau, \tag{38}$$

式中 c 为真空中光速。将(28)式、(35)式代入(36)式得

$$L_{TC}=\frac{\mathrm{c}}{\sqrt{2}\Delta\omega_H}, \tag{39}$$

由(37)式可见，纵向相干长度仅与光源的频率半峰半宽 $\Delta\omega_H$ 呈反比，而与传输距离无关，即大气湍流对斜程传输的准单色高斯-谢尔光束的时间相干性无影响。这与文献[13]中，水平传输时的结论相同。该结论从物理上可以做如下的定性解释：光束的时间相干性是由光束的频谱分布决定。对于准单色光束（即光束的有效频率范围较小），由于相干诱导导致的频谱变化[19]可以忽略不计，所以当它在线性介质（如湍流大气）中传输时，其频谱分布保持不变，因而其时间相干性也保持不变。

5 结　论

首先推导出了任意湍流条件波结构函数的近似

表达式。再由广义惠更斯-菲涅耳原理以及随高度变化的H-V湍流廓线模型,推导出了斜程传输时准单色高斯-谢尔光束互相干函数的解析式。最后,通过表征光束时间相干性的纵向相干长度研究了斜程传输时,大气湍流对准单色高斯-谢尔光束时间相干性的影响。研究结果表明,准单色高斯-谢尔光束的时间相干性在整个斜程传输过程中保持不变。

参 考 文 献

1 Larry C. Andrews, Ronald L. Phillips. *Laser Beam Propagation through Random Media* [M]. Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 1998

2 J. Wu. Propagation of a Gaussian Shell beam through turbulent media[J]. *J. Mod. Opt.*, 1990, **37**(3): 671～678

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

4 Gbur Greg, Wmil Wolf. Spreading of partially coherent beams in random media[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2002, **19**(8): 1592～1598

5 Aristide Dogariu, Stefan Amarande. Propagation of partially coherent beams: turbulence-induced degradation[J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(1): 10～12

6 Tomohiro Shirai, Aristide Dogariu, Emil Wolf. Mode analysis of spreading of partially coherent beams propagating through atmospheric turbulence[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2003, **20**(6): 1094～1102

7 Jennifer C. Ricklin, Frederic M. Davidson. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam: implications for free-space laser communication[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2002, **19**(9): 1794～1802

8 Jennifer C. Ricklin, Frederic M. Davidson. Atmospheric optical communication with a Gaussian Schell beam[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2003, **20**(5): 856～865

9 Olga Korotkova, Mohamed Salem, Emil Wolf. The far zone behavior of the degree of polarization of electromagnetic beams propagating through atmospheric turbulence[J]. *Opt. Commun.*, 2004, **233**: 225～230

10 Olga Korotkova, Emil Wolf. Changes in the state of polarization of a random electromagnetic beam on propagation [J]. *Opt. Commun.*, 2005, **246**: 35～43

11 Xiaoling Ji, Entao Zhang, Baida Lü. Changes in the spectrum of Gaussian Shell-model beams propagating through turbulent atmosphere[J]. *Opt. Commun.*, 2006, **259**: 1～8

12 Wei Lu, Liren Liu, Jianfeng Sun *et al.*. Change in degree of coherence of partially coherent electromagnetic beams propagating through atmospheric turbnlence[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **27**(1): 1～8

13 Hua Wang, Xiangzhao Wang, Aijun Zeng *et al.*. Changes in degree of coherence of partially coherent electromagnetic beams propagating through turbulent atmosphere[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **276**(2): 218～221

14 Yi Xiuxiong, Guo Lixin, Wu Zhensen. Study on the optical scintillation for Gaussian beam propagation in the slant path through the atmospheric turbulence[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(4): 433～439 (in Chinese)
易修雄,郭立新,吴振森. 高斯波束在湍流大气斜程传输中的闪烁问题研究[J]. 光学学报, 2005, **25**(4): 433～439

15 Yixin Zhang, Gaogang Wang. Slant path average intensity of finite optical beam propagating in turbulent atmosphere[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(10): 559～562

16 Mandel Leonard, Emil Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995

17 Reginald J. Hill, Gerard R. Ochs. Inner-scale dependence of scintillation variances measured in weak scintillation[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1992, **9**(8): 1406～1411

18 Frank D. Eaton, Gregory D. Nastrom. Preliminary estimates of the vertical profiles of inner and outer scales from White Sands Missile Range[J]. *Radio Sciences*, 1998, **33**(4): 895～904

19 Emil Wolf. Invariance of the spectrum of light on propagation [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **56**(2): 1370～1372