

文章编号: 0253-2239(2010)11-3103-07

环状光束在大气湍流中的传输特性

张 帅¹ 乔 娜¹ 张 彬¹ 但有全^{1,2}

(¹ 四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064; ² 中国民航飞行学院物理教研室, 四川 广汉 618307)

摘要 基于广义惠更斯-菲涅耳原理, 利用 Rytov 近似理论, 推导出环状光束在湍流大气介质中光强分布的解析表达式。在此基础上, 根据强度二阶矩定义, 推导出环状光束在大气湍流中传输的 M^2 因子的表达式。最后, 详细讨论了环状光束在湍流介质中的传输变换特性及其光束质量变化。研究表明, 环状光束在湍流介质中传输时, 湍流的强弱直接影响着环状光束传输变换的程度和快慢。由于湍流的影响, 环状光束在传输过程中由完全相干光变成部分相干光。环状光束在湍流中传输的 M^2 因子与光束遮拦比、湍流强度、光束波长以及传输距离有关。选择合适的光束遮拦比和波长等光束参数, 可以有效地控制激光束在湍流介质中传输的光束质量。

关键词 大气光学; 环状光束; 大气湍流; 传输特性; 光束质量; M^2 因子

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103011.3103

Propagation Properties of Annular Beams in Atmospheric Turbulence

Zhang Shuai¹ Qiao Na¹ Zhang Bin¹ Dan Youquan^{1,2}

(¹ College of Electronics Information, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064, China
² Department of Physics, Civil Aviation Flight University of China, Guanghan, Sichuan 618307, China)

Abstract Based on the extended Huygens-Fresnel principle and the Rytov approximate theory, analytical expressions for intensity distribution of annular beams through turbulent atmosphere have been derived. Then, according to the definition of the second-order moments of intensity, an analytical formula of M^2 factor for annular beams propagating in atmospheric turbulence has been derived. Finally, the propagation properties and the changes of beam quality of annular beams through the turbulent atmosphere have been discussed in detail. The results indicate that the propagation and transformation of the annular beams through the turbulent atmosphere have been directly affected by the intensity of the turbulence. Due to the effect of the turbulence, the annular beams turn from completely coherent beams into partially coherent beams in the propagation process. The M^2 factor of the annular beams depends on the obstruction ratio, the turbulence intensity, the beam wavelength and the propagation distance. By using a suitable choice of the beam parameters, such as the obstruction ratio and the wavelength of annular beams, the beam quality of annular beams in atmospheric turbulence could be effectively controlled.

Key words atmosphere optics; annular beams; atmospheric turbulence; propagation properties; beam quality; M^2 factor

1 引 言

近年来,随着激光通信、光学雷达、卫星遥感和航空测绘等技术及其应用的飞速发展,激光束在大气湍流中的传输特性研究已经成为人们广泛关注的

焦点^[1~7]。在激光大气传输特性研究中,通常采用高斯光束作为传输模型来进行处理和分析。然而,高斯光束通过环状光阑会产生环状光束,而环状光阑则存在于许多望远镜系统中^[8]。此外,在实际应

收稿日期: 2010-01-11; 收到修改稿日期: 2010-03-17

基金项目: 教育部新世纪优秀人才支持计划(NCET-05-0784)资助课题。

作者简介: 张 帅(1983—),男,硕士研究生,主要从事激光技术及光束传输与控制等方面的研究。

E-mail: johney_zhang@163.com

导师简介: 张 彬(1969—),女,教授,博士生导师,主要从事光物理和技术等方面的研究。

E-mail: zhangbinff@sohu.com(通信联系人)

用中,人们常常利用非稳腔来获得高功率、高光束质量的激光,而非稳腔的近场输出也是环状光束^[6,7]。因此,有必要研究环状光束在大气湍流中的传输特性^[1,2,11~13]。

迄今为止,人们对环状光束已经进行了大量的理论和实验研究,并提出了很多理论模型来描述环状光束,例如,TEM₀₁光束、高阶贝塞尔光束、环状高斯光束以及利用拉盖尔高斯光束叠加而成环状光束等^[14~18]。本文利用环状光束的一种新型模型^[19]来讨论环状光束在大气湍流中的传输规律及其光束质量的变化,该模型是基模高斯光束、平顶光束和环状光束的统一,具有一定的代表性。本文分析了大气湍流强弱和传输距离对环状光束的传输变换特性的影响,并对环状光束在大气湍流中传输的 M^2 因子进行了计算,讨论了光束遮拦比、波长和湍流强度与 M^2 因子的关系。

2 环状光束模型

在柱坐标系下,环状光束在入射面($z=0$)处的初始场分布表示为

$$E(r,0) = \sum_{|n|=L}^M \exp\left[-\left(\frac{r-n\omega_0}{\omega_0}\right)^2\right], \quad (1)$$

式中 ω_0 为偏心高斯光束的束腰宽度, L 和 M (M ,

$L=0,1,2,\dots$) 表示环状光束的阶数,且 $M \geq L$ 。为了讨论方便,(1)式中略去了振幅常数因子。由此可见(1)式可以统一表示基模高斯光束、平顶光束和环状光束。定义环状光束的外径为 $R_1 = (M+1)\omega_0$, 内径为 $R_2 = (L-1)\omega_0$, 由此可以得到环状光束的遮拦比为

$$\epsilon = \frac{R_2}{R_1} = \frac{L-1}{M+1}. \quad (2)$$

3 环状光束在大气湍流中传输的平均光强

根据广义惠更斯-菲涅耳原理,环状光束在湍流大气中光场分布可以写为^[20]

$$E(\boldsymbol{\rho}, z) = -\frac{ik}{2\pi z} \exp(-ikz) \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} E(\mathbf{r}, 0) \times \exp\left[-\frac{ik}{2z}(\mathbf{r}-\boldsymbol{\rho})^2 + \psi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, z)\right] d\mathbf{r}, \quad (3)$$

式中 \mathbf{r} 和 $\boldsymbol{\rho}$ 分别是初始面和观察面的位置矢量, $\psi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, z)$ 为光束在大气湍流中对其复相位的扰动, k 为波数,且 $k=2\pi/\lambda$ (λ 为波长)。

由(3)式得到环状光束在湍流大气中传输的平均光强可以表示为

$$\langle I(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) \rangle = \frac{k^2}{4\pi^2 z^2} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} E(\mathbf{r}_1, 0) E^*(\mathbf{r}_2, 0) \exp\left[-\frac{ik}{2z}(\mathbf{r}_1 - \boldsymbol{\rho}_1)^2 + \frac{ik}{2z}(\mathbf{r}_2 - \boldsymbol{\rho}_2)^2\right] \times \langle \exp[\psi(\mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1, z) + \psi^*(\mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2, z)] \rangle d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (4)$$

式中 $\langle \rangle$ 表示大气湍流介质的系综平均, $\langle I(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) \rangle$ 是 z 处出射面上平均光强,利用 Rytov 相位结构函数进行二次近似,(4)式中的系综平均可以表示为^[21]

$$\langle \exp[\psi(\mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1, z) + \psi^*(\mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2, z)] \rangle = \exp[-0.5D_\psi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] \approx \exp[-\rho_0^{-2}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2], \quad (5)$$

式中 $D_\psi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ 是 Rytov 相位结构函数, $\rho_0 = (0.545C_n^2 k^2 z)^{-3/5}$ 是大气湍流介质中球面波在湍流介质中传输的相干长度, C_n^2 是折射率结构常数,表征湍流的强弱。

将(1)式代入(4)式,并利用贝塞尔函数的定义和性质,以及积分公式^[22]:

$$\int_0^\infty x^{\nu-1} \exp(-\beta x^2 - \gamma x) dx = (2\beta)^{-\nu/2} \Gamma(\nu) \exp\left(\frac{\gamma^2}{8\beta}\right) D_{-\nu}\left(\frac{\gamma}{\sqrt{2\beta}}\right), \quad (6)$$

式中 $D_{-\nu}$ 为韦伯函数, Γ 为伽玛函数。

经繁杂的积分计算后,可得到环状光束在湍流大气中传输的平均光强为

$$\langle I(r, z) \rangle = \frac{k^2}{z^2} \sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \sum_{j=0}^{\infty} \times \exp[-(n^2 + m^2)] \frac{\rho_0^{-4j}}{j! \Gamma(j+1)} S_1 S_2, \quad (7)$$

式中

$$S_i = \sum_{j_i=0}^{\infty} \left(\frac{kr}{2z}\right)^{2j_i} \left(\frac{2p_i}{\omega_0^2}\right)^{-j-j_i-1} \Gamma(2j+2j_i+2) \times \exp\left(\frac{q_i^2}{8p_i}\right) D_{-2j-2j_i-2}\left(\frac{q_i}{\sqrt{2p_i}}\right) \quad (i=1,2), \quad (8)$$

$$p_1 = 1 + \frac{i z_{\text{R}}}{z} + \frac{\omega_0^2}{\rho_0^2}, \quad p_2 = 1 - \frac{i z_{\text{R}}}{z} + \frac{\omega_0^2}{\rho_0^2}, \quad (9)$$

$$q_1 = -2n, \quad q_2 = -2m. \quad (10)$$

(9)式中的 z_{R} 为瑞利长度: $z_{\text{R}} = \pi\omega_0^2/\lambda$ 。利用

(7)式可以计算环状光束在湍流大气中传输时,任一传输距离 z 处的平均光强。当 z 较大,在远场情况下,即 $z \gg z_R$, (9)式中的第二项趋于 0,此时,由(7)式即可简化得到环状光束在大气中传输的远场平均光强公式。

4 环状光束在大气湍流中传输的 M^2 因子

根据 Wigner 分布函数的二阶矩定义,在柱坐标系下,激光束在大气湍流介质中的空间强度二阶矩、空间频率强度二阶矩和交叉二阶矩可分别表示为^[23]

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_0 + 2\langle \mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\theta} \rangle z + \langle r^2 \rangle_0 z^2 + \frac{4}{3} T z^3, \quad (11)$$

$$\langle \theta^2 \rangle = \langle \theta^2 \rangle_0 + 4Tz, \quad (12)$$

$$\langle \mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\theta} \rangle = \langle \mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\theta} \rangle_0 + \langle \theta^2 \rangle_0 z + 2Tz^2, \quad (13)$$

式中 $\langle r^2 \rangle_0, \langle \theta^2 \rangle_0, \langle \mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\theta} \rangle_0$ 表示在 $z=0$ 平面时的强度二阶矩。 T 用于表征湍流的影响:

$$T = \pi^2 \int_0^{+\infty} \Phi_n(\kappa) \kappa^3 d\kappa, \quad (14)$$

式中 Φ_n 表示大气湍流折射率起伏的空间功率谱,对于 Tatarskii 谱模型^[3]:

$$T = 0.1661\pi^2 C_n^2 l_0^{-1/3}. \quad (15)$$

经过计算可以得到环状光束在大气湍流介质中的空间域强度二阶矩、空间频率域强度二阶矩和交叉二阶矩分别为

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3\pi\omega_0^4}{4I_0} \sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \alpha_{m,n} D_{-4}[-(m+n)] + \frac{\pi}{k^2 I_0} z^2 \sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \alpha_{m,n} \beta_{m,n} + \frac{4}{3} T z^3, \quad (16)$$

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{\pi}{k^2 I_0} \sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \alpha_{m,n} \beta_{m,n} + 4Tz, \quad (17)$$

$$\langle \mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\theta} \rangle = \frac{\pi}{k^2 I_0} z \sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \alpha_{m,n} \beta_{m,n} + 2Tz^2, \quad (18)$$

式中 D_{-4} 为抛物线柱函数; I_0 为光强的总能量,可表示为

$$I_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{2} \sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \alpha_{m,n} D_{-2}[-(m+n)]. \quad (19)$$

在计算中利用了积分公式^[20]:

$$\int_0^{\infty} \exp(-\alpha x^2 - \beta x) x^{s-1} dx = (2\alpha)^{-s/2} \Gamma(s) \exp\left(\frac{\beta^2}{8\alpha}\right) D_{-s}[\beta(2\alpha)^{-1/2}]. \quad (20)$$

根据广义 M^2 因子的强度二阶矩定义式^[24],并利用(17)~(19)式,可推导出环状光束在大气湍流中传输的 M^2 因子可表示为

$$M^2 = k \left[\frac{3\pi^2\omega_0^4}{4k^2 I_0^2} \left(\sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \alpha_{m,n} D_{-4}[-(m+n)] \right) \left(\sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \alpha_{m,n} \beta_{m,n} \right) + \frac{3\pi T z^3}{I_0} \sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \alpha_{m,n} D_{-4}[-(m+n)] + \frac{4\pi T z^3}{3k^2 I_0} \sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \alpha_{m,n} \beta_{m,n} + \frac{4}{3} T^2 z^4 \right]^{1/2}, \quad (21)$$

式中

$$\alpha_{m,n} = \exp\left(\frac{-3m^2 + 2nm - 3n^2}{4}\right), \quad (22)$$

$$\beta_{m,n} = 3D_{-4}[-(m+n)] - 2(m+n)D_{-3}[-(m+n)] + 2mmD_{-2}[-(m+n)]. \quad (23)$$

当 $T=0$ 时,(21)可简化为环状光束在自由空间的传输 M^2 因子为

$$M_0^2(z) = \frac{\sqrt{3} \left(\sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \alpha_{m,n} \beta_{m,n} \right)^{1/2} \left(\sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \alpha_{m,n} D_{-4}[-(m+n)] \right)^{1/2}}{\sum_{|n|=L}^M \sum_{|m|=L}^M \alpha_{m,n} D_{-2}[-(m+n)]}. \quad (24)$$

为了更好地比较大气湍流的影响程度,定义相对 M^2 因子为

$$M_r^2(z) = \frac{M^2(z)}{M_0^2(z)}. \quad (25)$$

分析(21)式可知,在湍流介质中,环状光束的 M^2 因子与传输距离、湍流强度、光束波长以及环状光束阶数、遮拦比有关。而从(24)式可以看出,当环状光束在自由空间传输时,其 M^2 因子的变化仅与其遮拦比有关,而不随传输距离和波长而变。

5 环状光束在湍流介质中的传输特性分析

利用(7)式对环状光束通过大气湍流介质的传输变换特性进行了数值计算和分析,典型计算例如图1~3所示。计算所用参数为 $\lambda = 0.6328 \times 10^{-6}$ m, $\tau_0 = 0.01$ m, $L = 2$, $M = 6$ 。

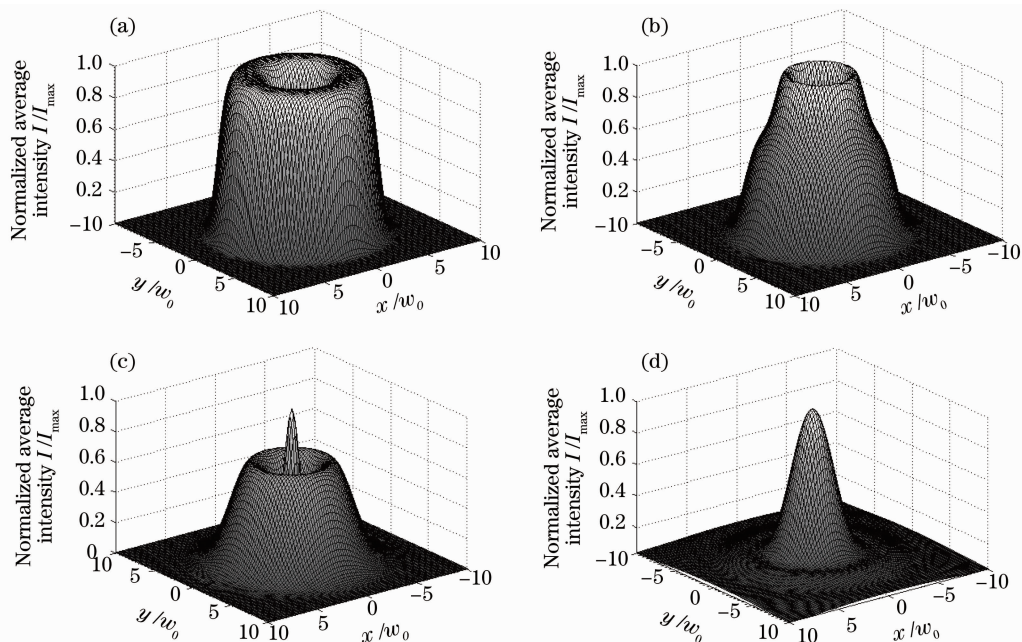


图1 不同传输距离的三维相对光强分布。(a) $z=0$, (b) $z=0.4$ km, (c) $z=1$ km, (d) $z=8$ km

Fig. 1 Relative three-dimensional intensity distributions at different propagation distances.

(a) $z=0$, (b) $z=0.4$ km, (c) $z=1$ km, (d) $z=8$ km

图2给出了在不同湍流强度的情况下,环状光束在不同传输距离的传输变换特性。分析图2(a)可知,环状光束在湍流大气近场传输的光强变换特性与在自由空间近场传输时的光强变换特性相似,基本保持环状分布。比较图2(a)~(c)可以看出,随着湍流强度 C_n^2 系数的增大,光强分布由环状分布变化为高斯分布所需要的传输距离将缩短。进一步分析图2可知,环状光束在湍流介质中传输时,其光斑不仅发生扩展,而且,光斑形状也会发生变化,其主要原因一方面是由于环状光束自身发生空间衍射作用的结果,另一方面是由于湍流会引起相位波前发生畸变,导致光束空间相干性变差,从而加速了这一进程变化的程度和快慢。由此可见,环状光束在

图1给出了环状光束在湍流系数为 $C_n^2 = 1 \times 10^{-14}$ m^{-2/3}的湍流大气传输时,不同传输距离的相对光强分布。从图1可以看出,入射面处($z=0$)的环状光束呈现均匀对称的环状分布。当环状光束在湍流大气介质中传输时,光强由环状分布逐渐变为近似高斯分布。当光束在近场传输时,其光强分布基本保持类环状分布,如图1(b)所示;然而,随着传输距离的增大,其光强分布将逐渐变为中心光强突起的环状分布,并且,原环状部分光强逐渐减弱,如图1(c)所示;当传输距离足够大时,环状光束的光强分布变为近似高斯分布,这与相关文献的研究结果一致^[4,12],如图1(d)所示。

湍流中传输具有不同于自由空间传输的显著特点。

图3给出了环状光束在湍流介质中传输时的轴上相对光强分布。图3表明,随着湍流折射率结构常数 C_n^2 的增大,环状光束的光强最大值迅速下降。当环状光束在自由空间传输时,由于衍射效应的存在,轴上光强将存在明显衍射调制起伏。然而,当环状光束在湍流大气介质中传输时,随着湍流强度的增大,这种光强衍射调制起伏将逐渐减弱。这是由于,根据 $\rho_0 = (0.545C_n^2 k^2 z)^{-3/5}$,随着传输距离的 z 和湍流强度 C_n^2 的增加,在湍流大气介质中传输的激光束的空间相干性明显降低,从而使环状光束由完全相干光变成了部分相干光。并且,大气湍流还加速了轴上平均光强的演化,湍流强度越强,平均光强

出现最大值的传输距离也就越短。因为在湍流的作用项 $\rho_0 = (0.545C_n^2 k^2 z)^{-3/5}$ 中,大气湍流的强弱和

传输距离对光束的影响作用是相同的。

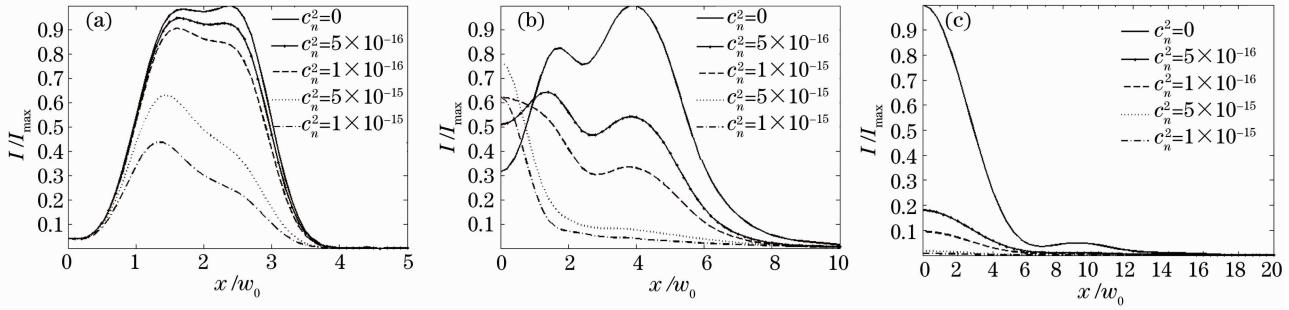


图 2 不同传输距离和湍流强度 x 方向的相对光强分布。(a) $z=0.4$ km, (b) $z=3$ km, (c) $z=12$ km

Fig. 2 Relative intensity distribution along x -direction for different turbulent strengths at different propagation distances.

(a) $z=0.4$ km, (b) $z=3$ km, (c) $z=12$ km

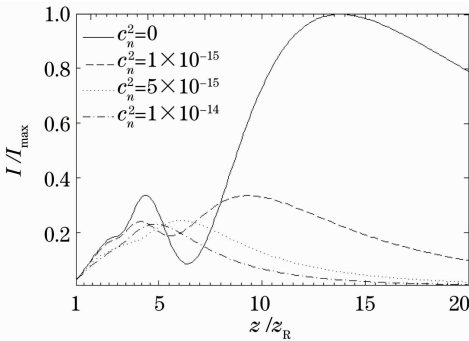


图 3 轴上相对光强的分布

Fig. 3 On-axis relative intensity distribution for different turbulent strengths

图 4 展示了环状光束和平顶高斯光束在自由空间以及大气湍流中传输的轴上相对光强分布。计算参数: $\lambda=0.6328 \times 10^{-6}$ m, $w_0=0.01$ m; 环状光束: $L=3, M=6$; 平顶高斯光束: $L=0, M=6$; 大气湍流的折射率结构常数 $C_n^2=1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 。图中, I_{\max} 为环状光束在自由空间中传输的最大平均光强。从图 4 中可以看出, 环状光束在自由空间和大气湍流中传输的轴上平均光强的最大值均小于相同外径的平顶高斯光束, 二者在自由空间和大气湍流中具有相同的变化趋势。在 $z > 12z_R$ 的远场情况下, 自由空间中环状光束的轴上平均光强将明显小于平顶高斯光束的轴上平均光强; 而在大气湍流中, 虽然二者均随传输距离增大而减小, 但逐渐趋于一致。由此可见, 随着传输距离的增加, 湍流对光束的影响将起主导作用, 自由空间中的衍射作用表现则越来越不明显。此外, 在自由空间中, 平顶高斯光束的轴上平均光强达到最大值的传输距离明显长于环状光束, 而在大气湍流中, 两种光束的轴上平均光强达到最大值的传输距离均较自由空间中缩短了, 但二者之间已没有明显差别, 说明湍流对平顶高斯光束的影

响更大。

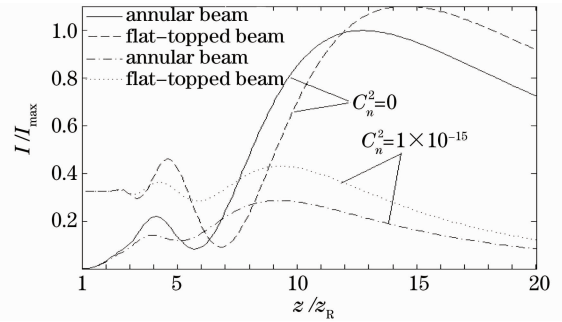


图 4 轴上相对光强分布

Fig. 4 On-axis relative intensity distribution

6 环状光束在湍流介质中的光束质量分析

图 5 表示环状光束在湍流介质中传输的相对 M^2 因子 M_r^2 随传输距离 z 的变化情况。计算所用参数为: $w_0=0.02$ m, $\lambda=1.06 \times 10^{-6}$ m, $C_n^2=1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, $l_0=0.01$ m, $\epsilon=0.5$ 。由图 5 可以看出,

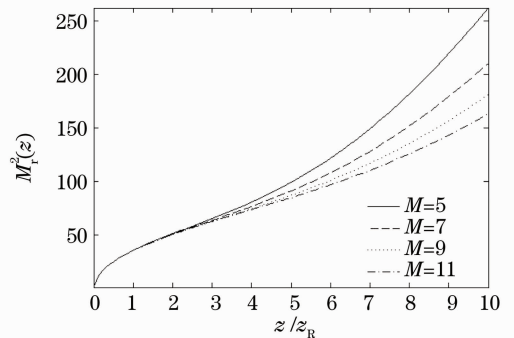


图 5 环状光束在大气湍流中传输的 M_r^2 因子随距离的变化

Fig. 5 Variations of relative M_r^2 factor of annular beams with propagation distance in atmospheric turbulence

在湍流介质中,当光束遮拦比相同时,对于不同外径尺寸的环状光束,在传输距离较短时的相对 M_r^2 因子 M_r^2 变化不明显。然而,随着传输距离的不断增大,其光束质量将明显变差。进一步分析可知,对于相同的传输距离,当遮拦比一定时,环状光束的相对 M_r^2 因子将随着光束阶数的增加而减小,从而说明在大气湍流中,环状光束的外径和内径按照相同比例增大时,其光束质量随传输距离的变化将减弱。也就是说,相同遮拦比条件下,湍流对内、外径较大的环状光束的影响较小。

图 6 给出了不同遮拦比环状光束在湍流介质中传输的相对 M_r^2 因子 M_r^2 随湍流折射率结构参数 C_n^2

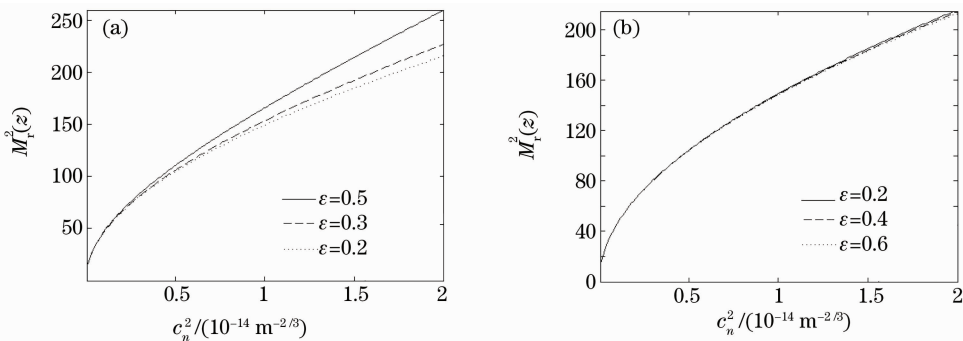


图 6 不同遮拦比和不同外径、内径下 M_r^2 因子随 C_n^2 的变化。(a) 外径变化, (b) 内径变化

Fig. 6 Variations of relative M_r^2 factor with C_n^2 for different obstruction ratios. (a) outer-radius change, (b) inner-radius change

图 7 展示了环状光束和平顶高斯光束在大气湍流中传输的 M_r^2 因子随距离的变化。计算参数: $\omega_0 = 0.02 \text{ m}$, $\lambda = 1.06 \times 10^{-6} \text{ m}$, $C_n^2 = 1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, $l_0 = 0.01 \text{ m}$; 环状光束: $L = 3, M = 6$; 平顶高斯光束: $L = 0, M = 6$ 。

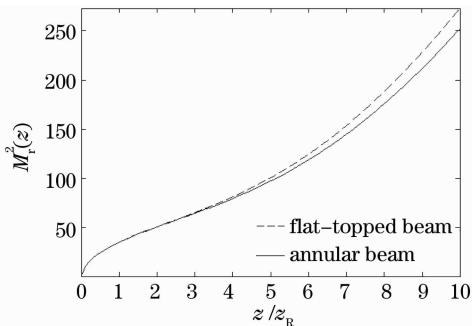


图 7 M_r^2 因子随距离的变化

Fig. 7 Variations of relative M_r^2 factor with propagation distance

从图 7 可以看出,随着传输距离的增加湍流使环状光束和平顶高斯光束的 M_r^2 因子均增大,光束质量均变差。但环状光束在大气湍流中传输的 M_r^2 因子较相同外径的平顶高斯光束要小,这是由于湍

的变化。计算所用参数为: $\lambda = 1.06 \times 10^{-6} \text{ m}$, $l_0 = 0.01 \text{ m}$, $z = 2 \text{ km}$, $\omega_0 = 0.02 \text{ m}$, $L = 4, M = 14$ 。由图 6 可知,随着湍流强度的增大,环状光束的 M_r^2 因子将逐渐增大,光束质量变差。进一步分析图 6(a) 和 (b) 可知,在湍流强度一定的湍流介质中传输时,环状光束的 M_r^2 因子将随着外径的增加而明显增大,而内径的变化对 M_r^2 因子的影响并不明显。由此可见,环状光束的外径变化对光束质量的影响很显著。在给定光束遮拦比的情况下,选择合适的光束外径,可以有效地控制激光束在湍流介质中传输的光束质量变化。

流对环状光束的影响相对较小,从而导致其 M_r^2 因子增长更缓慢。

图 8 给出了不同波长环状光束在湍流介质中传输的 M_r^2 因子随湍流折射率结构参数 C_n^2 的变化。计算所用参数为 $M = 6, L = 2, l_0 = 0.01 \text{ m}$, $z = 1 \text{ km}$, $\lambda = 1.06 \times 10^{-6} \text{ m}$, $\omega_0 = 0.02 \text{ m}$ 。分析图 8 可知,当湍流强度一定时,环状光束的波长越短, M_r^2 因子变化越大。因此,选择长波长的激光束可以提高光束质量,减小光束能量的损失,从而有效地减弱

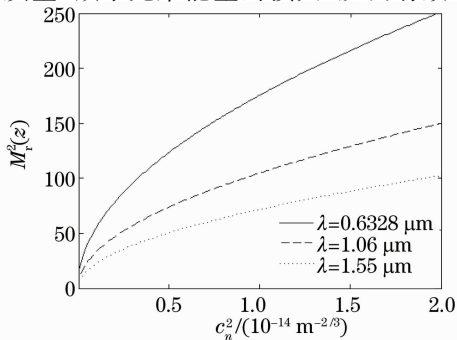


图 8 不同波长环状光束的相对 M_r^2 因子随 C_n^2 的变化

Fig. 8 Variations of the relative M_r^2 factor of annular beams for different wavelengths with C_n^2

大气湍流效应对激光传输的影响。

7 结 论

首先基于广义惠更斯-菲涅耳原理,利用 Rytov 近似理论,推导出环状光束在湍流大气介质中光强分布的解析式,再根据强度二阶矩定义,推导出环状光束在大气湍流中传输的 M^2 因子的表达式。最后,详细讨论了环状光束在湍流介质中的传输变换特性及其光束质量的变化,并对计算结果进行了一定的物理解释。

研究结果表明,环状光束在湍流大气介质中传输时,随着传输距离的增大,其光强分布由环状分布逐渐变为近似高斯分布,而湍流强度的增大会加快环状光束的这种传输变换进程,缩短所需要的传输距离。但是传输距离和湍流强度的增大会降低环状光束的空间相干性,导致其光束相干性退化,从而使环状光束在传输过程中由完全相干光变成部分相干光。此外,环状光束在湍流中传输的 M^2 因子与传输距离、湍流强度、光束阶数、光束波长以及光束遮拦比有关。随着传输距离的增加,环状光束的光束质量将明显变差,而对于给定的光束遮拦比,环状光束的外径和内径按照相同比例增大时,其光束质量随传输距离的变化将减弱。并且,对于相同外径的环状光束和平顶高斯光束,湍流对环状光束的影响更小。由于环状光束自身衍射和湍流的共同作用,光束展宽明显,能量损失严重,因此,选择合适的遮拦比、外径和光波波长,可以有效地控制激光束在湍流介质中传输的光束质量。

参 考 文 献

- 1 H. T. Eyyuboglu, S. Altay, Y. Baykal. Propagation characteristics of higher-order annular Gaussian beams in atmospheric turbulence [J]. *Opt. Commun.*, 2006, **264**(1): 25~34
- 2 Wang Tao, Pu Jixiong. Propagation of Bessel-correlated partially coherent hollow beams in the turbulent atmosphere [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(11): 6754~6759
- 王 涛, 蒲继雄. 部分相干空心光束在湍流介质中的传输特性 [J]. *物理学报*, 2007, **56**(11): 6754~6759
- 3 Y. Dan, B. Zhang. Beam propagation factor of partially coherent flat-topped beams in a turbulent atmosphere [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(20): 15563~15575
- 4 H. T. Eyyuboglu. Propagation of Hermite-cosh-Gaussian laser beams in turbulent atmosphere [J]. *Opt. Commun.*, 2005, **245**(1~6): 37~47
- 5 Ji Xiaoling, Chen Senhui, Li Xiaoqing. Polarization properties of partially coherent electromagnetic Hermite-Gaussian beams in atmospheric turbulence [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(1): 67~72

- 季小玲, 陈森会, 李小庆. 部分相干电磁厄米-高斯光束通过湍流大气传输的偏振特性 [J]. *中国激光*, 2008, **35**(1): 67~72
- 6 Fu Wenyu, Li Gaoqing, Liu Xiaojun. Propagation of partially coherent vortex beams in the turbulent atmosphere [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(11): 2958~2962
- 付文羽, 李高清, 刘小军. 部分相干涡旋光束在大气湍流中的远场传输特性 [J]. *光学学报*, 2009, **29**(11): 2958~2962
- 7 Ji Xiaoling, Zhang Tao, Chen Xiaowen *et al.*. Spectral properties of flat-topped beams propagating through atmospheric turbulence [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(1): 12~16
- 季小玲, 张 涛, 陈晓文等. 平顶光束通过湍流大气传输的光谱特性 [J]. *光学学报*, 2008, **28**(1): 12~16
- 8 M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997
- 9 J. J. Chang. Time-resolved beam-quality characterization of copper-vapor lasers with unstable resonators [J]. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(12): 2255~2265
- 10 S. Saghaei, M. J. Withford, J. A. Piper. Characterizing output beams for lasers that use high-magnification unstable resonators [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2001, **18**(7): 1634~1643
- 11 Y. Baykal. Log-amplitude and phase fluctuations of higher-order annular laser beams in a turbulent medium [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2005, **22**(4): 672~679
- 12 Y. Cai, S. He. Propagation of various dark hollow beams in a turbulent atmosphere [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(4): 1353~1367
- 13 H. Eyyuboglu, Y. Baykal. Reciprocity of cos-Gaussian and cosh-Gaussian laser beams in turbulent atmosphere [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(20): 4659~4674
- 14 J. Arlt, K. Dholakia. Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon [J]. *Opt. Commun.*, 2000, **177**(1~6): 297~301
- 15 Y. Cai, X. Lu, Q. Lin. Hollow Gaussian beam and its propagation [J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(13): 1084~1086
- 16 Z. Mei, D. Zhao. Controllable dark-hollow beams and their propagation characteristics [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2005, **22**(9): 1898~1902
- 17 H. T. Eyyuboglu, Y. E. Yenice, Y. K. Baykal. Higher order annular Gaussian laser beam propagation in free space [J]. *Opt. Engng.*, 2006, **45**(3): 038002
- 18 Y. Cai, L. Zhang. Coherent and partially coherent dark hollow beams with rectangular symmetry and paraxial propagation properties [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2006, **23**(7): 1398~1407
- 19 Zhang Shuai, Li Jinqun, Zhang Bin. Study on focusing properties of annular beams through circular lens [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(5): 887~890
- 张 帅, 李金全, 张 彬. 环状光束通过透镜的聚焦特性研究 [J]. *光子学报*, 2008, **37**(5): 887~890
- 20 L. C. Andrews, R. L. Phillips. *Laser Beam Propagation through Random Media* [M]. Bellingham, Washington: SPIE Press, 1998
- 21 J. C. Leader. Atmospheric propagation of partially coherent radiation [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1978, **68**(2): 175~185
- 22 I. S. Gradysteyn, I. M. Ryzhik. *Tables of Integrals, Series and Products* [M]. New York: Academic Press, 1980
- 23 Y. Dan, B. Zhang. Second moments of partially coherent beams in atmospheric turbulence [J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(5): 563~565
- 24 J. Serna, R. Martínez-Herrero, P. M. Mejías. Parametric characterization of general partially coherent beams propagating through ABCD optical systems [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1991, **8**(7): 1094~1098