

大气湍流对多色部分空间相干光传输特性的影响*

季小玲^{1,2)} 肖 希^{2,3)} 吕百达²⁾

¹⁾ 四川师范大学电子工程学院, 成都 610064)

²⁾ 四川大学激光物理与化学研究所, 成都 610064)

³⁾ 宜宾学院光电信息研究所, 宜宾 644007)

(2003 年 12 月 17 日收到, 2004 年 3 月 26 日收到修改稿)

基于部分相干光的传输定律, 对多色部分空间相干光的长程大气传输做了研究. 结果表明, 无论是否满足定标律, 大气湍流会引起多色部分空间相干光的光谱移动和光束扩展; 多色部分空间相干光光束扩展比多色完全空间相干光受湍流的影响小. 然而, 带宽对光强分布的影响较小.

关键词: 多色部分空间相干光, 大气湍流, 光谱移动, 光束扩展

PACC: 9265, 4200

1. 引 言

激光在湍流大气中的传输是一个有重要理论和实际应用的问题, 对此已进行了许多研究^[1-7]. 早期, 主要工作集中于完全相干光的大气传输上. 文献^[4, 5]的理论研究表明, 部分空间相干光较完全空间相干光受到湍流大气的影响要小. 最近, Wolf 等人^[6, 7]采用二阶矩束宽定义, 在适当简化的物理模型下, 定量研究了部分空间相干光通过随机湍流大气中的光束扩展, 并给出了在什么条件下部分空间相干光才会受到大气湍流的影响. 然而, 迄今的工作都限于对单色或准单色完全空间相干光和部分空间相干光的大气传输. 当使用多色部分空间相干光时, 对某些实际应用, 例如目标照明、大气通信等是否比完全相干光更为有利, 是一个值得认真研究的问题. 与单色场不同, 多色部分空间光在传输中, 相干诱导^[8, 9]或衍射诱导^[10, 11]还会引起光谱变化. 本文使用多色高斯-谢尔模型(GSM)光束作为部分时间和部分空间相干光的典型例子, 对多色部分空间相干光在湍流大气中的传输特性, 包括光谱和光强的变化作了详细的讨论, 得到一些对实际应用有参考价值的重要结论.

2. 理论模型

在空间-频率域中, 设多色 GSM 光束在入射面 $z = 0$ 处的交叉谱密度函数为^[12, 13]

$$W^{(0)}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, z = 0, \omega) = S^{(0)}(\omega) \exp\left(-\frac{\mathbf{r}'_1{}^2 + \mathbf{r}'_2{}^2}{w_0^2}\right) \times \exp\left(-\frac{(\mathbf{r}'_1 - \mathbf{r}'_2)^2}{2\sigma_0^2(\omega)}\right), \quad (1)$$

式中 ω 为频率, w_0 为束腰宽度, $\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2$ 分别为 $z = 0$ 处空间不同点径向坐标矢量, $S^{(0)}(\omega)$ 和 $\sigma_0(\omega)$ 分别为源光谱和相关长度.

交叉谱密度通过湍流介质的传输方程为^[14]

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z, \omega) = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iint W^{(0)}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, z = 0, \omega) \times \exp\left\{-\left(\frac{ik}{2z}\right)[(\mathbf{r}'_1{}^2 - \mathbf{r}'_2{}^2) - \mathcal{X}(\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}'_1 - \mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{r}'_2) + (\mathbf{r}'_1 - \mathbf{r}'_2)^2] - H\right\} d\mathbf{r}'_1 d\mathbf{r}'_2, \quad (2)$$

式中 k 为波数, $k = \omega/c$, H 为湍流介质扰动而引起的相位起伏, 其表达式为

$$H = 4\pi k^2 \int_0^z dz' \int_0^\infty [1 - J_0(\kappa r_0)] \Phi_n(\kappa) \kappa d\kappa, \quad (3)$$

* 国家高技术研究发展计划(批准号 2004A823070)及四川省教育厅自然科学基金(批准号 2002A089)资助的课题.

式中

$$r_0 = \left| (r'_1 - r'_2) + \frac{(r_1 - r_2) - (r'_1 - r'_2)}{z} \right|, \quad (4)$$

J_0 为零阶 Bessel 函数. 若采用 Von Karman 谱^[11] 则

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \left(\kappa^2 + \frac{1}{L_0^2} \right)^{-11/6} \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_m^2} \right) \quad (5)$$

式中 $\kappa_m = 5.92/l_0$, l_0 和 L_0 分别为湍流的内、外尺度, C_n^2 为折射率结构常数, 它表征湍流的强弱.

用傅里叶变换处理 (2) 式, 并简化 Von Karman 谱, 当 $r_1 = r_2 = r$, 由 (2) 式得到光谱强度为^[14]

$$\begin{aligned} \mathcal{S}(r, z, \omega) &= S^{(0)}(\omega) \left(\frac{w_0}{2} \right)^2 \int \kappa_d J_0(\kappa_d r) \\ &\times \exp[-B\kappa_d^2 - H] \kappa_d \quad (6) \end{aligned}$$

式中

$$B = \frac{1}{8} w^2(z), \quad (7)$$

$$u(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{2cz}{\omega w_0} \right)^2 \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{\sigma^2(\omega)} \right) \right]^{1/2}, \quad (8)$$

$$H = 0.547 C_n^2 (\omega/c)^{1/3} z^{8/3} \kappa_d^{5/3}. \quad (9)$$

当 $C_n^2 = 0$ 时, 由 (6) 式得到多色 GSM 光束通过无湍流自由空间的光谱强度为

$$\mathcal{S}(r, z, \omega) = S^{(0)}(\omega) \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)} \right]. \quad (10)$$

设源光谱 $S^{(0)}(\omega)$ 为高斯型

$$S^{(0)}(\omega) = \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\Gamma^2} \right], \quad (11)$$

式中 ω_0 为中心频率, Γ 为源光谱的带宽.

将 (11) 式代入 (6) 式, 即可计算源光谱为高斯型

的多色 GSM 光束通过湍流介质(如大气)的光谱强度. 对于多色 GSM 光束, 满足定标律的空间相关长度 $\sigma_0(\omega)$ 为

$$\sigma_0(\omega) = \frac{w_0}{\sqrt{\gamma\omega^2 - 1}}, \quad (12)$$

式中 γ 为一常数.

(6) 式中对 ω 积分, 得到总光强为^[15]

$$\begin{aligned} K(r, z) &= \int_0^\infty \mathcal{S}(r, z, \omega) d\omega \\ &= \int_0^\infty S^{(0)}(\omega) \left(\frac{w_0}{2} \right)^2 \int \kappa_d J_0(\kappa_d r) \\ &\times \exp[-B\kappa_d^2 - H] \kappa_d d\omega. \quad (13) \end{aligned}$$

3. 数值计算与分析

利用 (6) 和 (13) 式, 对多色 GSM 光束通过湍流大气长程传输后的光谱和光强分布作了数值计算和分析. 数值计算参数为 $\omega_0 = 3.2 \times 10^{15}$ rad/s, $\Gamma = 0.6 \times 10^{15}$ rad/s, $w_0 = 0.05$ m, $z = 10$ km, $\gamma = 10^{30}$ s²/rad².

3.1. 光谱分布

为了讨论方便, 采用归一化光谱 $S(\omega)$ 和相对谱位移 $\delta\omega/\omega_0$,

$$S(\omega) = \frac{\mathcal{S}(r, z, \omega)}{S_{\max}(r, z, \omega)}, \quad (14)$$

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{\omega_{\max} - \omega_0}{\omega_0}, \quad (15)$$

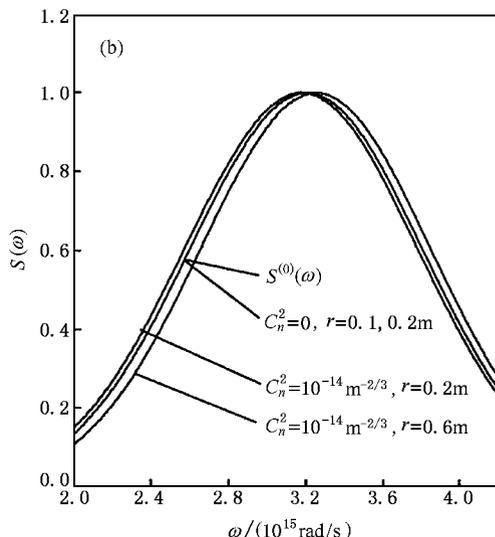
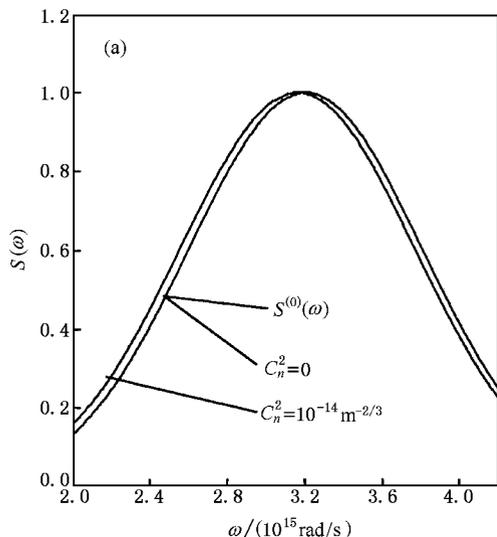


图 1 满足定标律的多色 GSM 光束轴上点(a)和离轴点(b)的归一化光谱 $S(\omega)$ 曲线

式中 $S_{\max}(r, z, \omega)$ 和 ω_{\max} 分别为 z 处的最大光谱强度和所对应的频率.

图 1 为满足定标律的多色 GSM 光束轴上点和离轴点归一化光谱 $S(\omega)$ 曲线. 图 1 表明, 无湍流 ($C_n^2 = 0$) 时, 轴上点和离轴点的光谱都不发生变化, 与源光谱 $S^{(0)}(\omega)$ 重合. 但是, 湍流会使光谱发生移动. 例如, 当 $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 时, 轴上点光谱相对位移为 -0.0125 , 即湍流使光谱发生了红移; 离轴点 $r = 0.2$ 和 0.6m 对应的光谱相对位移分别为 -0.0094 和 0.0156 , 即分别发生了红移和蓝移. 不同湍流情况下, 满足定标律的多色 GSM 光束的相对光谱移动 $\delta\omega/\omega_0$ 随离轴距离 r 的变化曲线示于图 2. 由图 2 可知, 当 $C_n^2 = 0$ 时, $\delta\omega/\omega_0 = 0$, 即无湍流时, 光谱不发生位移, 这与图 1 的结果一致. 有湍流时, 轴上点 ($r = 0$) 光谱位移为红移 ($\delta\omega/\omega_0 < 0$), 并且红移量随 r 的增大而减小, 在某个位置, 红移量变为零. 随后, 光谱位移变成了蓝移, 随 r 的增大, 蓝移出现一个极大值, 其极大值随 C_n^2 的增大而增大, 但位移量均较小. 例如, $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, 当 $r = 0.325\text{m}$ 时, 其最大相对光谱移动 $\delta\omega/\omega_0$ 为 0.0073 .

当不满足定标律时, 设光源的相关长度 $\sigma_0(\omega)$ 与频率无关, 即 $\sigma_0(\omega) = \sigma_0$, 令 $\alpha = \sigma_0(\omega)/w_0$, α 为 GSM 光束的相关度. 不满足定标律的多色 GSM 光束轴上点和离轴点归一化光谱 $S(\omega)$ 曲线示于图 3.

图 3 表明, 多色 GSM 光束在不满足定标律的情况下, 由于相关诱导, 即使无湍流时光谱也会发生移动. 例如, $C_n^2 = 0$ 时, $\alpha = 1$ 多色 GSM 光束轴上点和离轴点 $r = 0.08\text{m}$ 的光谱相对移动量分别为 0.0348 (蓝移) 和 -0.0531 (红移). 由图 3 还可知, 湍流会改变光谱的移动. 例如, $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 时, 轴上点和离轴点 $r = 0.08\text{m}$ 的光谱相对 $C_n^2 = 0$ 时的相对移动量分别为 -0.0469 和 0.0429 .

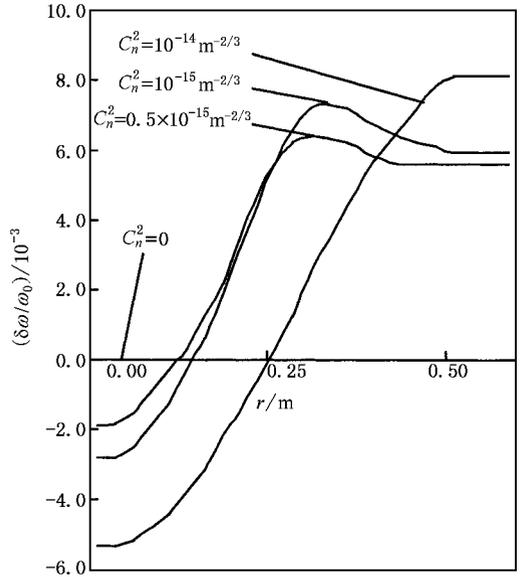


图 2 满足定标律的多色 GSM 光束的相对光谱移动 $\delta\omega/\omega_0$ 随 r 的变化曲线

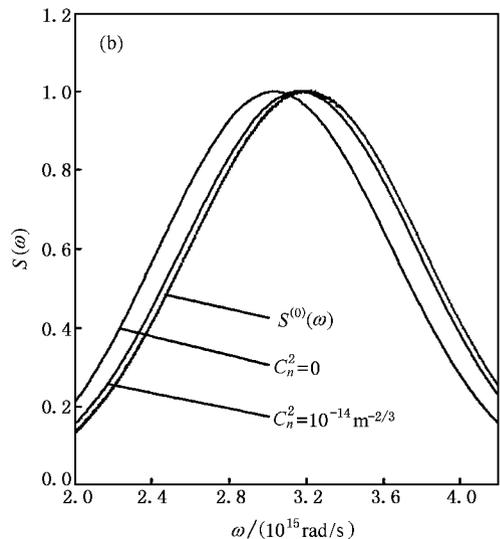
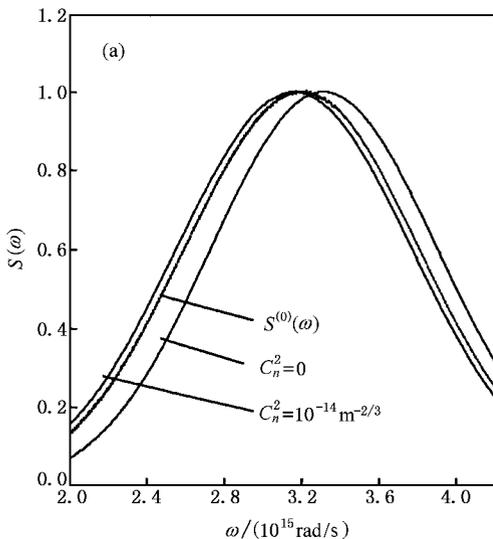


图 3 不满足定标律的多色 GSM 光束轴上点 (a) 和离轴点 (b) $r = 0.08\text{m}$ 的归一化光谱 $S(\omega)$ 曲线

3.2. 光强分布

图 4 为多色和单色 GSM 光束归一化光强分布曲线. 图 4(a) 为满足定标律时的光强分布曲线. 由图 4(a) 可知, $C_n^2 = 0$ 和 $C_n^2 = 10^{-14} \text{m}^{-2/3}$ 时, 圆圈和实线均重合, 即无论有无湍流, 多色 GSM 光束在满足定标律的情况下, 带宽对光强分布均无影响. 图 4(b)(c) 和 (d) 为不满足定标律时的光强分布曲线. 图 4(b) 表明, 对于完全空间相干光 ($\alpha = \infty$), 多色与单色 GSM 光束的光强分布一致. 由图 4(c) 和 (d) 可知, 对于部分空间相干光 ($\alpha = 0.2$), 无湍流时多色与单色 GSM 光束的光强分布相差不大, 有湍流时多色与单色 GSM 光束的光强分布差异进一步减小, 即不满足定标律时, 无论有无湍流, 带宽对完全空间相

干光和部分空间相干光的光强分布影响较小, 但湍流要引起光束扩展.

图 5 为不同大气湍流强度下, 不满足定标律的多色 GSM 光束归一化光强分布曲线. 图 5(a) 和 (b) 表明, 对于多色 GSM 光束, 不论其空间相干性如何, 在湍流大气中的束宽均大于无湍流的自由空间中的束宽, 并且随 C_n^2 的增大, 束宽增大, 即光束随大气湍流的增强而扩展. 图 5(c) 和 (d) 表明, 湍流较小时, 完全空间相干光 ($\alpha = \infty$) 的束宽小于部分空间相干光 ($\alpha = 0.2$) 的束宽. 但是, 随大气湍流增强, 完全空间相干光与部分空间相干光的光强分布曲线相接近, 即多色部分空间相干光受湍流的影响程度小于多色完全相干光.

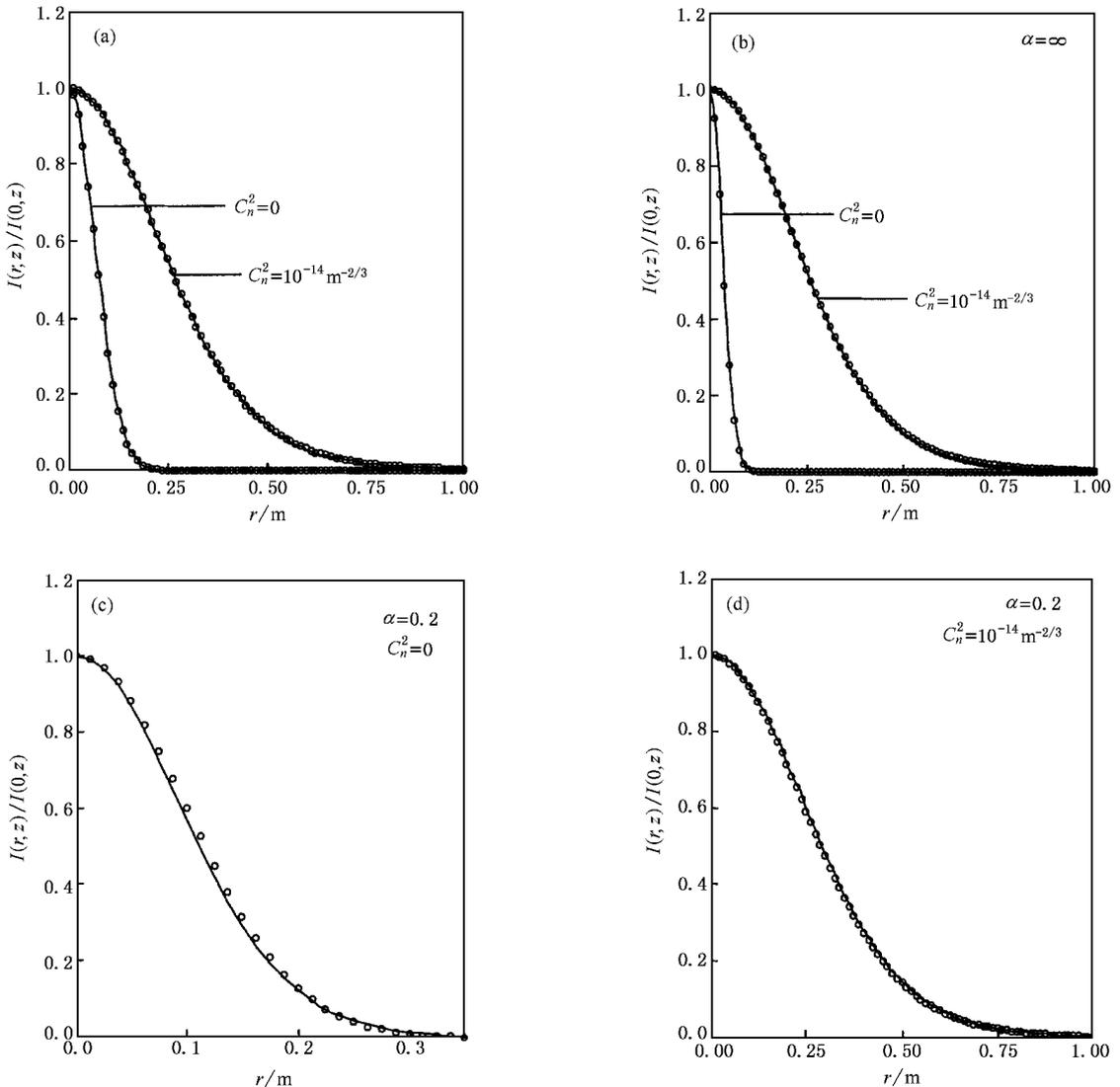


图 4 多色和单色 GSM 光束归一化光强分布曲线 (a) 为满足定标律 (b)(c) 和 (d) 为不满足定标律. — 为多色 GSM 光束, ○ 为单色 GSM 光束

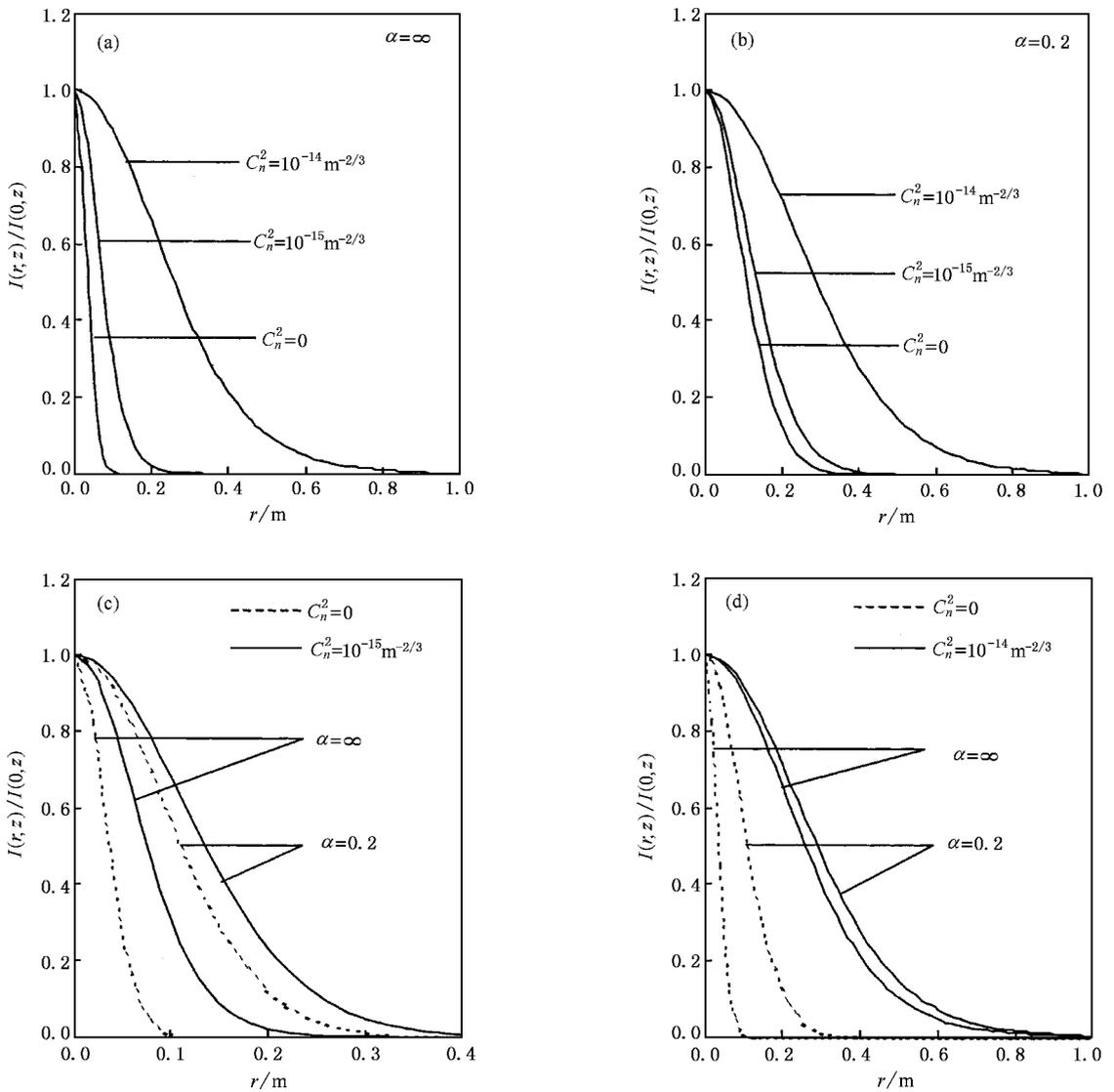


图5 不同湍流强度下, 不满足定标律的多色 GSM 光束归一化光强分布曲线

4. 结 论

本文从部分相干光的传输定律出发, 将大气湍流对激光束的影响用一个起伏的相位因子表示, 讨论了湍流对多色部分空间相干光光谱移动的影响, 并就湍流和光束的相干性对光强分布的影响作了数值计算和分析. 研究表明, 无论源光谱是否满足定标律, 大气湍流均会使光谱发生变化, 出现蓝移或红移. 不满足

定标律时, 湍流对光谱影响比满足定标律时要大. 无论有无湍流, 对于满足定标律多色 GSM 光束, 带宽对光强分布无影响; 当不满足定标律时, 带宽对光强分布影响也较小. 大气湍流使多色 GSM 光束扩展, 且湍流越强, 光束扩展越厉害. 湍流较小时, 多色完全空间相干光的束宽小于多色部分空间相干光的束宽. 随大气湍流增强, 多色完全空间相干光与多色部分空间相干光的光强分布曲线相接近, 即多色部分空间相干光光束扩展比多色完全空间相干光受湍流的影响要小.



- [1] Tatarski V I 1961 *Wave Propagation in a Turbulent Medium*(New York McGraw-Hill)
- [2] Fleck J A , Morris J R and Feit M D 1976 *Appl. Phys.* **10** 129
- [3] Zhang M , Wu Z S , Zhang Y D and Yang T G 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1052 [in Chinese] 张 民、吴振森、张延冬、杨廷高 2001 物理学报 **50** 1052]
- [4] Wu J 1990 *J. Mod. Opt.* **37** 671
- [5] Wu J 1991 *J. Mod. Opt.* **38** 1355
- [6] Gbur G and Wolf E 2002 *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 1592
- [7] Salem M , Shirai T , Dongariu A and Wolf E 2003 *Opt. Commun.* **216** 261
- [8] Wolf E 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 1370
- [9] Wolf E and James D F V 1996 *Rep. Prog. Phys.* **59** 771
- [10] Pu J , Zhang H and Nemoto S 1999 *Opt. Commun.* **162** 57
- [11] Lü B D and Pan L Z 2003 *Sci. China G* **5** 454 [in Chinese] 吕百达、潘留占 2003 中国科学 G **5** 454]
- [12] Carter W H and Wolf E 1977 *J. Opt. Soc. Am.* **67** 785
- [13] Mandel L and Wolf E 1995 *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge Cambridge University Press)
- [14] Ishimaru A 1977 *Proc. IEEE* **65** 1030
- [15] Marti-Lopez L and Mendoza-Yero O 1999 *Opt. Laser Technol.* **31** 239

Effect of atmospheric turbulence on the propagation properties of spatially partially coherent polychromatic light *

Ji Xiao-Ling¹⁾²⁾ Xiao Xi²⁾³⁾ Lü Bai-Da²⁾

¹⁾ College of Electronic Engineering , Sichuan Normal University , Chengdu 610066 , China)

²⁾ Institute of Laser Physics and Chemistry , Sichuan University , Chendu 610064 , China)

³⁾ Institute of Optoelectronic Information , Yibin University , Yibin 644007 , China)

(Received 17 December 2003 ; revised manuscript received 26 March 2004)

Abstract

Based on the propagation law of partially coherent light , the long-distance propagation of the spatially partially coherent polychromatic light through the atmosphere is studied . It is shown that the atmospheric turbulence gives rise to spectral shift and to beam spreading of spatially partially coherent polychromatic light whether the scaling law is satisfied or not . The influence of turbulence on beam spreading of the spatially partially coherent polychromatic light is smaller than that of spatially fully coherent polychromatic light . However , the influence of bandwidth on the intensity distribution is relatively small .

Keywords : spatially partially coherent polychromatic light , atmospheric turbulence , spectral shift , beam spreading

PACC : 9265 , 4200

* Project supported by the National High Technology Development Program of China(Grant No. 2004A823070) , and the Natural Science Foundation from the Education Bureau of Sichuan Province , China(Grant No. 2002A089) .