

# 大气湍流像差散焦和像散与高斯涡旋光束焦面光强\*

赵贵燕<sup>1)</sup> 张逸新<sup>1)†</sup> 王建宇<sup>2)</sup> 贾建军<sup>2)</sup>

1) (江南大学理学院, 无锡 214122)

2) (中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083)

(2009 年 3 月 13 日收到; 2009 年 6 月 5 日收到修改稿)

分别研究了构成大气湍流波像差中的散焦和像散两个低阶像差对高斯涡旋激光束传输和成像的影响. 采用菲涅耳-基尔霍夫衍射积分理论和大气湍流波相位结构函数的平方近似研究了聚焦高斯涡旋激光束在大气湍流中散焦和像散影响下焦面光强的分布特性. 导出了斜程传输条件下接收面上平均光强分布的积分表达式, 并采用数值模拟方法研究湍流强度、传输距离和拓扑电荷对焦面光强的调制规律. 结果表明: 在弱湍流起伏区域, 散焦和像散两类像差对高斯涡旋光束的光强分布影响都很小, 可以忽略; 在中等湍流区域, 随着光束传输距离和湍流强度的增加, 两类像差都导致高斯涡旋光束的光强峰值降低、束径扩展、中心暗斑扩大. 当单拓扑电荷高斯涡旋光束传输时, 在同等传输条件下, 像散导致的光强峰值降低比散焦更严重, 主亮斑区域外的次级亮环强度更大, 光斑和中心暗斑扩展更明显. 与单拓扑电荷光束相比较, 散焦和像散导致双拓扑电荷光束的扩展更加明显, 中心光斑更大, 亮环区域外的次级亮环更明显; 但是, 由于光的相干性的降低和光束的偏折效应, 像散导致光束中心的暗斑变为次级亮斑.

**关键词:** 湍流大气, 涡旋激光束, 散焦, 像散

**PACC:** 9265, 4225

## 1. 引 言

由于星地或星星空间激光通信、成像、遥感等领域的应用需要, 各类激光光束在大气湍流中的传输问题再次受到国内外学者的关注<sup>[1-8]</sup>. 在已有的湍流大气光束传输的研究中, 人们大多局限于研究湍流大气整体像差对平顶高斯光束<sup>[3]</sup>、部分相干光束<sup>[4]</sup>、非衍射光束、高斯-谢尔模型光束<sup>[3]</sup>、厄米-高斯光束<sup>[4]</sup>、空心光束<sup>[5]</sup>等各类光束的影响效应. 并且, 由于涡旋光束的特殊传输性质, 人们对于涡旋光束大气传输特性也高度关注<sup>[7]</sup>, Singh 等<sup>[8,9]</sup>研究了聚焦高斯涡旋光束在各种相差存在的情况下, 孔径成像系统像面光强的分布. Fischer 等<sup>[10]</sup>深入研究了涡旋光束的传输和衍射. 张逸新等<sup>[11]</sup>讨论了部分相干涡旋光束在湍流大气中的传输特性. 但是, 就我们所知, 人们对构成大气湍流波像差中的各级子像差分别对各类光束传输特性的影响程度却很少研究, 而对于高斯背景下涡旋光束受散焦、像散

等湍流大气低阶像差干扰所产生的效应和传输特性的研究尚未见报道.

为此, 本文在菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式的基础上, 研究构成大气湍流波像差中的散焦和像散两种低阶像差对聚焦高斯涡旋激光束焦面强度的影响, 并用数值模拟方法分析了接收焦面平均光强分布随光束聚焦距离、拓扑电荷、湍流强度等参数变化的特性.

## 2. 大气散焦湍流像差对高斯涡旋激光束光强的影响

设在柱坐标系  $(\rho, \theta, z)$  中, 位于  $z = 0$  的初始平面内的振幅高斯分布涡旋激光束的复振幅用下式表示<sup>[8-12]</sup>:

$$E(\rho, \theta, z = 0) = E_0 (\sqrt{2}\gamma\rho)^{|m|} \exp(-\gamma^2\rho^2) \exp(im\theta), \quad (1)$$

式中  $E_0$  是空间均匀场振幅,  $\rho$  为光束发射平面内任

\* 上海市科学技术委员会科研计划 (批准号: 08dz1400700) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zyx@jiangnan.edu.cn

意一点的归一化径向坐标, 等于该点与中心的径向距离与发射口半径  $a$  的比值,  $\theta$  为  $z = 0$  平面内的方位角坐标,  $\gamma = a/w_0$  为一个关于束腰宽度  $w_0$  的限定参数,  $m$  为激光束所带涡旋的拓扑电荷.  $m, w_0$  和  $E_0$  决定了光束光强的峰值.

为方便起见, 设  $\gamma = 1$ , 并取单位振幅  $E_0 = 1$ , 现在, 位于离发射端为  $z$  距离处的接收面内, 光波的复振幅可以用如下菲涅耳-基尔霍夫衍射积分方程表示:

$$E(r, \varphi, z) = C_1 \int_0^1 \int_0^{2\pi} E(\rho, \theta, z=0) \exp\{iS(\rho, \theta)\} \times \exp\left[-i \frac{2\pi a}{\lambda z} r \rho \cos(\theta - \varphi)\right] \rho d\rho d\theta, \quad (2)$$

式中,  $C_1 = a^2 \exp(ikz + i\pi r^2/\lambda z)/i\lambda z$ , 其中  $z$  为光束接收面与发射面的距离, 即光束的传播距离,  $S(\rho, \theta)$  为极坐标  $(\rho, \theta)$  下的大气湍流引起的波像差<sup>[13,14]</sup>.

波像差表达式可由 Zernike 级数展开得出,

$$S(\rho, \theta) = \sum_j a_j Z_j(\rho, \theta) = a_1 + 2a_2 \rho \cos\theta + 2a_3 \rho \sin\theta + \sqrt{3}a_4 (2\rho^2 - 1) + \sqrt{6}a_5 \rho^2 \sin 2\theta + \sqrt{6}a_6 \rho^2 \cos 2\theta + \dots, \quad (3)$$

式中  $a_j$  为 Zernike 级数展开系数,  $Z_j(\rho, \theta)$  为 Zernike 多项式. 一阶即对应于平均波前, 通常称之为活塞项; 二和三阶对应于两个正交方向的倾斜; 四阶为散焦项; 五和六阶对应于像散. 这些低阶项反映了波前的傍轴性质.

因此, 散焦的波像差函数为  $S_{\text{defocus}}(\rho, \theta) = a_4 Z_4(\rho, \theta) = \sqrt{3}a_4 (2\rho^2 - 1)$ , 其中  $a_4$  为 Zernike 多项式第 4 项的系数. 因此, 在湍流散焦单独存在的情况下, 焦平面上  $z = f$  处的复振幅的可以写为

$$E(r, \varphi, z) = C_1 \int_0^1 \int_0^{2\pi} (\sqrt{2}\gamma\rho)^{|m|} \exp(-\gamma^2\rho^2) \times \exp(im\theta) \exp[iS_{\text{defocus}}] \times \exp\left[-i \frac{2\pi a}{\lambda z} r \rho \cos(\theta - \varphi)\right] \rho d\rho d\theta, \quad (4)$$

式中,  $C_1$  中的相位部分对光强分布没有任何影响, 因为可以被忽略;  $C_1$  中的振幅因子  $a^2/\lambda z$  是一个缩放因子, 对光强的空间分布同样没有影响.

由(4)式我们可以得出焦平面湍流统计系综的平均光强为

$$I(r, \phi, z) = \langle |E(r, \phi, z)|^2 \rangle, \quad (5)$$

式中  $\langle \cdot \rangle$  表示湍流系综平均.

将(4)式代入(5)式, 通过计算我们可以得出聚焦高斯涡旋光束焦平面上的光强的表达式为

$$I(r, \phi, z) = \int_0^1 \int_0^{2\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} (2\gamma^2 \rho_1 \rho_2)^{|m|} \times \exp[-\gamma^2(\rho_1^2 + \rho_2^2)] \exp[im(\theta_1 - \theta_2)] \times \exp\left[-\frac{1}{2} D_{\text{defocus}}(\rho_1, \rho_2, \theta_1, \theta_2)\right] \times \exp\left\{i\pi\left(\frac{2a}{\lambda z}\right)r[\rho_2 \cos(\theta_2 - \phi) - \rho_1 \cos(\theta_1 - \phi)]\right\} \rho_1 \rho_2 d\rho_1 d\theta_1 d\rho_2 d\theta_2, \quad (6)$$

式中  $D_{\text{defocus}}$  为湍流散焦的相位结构函数.

本文采用修正 von Karman 大气折射率起伏谱研究适合光束斜程传输的湍流散焦的相位结构函数  $D_{\text{defocus}}$ , 修正 von Karman 大气折射率起伏谱由下式表示<sup>[12,15]</sup>:

$$\phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_m^2}\right) [\kappa_0^2 + \kappa^2]^{-11/6} \left(\kappa_0 = \frac{2\pi}{L_0}, \kappa_m = \frac{5.92}{l_0}\right), \quad (7)$$

式中  $\kappa_0$  和  $\kappa_m$  分别为对应两个尺度的波数,  $L_0$  和  $l_0$  分别是湍流外尺度与内尺度.  $C_n^2$  为大气湍流结构常数, 斜程传输情况下, 通常采用 Hufnagel-Velly 模式<sup>[12,15]</sup>, 即

$$C_n^2(z \cos\vartheta) = 0.00594 (v/27)^2 (z \cos\vartheta \times 10^{-5})^{10} \times \exp(-z \cos\vartheta/1000) + 2.7 \times 10^{-16} \exp(-z \cos\vartheta/1500) + C_n^2(0) \exp(-z \cos\vartheta/100), \quad (8)$$

其中  $v = 2.1 \text{ m/s}$  是平均风速,  $C_n^2(0) = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  或  $C_n^2(0) = 3 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$  是近地面光束发射端的大气结构常数,  $z$  为湍流大气层的厚度即光束的传播距离,  $\vartheta = \pi/2$  是斜光束传输方向天顶角. 不考虑湍流外尺度的影响, 即设  $L_0 \rightarrow \infty$  的条件下, 由文献[6]定义的相位结构函数, 我们有如下散焦相位结构函数:

$$D_{\text{defocus}}(\rho_1, \rho_2) = 3 \langle a_4^2 \rangle (2\rho_1^2 - 2\rho_2^2)^2, \quad (9)$$

其中  $\langle a_4^2 \rangle = 0.007 (d/\tilde{\rho}_0^2)^{5/3}$ <sup>[13]</sup>,  $d$  为发射口径的直径,  $\tilde{\rho}_0^2 = \rho_0^2 [1 - 0.715 \kappa_0^{1/3}]^{-1}$ ,  $\rho_0^2 = \left[1.45 k^2 \int_{z_0}^{z_1} C_n^2(z) \left(\frac{z_1 - z}{z_1 - z_0}\right)^{5/3} dz\right]^{-6/5}$  是光斜程传输条件下的球面波相干长度.

把(9)式代入(6)式,我们可以得到焦面光强空间分布函数为

$$\begin{aligned}
 & I(r, \phi, z) \\
 &= \int_0^1 \int_0^{2\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} (2\gamma^2 \rho_1 \rho_2)^{|m|} \\
 & \times \exp[-\gamma^2(\rho_1^2 + \rho_2^2)] \exp[im(\theta_1 - \theta_2)] \\
 & \times \exp[-0.042(D/\tilde{\rho}_0)^{5/3}(\rho_1^2 - \rho_2^2)^2] \\
 & \times \exp\{i\pi(2a/\lambda z)r[\rho_2 \cos(\theta_2 - \phi) \\
 & - \rho_1 \cos(\theta_1 - \phi)]\} \rho_1 \rho_2 d\rho_1 d\theta_1 d\rho_2 d\theta_2. \quad (10)
 \end{aligned}$$

### 3. 湍流像散对光强的影响

湍流大气中像散的波相差函数的表达式为<sup>[13,14]</sup>

$$S_{\text{asti}} = a_5 Z_5 + a_6 Z_6 = \sqrt{6}(a_5 \rho^2 \cos 2\theta + a_6 \rho^2 \sin 2\theta), \quad (11)$$

式中  $a_5$  和  $a_6$  为 Zernike 多项式中第 5 项和第 6 项的系数. 我们可以得到像散的相位结构函数  $D_{\text{asti}}(\rho_1, \rho_2)$  的表达式为

$$\begin{aligned}
 D_{\text{asti}}(\rho_1, \rho_2) &= 6 \langle a_{[5,6]}^2 \rangle [\rho_1^4 + \rho_2^4 \\
 & - 2\rho_1^2 \rho_2^2 \cos(2\theta_1 - 2\theta_2)], \quad (12)
 \end{aligned}$$

式中<sup>[13]</sup>,

$$\langle a_{[5,6]}^2 \rangle = 0.023(D/r_0)^{5/3} = 0.007(D/\tilde{\rho}_0)^{5/3}.$$

用(12)式代替(6)式中的  $D_{\text{defocus}}$ , 我们即可以得到在湍流像散单独存在时高斯涡旋光束光强的分布关系

$$\begin{aligned}
 & I(r, \phi, z) \\
 &= \int_0^1 \int_0^{2\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} (2\gamma^2 \rho_1 \rho_2)^{|m|} \\
 & \times \exp[-\gamma^2(\rho_1^2 + \rho_2^2)] \exp[im(\theta_1 - \theta_2)] \\
 & \times \exp[-0.021(D/\tilde{\rho}_0)^{5/3}(\rho_1^4 + \rho_2^4 \\
 & - 2\rho_1^2 \rho_2^2 \cos(2\theta_1 - 2\theta_2))] \\
 & \times \exp\{i\pi(2a/\lambda z)r[\rho_2 \cos(\theta_2 - \phi) \\
 & - \rho_1 \cos(\theta_1 - \phi)]\} \rho_1 \rho_2 d\rho_1 d\theta_1 d\rho_2 d\theta_2. \quad (13)
 \end{aligned}$$

### 4. 数值计算和讨论

我们通过对积分方程(10)和(13)式的数字模拟来研究光束斜程传输时焦面 ( $f = z$ ) 光强的分布轮廓曲线. 由于涡旋光束的空间对称性, 研究中仅采用二维模拟图形分析接收焦面上光强分布的特

性. 数值计算的基本参量如下: 激光波长  $\lambda = 1060$  nm, 半径  $a = 0.05$  m, 天顶角  $\vartheta = \pi/2$ ,  $L_0 \rightarrow \infty$ .

#### 4.1. 散焦影响下的焦面光强

我们对具有拓扑电荷  $m = 1$  的高斯涡旋光束在折射率结构常数(即大气湍流强度)处于不同条件  $C_n^2 = 0m^{-2/3}$  (对应于自由空间),  $C_n^2 = 5 \times 10^{-15} m^{-2/3}$ ,  $C_n^2 = 10^{-14} m^{-2/3}$ ,  $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} m^{-2/3}$  的情况下, 分别水平通过  $z = 2000$  m,  $z = 4000$  m,  $z = 6000$  m 三种距离处后接收焦面处的光强分布情况进行了数值计算. 计算结果表明, 在弱湍流区域, 即大气折射率结构常数在  $C_n^2 < 5 \times 10^{-15} m^{-2/3}$  的条件下, 散焦的湍流效应很小, 可以忽略. 而当光束在中等强度湍流大气中传输时, 散焦的湍流效应不再能忽略(见图 1). 图 1 中横坐标  $x$  表示接收焦面任意一点的径向坐标, 即该点与中心的径向距离.

从图 1 我们可以看出, 在传输距离一定的情况下, 随着大气折射率结构常数  $C_n^2$  的增大, 焦面光强的峰值减小, 主亮斑外面的次级亮环变亮, 但光束的扩展和中心暗斑变化不十分明显. 而在大气湍流强度恒定的情况下, 随着光束的传输距离的增加, 不仅焦面光强的峰值明显减小, 而且光束的扩展增加和中心暗斑的扩大十分严重, 主亮斑外面的次级亮环也进一步变亮. 由此可见, 随着光束在湍流大气中的距离和湍流强度的增加, 散焦对聚焦高斯涡旋光束焦面光强的影响也随之增加.

图 2 给出了拓扑电荷  $m = 2$  时, 聚焦高斯涡旋光束在湍流散焦影响下的焦面光强分布情况, 图 2(a)~(c) 分别对应传输距离  $z = 2000$  m,  $z = 4000$  m,  $z = 6000$  m 条件下的焦面光强分布. 光强峰值随湍流强度、传输距离的变化规律与拓扑电荷数  $m = 1$  时的情况基本相同. 但是光束的扩展更加明显, 中心黑斑更大, 且在亮环外次级亮环更明显. 并且随着传输距离的增大, 次级亮环和一级亮环的距离也逐渐变大.

#### 4.2. 像散影响下的焦面光强分布

类似于散焦, 在弱湍流大气条件下, 湍流像散对聚焦高斯涡旋光束焦面的光强分布的影响仍很小. 但是, 在中等湍流区域, 像散对高斯涡旋光束焦面光强的影响随着拓扑电荷的变化而有显著的不同. 图 3 给出了在拓扑电荷数  $m = 1$  时, 两种不同大气湍流传输条件  $C_n^2 = 10^{-14} m^{-2/3}$ ,  $5 \times 10^{-14} m^{-2/3}$  下,

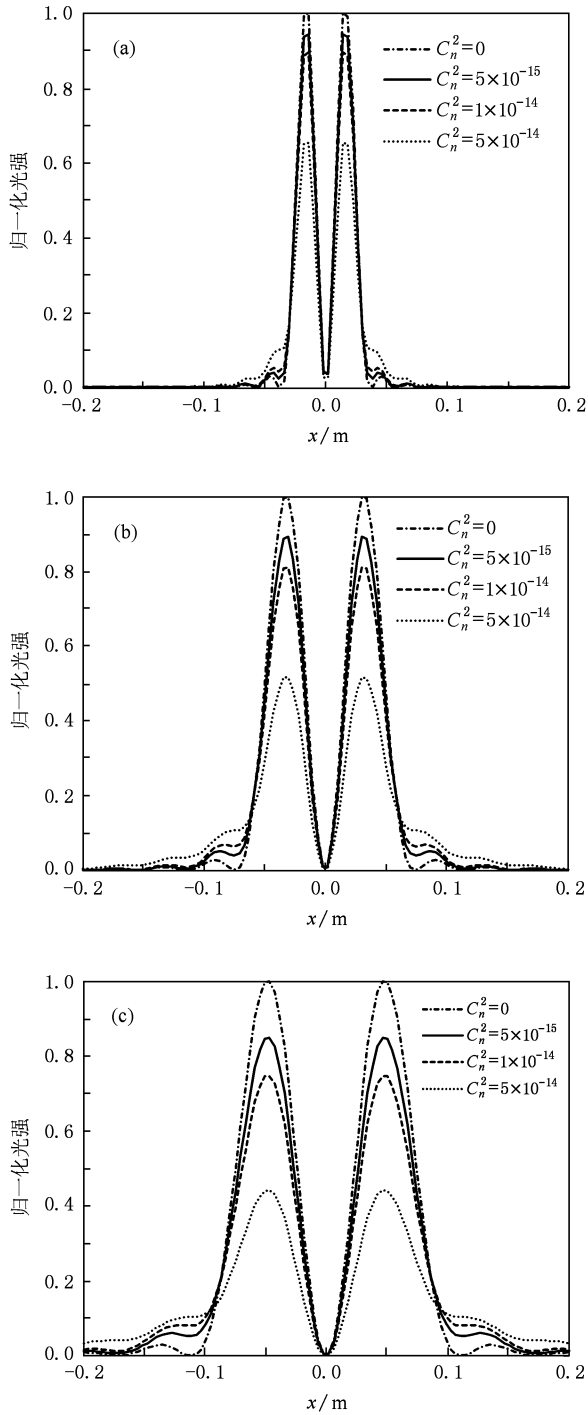


图1 散焦对  $m = 1$  的聚焦高斯涡旋光束焦点光强分布的影响 (a)  $z = 2000$  m, (b)  $z = 4000$  m, (c)  $z = 6000$  m

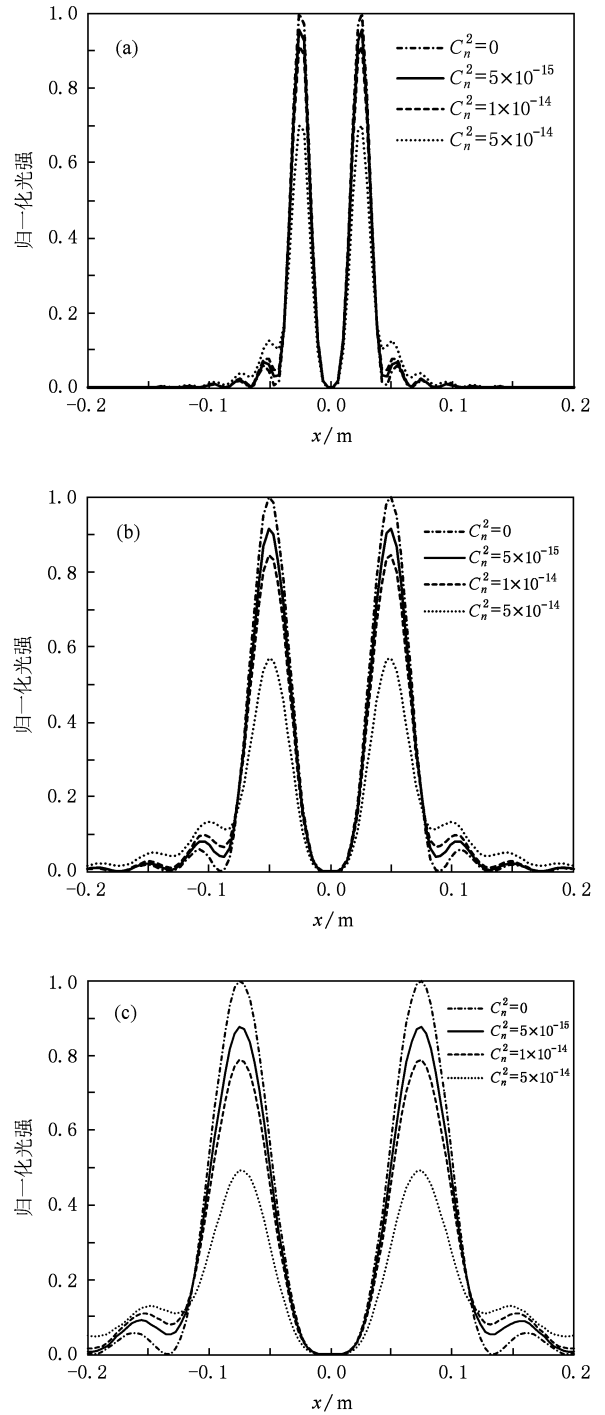


图2 散焦像差对  $m = 2$  的聚焦高斯涡旋光束焦点光强分布的影响 (a)  $z = 2000$  m, (b)  $z = 4000$  m, (c)  $z = 6000$  m

散焦和像散对高斯涡旋光束焦点平均光强分布的影响的对比. 由图3我们可以看出,随着大气湍流结构常数和传输距离的变化,像散影响下的光束焦点光强与散焦所引起的对应规律相似. 同等传输条件下,像散导致的光强峰值降低比散焦更严重、主亮斑外面的次级亮环强度较大、光斑和中心暗斑扩展

更明显.

图4给出了拓扑电荷  $m = 2$  的光束通过  $z = 2000$  m,  $z = 4000$  m 和  $z = 6000$  m 三种不同距离时,焦点平均光强的分布曲线. 从图4(a)我们可以看出,在  $z = 2000$  m 条件下,随着大气湍流强度的增加,焦点中心光强由暗斑逐步过渡为随湍流强度

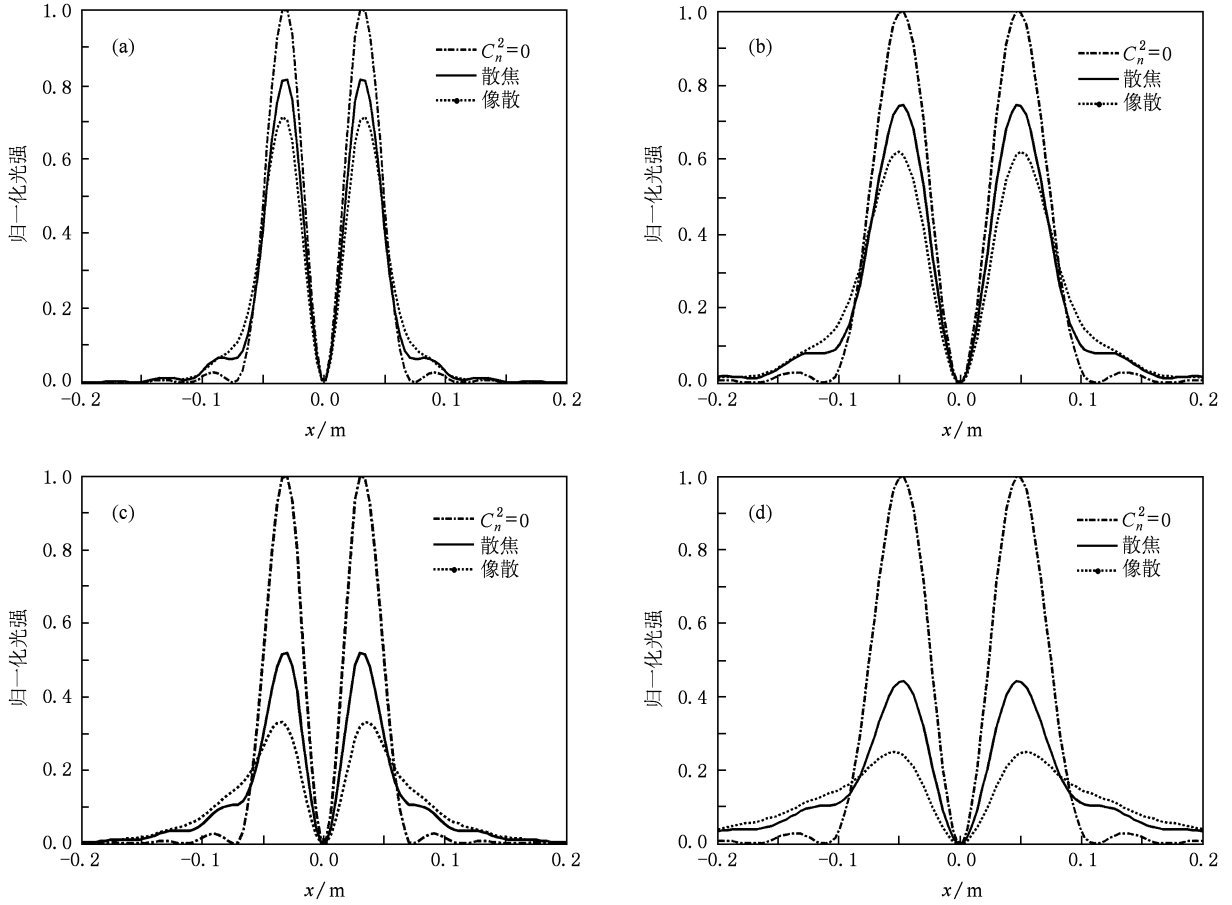


图3 像散和散焦影响下高斯涡旋光束聚焦面光强分布比较  $m = 1$ . (a)  $C_n^2 = 10^{-14} m^{-2/3}$ ,  $z = 4000$  m; (b)  $C_n^2 = 10^{-14} m^{-2/3}$ ,  $z = 6000$  m; (c)  $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} m^{-2/3}$ ,  $z = 4000$  m; (d)  $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} m^{-2/3}$ ,  $z = 6000$  m

增大而增大的次极大亮斑,光束扩大程度比拓扑电荷数  $m = 1$  的传输光束要大,次级光斑变亮的程度也相应要大.在  $z = 4000$  m 和  $z = 6000$  m 条件下,如图 4(b), (c), 中心光强依然随着折射率结构常数增加而出现次极大亮斑,但是,中心次极大亮斑的光强不再随湍流强度线性变化,而是先随  $C_n^2 = 0 \rightarrow 10^{-14}$  增大而增大,后随  $C_n^2 = 10^{-14} \rightarrow 5 \times 10^{-14}$  减小而降低.光强分布包络图样逐步趋于高斯分布.产生此现象的原因如下:1) 随着大气湍流强度的增大,光束相干度不断降低,光束不仅分为子光束,而且焦面光强由  $C_n^2 = 0$  时的相干叠加重新分布过渡到不相干平均叠加;2) 随着大气湍流强度的增大,光斑内的子光束的抖动范围不断加大,抖动速度加剧,经过焦面光斑中心的概率增加.由于上述原因,使光束能量在焦面上重新分布而形成高斯分布.

## 5. 结 论

本文在菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式和相位结构函数的平方近似基础上,研究了聚焦高斯涡旋激光束在两类大气湍流像差散焦和像散作用下的焦面光强的分布特性.导出了接收焦面上平均光强分布的积分关系式,并在此基础上采用数值模拟方法就湍流强度、传输距离和拓扑电荷对传输焦面光强分布的调制作用进行了详细分析.结果表明:在湍流散焦的作用下,涡旋光束焦平面光强峰值随传输距离和结构常数增加而下降,光束焦斑随传输距离、拓扑电荷和结构常数增加而扩大,湍流引起的焦斑中心次级亮环亮度随传输距离和结构常数的增加而增亮.在单拓扑电荷涡旋光束传输情况,光

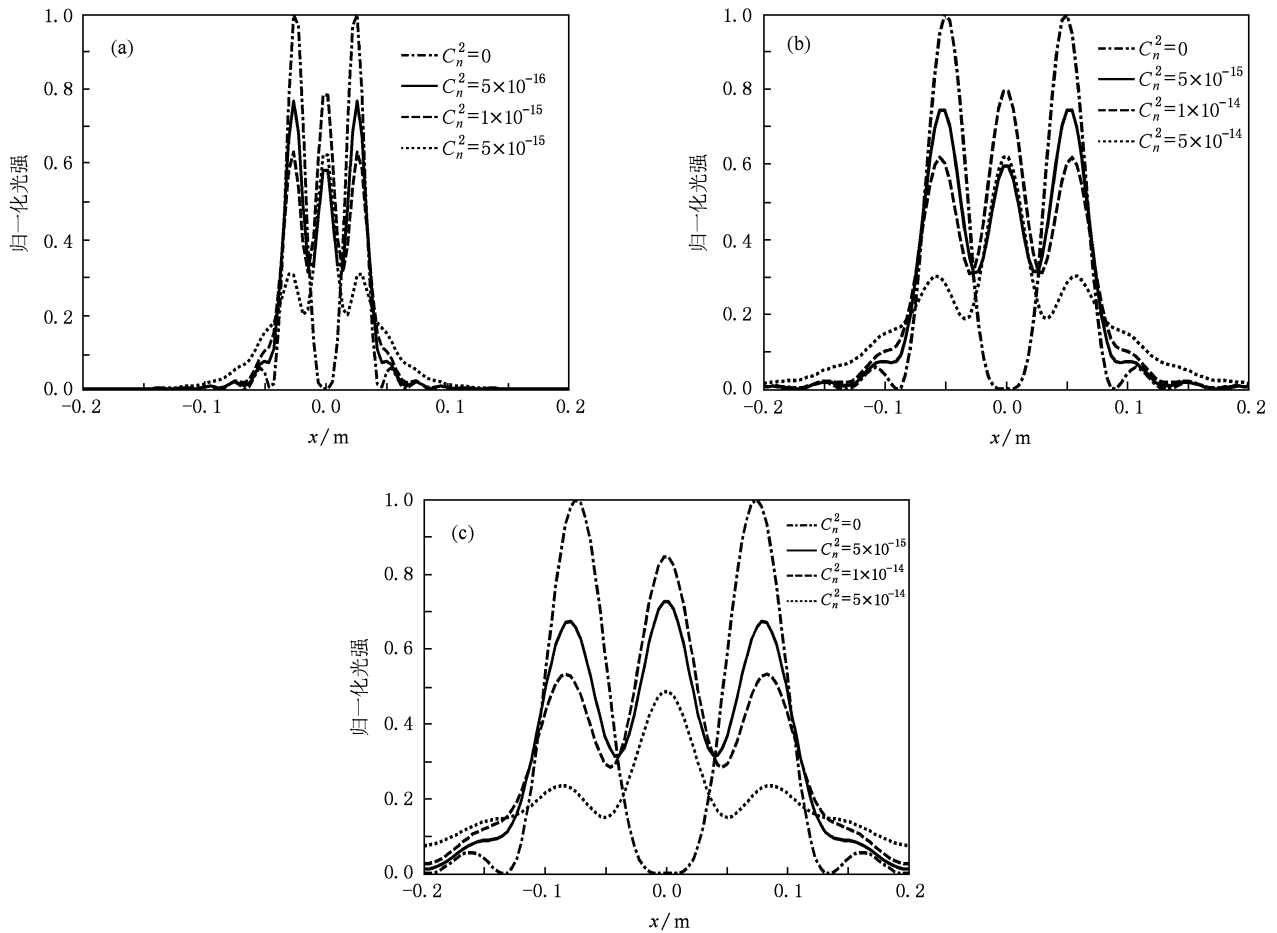


图4 像散对  $m=2$  聚焦高斯涡旋光束聚焦面光强分布的影响 (a)  $z=2000$  m, (b)  $z=4000$  m, (c)  $z=6000$  m

束聚焦面光强分布的湍流像散效应与湍流散焦效应相似,但像散的湍流效应更加明显.

- [1] Zhang Y X, Zhu T 2008 *Chin. Opt. Lett.* **6** 79
- [2] Cowan D C, Andrews L C 2008 *Opt. Eng.* **47** 026001
- [3] Wang H, Wang X Z, Zeng A J, Yang K 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 634 (in Chinese) [王 华、王向朝、曾爱军、杨 坤 2008 物理学报 **57** 634]
- [4] Chen X W, Tang M Y, Ji X L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2607 (in Chinese) [陈晓文、汤明玥、季小玲 2008 物理学报 **57** 2607]
- [5] Cai Y J, He S 2006 *Opt. Express* **14** 1353
- [6] Strohbehn J W 1978 *Laser Beams Propagation in the Atmosphere* (New York: Springer-Verlag)
- [7] Soskin M S, Vasnetsov M V 2001 *Prog. Opt.* **42** 219
- [8] Singh R K, Senthilkumaran P, Singh K 2008 *Opt. Communications* **281** 923
- [9] Singh R K, Senthilkumaran P, Singh K 2007 *Opt. Communications* **270** 128
- [10] Fischer P, Skelton S E, Leburn C G, Streuber C T, Wright E M, Dholakia K 2008 *Physica C* **468** 514
- [11] Zhang Y X, Tang M X, Tao C K 2005 *Chin. Opt. Lett.* **3** 559
- [12] Zhang Y X, Wang G G 2006 *Chin. Opt. Lett.* **4** 559
- [13] Noll R J 1976 *J. Opt. Soc. Am.* **66** 207
- [14] Dai G M, Mahajan V N 2007 *J. Opt. Soc. Am.* **24** 139
- [15] Zhang Y X, Chi Z Y 1997 *The Propagation and Imaging of the Light Wave in the Atmosphere* (Beijing: National Defense Industry Press) p13 (in Chinese) [张逸新、迟泽英 1997 光波在大气中的传输与成像 (北京: 国防工业出版社) 第13页]

# Defocus and astigmatic aberration of the turbulent atmosphere and the intensity distribution of a vortex carrying Gaussian beam\*

Zhao Gui-Yan<sup>1)</sup> Zhang Yi-Xin<sup>1)†</sup> Wang Jian-Yu<sup>2)</sup> Jia Jian-Jun<sup>2)</sup>

1) (*School of Science, Jiangnan University, Wuxi 214122, China*)

2) (*Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China*)

(Received 13 March 2009; revised manuscript received 5 June 2009)

## Abstract

The effects of defocus and astigmatism aberration of the turbulent atmosphere on the intensity distribution of a focused vortex carrying Gaussian beam are investigated. The integral expression of the intensity distribution on the focal plane in slant path is derived from the extended Fresnel-Kirchhoff diffraction integral and the quadratic approximation of phase structure function. And the influences of the three factors, turbulent strength, the propagation distance and the topological charge of the initial beam, are investigated by numerical calculation. Our results show that in weak turbulent region, the effects of defocus and astigmatism aberration in turbulent atmosphere on the intensity distribution of a vortex carrying Gaussian beam are very small and can be ignored. However, in the middle turbulent region, the effects of defocus and astigmatism are pronounced. As the propagation distance and the turbulent strength increase, both aberrations cause the decrease of the intensity peak value, the spreading of the beam, and the stretching of the dark core. For the beams with single topological charge, under the influence of astigmatism, the peak value of the intensity decreases more seriously, the intensity of the secondary maximum stripe increases much faster, and the focal spot expands more than the effect of defocus aberration. Compared with single topological charge, the effects of defocus and astigmatism of vortex beam with double topological charge are more obvious. The focal spots are expanded, and the secondary maximum stripes are more obvious. However, under the effect of astigmatism, because of the reduction of the coherence and the deflection effect of the beam, the dark core on the focal plane tends to break into two dark regions separated by a bright region.

**Keywords:** turbulent atmosphere, vortex beam, defocus, astigmatism

**PACC:** 9265, 4225

\* Project supported by the Scientific Research Program of Shanghai Committee of Science, China (Grant No. 08dz1400700).

† Corresponding author. E-mail: zyx@jiangnan.edu.cn