

激光与光电子学进展

径向偏振部分相干扭曲光束在各向异性大气湍流中的传输特性

杨宁, 赵亮, 许颖, 杨盛凯, 徐勇根*

西华大学理学院, 四川 成都 610039

摘要 本文推导径向偏振部分相干扭曲光束(RPPCTB)在各向异性大气湍流中传输因子和空间扩展的解析表达式,主要分析扭曲因子等光束参数及各向异性因子等大气湍流参数对光束传输特性的影响,通过相应的数值模拟计算分析初始相干长度、束腰宽度、波长、扭曲因子、各向异性因子、湍流内尺度、湍流外尺度和广义指数参数对光束传输质量的影响。仿真结果表明,通过减小光束的初始相干长度,增加束腰宽度和波长,可以提高光束的传输质量,而增大光束的扭曲因子,光束有更小的传输因子,这表明通过合理地调控光束的扭曲相位,可以有效提高光束的抗湍流能力。

关键词 相干光学; 径向偏振部分相干扭曲光束; 扭曲因子; 传输因子; 各向异性大气湍流

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.2103001

Propagation Characteristics of Radially Polarized Partially Coherent Twisted Beam in Anisotropic Atmospheric Turbulence

Yang Ning, Zhao Liang, Xu Ying, Yang Shengkai, Xu Yonggen*

School of Science, Xihua University, Chengdu, Sichuan 610039, China

Abstract This study derives the analytical expressions for the propagation factor and spatial expansion of radially polarized partially coherent twisted beams (RPPCTBs) in anisotropic atmospheric turbulence, with a focus on the effects of beam parameters, such as twisting factors and atmospheric turbulence parameters including anisotropic factors, on beam propagation characteristics. Using numerical simulation calculations, the effects of the initial coherence length, beam waist width, wavelength, twist factor, anisotropy factor, turbulence inner scale, turbulence outer scale, and generalized exponential parameters on the beam transmission quality are analyzed. Simulation results show that by decreasing the initial coherence length of the beam and increasing the beam waist width and wavelength, the transmission quality of the beam can be improved. Moreover, the twisting factor of the beam is increased and the beam shows a small transmission factor, demonstrating that the beam can be adjusted reasonably and the twisting phase can effectively improve the antiturbulence ability of the beam.

Key words coherence optics; radially polarized partially coherent twisted beam; twist factor; transmission factor; anisotropic atmospheric turbulence

OCIS codes 030.7060; 010.1330; 010.1290

收稿日期: 2021-01-26; 修回日期: 2021-03-01; 录用日期: 2021-03-12

基金项目: 四川省科技厅基金(2019YJ0470)

通信作者: *xuyonggen06@126.com

1 引言

偏振作为光束的基本特性而被人们广泛研究,相比于一般的均匀偏振光(线偏振、圆偏振和椭圆偏振),非均匀偏振光因其具有空间偏振态分布不均匀等特性而深受人们的广泛关注。径向偏振光是一种典型的非均匀偏振光^[1-2],其横截面上任意一点的电场都通过圆心^[3]。许多科学家对径向偏振光束在各种光学系统和传输介质中的特性进行大量的研究,研究结果表明径向偏振光具有更好的聚焦性^[4],光斑比均匀偏振光更小,在抗湍流干扰性方面更优于均匀偏振光^[5],因此径向偏振光束因其具有独特的性质而广泛应用于粒子捕获、自由空间通讯和高分率显微镜^[6]等。

近年来,科学家们研究了很多关于带有扭曲相位的光束,结果表明带有扭曲相位的光束在大气湍流中具有更好的抗干扰性^[7-8]。扭曲相位最早由 Simon 等^[9]于 1993 年提出,随后 Friberg 等^[10]在实验中证明了扭曲相位的存在。扭曲相位会在光束传输的过程中对光束进行扭曲,这对光束的相干和偏振特性产生一定的影响^[11-12],包括光束相干度、偏振度与偏振态的分布状态和演化规律的影响^[12]。此外,扭曲相位能够有效减少光束漂移,使光束具有更好的传播性能,但在传播的过程中多束扭曲光束彼此之间不会产生干扰^[13]。

光束在大气湍流中传输会出现光束漂移等湍流效应^[14-16],在近地面传输的情况下多数科学家们采用各向同性的 Kolmogorov 大气湍流模型^[17-18],理论结果和实验结果都表明,大气湍流在高空大气中将会出现各向异性和幂律偏离正常 Kolmogorov 大气湍流数值的情况^[18-19],而且水平方向和垂直方向的湍流尺度会出现很大的不同,即表现出一种很强的各向异性,各向异性的湍流较符合自由空间中大气湍流的要求^[20-21],所以 non-Kolmogorov 大气湍流

是近年来的研究热点之一。Toselli^[22]利用各向异性因子详细介绍了 non-Kolmogorov 大气湍流, Gudimetla 等^[23]研究了弱 non-Kolmogorov 大气湍流下平面波和球面波的对数振幅相关函数。当湍流强度在弱湍流区以外继续增加时,Andrews 等^[24]为高斯光束在弱到强 non-Kolmogorov 大气湍流中的传播建立了数学模型。

2017 年, Peng 等^[25]研究了部分相干径向偏振扭曲光束(RPPCTB)在大气湍流中光强和偏振态的分布及演化规律,随后还研究了该光束在海洋湍流和单轴晶体中的传输特性^[26-27]。根据调研可知,目前还没有关于在各向异性大气湍流中 RPPCTB 传输因子的报道。鉴于此,本文研究 RPPCTB 在各向异性大气湍流中的传输特性,通过数值模拟来探讨扭曲因子、束腰宽度、初始相干长度、湍流内尺度和各向异性因子等参数对光束传输因子的影响。实验结果表明,通过对扭曲因子进行适当调控,可以在一定程度上提高光束抗大气湍流的能力。

2 RPPCTB 通过各向异性大气湍流的空间扩展及传输因子

RPPCTB 在初始平面上的二阶统计特性可以使用一个 2×2 的交叉密度矩阵(CSDM)来表示^[7],表达式为

$$W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) = \begin{bmatrix} W_{xx}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) & W_{xy}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) \\ W_{yx}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) & W_{yy}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中: $\boldsymbol{\rho}_1 = (x_{01}, y_{01})$ 和 $\boldsymbol{\rho}_2 = (x_{02}, y_{02})$ 表示 $z=0$ 平面上的任意两个位置矢量; $W_{uv}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) = \langle E_u^*(\boldsymbol{\rho}_1; 0) E_v(\boldsymbol{\rho}_2; 0) \rangle_m$, 其中 $u = \{x, y\}$, $v = \{x, y\}$, E_u 和 E_v 分别表示 W_{uv} 在 u 方向和 v 方向上的分量, $\langle \cdot \rangle_m$ 表示系综平均, * 表示复共轭。为了简便计算,令 $W_{xy}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) = W_{yx}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) = 0$ 。

RPPCTB 在初始平面上的交叉谱密度矩阵元^[8]可表示为

$$W_{\sigma\sigma}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) = \frac{\sigma_{01}\sigma_{02}}{w_0^2} \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\rho}_1^2 + \boldsymbol{\rho}_2^2}{w_0^2}\right) \cdot \exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2}{2\delta_{\sigma\sigma}^2}\right] \exp[-ik\mu_{\sigma\sigma}(x_{01}y_{02} - x_{02}y_{01})], \quad \sigma = \{x, y\}, \quad (2)$$

式中: δ_{xx} 和 δ_{yy} 分别表示 x 方向和 y 方向上的初始相干长度; w_0 表示基模高斯光束的束腰宽度; $k=2\pi/\lambda$, 其中 λ 表示波长; $\mu_{\sigma\sigma}$ 表示扭曲因子, 满足 $|\mu_{\sigma\sigma}| \leq 1/(k\delta_{\sigma\sigma}^2)$ 。此外 x 方向和 y 方向上的初始相干长度不等会引起

光束偏振度的改变,而本文主要研究传输因子(M^2)的变化,所以令 $\delta_{xx}=\delta_{yy}$, 即 $\mu_{xx}=\mu_{yy}=\mu$ 。

利用广义的惠更斯-菲涅耳原理可以得到接收平面的交叉谱密度函数^[17],表达式为

$$W(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d; z') = \left(\frac{k}{2\pi z'}\right)^2 \iint W(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_d; 0) \times \exp\left\{\frac{ik}{z'}[(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}) \cdot (\mathbf{r}_d - \boldsymbol{\rho}_d)] - 0.5D_w(\mathbf{r}_d, \boldsymbol{\rho}_d; z')\right\} d^2\boldsymbol{\rho} d^2\boldsymbol{\rho}_d, \quad (3)$$

式中： $\mathbf{r}=(\mathbf{r}_1+\mathbf{r}_2)/2$ ， $\mathbf{r}_d=\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2$ ，其中 $\mathbf{r}_1=(x_1, y_1)$ 和 $\mathbf{r}_2=(x_2, y_2)$ 表示接收平面的两个任意位置矢量； z' 表

示传输距离； $\boldsymbol{\rho}=(\boldsymbol{\rho}_1+\boldsymbol{\rho}_2)/2$ ； $\boldsymbol{\rho}_d=(\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{\rho}_2)$ ； $D_w(\mathbf{r}_d, \boldsymbol{\rho}_d; z')$ 表示双源球面波函数。 $D_w(\mathbf{r}_d, \boldsymbol{\rho}_d; z')^{[17]}$ 可表示为

$$D_w(\mathbf{r}_d, \boldsymbol{\rho}_d; z')=8\pi^2 k^2 z' \int_0^1 d\xi \int_0^\infty \left\{ 1 - J_0[\kappa|\boldsymbol{\rho}_d\xi + (1-\xi)\mathbf{r}_d] \right\} \Phi_n(\kappa) \kappa d\kappa, \quad (4)$$

式中： J_0 表示第一类零阶贝塞尔函数； Φ_n 表示大气湍流折射率起伏的空间功率谱函数； κ 表示空间波数； ξ 表示归一化的距离变量。

RPPCTB 在接收平面上的维格纳分布函数 (WDF)^[18] 可表示为

$$\mathbf{h}_{Tr}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta}; z') = \left(\frac{k}{2\pi} \right)^2 \int \mathbf{W}_{Tr}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d; z') \exp[-ik\boldsymbol{\theta} \cdot \mathbf{r}_d] d\mathbf{r}_d, \quad (5)$$

式中： Tr 表示矩阵的迹，即 $\mathbf{W}_{Tr}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d; z') = W_{xx}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d; z') + W_{yy}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d; z')$ ； $\boldsymbol{\theta}=(\theta_x, \theta_y)$ 。

根据 WDF 的矩定义，激光在接收平面上的 $n_1+n_2+m_1+m_2$ 阶矩 (其中 n_1, n_2, m_1 和 m_2 表示二阶矩中不同参数所取的阶数)^[18] 为

$$\langle x^{n_1} y^{n_2} \theta_x^{m_1} \theta_y^{m_2} \rangle = \frac{1}{P} \iint x^{n_1} y^{n_2} \theta_x^{m_1} \theta_y^{m_2} \mathbf{h}_{Tr}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta}; z') d^2\mathbf{r} d^2\boldsymbol{\theta}, \quad (6)$$

式中： $P=\iint \mathbf{h}_{Tr}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta}; z') d^2\mathbf{r} d^2\boldsymbol{\theta}$ 表示光束的总功率； $\langle \cdot \rangle$ 表示接收平面的二阶矩。令 $n_1=2$ ，则 $n_2=m_1=m_2=0$ 。将(5)式代入(6)式可得到 $\langle x^2 \rangle$ ，同理也可得到接收平面上其他二阶矩，即 $\langle y^2 \rangle$ 、 $\langle x\theta_x \rangle$ 、 $\langle y\theta_y \rangle$ 、 $\langle \theta_x^2 \rangle$ 和 $\langle \theta_y^2 \rangle$ 。

接收面上和初始面上的二阶矩具有如下关系^[17-19]，即

$$\langle \boldsymbol{\rho}^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle = \langle \boldsymbol{\rho}^2 \rangle_0 + 2\langle \boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{\theta} \rangle_0 z' + \langle \boldsymbol{\theta}^2 \rangle_0 z'^2 + \frac{4}{3} z'^3 T, \quad (7)$$

$$\langle \boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{\theta} \rangle = \langle x\theta_x \rangle + \langle y\theta_y \rangle = \langle \boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{\theta} \rangle_0 + \langle \boldsymbol{\theta}^2 \rangle_0 z' + 2z'^2 T, \quad (8)$$

$$\langle \boldsymbol{\theta}^2 \rangle = \langle \theta_x^2 \rangle + \langle \theta_y^2 \rangle = \langle \boldsymbol{\theta}^2 \rangle_0 + 4z' T, \quad (9)$$

式中： $\langle \boldsymbol{\rho}^2 \rangle_0$ 、 $\langle \boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{\theta} \rangle_0$ 和 $\langle \boldsymbol{\theta}^2 \rangle_0$ 表示初始面上的二阶矩； T 表示湍流因子^[18-19]，表达式为

$$T = \pi^2 \int_0^\infty \Phi_n(\kappa) \kappa^3 d\kappa. \quad (10)$$

将初始面上的交叉谱密度函数代入(5)式即可得到初始面上的 WDF，再将其代入(6)式即可得到初始面上的二阶矩。在计算过程中为了方便计算，引入狄拉克函数及其运算的相关性质^[17-19]可以得到 RPPCTB 的初始矩，表达式为

$$\begin{cases} \langle \boldsymbol{\rho}^2 \rangle_0 = \omega_0^2 \\ \langle \boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{\theta} \rangle_0 = 0 \\ \langle \boldsymbol{\theta}^2 \rangle_0 = \frac{4}{\omega_0^2 k^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{xx}^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{yy}^2} + \omega_0^2 \mu^2 \end{cases}. \quad (11)$$

根据 M^2 和均方根空间扩展 $\omega(z')$ 在二阶矩下的定义，可得

$$M^2(z') = k \left(\langle \boldsymbol{\rho}^2 \rangle \langle \boldsymbol{\theta}^2 \rangle - \langle \boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{\theta} \rangle^2 \right)^{1/2} = k(AB - C)^{1/2}, \quad (12)$$

$$\omega(z') = \left(\langle \boldsymbol{\rho}^2 \rangle \right)^{1/2} = \left[\omega_0^2 + \left(\frac{4}{\omega_0^2 k^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{xx}^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{yy}^2} + \omega_0^2 \mu^2 \right) z'^2 + \frac{4}{3} z'^3 T \right]^{1/2}, \quad (13)$$

其中

$$A = \omega_0^2 + \left(\frac{4}{\omega_0^2 k^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{xx}^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{yy}^2} + \omega_0^2 \mu^2 \right) z'^2 + \frac{4}{3} z'^3 T, \quad (14)$$

$$B = \left(\frac{4}{\omega_0^2 k^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{xx}^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{yy}^2} + \omega_0^2 \mu^2 \right) + 2z'^2 T, \quad (15)$$

$$C = \left[\left(\frac{4}{\omega_0^2 k^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{xx}^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{yy}^2} + \omega_0^2 \mu^2 \right) z' + 4z' T \right]^2. \quad (16)$$

为了方便研究光束抗湍流的能力，本文还讨论

相对空间扩展 $\omega_r(z')$ 和 M_r^2 的变化，其中 $\omega_r(z') = \omega(z')/\omega_t(z')$ ， $M_r^2(z') = M^2(z')/M_t^2(z')$ ， $\omega_t(z')$ 和 $M_t^2(z')$ 分别表示光束自由空间 (即 $T=0$) 的空间扩展和 M^2 。

本文使用各向异性湍流模型来描述大气湍流^[19]，表达式为

$$\Phi_n(\kappa) = \frac{A'(\alpha) \bar{C}_n^2 \zeta^2}{(\zeta^2 \kappa_x^2 + \zeta^2 \kappa_y^2 + \kappa_z^2 + \kappa_0^2)^{\alpha/2}} \exp\left(-\frac{\zeta^2 \kappa_x^2 + \zeta^2 \kappa_y^2 + \kappa_z^2}{\kappa_m^2}\right), \quad (17)$$

式中： $A'(\alpha) = \frac{\Gamma(\alpha-1)}{4\pi^2} \cos\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right)$ ，其中 $A'(\alpha)$ 表示

波幅因子, α 表示广义指数参数 $\Gamma(\cdot)$ 表示不完全伽马函数; \bar{C}_n^2 表示大气折射率结构常数; $\kappa_m = c(\alpha)/l_0$, κ_m 表示大气湍流内尺度波数参数, 其中 $c(\alpha) = \left[\frac{2\pi A'(\alpha)}{3} \Gamma\left(\frac{5-\alpha}{2}\right) \right]$ 表示缩放常数, l_0 表示

湍流内尺度; $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, κ_0 表示大气湍流外尺度参数, 其中 L_0 表示湍流外尺度; ζ 表示各向异性因子。

将(17)式代入(10)式可以得到各向异性大气湍流的湍流因子 T , 即

$$T = \frac{1}{\zeta^2} \frac{\pi^2 A'(\alpha) \bar{C}_n^2}{2(\alpha-2)} \left\{ [2\kappa_0^2 \kappa_m^{2-\alpha} + (\alpha-2)\kappa_m^{4-\alpha}] \exp\left(\frac{\kappa_0^2}{\kappa_m^2}\right) \Gamma\left(2 - \frac{\alpha}{2}, \frac{\kappa_0^2}{\kappa_m^2}\right) - 2\kappa_0^{4-\alpha} \right\}. \quad (18)$$

将(18)式代入(12)式和(13)式可以得到 RPPCTB 在各向异性大气湍流中 M^2 和空间扩展的具体解析表达式, 这对于该光束在大气湍流中传输特性的研究具有一定的指导意义。

3 数值模拟及分析

基于第 2 节 RPPCTB 在大气湍流中的传输公式进行数值模拟, 研究大气的折射率结构常数 \bar{C}_n^2 、湍流内尺寸 l_0 、束腰宽度 ω_0 、各向异性因子 ζ 、初始相干长度 δ_{xx} 和 δ_{yy} 和扭曲因子 μ 等参数对 RPPCTB 在各向异性大气湍流中传输因子 M_r^2 和相对空间扩展 $\omega_r(z')$ 的影响。为了便于比较分析, 在未对其进行

特殊说明的情况下均采用相同的数值。即图 1 中设置 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $l_0 = 10 \text{ mm}$, $\alpha = 3.4$, $\delta_{xx} = \delta_{yy} = 10 \text{ mm}$, $\mu = 10^{-4} \text{ m}^{-1}$, $\zeta = 3$, $L_0 = 50 \text{ m}$, $\bar{C}_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-0.4}$, $\omega_0 = 30 \text{ mm}$, 图 1(f) 中设置 $\alpha = 3.9$, $\bar{C}_n^2 = 10^{-12} \text{ m}^{-0.9}$; 图 2 中设置 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $l_0 = 10 \text{ mm}$, $\alpha = 3.4$, $\delta_{xx} = \delta_{yy} = 10 \text{ mm}$, $\zeta = 3$, $L_0 = 50 \text{ m}$, $\bar{C}_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-0.4}$, $\omega_0 = 40 \text{ mm}$, $z' = 5 \text{ km}$; 图 3 中设置 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $l_0 = 10 \text{ mm}$, $\alpha = 3.4$, $\delta_{xx} = \delta_{yy} = 10 \text{ mm}$, $\mu = 10^{-4} \text{ m}^{-1}$, $\zeta = 3$, $L_0 = 50 \text{ m}$, $\bar{C}_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-0.4}$, $\omega_0 = 10 \text{ mm}$; 图 4 中设置 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $l_0 = 10 \text{ mm}$, $\alpha = 3.4$, $\delta_{xx} = \delta_{yy} = 10 \text{ mm}$, $\zeta = 3$, $L_0 = 50 \text{ m}$, $\bar{C}_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-0.4}$, $\omega_0 = 40 \text{ mm}$, $z' = 5 \text{ km}$ 。

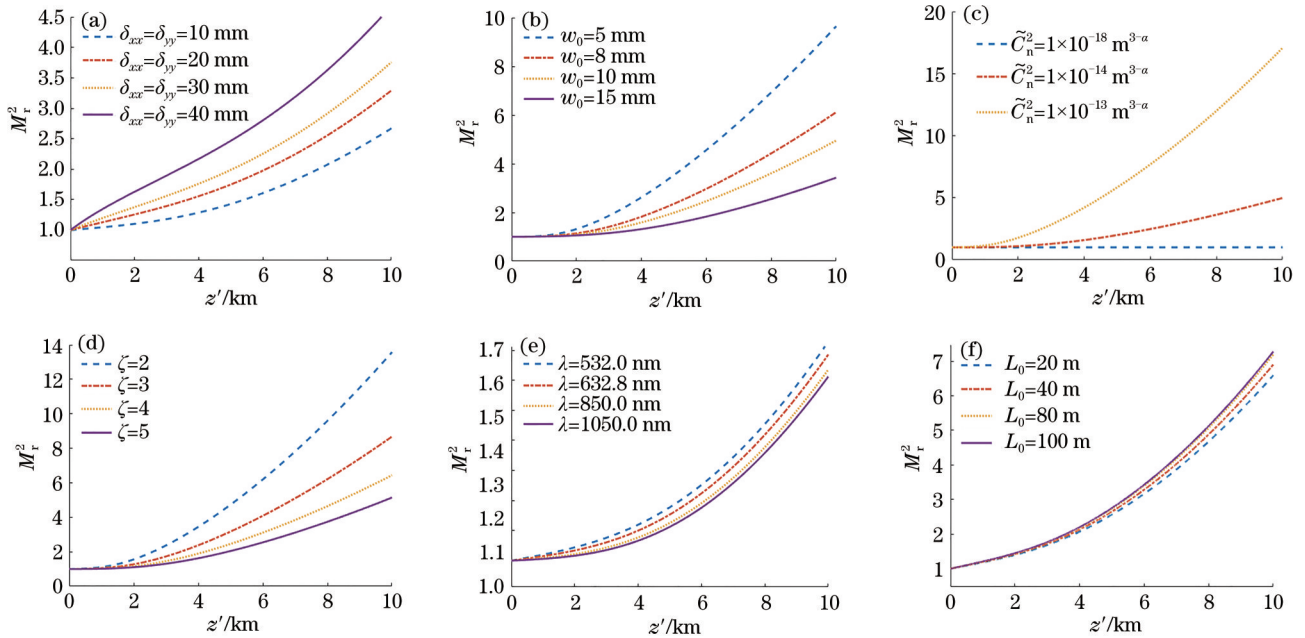


图 1 不同光束参数下 M_r^2 与传输距离的关系。(a) δ_{xx} 和 δ_{yy} ; (b) ω_0 ; (c) \bar{C}_n^2 ; (d) ζ ; (e) λ ; (f) L_0

Fig. 1 Relationship between M_r^2 and propagation distance under different beam parameters. (a) δ_{xx} and δ_{yy} ; (b) ω_0 ; (c) \bar{C}_n^2 ; (d) ζ ; (e) λ ; (f) L_0

图 1 为不同光束参数下 M_r^2 与传输距离的关系。从图 1(a) 可以看到, 初始相干长度越长, M_r^2 值越大, 表明相干度高的光束受大气湍流的影响较大。从图 1(b) 可以看到, 束腰宽度越大, RPPCTB 的 M_r^2

值更小, 表明光束的抗湍流能力越强。从图 1(c) 和图 1(d) 可以看到, 在折射率结构常数越小和各向异性因子越大的大气湍流中, M_r^2 具有更小的值, 表明随着折射率结构常数的减小和各向异性因子的增

大,光束的大气湍流越弱。从图 1(e)可以看到,光束波长越长,RPPCTB的 M_r^2 值就越小,表明光束的抗湍流能力就越强。从图 1(f)可以看到,随着湍流外尺度的减小, M_r^2 值不断变小,表明光束的传输质量就越强,因此在应用中可以增加束腰宽度和波长以及减小初始相干长度来减小 M_r^2 值,从而提高光束的抗湍流能力。结合图 1(b)~(d)可以看到,当传输距离小于 2 km 时, M_r^2 值增长的趋势较缓慢,但当传输距离大于 2 km 时, M_r^2 值就迅速增大,而图 1(a)中 M_r^2 值增长较缓慢的距离会随着初始相干长度的增加而增加,原因在于大气湍流对光束的影响主要是对其相干性的破坏,在传输距离较短的情况下,光束的抗湍流能力主要受初始相干长度的影响。

图 2 为不同光束参数下 M_r^2 与扭曲因子的关系。从图 2 可以看到,RPPCTB的 M_r^2 值是关于 $\mu=0$ 轴对称的,即光束的扭曲相位无论是正扭曲,还是负扭曲均对光束传输质量的影响相同。但是在文献[25]中可以发现,在更深层次的统计特性上,正、负扭曲相位对光束传输特性的影响有着很大的差别。从图 2 可以看到,RPPCTB的 M_r^2 值随着扭曲因子 μ 的绝对值的增加而减小,说明带有扭曲相位的光束具有更好的抗湍流能力,且抗湍流的能力随着光束扭曲程度的增加而增大。因此在实际应用中可以对光束进行合理调控,使其具有扭曲相位以降低光束在大气湍流中受到的影响。

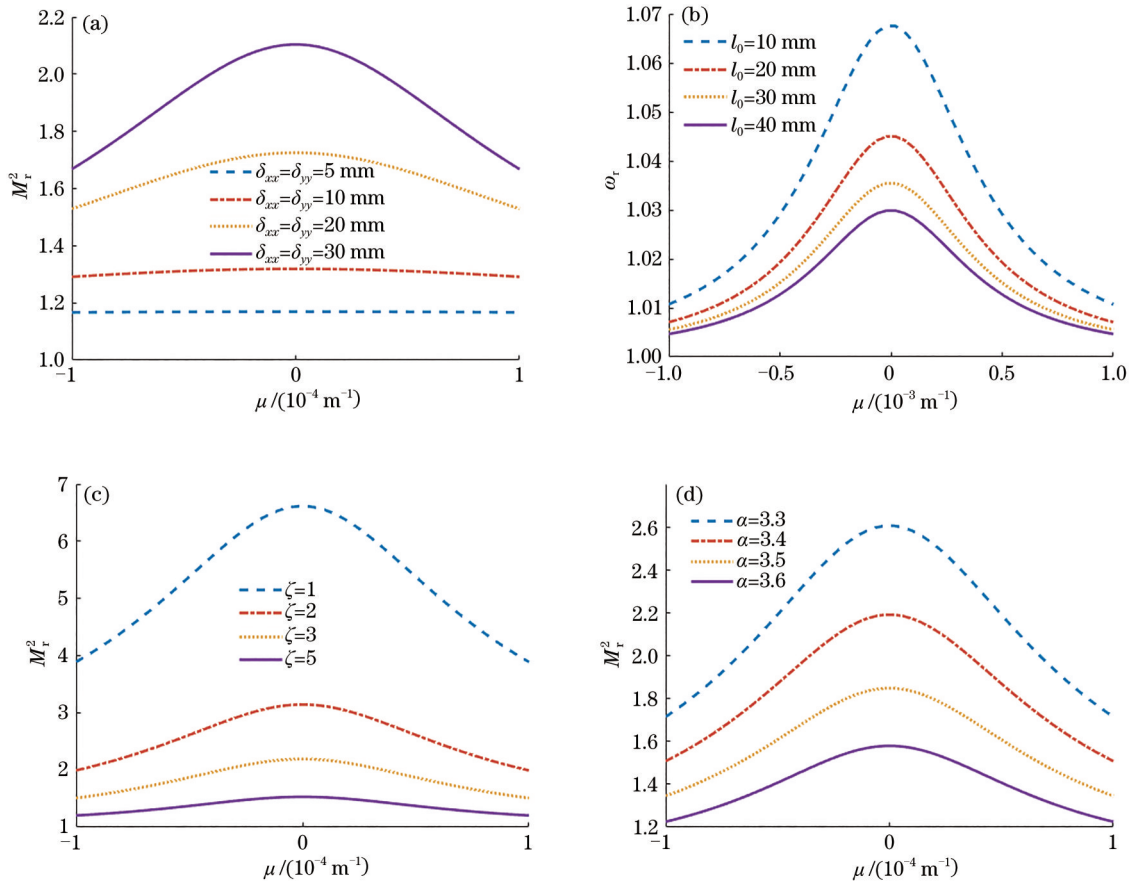


图 2 不同光束参数下 M_r^2 与扭曲因子的关系。(a) δ_{xx} 和 δ_{yy} ;(b) l_0 ;(c) ζ ;(d) α

Fig. 2 Relationship between M_r^2 and twist factor under different beam parameters. (a) δ_{xx} and δ_{yy} ; (b) l_0 ; (c) ζ ; (d) α

图 3 为不同光束参数下 $\omega_r(z')$ 与传输距离的关系。从图 3(a)可以看到,随着初始相干长度的增加, $\omega_r(z')$ 值不断增大,表明相干性高的光束相对于自由空间扩展得更快,抗湍流的能力更弱。但是结合(13)式可以知道,初始相干长度小的光束具有较大的空间扩展,即光斑尺寸更大,能量更加发散,因此在实际过程中应当适当调控光束的

相干性,使其光斑在湍流中扩展得更慢、更小。从图 3(b)~(d)可以看到,大气湍流的空间内尺度和各向异性因子越大以及大气折射率结构常数越小, $\omega_r(z')$ 值越小,光束扩展得越慢,受大气湍流的影响越小。

图 4 为不同光束参数下 $\omega_r(z')$ 与扭曲因子的关系。从图 4 可以看到, $\omega_r(z')$ 值随着扭曲因子 μ 的绝

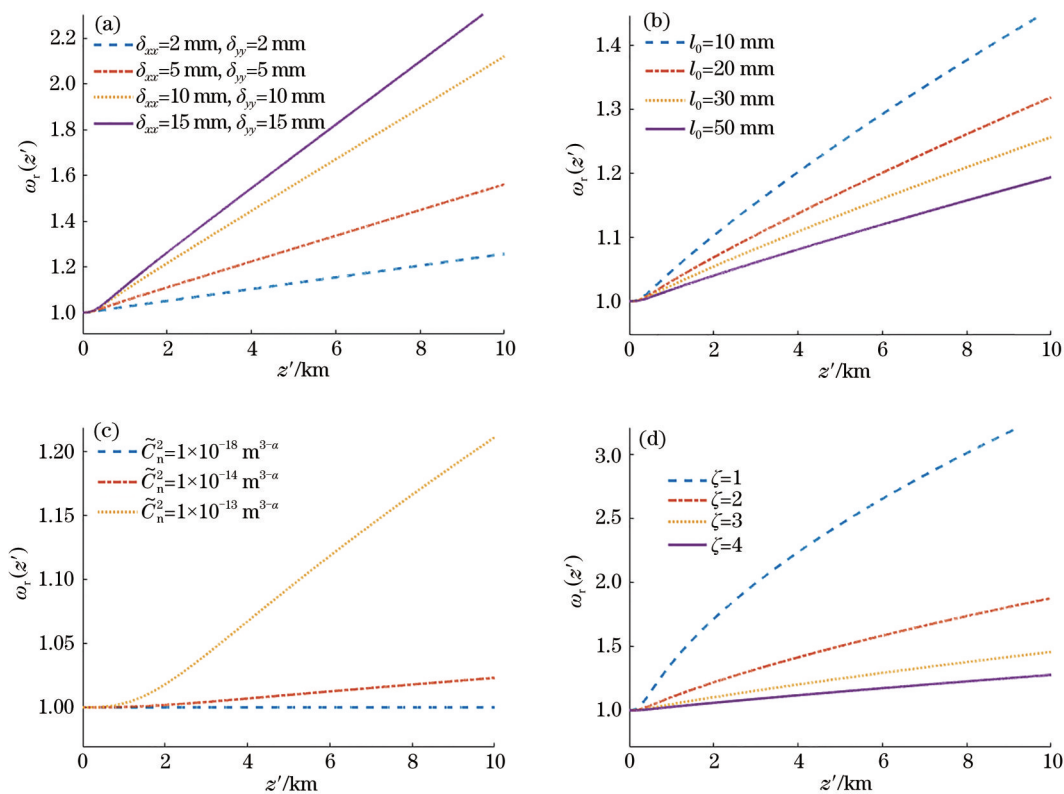


图 3 不同光束参数下 $\omega_r(z')$ 与传输距离的关系。(a) δ_{xx} 和 δ_{yy} ; (b) l_0 ; (c) \bar{C}_n^2 ; (d) ζ

Fig. 3 Relationship between $\omega_r(z')$ and propagation distance under different beam parameters. (a) δ_{xx} and δ_{yy} ; (b) l_0 ; (c) \bar{C}_n^2 ; (d) ζ

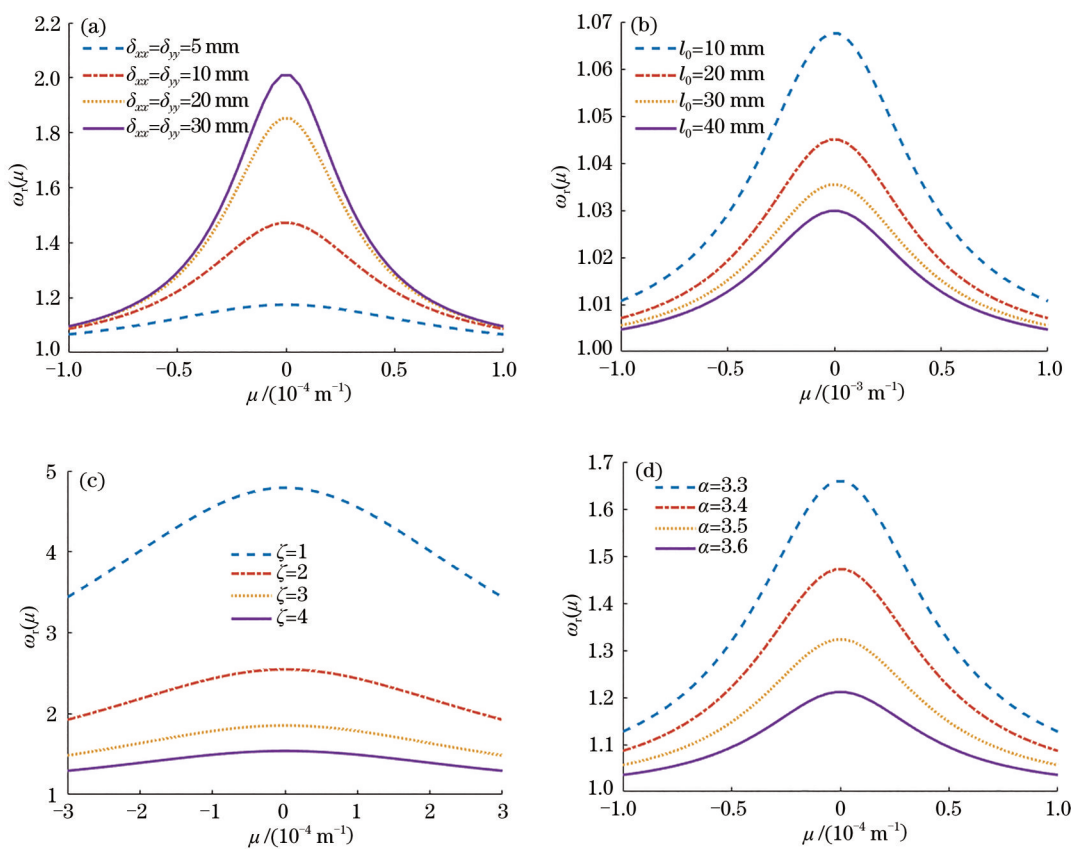


图 4 不同光束参数下 $\omega_r(\mu)$ 与扭曲因子的关系。(a) δ_{xx} 和 δ_{yy} ; (b) l_0 ; (c) ζ ; (d) α

Fig. 4 Relationship between $\omega_r(\mu)$ and twist factor under different beam parameters. (a) δ_{xx} and δ_{yy} ; (b) l_0 ; (c) ζ ; (d) α

对值的增大而减小,当 $\mu=0$ 时,光束的 $\omega_r(z')$ 值处于最大,也就是带有扭曲相位的光束在大气湍流中相对于自由空间扩展得更慢,具有更好的抗湍流能力。同样,带有扭曲相位的光束在传输过程中有着更大的光斑,因此在实际调控中不能一味追求大的扭曲相位来提高光束的抗湍流能力,还要兼顾光束实际光斑的大小。

4 结 论

本文研究径向偏振部分相干扭曲光束(RPPCTB)在各向异性大气湍流中的传输特性。利用广义的惠更斯-菲涅耳原理和维格纳分布函数原理,推导出RPPCTB在各向异性大气湍流中 $\omega_r(z')$ 和 M^2 的精确解析表达式,再对其进行数值模拟,分析不同光束参数(初始相干长度 δ_{xx} 和 δ_{yy} 、束腰宽度 w_0 、扭曲因子 μ 和波长 λ)和湍流参数(大气折射率结构常数 \bar{C}_n^2 、湍流内尺度 l_0 、湍流外尺度 L_0 、广义指数参数 α 和各向异性因子 ζ)对光束传输质量的影响。研究表明,在折射率结构常数越小和各向异性因子越大的大气湍流中, M_r^2 有更小的值, M_r^2 值随着扭曲因子 μ 的绝对值的增加而减小,说明带有扭曲相位的光束具有更好的抗湍流能力,且抗湍流的能力随着光束扭曲程度的增加而增大;随着初始相干长度的增加,相对空间扩展不断增加,表明相干性高的光束相对于自由空间扩展得更快,抗湍流的能力更弱;相对空间扩展会随着扭曲因子 μ 的绝对值的增大而减小,当 $\mu=0$ 时,光束的 $\omega_r(z')$ 有最大值,也就是带有扭曲相位的光束在大气湍流中相对于自由空间扩展得更慢,具有更好的抗湍流能力。因此通过合理调控光束的扭曲相位可以有效提高光束的抗湍流能力,这对于激光雷达的发展具有一定意义。

参 考 文 献

- [1] Zhang Y T, Zhao Z G, Ding C L, et al. Correlation singularities of a partially coherent radially polarized beam in non-Kolmogorov turbulence[J]. *Journal of Optics*, 2017, 19(2): 025603.
- [2] Zhang L P, Deng D M, Chen X Y, et al. Propagation of a radially polarized partially coherent rotating elliptical cosine-Gaussian beam with vortices in anisotropic turbulence[J]. *Applied Physics B*, 2019, 125(5): 79.
- [3] Wang H, Liu D, Zhou Z. The propagation of radially polarized partially coherent beam through an optical system in turbulent atmosphere[J]. *Applied Physics B*, 2010, 101(1/2): 361-369.
- [4] Ping C C, Liang C H, Wang F, et al. Radially polarized multi-Gaussian Schell-model beam and its tight focusing properties[J]. *Optics Express*, 2017, 25(26): 32475-32490.
- [5] Cui Y, Wei C, Zhang Y T, et al. Effect of the atmospheric turbulence on a special correlated radially polarized beam on propagation[J]. *Optics Communications*, 2015, 354: 353-361.
- [6] Descrovi E, Vaccaro L, Aeschmann L, et al. Optical properties of microfabricated fully-metal-coated near-field probes in collection mode[J]. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision*, 2005, 22(7): 1432-1441.
- [7] Tian H H, Xu Y G, Yang T, et al. Beam wander of partially coherent anomalous elliptical hollow Gaussian beam propagating through non-Kolmogorov turbulence [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(5): 050103.
田欢欢, 徐勇根, 杨婷, 等. 部分相干反常椭圆空心高斯光束在非Kolmogorov湍流中的光束漂移[J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(5): 050103.
- [8] Mao Y H, Mei Z R, Wang Y Y, et al. Radially polarized twisted Multi-Gaussian Schell-model beams and their statistical properties[J]. *Optics Communications*, 2020, 477: 126321.
- [9] Simon R, Mukunda N. Twisted Gaussian Schell-model beams[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1993, 10(1): 95-109.
- [10] Friberg A T, Tervonen E, Turunen J. Interpretation and experimental demonstration of twisted Gaussian Schell-model beams[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1994, 11(6): 1818-1826.
- [11] Wang J, Wang H Y, Zhu S J, et al. Second-order moments of a twisted Gaussian Schell-model beam in anisotropic turbulence[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2018, 35(7): 1173-1179.
- [12] Zhang B, Huang H K, Xie C X, et al. Twisted rectangular Laguerre-Gaussian correlated sources in anisotropic turbulent atmosphere[J]. *Optics Communications*, 2020, 459: 125004.
- [13] Wang G Z, Feng G Y, Deng G L, et al. Generation and characterization of twist beam[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2017, 29(7): 5-12.
王国振, 冯国英, 邓国亮, 等. 扭曲光束的产生及表

- 征[J]. 强激光与粒子束, 2017, 29(7): 5-12.
- [14] Zhao L, Wang X Y, Yang S K, et al. Propagation properties of electromagnetic hollow beam through the atmospheric turbulence along a slant path[J]. Journal of Optoelectronics·Laser, 2020, 31(4): 411-420.
赵亮, 王晓艳, 杨盛凯, 等. 电磁空心光束在湍流大气中的斜程传输特性[J]. 光电子·激光, 2020, 31(4): 411-420.
- [15] Yan J W, Yong K L, Tang S F, et al. Comparison of propagation characteristics between super Gaussian and Gaussian vortex beams in air[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(2): 0201002.
闫家伟, 雍康乐, 唐善发, 等. 大气中超高斯和高斯涡旋光束传输特性比较[J]. 光学学报, 2020, 40(2): 0201002.
- [16] Zhang J Q, Zhai Y W, Fu S Y, et al. Propagation properties of radially-polarized vector beams under a turbulent atmosphere[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(11): 1101001.
张建强, 翟焱望, 付时尧, 等. 径向偏振矢量光束在大气湍流下的传输分析[J]. 光学学报, 2020, 40(11): 1101001.
- [17] Xu Y G, Yang T, Dan Y Q, et al. Average intensity and spreading of partially coherent dark hollow beam through the atmospheric turbulence along a slant path [J]. Optik, 2016, 127(19): 7794-7802.
- [18] Tian H H, Xu Y G, Yang T, et al. Propagation characteristics of partially coherent anomalous elliptical hollow Gaussian beam propagating through atmospheric turbulence along a slant path[J]. Journal of Modern Optics, 2017, 64(4): 422-429.
- [19] Wang L, Wang J, Yuan C J, et al. Beam wander of partially coherent twisted elliptical vortex beam in turbulence[J]. Optik, 2020, 218: 165037.
- [20] Chen X W, Li B Z, Tang M Y, et al. Spreading regions of truncated beams in non-Kolmogorov turbulence[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(1): 010102.
陈晓文, 李宾中, 汤明玥, 等. 截断光束在非 Kolmogorov 湍流中的扩展区域[J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(1): 010102.
- [21] Huang Y P, Zeng A P. Effect of anisotropic non-Kolmogorov turbulence on the evolution behavior of Gaussian Schell-model vortex beams[J]. Optics Communications, 2019, 436: 63-68.
- [22] Toselli I. Introducing the concept of anisotropy at different scales for modeling optical turbulence[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2014, 31(8): 1868-1875.
- [23] Gudimetla V S, Holmes R B, Smith C, et al. Analytical expressions for the log-amplitude correlation function of a plane wave through anisotropic atmospheric refractive turbulence[J]. Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision, 2012, 29(5): 832-841.
- [24] Andrews L C, Phillips R L, Crabbs R, et al. Deep turbulence propagation of a Gaussian-beam wave in anisotropic non-Kolmogorov turbulence[J]. Proceedings of SPIE, 2013, 8874: 887402.
- [25] Peng X, Liu L, Cai Y, et al. Statistical properties of a radially polarized twisted Gaussian Schell-model beam in an underwater turbulent medium[J]. Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision, 2017, 34(1): 133-139.
- [26] Peng X F, Liu L, Yu J Y, et al. Propagation of a radially polarized twisted Gaussian Schell-model beam in turbulent atmosphere[J]. Journal of Optics, 2016, 18(12): 125601.
- [27] Liu L, Peng X F, Chen Y H, et al. Statistical properties of a radially polarized twisted Gaussian Schell-model beam in a uniaxial crystal[J]. Journal of Modern Optics, 2017, 64(7): 698-708.