

大气湍流中部分相干光束上行和下行传输偏振特性的比较

柯熙政 王姣

Comparison of polarization property of partially coherent beam between propagating along an uplink path and a downlink path in atmospheric turbulence

Ke Xi-Zheng Wang Jiao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 224204 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.224204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

牙齿组织光热动态特性仿真与试验研究

Simulation and experimental investigation of tooth tissue in photothermal radiometry dynamic response induced by modulated laser

物理学报.2015, 64(19): 194203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194203>

磁光克尔效应中的光子自旋分裂

Photon spin splitting in magneto-optic Kerr effect

物理学报.2015, 64(17): 174202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174202>

偏振光在非球形气溶胶中传输特性的 Monte Carlo 仿真

Simulation of radiation transfer properties of polarized light in non-spherical aerosol using Monte Carlo method

物理学报.2015, 64(9): 094201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094201>

利用非传统螺旋相位调控高阶涡旋光束的拓扑结构

Control of topological structure in high-order optical vortices by use of noncanonical helical phase

物理学报.2015, 64(3): 034204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034204>

基于递归T矩阵的离散随机散射体散射特性研究

Investigation of the scattering characteristics from discrete random scatterers based on recursive aggregate T-matrix algorithm

物理学报.2014, 63(15): 154202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.154202>

大气湍流中部分相干光束上行和下行传输偏振特性的比较*

柯熙政 王姣†

(西安理工大学自动化与信息工程学院, 西安 710048)

(2015年6月2日收到; 2015年6月26日收到修改稿)

以部分相干的电磁高斯-谢尔模型 (electromagnetic Gaussian-Schell model, EGSM) 光束为研究对象, 根据相干和偏振的统一理论以及随机光束的 Stokes 参量, 推导出 EGSM 光束在大气湍流中斜程传输时的偏振度 (degree of polarization, DoP) 和偏振方向角的表达式, 研究了大气湍流中上行和下行传输时 EGSM 光束偏振特性的不同. 研究表明: 在相同条件下, EGSM 光束下行传输时整个光场 DoP 的分布比上行传输要集中; 下行传输时轴上点的 DoP 达到最大值所对应的传输距离长于上行传输. 可以看出, EGSM 光束沿下行路径传输时, 探测器可以接收更远距离处的波束传输信息.

关键词: 大气湍流, 偏振度, 偏振方向角, 上行和下行传输

PACS: 42.25.Dd, 42.25.Ja, 42.68.Bz, 42.25.Kb

DOI: 10.7498/aps.64.224204

1 引言

激光波束在大气湍流中传输特性的研究在遥感、目标跟踪和激光雷达成像等领域有着广泛的应用^[1,2]. 近年来, 学者们开始关注电磁束在大气湍流中传输时偏振特性的问题^[3-17]. 已有研究表明, 大气湍流中光束传输时偏振特性会出现不同程度的变化, 而这种变化与光源分量的相干性和湍流强度密切相关^[17].

1998年, Gori等^[3]提出了光束相干-偏振矩阵, 从时域上对空间点的偏振特性进行计算. 目前, 关于光束偏振特性的研究从交叉谱密度矩阵 (cross-spectral density matrix, CSDM) 入手, 使结果更加简单^[4-9]. 2003年, Wolf^[4]提出了相干和偏振的统一理论, 这对光束偏振特性的研究具有重大意义. 文献^[5-7]利用相干-偏振统一理论推导了

光束偏振度 (degree of polarization, DoP)、偏振方向角的公式, 分析了光束在自由空间传输时偏振态的变化. 2008年, 王涛等^[8]研究了大气湍流中电磁高斯-谢尔模型 (electromagnetic Gaussian-Schell model, EGSM) 光束传输时整个光场的 DoP. 2009年, Zhao等^[9]得出了 GSM 光束在自由空间中传输时偏振态不改变的条件. 2011年, 陈凯等^[10]对光的相干和偏振的研究进展情况进行了分析总结. 文献^[11-14]研究了部分相干 Airy 光束、厄米-高斯光束和脉冲光束在大气湍流中传输的偏振特性. 文献^[15, 16]对椭圆偏振涡旋光束和径向偏振光束传输时的偏振特性进行了研究. 值得进一步研究的是: 电磁光束在上行和下行传输时偏振特性是否相同, 大气湍流是如何影响光束偏振特性的机理等都是人们感兴趣的问题.

本文对光束经过大气湍流上行和下行传输时

* 国家自然科学基金 (批准号: 61377080, 60977054)、陕西省“13115”科技统筹计划 (批准号: 2011KTCQ01-31)、陕西省教育厅产业化培育基金 (批准号: 2010JC17)、西安市科技成果转化基金 (批准号: CX12165)、陕西省自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2013JQ8011)、陕西省教育厅科研计划 (批准号: 2013JK1104) 和江苏省省级前瞻性研究专项资金 (第三批) 项目 (批准号: BE2013088) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jiaolun216@163.com

偏振特性的变化进行比较研究. 以部分相干 EGSM 光束为模型, 推导光束在大气湍流中传输时 DoP 和偏振方向角的表达式, 分析上行和下行湍流对光束的 DoP 和偏振方向角的影响.

2 理论分析

2.1 交叉谱密度矩阵

由相干和偏振的统一理论^[4]可知, 光束的二阶相干偏振理论可以由电磁光束的 CSDM 来表示, 其形式^[4,5]为

$$\begin{aligned} \mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0) &\equiv W_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0) \\ &= \begin{bmatrix} W_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0) & W_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0) \\ W_{yx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0) & W_{yy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中, $W_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0) = \langle E_i(\mathbf{r}_1; 0) E_j^*(\mathbf{r}_2; 0) \rangle$, $i, j = x, y$, 其中, E_i 和 E_j 分别表示垂直于传输方向平面上的两个互相正交场, E_j^* 表示为 E_j 的复共轭, $\langle \cdot \rangle$ 表示统计平均值.

假设部分相干 EGSM 光束作为源场, 则在源平面 $z = 0$ 处的 CSDM^[9] 为

$$\begin{aligned} W_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0) &= A_i A_j B_{ij} \exp \left[- \left(\frac{r_1^2}{4\sigma_i^2} + \frac{r_2^2}{4\sigma_j^2} \right) \right] \\ &\quad \times \exp \left(- \frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2}{2\delta_{ij}^2} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

其中, 参数 A_i, A_j 为 x 和 y 方向上场的振幅; σ_i 和 σ_j 为 x 和 y 方向上光束束腰半径; δ_{ij} 是光束在平面 $z = 0$ 处的相干长度, 满足 $\delta_{ij} = \delta_{ji}$; 参数 B_{ij} 满足^[18]关系式:

$$B_{ij} = 1, \quad i = j; \quad |B_{ij}| \leq 1, \quad i \neq j; \quad B_{ij} = B_{ji}^*. \quad (3)$$

在大气湍流中 EGSM 光束从源平面 $z = 0$ 传输到接收平面 $z > 0$ 处, 由广义 Huygens-Fresnel 原理^[19]可知, 在接收端光束的 CSDM 为

$$\begin{aligned} W_{ij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; z) &= A_i A_j B_{ij} \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \\ &\quad \times \exp \left[- \left(\frac{r_1^2}{4\sigma_i^2} + \frac{r_2^2}{4\sigma_j^2} \right) \right] \exp \left(- \frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2}{2\delta_{ij}^2} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\times \exp \left[\frac{ik}{2L} \left(|\boldsymbol{\rho}_1 - \mathbf{r}_1|^2 - |\boldsymbol{\rho}_2 - \mathbf{r}_2|^2 \right) \right] \\ &\times \langle \exp [\psi(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1) + \psi^*(\boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2)] \rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, z 是光束传输距离; $k = 2\pi/\lambda$ 为自由空间波数, λ 为波长; $\psi(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r})$ 是湍流介质的复随机扰动, $\langle \exp [\psi(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1) + \psi^*(\boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2)] \rangle$ 的表达式为

$$\begin{aligned} &\langle \exp [\psi(\boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1) + \psi^*(\boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2)] \rangle \\ &= \exp \left[- \frac{1}{2} D_\psi(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

其中, $D_\psi(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ 是波结构函数, 斜程传输时可表示为^[20]

$$\begin{aligned} D_\psi(\mathbf{P}, \mathbf{Q}, z) &= 8\pi^2 k^2 \sec \eta \int_{h_0}^H \int_0^\infty \kappa \phi_n(\kappa, h) \{ 1 \\ &\quad - J_0 [(1 - \xi)\mathbf{P} + \xi\mathbf{Q} | \kappa] \} d\kappa dh, \end{aligned} \quad (6)$$

式中, J_0 是第一类零阶贝塞尔函数, η 为天顶角, $\phi_n(\kappa, h)$ 代表湍流介质的折射率谱密度函数. 对(6)式化简可得

$$\begin{aligned} D_\psi(\mathbf{P}, \mathbf{Q}, z) &= M_1 \mathbf{P}^2 + M_2 \mathbf{P} \cdot \mathbf{Q} + M_3 \mathbf{Q}^2, \quad (7) \\ \left\{ \begin{aligned} M_1 &= 2\pi^2 k^2 \sec \eta \int_{h_0}^H \int_0^\infty \phi_n(\kappa, h) \\ &\quad \times (1 - \xi)^2 \kappa^3 d\kappa dh, \\ M_2 &= 4\pi^2 k^2 \sec \eta \int_{h_0}^H \int_0^\infty \phi_n(\kappa, h) \\ &\quad \times (1 - \xi) \xi \kappa^3 d\kappa dh, \\ M_3 &= 2\pi^2 k^2 \sec \eta \int_{h_0}^H \int_0^\infty \phi_n(\kappa, h) \xi^2 \\ &\quad \times \kappa^3 d\kappa dh. \end{aligned} \right. \quad (8)$$

上行和下行的区别在于(8)式中 ξ 的不同, 上行 $\xi = 1 - (h - h_0)/(H - h_0)$, H 为接收端高度, h_0 是光源高度; 下行 $\xi = (h - h_0)/(H - h_0)$, H 为光源高度, h_0 是接收端高度. 对于 $\phi_n(\kappa, h)$, 文中采用修正的 von Karmon 谱^[20], 其表达式为

$$\begin{aligned} \phi_n(\kappa, h) &= 0.033 C_n^2(h) \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2) \\ &\quad \times (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6}, \end{aligned} \quad (9)$$

式中, $\kappa_m = 5.92/l_0$, $\kappa_0 \approx 2\pi/L_0$, l_0 和 L_0 分别代表湍流的内、外尺度; $C_n^2(h)$ 代表斜程大气折射率结构常数模型, 这里采用的是 ITU-R 在 2001 年所提出一种随高度变化的大气折射率结构常数模型,

表达式为

$$C_n^2(h) = 8.148 \times 10^{-56} v_{\text{RMS}}^2 h^{10} e^{-h/1000} + 2.7 \times 10^{-16} e^{-h/1500} + C_0 e^{-h/100}, \quad (10)$$

其中, $v_{\text{RMS}} = \sqrt{v_g^2 + 30.69v_g + 348.91}$ 是垂直路径风速, v_g 是近地面风速, 当地面风速未知时, v_g 近似为 2.8 m/s; C_0 是近地面大气结构常数, 即 $C_0 = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$.

将 (7) 式代入到 (4) 式中, 并令 $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, (4) 式可表示为

$$W_{ij}(\rho, \rho; z) = A_i A_j B_{ij} \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 \int d\mathbf{r}_c \int d\mathbf{r}_d \times \exp \left[- \left(\frac{1}{\alpha_{ij}^2} \mathbf{r}_c^2 + \frac{1}{\beta_{ij}} \mathbf{r}_c \mathbf{r}_d + \frac{1}{4\alpha_{ij}^2} \mathbf{r}_d^2 \right) \right] \times \exp \left(- \frac{\mathbf{r}_d^2}{2\delta_{ij}^2} \right) \exp \left[\frac{ik}{L} (\mathbf{r}_c \mathbf{r}_d - \rho \mathbf{r}_d) \right] \times \exp(-M_3 \mathbf{r}_d^2), \quad (11)$$

其中,

$$\mathbf{r}_c = \frac{1}{2} (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2), \quad \mathbf{r}_d = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad \frac{1}{\alpha_{ij}^2} = \frac{1}{4\sigma_i^2} + \frac{1}{4\sigma_j^2}, \quad \frac{1}{\beta_{ij}} = \frac{1}{4\sigma_i^2} - \frac{1}{4\sigma_j^2}.$$

因为二维高斯函数 $g(\rho) = e^{-a\rho^2}$ 的二维 Fourier 变换为

$$Ft\{g(\rho)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ax^2} e^{-i2\pi w_x x} dx \times \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ay^2} e^{-i2\pi w_y y} dy = \frac{\pi}{a} e^{-\frac{\pi^2 w^2}{a}}. \quad (12)$$

利用 (12) 式可以对 (11) 式中变量 r_c 和 r_d 依次进行积分求解, 表达式为

$$W_{ij}(\rho, \rho; z) = \frac{A_i A_j B_{ij}}{\Delta_{ij}^2} \exp \left(- \frac{\rho^2}{\Delta_{ij}^2 \cdot \alpha_{ij}^2} \right), \quad (13)$$

其中,

$$\Delta_{ij}^2 = 1 - \frac{2i}{k\beta_{ij}} z + \frac{1}{k^2} \left[\left(\frac{1}{\chi_{ij}^2} + M_3 \right) \frac{4}{\alpha_{ij}^2} - \frac{1}{\beta_{ij}^2} \right] z^2, \quad (14)$$

$$\frac{1}{\chi_{ij}^2} = \frac{1}{4\alpha_{ij}^2} + \frac{1}{2\delta_{ij}^2}. \quad (15)$$

2.2 光束的偏振特性

利用广义的 Stokes 参数 [21] 可以描述 DoP, 则接收端光束的 DoP 表达式为

$$P(\rho; z) = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} / S_0, \quad (16)$$

其中 Stokes 参数 S_0, S_1, S_2 和 S_3 可由接收端的 CDSM 获得, 即

$$\begin{aligned} S_0 &= W_{xx}(\rho, \rho; z) + W_{yy}(\rho, \rho; z), \\ S_1 &= W_{xx}(\rho, \rho; z) - W_{yy}(\rho, \rho; z), \\ S_2 &= W_{xy}(\rho, \rho; z) + W_{yx}(\rho, \rho; z), \\ S_3 &= i [W_{yx}(\rho, \rho; z) - W_{xy}(\rho, \rho; z)]. \end{aligned} \quad (17)$$

根据 (13) 和 (17) 式, 可得出接收平面 $z > 0$ 的 Stokes 参数分别为

$$\begin{aligned} S_0 &= \frac{A_x^2}{\Delta_{xx}^2} \exp \left(- \frac{\rho^2}{\Delta_{xx}^2 \cdot \alpha_{xx}^2} \right) + \frac{A_y^2}{\Delta_{yy}^2} \exp \left(- \frac{\rho^2}{\Delta_{yy}^2 \cdot \alpha_{yy}^2} \right), \\ S_1 &= \frac{A_x^2}{\Delta_{xx}^2} \exp \left(- \frac{\rho^2}{\Delta_{xx}^2 \cdot \alpha_{xx}^2} \right) - \frac{A_y^2}{\Delta_{yy}^2} \exp \left(- \frac{\rho^2}{\Delta_{yy}^2 \cdot \alpha_{yy}^2} \right), \\ S_2 &= \frac{A_x A_y B_{xy}}{\Delta_{xy}^2} \exp \left(- \frac{\rho^2}{\Delta_{xy}^2 \cdot \alpha_{xy}^2} \right) + \frac{A_y A_x B_{yx}}{\Delta_{yx}^2} \exp \left(- \frac{\rho^2}{\Delta_{yx}^2 \cdot \alpha_{yx}^2} \right), \\ S_3 &= i \left[\frac{A_y A_x B_{yx}}{\Delta_{yx}^2} \exp \left(- \frac{\rho^2}{\Delta_{yx}^2 \cdot \alpha_{yx}^2} \right) - \frac{A_x A_y B_{xy}}{\Delta_{xy}^2} \exp \left(- \frac{\rho^2}{\Delta_{xy}^2 \cdot \alpha_{xy}^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

由 (16) 和 (18) 式可得出接收平面上光束轴上点的 DoP 为

$$P(\rho = \mathbf{0}; z) = \frac{\sqrt{\left(\frac{A_x^2}{A_y^2} \frac{\Delta_{yy}^2}{\Delta_{xx}^2} - 1 \right)^2 + 4|B_{xy}|^2 \frac{A_x^2}{A_y^2} \frac{\Delta_{yy}^4}{\Delta_{xy}^2 \Delta_{yx}^2}}}{\frac{A_x^2}{A_y^2} \frac{\Delta_{yy}^2}{\Delta_{xx}^2} + 1}, \quad (19)$$

其中 $A_x^2/A_y^2 = I_x/I_y$ 为源偏振光强之比. 从 (19) 式可以看出, 接收平面光束轴上点的 DoP 只与 A_x^2/A_y^2 的比值有关, 而与单独的 A_x 和 A_y 没有直接关系.

2.3 光束的偏振方向角

方向角 $\theta_0(\rho; z)$ 是指椭圆偏振主轴和光振动 x 方向的夹角, 两相互正交的光束振动方向相对于光传输方向逆时针旋转, 方向角公式^[6]为

$$\theta_0(\rho; z) = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\text{Re} \left[\frac{A_x A_y B_{xy}}{\Delta_{xy}^2} \exp \left(-\frac{\rho^2}{\Delta_{xy}^2 \cdot \alpha_{xy}^2} \right) \right]}{\frac{A_x^2}{\Delta_{xx}^2} \exp \left(-\frac{\rho^2}{\Delta_{xx}^2 \cdot \alpha_{xx}^2} \right) - \frac{A_y^2}{\Delta_{yy}^2} \exp \left(-\frac{\rho^2}{\Delta_{yy}^2 \cdot \alpha_{yy}^2} \right)} \right), \quad (21)$$

其中 $\theta_0(\rho; z)$ 的范围是从 $-\pi/2$ 到 $\pi/2$.

3 数值计算分析

本文主要是对 EGSM 光束上行和下行传输时 DoP 以及偏振方向角的变化进行比较分析. 为了计算方便且在没有特别说明时, 取参数 $B_{ij} = 0.5 \exp(i\pi/4)$, $\delta_{xy} = \delta_{yx} = 0.025$ m, $\delta_{xx} = 0.02$ m, $\delta_{yy} = 0.01$ m, $\lambda = 650$ nm, $C_0 = 1.7 \times 10^{-14}$ m^{-2/3}, $H = 0.5$ km, $z = 10$ km, $l_0 = 0.01$ m, $L_0 = 10$ m. 其中相关长度 δ_{xy} 满足

$$\max\{\delta_{xx}, \delta_{yy}\} \leq \delta_{xy} \leq \min \left\{ \frac{\delta_{xx}}{|B_{xy}|^{0.5}}, \frac{\delta_{yy}}{|B_{xy}|^{0.5}} \right\},$$

天顶角 $\eta = \arccos(H/z)$.

3.1 偏振度的比较

根据 (16) 和 (18) 式, 对 EGSM 光束上行和下行传输到接收端时 DoP 的分布情况进行比较分析, 如图 1 和图 2 所示.

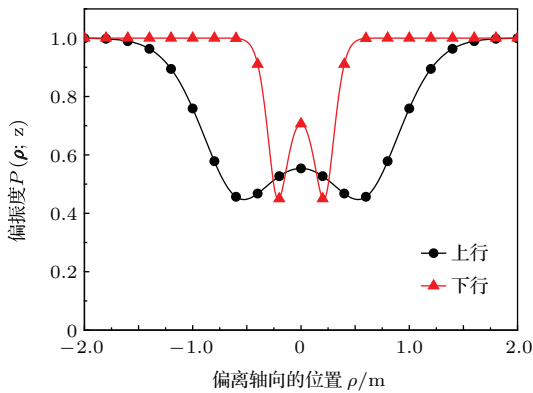


图 1 $\sigma_x = \sigma_y = 0.01$ m 时上行和下行传输中 DoP 的分布
Fig. 1. The DoP distribution of uplink and downlink propagation when $\sigma_x = \sigma_y = 0.01$ m.

$$\theta_0(\rho; z) = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\text{Re} [W_{xy}(\rho, \rho; z)]}{W_{xx}(\rho, \rho; z) - W_{yy}(\rho, \rho; z)} \right). \quad (20)$$

将 (13) 式代入到 (20) 式中, 可得

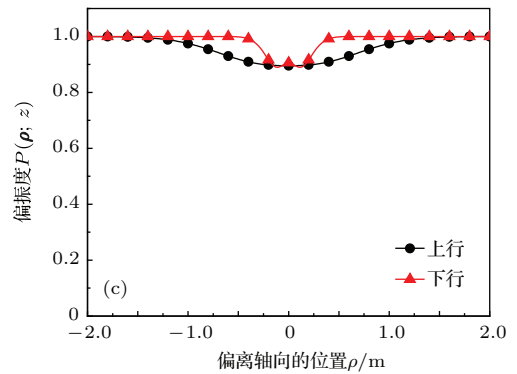
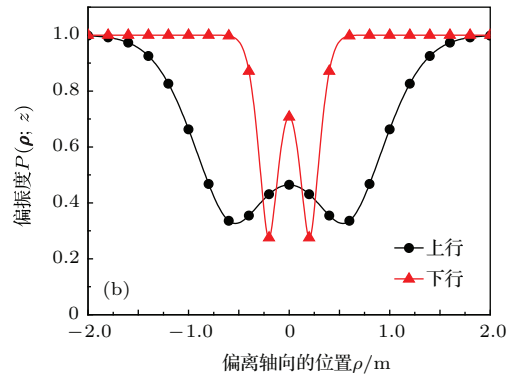
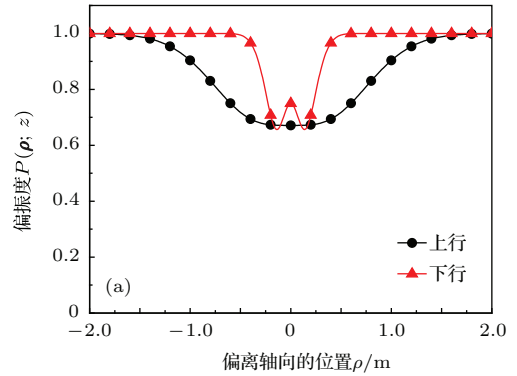


图 2 $\sigma_x = 0.01$ m, $\sigma_y = 0.02$ m 时上行和下行传输时 DoP 的分布 (a) $A_x/A_y = 1$; (b) $A_x/A_y = 2$; (c) $A_x/A_y = 1/2$

Fig. 2. The DoP distribution of uplink and downlink propagation when $\sigma_x = 0.01$ m, $\sigma_y = 0.02$ m: (a) $A_x/A_y = 1$; (b) $A_x/A_y = 2$; (c) $A_x/A_y = 1/2$.

图 1 和图 2 分别表示 σ_x, σ_y 相同和不同的情况下, 在传输距离 $z = 10 \text{ km}$ 处 EGSM 光束通过大气湍流上行和下行传输到接收端 DoP 的分布. 从图 1 和图 2 都可以看出, EGSM 光束下行传输时整个光场 DoP 的变化比上行传输要集中. 这是因为上行和下行传输的区别在于 (14) 式中的湍流项 M_3 , 而下行传输的 M_3 比上行传输的 M_3 要小, 因此, 相比于上行传输, 下行传输时接收端的 DoP 在偏离轴向上距离较小时就趋近于 1. 另外, 从图 1 可以看出, 在传输距离 $z = 10 \text{ km}$ 处, 不管是上行传输还是下行传输, 接收端 DoP 都是对着偏离轴向位置的增大先减小, 然后再增大并趋近于 1. 此结果与文献 [7] 中的图 3 相一致. 图 2 中不管源偏振振幅比 A_x/A_y 如何变化, EGSM 光束下行传输时整个光场 DoP 的变化都比上行传输要集中. 比较图 2(a)、图 2(b) 和图 2(c) 可知, 随着偏振轴向距离的增大, $A_x/A_y > 1$ 时 DoP 变化幅度比较大, 而当 $A_x/A_y < 1$ 时 DoP 变化幅度比较小, 几乎接收平面上每个点的 DoP 都接近于 1.

根据 (19) 式, 对 EGSM 光束上行和下行传输

到接收端时轴上点的 DoP 随传输距离的变化情况进行比较分析, 如图 3 和图 4 所示.

图 3 和图 4 分别表示在 σ_x, σ_y 相同和不同的情况下, EGSM 光束通过大气湍流上行和下行传输到接收端轴上点的 DoP 随传输距离的变化. 从图 3 和图 4 都可看出: 下行传输时 DoP 达到最大值所对应的传输距离要比上行传输时长; 在传输距离很短或很长时, 相同的 A_x/A_y 情况下, 上行和下行传输到接收端的 DoP 几乎相同. 其区别在于: 图 3 中, σ_x, σ_y 相同的情况下, 当传输距离较短或较长时, 由折射率引起的随机起伏可忽略, 因而远距离处的 DoP 又变回到接近于初始值, 且上行传输时光束 DoP 的保持要比下行传输时好. 而图 4 中, σ_x, σ_y 不同的情况下, 当传输距离较远时, DoP 虽然也趋近于某个值, 但不是初始值, 这是因为 EGSM 光束在 x, y 分量上的束腰半径不同, 即在传输过程中受湍流的影响不同, 则远距离处的 DoP 并没有变回到接近于初始值. 此结果与文献 [6] 中图 2 所得出的结果相一致.

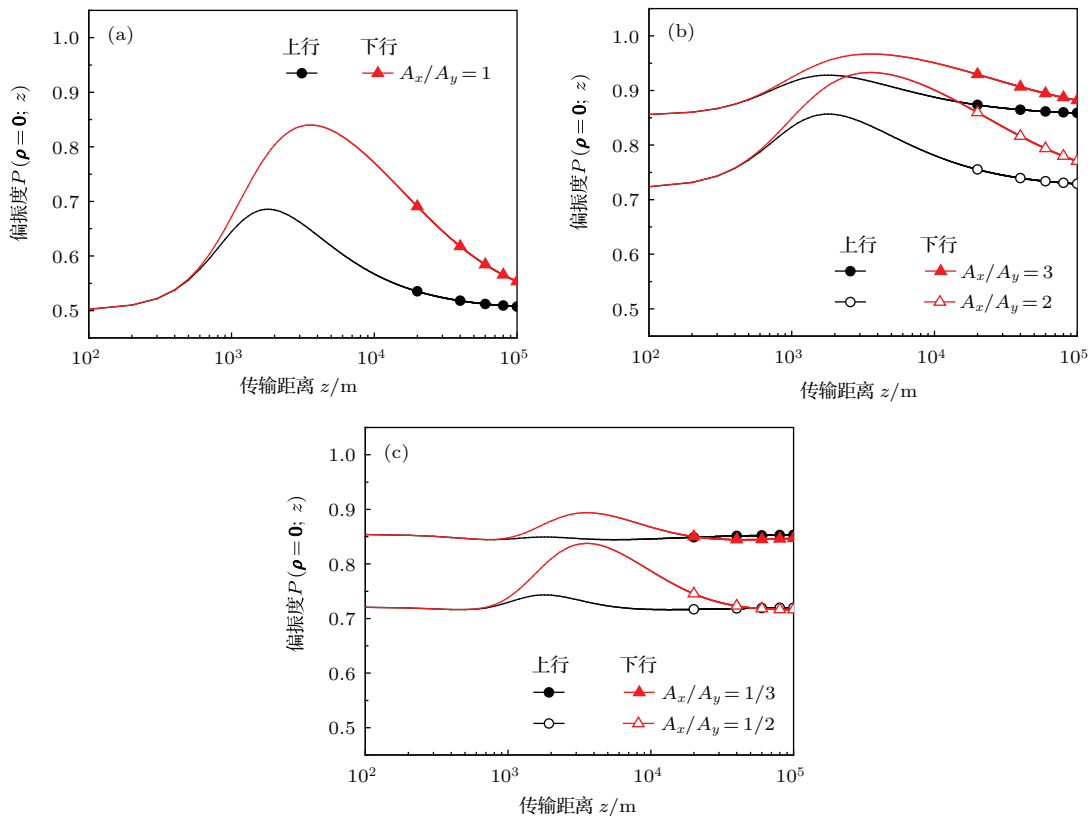


图 3 $\sigma_x = \sigma_y = 0.01 \text{ m}$ 时上行和下行传输时轴上点的 DoP 随传输距离的变化 (a) $A_x/A_y = 1$; (b) $A_x/A_y > 1$; (c) $A_x/A_y < 1$

Fig. 3. The axis point DoP of uplink and downlink propagation with propagation distance when $\sigma_x = \sigma_y = 0.01 \text{ m}$: (a) $A_x/A_y = 1$; (b) $A_x/A_y > 1$; (c) $A_x/A_y < 1$.

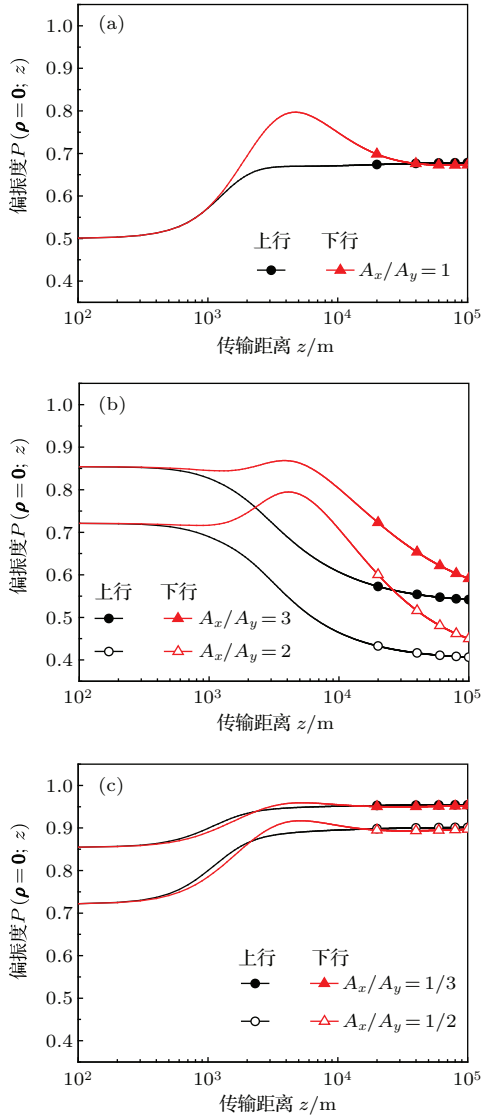


图4 $\sigma_x = 0.01$ m, $\sigma_y = 0.02$ m 时上行和下行传输时轴上点的 DoP 随传输距离的变化 (a) $A_x/A_y = 1$; (b) $A_x/A_y > 1$; (c) $A_x/A_y < 1$
 Fig. 4. The axis point DoP of uplink and downlink propagation with propagation distance when $\sigma_x = 0.01$ m, $\sigma_y = 0.02$ m: (a) $A_x/A_y = 1$; (b) $A_x/A_y > 1$; (c) $A_x/A_y < 1$.

3.2 偏振方向角的比较

根据 (21) 式, 对 EGSM 光束上行和下行传输到接收端时偏振方向角随传输距离的变化情况进行比较分析, 如图 5 和图 6 所示.

图 5 和图 6 分别表示在 σ_x, σ_y 相同和不同的情况下, EGSM 光束通过大气湍流上行和下行传输到接收端偏振方向角随传输距离的变化. 从图 5 和图 6 可以看出: 随着传输距离的增加, 下行传输时偏振方向角要比上行传输时变化得快; 在传输距离 100 m—1 km 范围内, 无论初始光斑是圆形还是椭

圆形, 偏振方向角几乎无变化; 在传输距离很远时, 上行和下行传输时偏振方向角几乎相同. 偏振方向角的变化与 DoP 的变化类似. 图 5 与图 3 类似, 在传输距离很远时, 偏振方向角与初始光束偏振方向角相同; 图 6 与图 4 类似, 虽然在很远传输距离时偏振方向角也趋于某一个值, 但不是初始值.

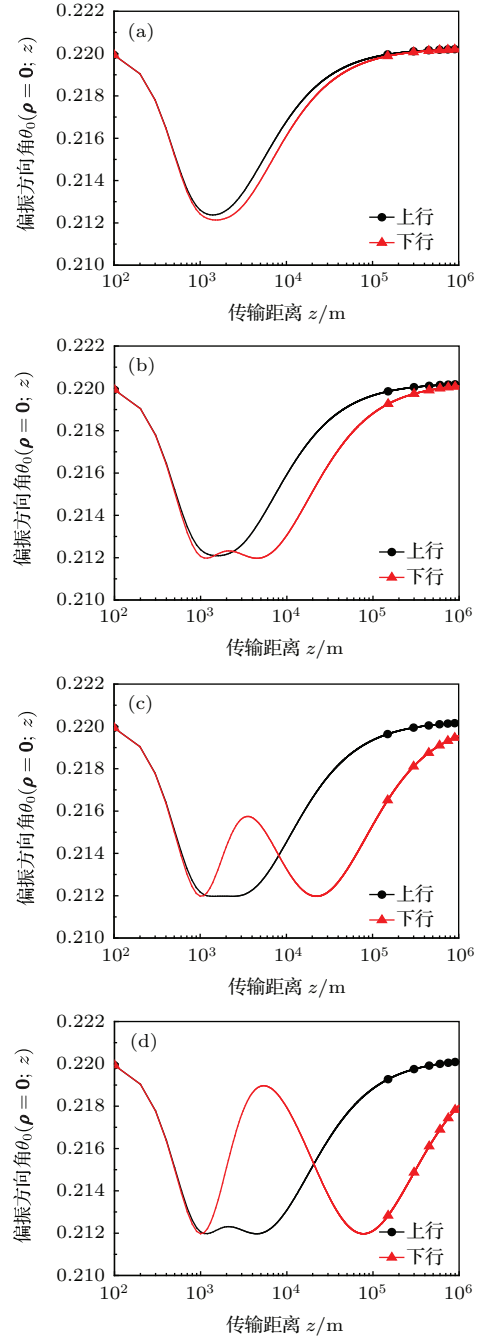


图5 $\sigma_x = \sigma_y = 0.01$ m 时上行和下行传输时方向角随传输距离的变化 (a) $H = 50$ m; (b) $H = 200$ m; (c) $H = 500$ m; (d) $H = 1000$ m
 Fig. 5. The direction angle of uplink and downlink propagation with propagation distance when $\sigma_x = \sigma_y = 0.01$ m: (a) $H = 50$ m; (b) $H = 200$ m; (c) $H = 500$ m; (d) $H = 1000$ m.

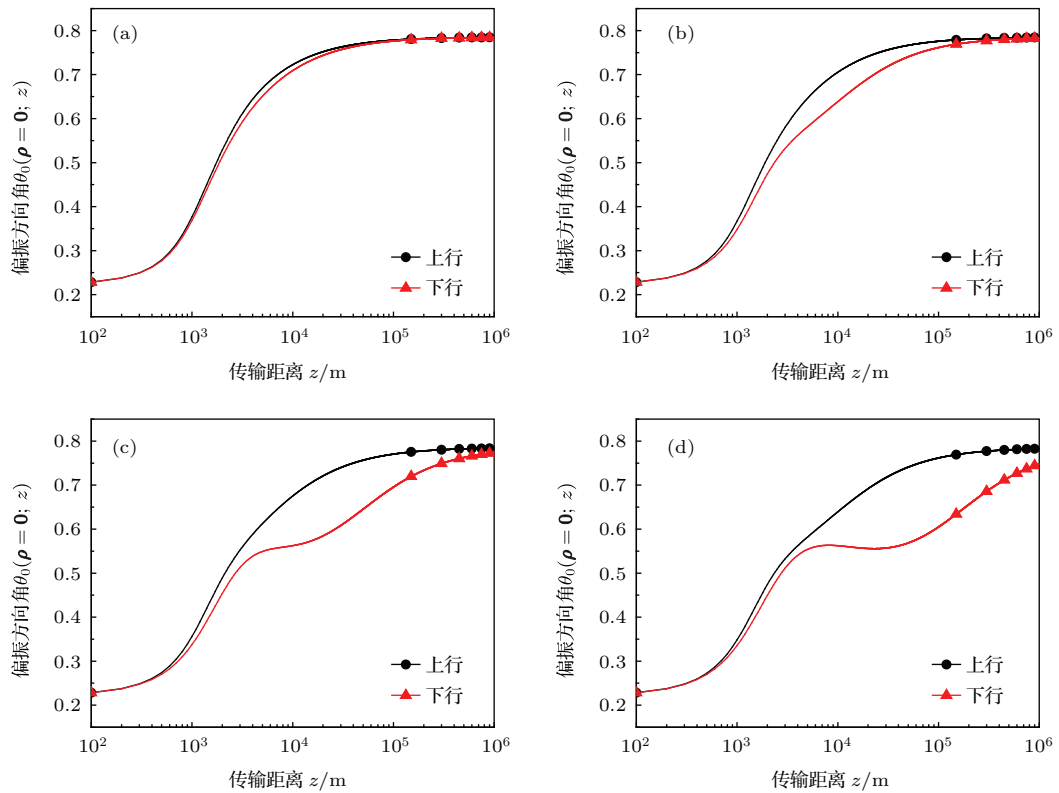


图6 $\sigma_x = 0.01$ m, $\sigma_y = 0.02$ m 时上行和下行传输时方向角随传输距离的变化 (a) $H = 50$ m; (b) $H = 200$ m; (c) $H = 500$ m; (d) $H = 1000$ m

Fig. 6. The direction angle of uplink and downlink propagation with propagation distance when $\sigma_x = 0.01$ m, $\sigma_y = 0.02$ m: (a) $H = 50$ m; (b) $H = 200$ m; (c) $H = 500$ m; (d) $H = 1000$ m.

4 结 论

本文从理论上对大气湍流中上行和下行传输时 DoP 和偏振方向角的变化进行比较分析, 推导了大气湍流中 EGSM 光束斜程传输时 DoP 和偏振方向角的表达式. 经数值模拟分析后, 得出如下结论:

- 1) 在相同条件下, 大气湍流中 EGSM 光束下行传输时接收端 DoP 的分布比下行传输时更集中;
- 2) 相比于上行传输, EGSM 光束在大气湍流中下行传输时轴上点的 DoP 达到最大值所对应的传输距离更长, 说明在下行传输时, 探测器可以接收更远距离处的波束传输信息;
- 3) 在大气湍流中, 随着接收高度的增加, 下行传输时偏振方向角比上行传输时变化得快, 但不管如何变化, 在传输距离很远时, 上行和下行传输到接收端的偏振方向角都趋于同一值.

综上所述, 本文解决了引言中提出的问题, 并对数值结果进行了分析. 文中所得到的结果对 EGSM 光束在大气湍流中斜程传输时信息的携带和传递方面的应用具有参考价值.

参考文献

- [1] Andrews L C, Phillips R L 2001 *Waves Random Media* **11** 233
- [2] Alvarez-Perez J L 2011 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **49** 426
- [3] Gori F, Santarsiero M, Vicalvi S, Borghi R, Guattari G 1998 *Pure Appl. Opt.* **7** 941
- [4] Wolf E 2003 *Phys. Lett. A* **312** 263
- [5] Salem M, Korotkova O, Dogariu A, Wolf E 2004 *Waves Random Media* **14** 513
- [6] Korotkova O, Wolf E 2005 *Opt. Commun.* **246** 35
- [7] Shirai T, Wolf E 2004 *J. Opt. Soc. Am. A* **21** 1907
- [8] Wang T, Pu J X, Chen Z Y, Shi L F 2008 *J. Huaqiao Univ.* **29** 198 (in Chinese) [王涛, 蒲继雄, 陈子阳, 石丽芬 2008 华侨大学学报 **29** 198]
- [9] Zhao X H, Yao Y, Sun Y X, Liu C 2009 *Opt. Express* **17** 17888
- [10] Chen K, Cao J Q, Lu Q S 2011 *Opt. Tech.* **37** 607 (in Chinese) [陈凯, 曹润秋, 陆启生 2011 光学技术 **37** 607]
- [11] Zhang L C, Yin X, Zhu Y 2014 *Optik* **125** 3272
- [12] Yang A L, Lin Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 204101 (in Chinese) [杨爱林, 林强 2014 物理学报 **63** 204101]
- [13] Gao M, Gong L, Wu P L 2014 *Optik* **125** 4860
- [14] Gao M, Li Y, Lü H, Gong L 2014 *Infrared Phys. Technol.* **67** 98
- [15] Ou J, Jiang Y S, He Y T 2015 *Opt. Laser Technol.* **67** 1

- [16] Chen S Y, Ding P F, Pu J X 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 134201 (in Chinese) [陈顺意, 丁攀峰, 蒲继雄 2015 物理学报 **64** 134201]
- [17] Li C Q, Wang T F, Zhang H Y, Xie J J, Liu L S, Guo J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 104201 (in Chinese) [李成强, 王挺峰, 张合勇, 谢京江, 刘立生, 郭劲 2014 物理学报 **63** 104201]
- [18] Gao M, Nan W N, Lü H, Ni J P 2013 *Acta Photon. Sin.* **42** 1107 (in Chinese) [高明, 南妮娜, 吕宏, 倪晋平 2013 光子学报 **42** 1107]
- [19] Wang S C H, Plonus M A 1979 *J. Opt. Soc. Am.* **69** 1297
- [20] Andrews L C, Phillips R L 2005 *Laser Beam Propagation Through Random Media* (Bellingham: SPIE Optical Engineering Press) pp671–680
- [21] Korotkova O, Wolf E 2004 *Opt. Lett.* **30** 198

Comparison of polarization property of partially coherent beam between propagating along an uplink path and a downlink path in atmospheric turbulence*

Ke Xi-Zheng Wang Jiao[†]

(School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

(Received 2 June 2015; revised manuscript received 26 June 2015)

Abstract

In this article, we take partially coherent electromagnetic Gaussian-Schell model (EGSM) beam as a research object. Based on the unified theory of coherence and polarization and the generalized Stokes parameters of random electromagnetic beams, the expressions of degree of polarization (DoP) and orientation angle of EGSM beam that propagates in the slant atmospheric turbulence, are derived. And the expressions are used to investigate the difference in polarization property of EGSM beam between propagating along an uplink path and a downlink path in the atmospheric turbulence. The results show that under the same conditions, the DoP distribution of EGSM beam propagating along a downlink path is more concentrated than that along an uplink path. When EGSM beam propagates along a downlink path, the maximum DoP corresponding to the propagation distance is larger than along an uplink. Therefore, when EGSM beam propagates along a downlink path, the detector can receive beam information at the longer distances.

Keywords: atmospheric turbulence, degree of polarization, direction angle of polarization, uplink and downlink propagation

PACS: 42.25.Dd, 42.25.Ja, 42.68.Bz, 42.25.Kb

DOI: 10.7498/aps.64.224204

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61377080, 60977054), the Shaanxi Province "13115" Science and Technology Planning, China (Grant No. 2011KTCQ01-31), the Education Department of Shaanxi Province Industrialization Development Fund, China (Grant No. 2010JC17), the Xi'an Science and Technology Achievement Transformation Fund, China (Grant No. CX12165), the Natural Science Basic Research Plan in Shaanxi Province, China (Grant No. 2013JQ8011), the Scientific Research Program Funded by Shaanxi Provincial Education Department, China (Grant No. 2013JK1104), and the Special Foundation for Jiangsu Provincial Prospective Research Plan (the third), China (Grant No. BE2013088).

[†] Corresponding author. E-mail: jiaolun216@163.com