

大气湍流对部分相干厄米-高斯光束 空间相干性的影响*

陈晓文 汤明 季小玲†

(四川师范大学物理系, 成都 610068)

(2007 年 7 月 22 日收到, 2007 年 10 月 19 日收到修改稿)

基于广义惠更斯-菲涅耳原理, 并采用 Rytov 相位结构函数二次近似, 推导出了部分相干厄米-高斯(H-G)光束通过大气湍流传输的光谱相干度公式, 研究了湍流对光束的空间相干特性的影响. 研究表明, 部分相干 H-G 光束通过大气湍流传输其光谱相干度会出现振荡和相位奇异现象, 但随着湍流的增强, 振荡减弱, 直至振荡和相位奇异现象消失. 这一特性与高斯-谢尔模型光束的差异很大. 光束的相干参数越小, 光束空间相干性受湍流的影响也越小. 此外, 还研究了光谱相干度二阶矩宽度与光谱强度二阶矩宽度间的关系, 得到一些有意义的结果, 并给出了合理的物理解释.

关键词: 部分相干厄米-高斯光束, 大气湍流, 光谱相干度, 二阶矩宽度

PACC: 9265, 4200

1. 引 言

激光在大气湍流中的传输是一个既有重要理论意义又有实际应用意义的课题, 近年来受到了广泛的关注. 文献 [2—7] 分别用不同方法研究了湍流对部分空间相干光束扩展的影响, 并从理论上证明了部分空间相干光的光束扩展较完全相干光的光束扩展受大气湍流的影响要小. 文献 [8—11] 研究了各种激光束在大气湍流中的传输特性. 但是, 目前研究工作大多集中于湍流对激光光强分布的影响^[1—10], 而湍流对光束空间相干性影响的研究涉及甚少. 文献 [12] 基于广义惠更斯-菲涅耳原理, 用数值计算的方法研究了湍流对高斯-谢尔模型(GSM)光束空间相干性的影响, 得出 GSM 光束较完全相干高斯光束空间相干性受到大气湍流的影响要小的结论. 最近, 文献 [13] 在强湍流模型下研究了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 光束在大气湍流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.

另一方面, 实际激光束存在多模情况. 因此, 研

究湍流对部分相干高阶模光束空间相干性的影响是十分重要的. 文献 [14] 指出, 当完全相干厄米-高斯(H-G)光束通过旋转的毛玻璃或液晶后就能够产生部分相干 H-G 光束. 本文研究了部分相干 H-G 光束通过大气湍流传输光束空间相干度的变化特性, 得到一些有意义的结果, 并给予了合理的物理解释. 部分相干 H-G 光束通过自由空间传输和 GSM 光束通过大气湍流传输光束空间相干度的变化特性都可以作为本文研究情况的特例给出.

2. 大气湍流中光谱相干度公式的推导

假设部分相干 H-G 光束在 Cartesian 坐标系中源场处 ($z = 0$) 的交叉谱密度函数为^[14, 15]

$$\begin{aligned} W^{(0)}(x'_1, x'_2, z = 0, \omega) \\ = H_m \left(\frac{\sqrt{2}x'_1}{w_0} \right) H_m \left(\frac{\sqrt{2}x'_2}{w_0} \right) \\ \times \exp \left[- \left(\frac{x'^2_1}{w_0^2} + \frac{x'^2_2}{w_0^2} \right) \right] \exp \left[- \frac{(x'_1 - x'_2)^2}{2\sigma_0^2} \right], \quad (1) \end{aligned}$$

式中 w_0 为束腰, σ_0 为在源场处光束的空间相关长

* 国家自然科学基金(批准号 60778048)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: jixl100@163.com

度 $H_m(\cdot)$ 为 m 阶厄米多项式, ω 为频率. 显然, 当 $m = 0$ 时 (1) 式简化为 GSM 光束的交叉谱密度函数.

根据广义惠更斯-菲涅耳原理, 部分相干 H-G 光束通过大气湍流传输其交叉谱密度函数表示为^[11]

$$W(x_1, x_2, z, \omega) = \frac{k}{2\pi z} \iint dx'_1 dx'_2 W^{(0)}(x'_1, x'_2, z = 0, \omega)$$

$$\times \exp\left\{\left(\frac{ik}{2z}\right)[(x_1'^2 - x_2'^2) - 2x_1 x'_1 - x_2 x'_2] + (x_1^2 - x_2^2)\right\} \exp[\psi(x'_1, x_1) + \psi^*(x'_2, x_2)]_m, \quad (2)$$

式中波数 $k = \omega/c$ (c 为光在真空中的传播速度), $\psi(x', x)$ 表示大气湍流对球面波影响的随机相位因子, \cdot_m 表示系综平均. 采用 Rytov 相位结构函数的二次近似, 可以得到^[16]

$$\exp[\psi(x'_1, x_1, z) + \psi^*(x'_2, x_2, z)]_m \cong \exp\left[-\frac{(x'_1 - x'_2)^2 + (x'_1 - x'_2)(x_1 - x_2) + (x_1 - x_2)^2}{\rho_0^2}\right], \quad (3)$$

式中 ρ_0 为球面波通过大气湍流的相干长度,

$$\rho_0 = (0.545 C_n^2 k^2 z)^{-3/5},$$

其中 C_n^2 是折射率结构常数, 它表征湍流的强弱.

将 (1)(3) 式代入 (2) 式, 并利用积分公式

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-(x - y)^2] H_n(\alpha x) dx = \pi^{1/2} (1 - \alpha^2)^{n/2} H_n\left[\frac{\alpha y}{(1 - \alpha^2)^{1/2}}\right], \quad (4)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^n \exp[-px^2 + 2qx] dx = n! \exp[q^2/p] \sqrt{\frac{\pi}{p}} \left(\frac{q}{p}\right)^n \sum_{l=0}^{[n/2]} \frac{1}{(n - 2l)!} \left(\frac{p}{4q^2}\right)^l, \quad (5)$$

经过复杂积分计算后, 得到

$$W(x_1, x_2, z, \omega) = \frac{k}{2z} \sum_{k_1=0}^{[m/2]} \sum_{k_2=0}^{[m/2]} \sum_{l_1=0}^{m-2k_1} \sum_{l_2=0}^{m-k_1-k_2-l_1/2} MB^{l_1} T^{2m-2k_1-2k_2-2l_2-l_1} \times \exp\left[\frac{B^2}{P_1} + \frac{T^2}{P_2}\right] \exp\left[\frac{ik}{2z}(x_1^2 - x_2^2) - \frac{(x_1 - x_2)^2}{\rho_0^2}\right], \quad (6)$$

式中

$$A = \frac{1}{2\sigma_0^2} + \frac{1}{\rho_0^2}, \quad B = \frac{ikx_1}{2z} + \frac{x_1 - x_2}{2\rho_0^2}, \quad (7)$$

$$P_1 = \frac{1}{w_0^2} + A - \frac{ik}{2z}, \quad P_2 = \frac{1}{w_0^2} + A + \frac{ik}{2z} - \frac{A^2}{P_1}, \quad (8)$$

$$T = \frac{ikx_2}{2z} + \frac{x_1 - x_2}{2\rho_0^2} - \frac{AB}{P_1}, \quad (9)$$

$$M = \frac{(-1)^{k_1+k_2+l_1} 2^{3m-3k_1-3k_2-2l_2} m! m! (2m - 2k_1 - 2k_2 - l_1)!}{k_1! k_2! l_1! l_2! (m - 2k_2) (m - 2k_1 - l_1) (2m - 2k_1 - 2k_2 - 2l_2 - l_1)} \times w_0^{-2m+2k_1+2k_2} \left(1 - \frac{2}{P_1 w_0^2}\right)^{k_1} A^{m-2k_1-l_1} P_1^{-m+2k_1-\frac{1}{2}} P_2^{-2m+2k_1+2k_2+l_1+l_2-\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

令 (6) 式中的 $x_1 = x_2 = x$, 得到部分相干 H-G 光束在大气湍流中传输的光谱强度为

$$S(x, z, \omega) = W(x, x, z, \omega) = \frac{k}{2z} \sum_{k_1=0}^{[m/2]} \sum_{k_2=0}^{[m/2]} \sum_{l_1=0}^{m-2k_1} \sum_{l_2=0}^{m-k_1-k_2-l_1/2} M(B_1 x)^{l_1} (T_1 x)^{2m-2k_1-2k_2-2l_2-l_1} \exp\left[\left(\frac{B_1^2}{P_1} + \frac{T_1^2}{P_2}\right)x^2\right], \quad (11)$$

式中

$$B_1 = \frac{ik}{2z}, \quad (12)$$

$$T_1 = \frac{ik}{2z} - \frac{AB_1}{P_1}.$$

$Q_1(x_1, z)$ 和 $Q_2(x_2, z)$ 两点的光谱相干度定义为^[17]

$$\mu(x_1, x_2, z, \omega) = \frac{W(x_1, x_2, z, \omega)}{[S(x_1, z, \omega)S(x_2, z, \omega)]^{1/2}}. \quad (13)$$

$$\mu(-x, x, z, \omega) = \frac{\sum_{k_1=0}^{\lfloor \frac{m}{2} \rfloor} \sum_{k_2=0}^{\lfloor \frac{m}{2} \rfloor} \sum_{l_1=0}^{m-2k_1} \sum_{l_2=0}^{m-k_1-k_2-\frac{l_1}{2}} M(B_2 x)^{l_1} (T_2 x)^{2m-2k_1-2k_2-2l_2-l_1}}{\sum_{k_1=0}^{\lfloor \frac{m}{2} \rfloor} \sum_{k_2=0}^{\lfloor \frac{m}{2} \rfloor} \sum_{l_1=0}^{m-2k_1} \sum_{l_2=0}^{m-k_1-k_2-\frac{l_1}{2}} M(B_1 x)^{l_1} \exp\left[\left(\frac{B_2^2}{P_1} + \frac{T_2^2}{P_2} - \frac{4}{\rho_0^2}\right)x^2\right]} \times \frac{1}{(T_1 x)^{2m-2k_1-2k_2-2l_2-l_1} \exp\left[\left(\frac{B_1^2}{P_1} + \frac{T_1^2}{P_2}\right)x^2\right]}. \quad (14)$$

式中

$$B_2 = -\frac{ik}{2z} - \frac{1}{\rho_0^2}, \quad (15)$$

$$T_2 = \frac{ik}{2z} - \frac{1}{\rho_0^2} - \frac{AB_2}{P_1}.$$

(14)式表明 $\mu(-x, x, z, \omega)$ 与 C_n^2, m, σ_0 (或相干参数 $\alpha = \sigma_0/w_0$ ^[18])以及观察点位置有关.

若 $m = 0$ 则(14)式简化为

$$\mu(-x, x, z, \omega)|_{GSM} = \exp\left\{-\left[\frac{4w_0^2}{\rho_0^2} + \frac{w_0^2}{P_1 P_2} \times \left(\frac{k^2}{2z^2 \sigma_0^2} + \frac{2k^2}{z^2 \rho_0^2} - \frac{2}{w_0^2 \rho_0^4}\right)\right] \frac{x^2}{w_0^2}\right\}. \quad (16)$$

(16)式表明 GSM 光束在大气湍流中传输的光谱相干度为高斯型.

当 $C_n^2 = 0$ 时(14)和(16)式分别简化为部分相干 H-G 光束和 GSM 光束在自由空间中传输的光谱相干度公式,因受篇幅所限而省去.

以上仅研究了一维部分相干 H-G 光束光谱相干度在大气湍流中的传输.实际上,在直角坐标系下,由于可以分离变量,以上结果能够直接推广到二维情况.二维部分相干 H-G 光束在源场处($z = 0$)的交叉谱密度函数为^[14, 15]

$$W_{2d}^{(0)}(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, z = 0, \omega) = W^{(0)}(x'_1, x'_2, z = 0, \omega)W^{(0)}(y'_1, y'_2, z = 0, \omega), \quad (17)$$

将(6)(11)式代入(13)式,并考虑 z 平面上关于传输轴 z 对称的两点 $Q_1(-x, z)$ 和 $Q_2(x, z)$ 的空间相干度,则得到部分相干 H-G 光束在大气湍流中光谱相干度的解析公式为

式中 $W^{(0)}(y'_1, y'_2, z = 0, \omega)$ 由(1)式将 x 换成 y, m 换成 n 得到.这样,在大气湍流中,二维部分相干 H-G 光束关于传输轴 z 对称的两点 $Q_1(-x, -y, z)$ 和 $Q_2(x, y, z)$ 的光谱相干度为

$$\mu_{2d}(-x, -y, x, y, z, \omega) = \mu(-x, x, z, \omega)\mu(-y, y, z, \omega). \quad (18)$$

将(14)式中的 x 换成 y, m 换成 n 即可得到 $\mu(-y, y, z, \omega)$.

根据二阶矩宽度定义^[19],光谱相干度和光谱强度的二阶矩宽度(x 方向)分别表示为

$$w_c^2 = \frac{4 \int_{-\infty}^{\infty} x^2 |\mu(-x, x, z, \omega)| dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |\mu(-x, x, z, \omega)| dx}, \quad (19)$$

$$w_i^2 = \frac{4 \int_{-\infty}^{\infty} x^2 S(x, \omega, z) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} S(x, \omega, z) dx}. \quad (20)$$

w_c 越大表明光束的空间相干性越好, w_i 越大表示光束的空间扩展越厉害.将(19)和(20)式中的 x 换成 y, m 换成 n 即可得到光束在 y 方向上的光谱相干度和光谱强度的二阶矩宽度.

将(11)式代入(20)式,经过复杂的积分运算后得到

$$w_i = \frac{2w_0}{k}$$

$$\times \sqrt{\frac{z^2(1+2m)}{w_0^4} + \frac{z^2}{\omega_0^2 \sigma_0^2} + \frac{2z^2}{w_0^2 \rho_0^2} + \frac{1+2m}{4}} k^2. \quad (21)$$

3. 数值计算结果及物理分析

利用(14)式对部分相干 H-G 光束通过大气湍流传输的光谱相干度随各参数的变化作了数值计算

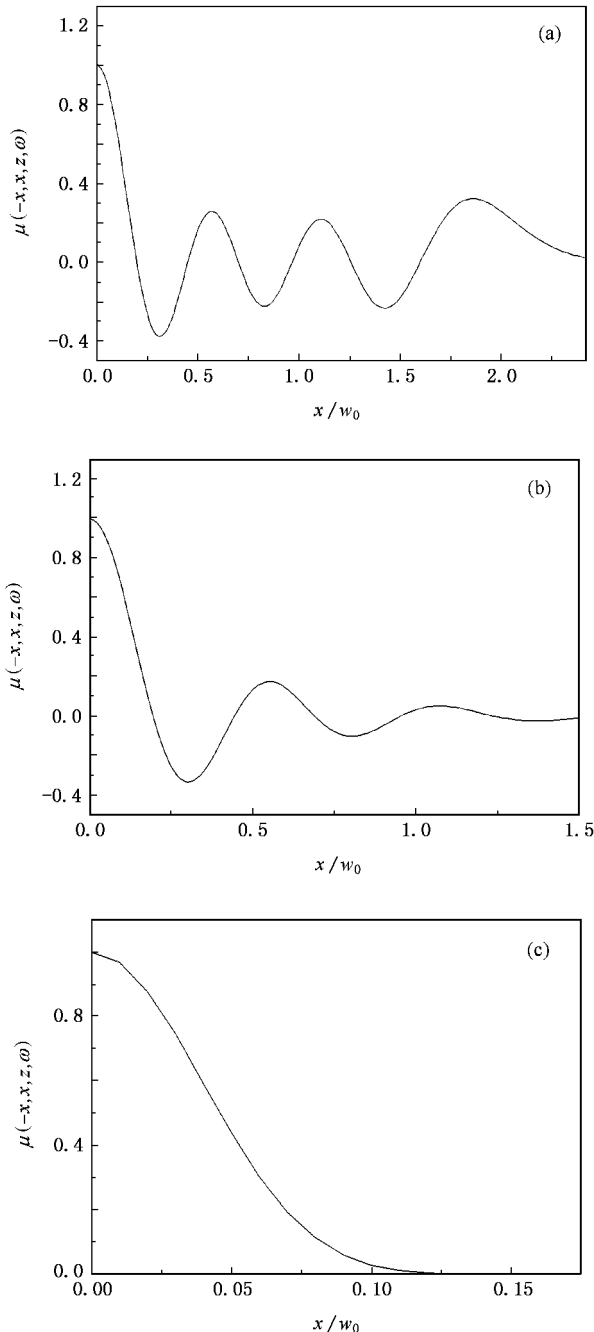


图 1 当 C_n^2 取不同值时 $\mu(-x, x, z, \omega)$ 随 x/w_0 的变化 $z = 10 \text{ km}$, $m = 6$, $\alpha = 0.2$. (a) $C_n^2 = 0$ (b) $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ (c) $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$

和分析,结果如图 1—图 3 所示.数值计算中参数 $k = 10^7 \text{ m}^{-1}$, $w_0 = 0.05 \text{ m}$.

图 1 为 C_n^2 取不同值时 $\mu(-x, x, z, \omega)$ 随 x/w_0 的变化.由图 1(a)可知,在自由空间中, $\mu(-x, x, z, \omega)$ 不是一个随 x 递减的函数,而呈现振荡行为.并且还出现了 $\mu(-x, x, z, \omega) = 0$ 的点,这样关于传输轴 z 对称的两点是完全空间不相干的,该现象称为相位奇异现象^[20-21].然而,光谱相干度的振荡强度随 C_n^2 的增大而逐渐减弱,最后当 C_n^2 足够大时振荡现象消失,并趋于高斯分布(见图 1(c)).利用(19)式作进一步计算可知,当 $C_n^2 = 0, 10^{-16}, 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 时,有 $w_c/w_0 = 2.598, 0.991, 0.076$, 即 w_c 随 C_n^2 的增大而减小,大气湍流使光束空间相干性变差.图 2 为不同 z 值情况下 $\mu(-x, x, z, \omega)$ 随 x/w_0 的变化.由图 2(a)可知,在自由空间中,光谱相干度的振荡强度随 z 增大而增强,光谱相干度宽度随 z 增大而增大.例如,当 $z = 1, 3, 6, 10 \text{ km}$ 时,有 $w_c/w_0 = 0.375, 0.942, 1.708, 2.598$.而在大气湍流中($C_n^2 =$

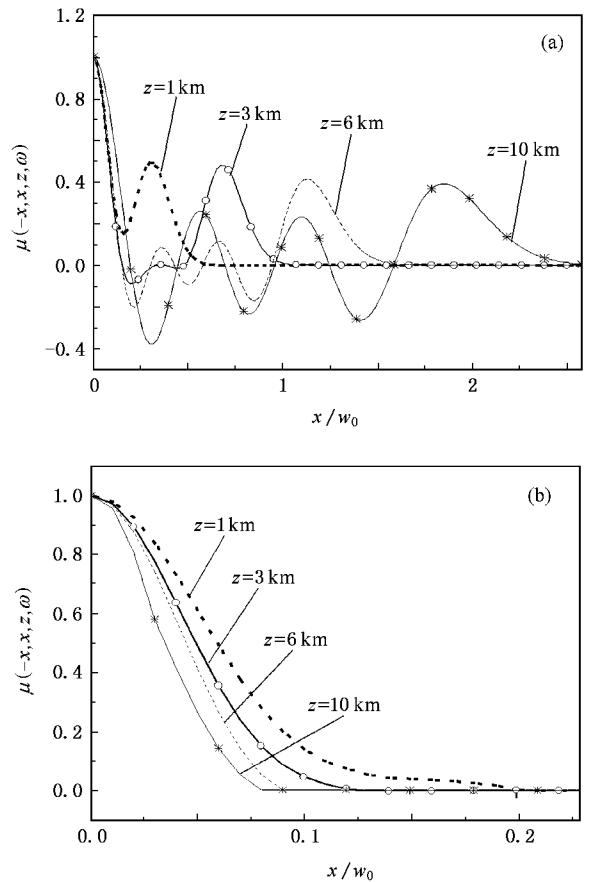


图 2 不同 z 值情况下 $\mu(-x, x, z, \omega)$ 随 x/w_0 的变化 $\alpha = 0.2$, $m = 6$. (a) $C_n^2 = 0$ (b) $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$

$10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, 见图 2(b)), w_c 随 z 增大而减小. 例如, 当 $z = 1, 3, 6, 10 \text{ km}$ 时, 有 $w_c/w_0 = 0.213, 0.088, 0.083, 0.076$. 这说明大气湍流中光束空间相干性随传输距离 z 的增大而变差.

光谱相干度二阶矩宽度与相应的光谱强度二阶矩宽度的比较示于图 3. 图 3 表明, 在自由空间中 ($C_n^2 = 0$, 见图 3(a)(c)(e)), α 取较小值时 $w_c < w_i$, 当 α 取较大值时 $w_c > w_i$, 且 $w_c = w_i$ 时对应的 α_0 值随 m 增大而增大. 例如, 当 $m = 0, 1, 3$ 时, 有 α_0

$= 1, 1.4, 2.1$. 但是在大气湍流中 ($C_n^2 = 2 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$), 无论 α 取何值, 均有 $w_c < w_i$, 并且 $\Delta w/w_0 = (w_i - w_c)/w_0$ 随 α 增大而减小(见图 3(b)(d)(f)), $\Delta w/w_0$ 随 m 增大而增大(例如, 当 $\alpha = 0.8, m = 0, 1, 3$ 时, 有 $\Delta w/w_0 = 1.215, 2.302, 2.953$). 此外, 比较图 3 中的(a)与(b),(c)与(d),(e)与(f)的 w_c/w_0 曲线可知, 在自由空间中 w_c 随 α 增大而增大, 而在大气湍流中 w_c 随 α 变化不明显. 这说明 α

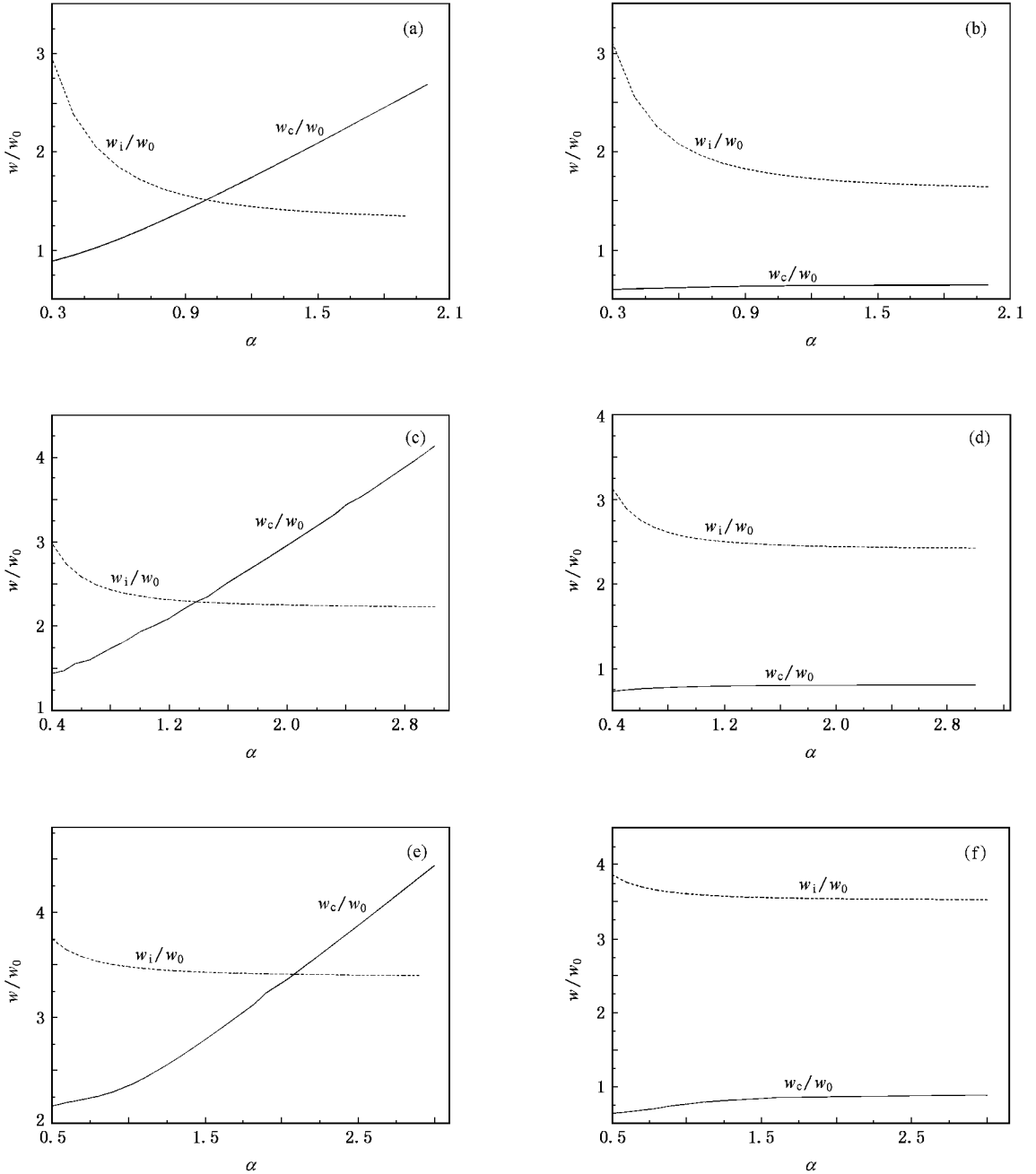


图 3 w_i/w_0 和 w_c/w_0 随 α 的变化 $z = 10 \text{ km}$. (a) $C_n^2 = 0, m = 0$; (b) $C_n^2 = 2 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}, m = 0$; (c) $C_n^2 = 0, m = 1$; (d) $C_n^2 = 2 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}, m = 1$; (e) $C_n^2 = 0, m = 3$; (f) $C_n^2 = 2 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}, m = 3$

取较小值时光束空间相干性受大气湍流的影响比 α 取较大值时的影响小.

造成以上结果的主要物理原因是湍流要引起光束波前起伏,即产生波前随机相位.所以,湍流导致光束的空间相干性变差.湍流产生附加的波前随机相位是叠加在光束波前原有随机相位上的,而光束原有的波前随机性会减小大气湍流对光束波前的影响. α 越小,表明光束原有的波前随机性越大.因此, α 越小的光束其空间相干性受湍流的影响越小.随着传输距离的增加,湍流对光束的空间相干性的影响在不断积累,因此随着传输距离的增加,光束的空间相干性变差,并且空间相干度的振荡和相位奇异现象也随之消失.一方面,湍流使得光束的空间相干性变差.另一方面,湍流使得光束扩展^[1-11],并且 α 越大的光束其光束扩展受湍流的影响越大, α 越大的光束其空间相干性受湍流的影响也越大.因此,在自由空间中 H-G 光束光谱相干度宽度可大于、小于或等于其光谱强度宽度;而在一定的湍流强度下, H-G 光束光谱相干度宽度均小于其光谱强度宽度.

4. 结 论

本文基于广义惠更斯-菲涅耳原理,并采用 Rytov 相位结构函数二次近似,推导出了部分相干 H-G 光束通过大气湍流传输的光谱相干度公式,研究了光束的空间相干特性.研究表明,部分相干 H-G

光束通过大气湍流传输的光谱相干度由大气湍流折射率结构常数 C_n^2 、光束的相干参数 α 、光束的阶数 m 和观察点位置坐标等因素共同确定. GSM 光束与部分相干 H-G 光束光谱相干度特性存在很大的差异, GSM 光束在大气湍流中传输的光谱相干度呈高斯型,而部分相干 H-G 光束通过大气湍流传输的光谱相干度出现振荡和相位奇异现象,但随着湍流的增强,振荡减弱,直至振荡和相位奇异现象消失.在自由空间中随着传输距离 z 的增大光束的空间相干性变好;而在一定的湍流强度下随着 z 的增加光束的空间相干性变差,湍流越强光束空间相干性越差. α 越大的光束其空间相干性受湍流的影响越大.此外,本文还采用光谱相干度二阶矩宽度 w_c 和光谱强度二阶矩宽度 w_i 作为评价光束空间相干性和光束扩展的参数,研究比较了部分相干 H-G 光束 w_c 与 w_i 间的关系.研究表明,在自由空间中,当 α 值较大时, $w_i < w_c$; 当 α 值较小时, $w_c < w_i$; 对应 $w_c = w_i$ 时的 α_0 值随着 m 的增大而增大.但是,在一定的湍流强度下,均有 $w_c < w_i$ 成立,并且两者宽度之差随着 α 的减小而增大.

部分相干 H-G 光束的空间相干性由大气湍流折射率结构常数 C_n^2 和光束参数(α 和 m) 共同确定,因此可通过适当选择这些参数达到控制光束空间相干性之目的.本文所得结果对激光雷达成像以及自由空间光通信系统等方面的应用有重要意义.

- [1] Andrews L C , Phillips R L 1998 *Laser Beam Propagation Through Random Media* (Bellingham , Washington : SPIE Press)
- [2] Gbur G , Wolf E 2002 *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 1592
- [3] Shirai T , Dogariu A , Wolf E 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 1094
- [4] Dogariu A , Amarande S 2003 *Opt. Lett.* **28** 10
- [5] Ji X L , Zhang E T , Lü B D 2006 *J. Mod. Opt.* **53** 1753
- [6] Ji X L , Xiao X , Lü B D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3996 (in Chinese) [季小玲、肖 希、吕百达 2004 物理学报 **53** 3996]
- [7] Ji X L , Huang T X , Lü B D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 978 (in Chinese) [季小玲、黄太星、吕百达 2006 物理学报 **55** 978]
- [8] Young C Y , Gilchrest Y V , Macon B R 2002 *Opt. Eng.* **41** 1097
- [9] Eyyuboglu H T , Baykal Y 2004 *Opt. Express* **12** 4659
- [10] Eyyuboglu H T 2005 *Opt. Commun.* **245** 37
- [11] Ji X L , Tang M Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4968 (in Chinese) [季

小玲、汤明 2006 物理学报 **55** 4968]

- [12] Wu J , Boardman A D 1991 *J. Mod. Opt.* **38** 1355
- [13] Lu W , Liu L , Sun J , Yang Q , Zhu Y 2007 *Opt. Commun.* **271** 1
- [14] Qiu Y , Guo H , Chen Z 2005 *Opt. Commun.* **245** 21
- [15] Zahid M , Zubairy M S 1989 *Opt. Commun.* **70** 361
- [16] Wang S C H , Plonus M A 1979 *J. Opt. Soc. Am.* **69** 1297
- [17] Mandel L , Wolf E 1995 *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge : Cambridge University Press)
- [18] Friberg A T , Turunen J 1988 *J. Opt. Soc. Am. A* **5** 713
- [19] Siegman A E 1990 *SPIE* **1224** 2
- [20] Gbur G , Visser T D 2003 *Opt. Commun.* **222** 117
- [21] Schouten H F , Gbur G , Visser T D , Wolf E 2003 *Opt. Lett.* **28** 968

The influence of atmospheric turbulence on the spatial correlation property of partially coherent Hermite-Gaussian beams^{*}

Chen Xiao-Wen Tang Ming-Yue Ji Xiao-Ling[†]

(Department of Physics , Sichuan Normal University , Chengdu 610068 , China)

(Received 22 July 2007 ; revised manuscript received 19 October 2007)

Abstract

Based on the extended Huygens-Fresnel principle , the expression for the spectral degree of coherence of the partially coherent Hermite-Gaussian (H-G) beams propagating through atmospheric turbulence is derived by using the quadratic approximation of Rytov 's phase structure function , and the influence of atmospheric turbulence on the spatial correlation is studied. It is shown that the oscillatory behavior and phase singularities of the degree of spectral coherence may appear when partially coherent H-G beams propagate through atmospheric turbulence , which is very different from the behavior of Gaussian-Schell-model beams. But , the oscillatory behavior becomes weaker with increasing turbulence , and even disappears when the turbulence is strong enough. The smaller the coherence parameter , the less the spatial correlation property of partially coherent H-G beams is affected by the turbulence. In addition , a comparison between the mean-squared width of the spectral degree of coherence and the mean-squared width of the spectral intensity is also given. Some interesting results are obtained , and are explained with regard to their physical nature .

Keywords : partially coherent Hermite-Gaussian beam , atmospheric turbulence , spectral degree of coherence , mean-squared width

PACC : 9265 , 4200

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60778048).

[†] Corresponding author. E-mail jixl100@163.com