

部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时的偏振特性*

杨爱林¹⁾ 林强^{1)2)†}

1) (浙江大学物理系光学研究所, 杭州 310027)

2) (浙江工业大学理学院, 杭州 310023)

(2014 年 4 月 11 日收到; 2014 年 5 月 23 日收到修改稿)

研究了部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时的偏振特性, 偏振保持度作为衡量偏振传输效果的一个重要参数. 结果表明: 部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输足够远时, 其偏振度会变回到初始值; 而在自由空间中传输, 光束的偏振度会保持在某一个特定值; 在湍流大气中, 当光束传输距离不是很远时, 光束对称轴上的偏振度分布为 Airy 函数, 但是当传输足够远时, 该偏振度分布逐渐趋向于类高斯状; 光束的束腰半径越大, 相干长度越长, 越有利于光束传输后偏振的保持; 存在一个指数截断因子, 使得光束的偏振保持度很差. 这些结论对于 Airy 光束在通信领域中的应用具有重要的意义.

关键词: 湍流大气, 偏振度, 相干度

PACS: 41.20.Jb, 42.25.Ja, 42.25.Kb, 42.68.Bz

DOI: 10.7498/aps.63.204101

1 引言

激光在湍流大气中的传输是一个具有重要学术价值和实际应用价值的研究方向^[1,2]. 由于在随机介质中光传输问题的复杂性, 常常需要使用简化的物理模型. 理论研究得到的结果对实际应用有重要的指导作用. 近年来, 很多科研工作者对光束偏振态的研究有着浓厚的兴趣^[3-6]. 在实际应用中, 完全相干的激光是不存在的, 因此研究部分相干光束也非常必要. 对部分相干部分偏振的矢量电磁光束通过任意介质包括光学系统传输的特性已进行了大量的研究, 并取得了丰硕的成果. 光束的偏振特性是实验中一个重要参数, 这是由于光束的偏振直接决定激光与原子的跃迁方式, 这在光与原子相互作用时尤其重要, 目前被广泛用于原子钟频标, 磁场测量, 冷原子等研究领域. Wolf 团队对部分相干部分偏振电磁场的偏振特性的传输规律做了大

量研究, 如偏振光学中基本概念、理论的探索^[7,8], 光束的光谱相干度与偏振度之间的相互影响关系^[9], 部分相干部分偏振电磁场在自由空间、大气湍流等介质中传输时光束偏振特性的变化规律等^[10]. 近年来, 我国科研工作者也进行了一些关于光束偏振特性的研究, 如李成强等^[11]研究了高斯光束参数及湍流对光束传输时偏振特性的影响.

Airy 光束自从被提出以来^[12], 由于其具有自恢复^[13]、低闪耀因子^[14]、质心位置稳定^[15]等优点而被广泛研究. 尤其是自从 2007 年 Siviloglou 等^[16]首先在实验上实现了 Airy 光束, 人们对 Airy 光束以及可能的应用产生了浓厚的兴趣. 随后, Ellenbogen 等^[17]利用高斯光束二次谐波经过非对称光晶体中产生了 Airy 光束, 这种在非线性晶体中得到的 Airy 光束有望实现光学开关, 并且通过参量下转换很容易扩展到量子光学领域; 蒲继雄小组^[18]进行了部分相干 Airy 光束短距离传输实

* 国家自然科学基金 (批准号: 61475139)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB329501) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 2012FZA3001) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: qlin@zju.edu.cn

验; 储修祥^[19]研究了 Airy 光束传输时螺旋相位的演化; Ji 等^[20]研究了 Airy 光束通过湍流大气后的均方根束宽与质心位置的变化, 以及光束功率对光强分布的影响; Nelson 等^[21]研究了 Airy 光束在湍流大气中功率、束腰的变化; Li 等^[22]最近在实验上研究了螺旋自聚焦 Airy 光束的非经典光涡旋特性. 光束的极化、相位和频率作为信息载体, 可以用来进行编码通信传输^[23], 因此, 研究大气传输中光束的偏振特性在对于通信非常重要.

本文主要研究相干 Airy 光束在大气中传输时不同的光束参数对偏振特性变化的影响. 具体研究了部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时光束参数(束宽, 相干长度, 指数截断因子)不同对光束偏振度的影响. 本文所得结果深化了对 Airy 光束在湍流大气中传输时偏振特性的认识, 对如何更有效地控制和应用 Airy 光束具有实际意义.

2 理论模型

Airy 光束在入射面 $z = 0$ 处的场分布可以表示为^[20]

$$U(\boldsymbol{\rho}, z = 0) = \text{Ai}\left(\frac{\rho_x}{w_0}\right) \exp\left(\frac{a\rho_x}{w_0}\right) \text{Ai}\left(\frac{\rho_y}{w_0}\right) \exp\left(\frac{a\rho_y}{w_0}\right), \quad (1)$$

其中 $\boldsymbol{\rho} = (\rho_x, \rho_y)$ 为二维位置矢量, w_0 为束宽参数, a 为指数截断因子. 利用 (1) 式, 可以得到部分相干 Airy 光束在 $z = 0$ 面的交叉谱密度函数为

$$\begin{aligned} W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z = 0) &= \text{Ai}\left(\frac{\rho_{1x}}{w_0}\right) \exp\left(\frac{a\rho_{1x}}{w_0}\right) \text{Ai}\left(\frac{\rho_{2x}}{w_0}\right) \\ &\times \exp\left(\frac{a\rho_{2x}}{w_0}\right) \exp\left(-\frac{\rho_{1x}^2 + \rho_{2x}^2 - 2\rho_{1x}\rho_{2x}}{\sigma_c^2}\right) \\ &\times \text{Ai}\left(\frac{\rho_{1y}}{w_0}\right) \exp\left(\frac{a\rho_{1y}}{w_0}\right) \text{Ai}\left(\frac{\rho_{2y}}{w_0}\right) \exp\left(\frac{a\rho_{2y}}{w_0}\right) \\ &\times \exp\left(-\frac{\rho_{1y}^2 + \rho_{2y}^2 - 2\rho_{1y}\rho_{2y}}{\sigma_c^2}\right), \quad (2) \end{aligned}$$

其中 σ_c 为光束在 $z = 0$ 处空间相关长度.

由广义惠更斯-菲涅耳原理^[7], 在 z 平面处 Airy 光束的交叉谱密度函数为

$$\begin{aligned} W(\boldsymbol{\rho}'_1, \boldsymbol{\rho}'_2, z) &= \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\boldsymbol{\rho}_1 \\ &\times d^2\boldsymbol{\rho}_2 W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, 0) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\times \exp\left\{\frac{ik}{2z}[(\boldsymbol{\rho}'_1 - \boldsymbol{\rho}_1)^2 - (\boldsymbol{\rho}'_2 - \boldsymbol{\rho}_2)^2]\right\} \\ &\times \langle \exp[\psi(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}'_1) + \psi^*(\boldsymbol{\rho}_2, \boldsymbol{\rho}'_2)] \rangle_m, \quad (3) \end{aligned}$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$, λ 为激光波长, $\langle \rangle_m$ 表示系综统计平均, $*$ 表示复共轭. 其中 $\langle \rangle_m$ 项使用 Rytov 相位结构函数的平方近似, 可以表示为^[24]

$$\begin{aligned} &\langle \exp[\psi(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}'_1) + \psi^*(\boldsymbol{\rho}_2, \boldsymbol{\rho}'_2)] \rangle_m \\ &\approx \exp\left\{-\frac{1}{\rho_0^2}[(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2 + (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}'_2) \right. \\ &\quad \left. \times (\boldsymbol{\rho}'_1 - \boldsymbol{\rho}'_2) + (\boldsymbol{\rho}'_1 - \boldsymbol{\rho}'_2)^2]\right\}, \quad (4) \end{aligned}$$

这里 $\rho_0 = (0.545C_n^2 k^2 z)^{-3/5}$ 为球面波在湍流大气中传输的相关长度, 其中 C_n^2 为大气折射率结构常数. 这个湍流统计模型被证明是一种非常好的近似, 对强湍流和弱湍流情况都适用^[25]. 将 (4) 式代入 (3) 式, 令 $\boldsymbol{\rho}'_1 = \boldsymbol{\rho}'_2 = \boldsymbol{\rho}'$, 并且将 $W(\boldsymbol{\rho}', \boldsymbol{\rho}', z)$ 进行 x, y 方向变量分离, 即可得

$$\begin{aligned} W(\boldsymbol{\rho}', \boldsymbol{\rho}', z) &= W(\rho'_x, \rho'_x, z) W(\rho'_y, \rho'_y, z) \\ &= \frac{k}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_{1x} d\rho_{2x} W(\rho_{1x}, \rho_{2x}, 0) \\ &\times \exp\left\{\frac{ik}{2z}[(\rho'_x - \rho_{1x})^2 - (\rho'_x - \rho_{2x})^2]\right\} \\ &\times \langle \exp[\psi(\rho_{1x}, \rho'_x) + \psi^*(\rho_{2x}, \rho'_x)] \rangle_m \\ &\times \frac{k}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_{1y} d\rho_{2y} W(\rho_{1y}, \rho_{2y}, 0) \\ &\times \exp\left\{\frac{ik}{2z}[(\rho'_y - \rho_{1y})^2 - (\rho'_y - \rho_{2y})^2]\right\} \\ &\times \langle \exp[\psi(\rho_{1y}, \rho'_y) + \psi^*(\rho_{2y}, \rho'_y)] \rangle_m. \quad (5) \end{aligned}$$

通过积分计算, 将两个二重积分化简为两个一重积分进行计算.

$$\begin{aligned} I(\boldsymbol{\rho}', z) &= W(\boldsymbol{\rho}', \boldsymbol{\rho}', z) \\ &= W(\rho'_x, \rho'_x, z) W(\rho'_y, \rho'_y, z), \quad (6) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} W(\rho'_x, \rho'_x, z) &= \frac{k}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_{2x} \sqrt{-\frac{\pi}{b_3}} \text{Ai}\left(\frac{b_1}{2b_3 w_0}\right. \\ &\quad \left.- \frac{1}{2b_3 w_0 b_2} + \frac{1}{16b_3^2 w_0^4}\right) \exp\left(-\frac{b_1^2}{4b_3}\right. \\ &\quad \left.+ \frac{b_1}{2b_3 b_2} - \frac{1}{4b_3 b_2^2} + \frac{1}{8b_3^2 w_0^3 b_2} - \frac{b_1}{8b_3^2 w_0^3}\right. \\ &\quad \left.- \frac{1}{96b_3^2 w_0^6}\right) \exp\left(\frac{ik\rho_x'^2}{2z}\right) \exp\left(-\frac{\rho_x'^2}{\delta^2}\right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \exp\left[\frac{ik(\rho_x'^2 - \rho_{2x})^2}{2z}\right] \text{Ai}\left(\frac{\rho_{2x}}{w_0}\right) \\ & \times \exp\left(\frac{a\rho_{2x}}{w_0}\right); \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} & W(\rho_y', \rho_y', z) \\ & = \frac{k}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_{2y} \sqrt{-\frac{\pi}{c_3}} \text{Ai}\left(\frac{c_1}{2c_3 w_0}\right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{2c_3 w_0 c_2} + \frac{1}{16c_3^2 w_0^4}\right) \exp\left(-\frac{c_1^2}{4c_3}\right. \\ & \quad \left. + \frac{c_1}{2c_3 c_2} - \frac{1}{4c_3 c_2^2} + \frac{1}{8c_3^2 w_0^3 c_2} - \frac{c_1}{8c_3^2 w_0^3}\right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{96c_3^2 w_0^6}\right) \exp\left(\frac{ik\rho_y'^2}{2z}\right) \exp\left(-\frac{\rho_{2y}^2}{\delta^2}\right) \\ & \quad \times \exp\left[-\frac{ik(\rho_y'^2 - \rho_{2y})^2}{2z}\right] \\ & \quad \times \text{Ai}\left(\frac{\rho_{2y}}{w_0}\right) \exp\left(\frac{a\rho_{2y}}{w_0}\right), \end{aligned} \quad (7b)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\delta^2} & = \frac{1}{\rho_0^2} + \frac{1}{\sigma_0^2}, \quad b_1 = \frac{ik\rho_x'}{z}, \\ b_2 & = \frac{1}{\frac{a}{w_0} + \frac{2\rho_{2x}}{\delta^2}}, \quad b_3 = \frac{ik}{2z} - \frac{1}{\delta^2}, \quad c_1 = \frac{ik\rho_y'}{z}, \\ c_2 & = \frac{1}{\frac{a}{w_0} + \frac{2\rho_{2y}}{\delta^2}}, \quad c_3 = \frac{ik}{2z} - \frac{1}{\delta^2}. \end{aligned} \quad (7c)$$

(6) 式即为 Airy 光束的传输光强.

为了研究 z 平面上光束的偏振度, 引入光束相干偏振矩阵, 其形式为 [8]

$$\begin{bmatrix} W_{xx}(\rho_1', \rho_2') & W_{xy}(\rho_1', \rho_2') \\ W_{yx}(\rho_1', \rho_2') & W_{yy}(\rho_1', \rho_2') \end{bmatrix}, \quad (8)$$

其中

$$W_{xx}(\rho_1', \rho_2') = \gamma_{xx} U_x(\rho_1') U_x(\rho_2'), \quad (9a)$$

$$W_{yy}(\rho_1', \rho_2') = \gamma_{yy} U_y(\rho_1') U_y(\rho_2'), \quad (9b)$$

$$\begin{aligned} W_{xy}(\rho_1', \rho_2') & = \gamma_{xy} U_x^*(\rho_1') U_x(\rho_2') \\ & = W_{yx}^*(\rho_1', \rho_2'), \end{aligned} \quad (9c)$$

式中, * 表示复共轭; γ_{ij} 表示在相同点处两个偏振分量归一化的互相关系数 [26], $i, j = x, y$, 其绝对值变化范围为 $0 \leq |\gamma_{ij}| \leq 1$, 0 和 1 分别对应完全非相关和完全相关的情况.

光束在 z 点的偏振度可以表示为 [8]

$$P(\rho', z) = \sqrt{1 - \frac{4 \det[\widehat{W}(\rho', \rho', z)]}{\{\text{trace}[\widehat{W}(\rho', \rho', z)]\}^2}}, \quad (10)$$

其中 $\det[\mathbf{W}]$ 和 $\text{trace}[\mathbf{W}]$ 分别为矩阵 \mathbf{W} 的行列式和迹. 矢量矩阵交叉谱函数 $W_{ij}(\rho_1', \rho_2')$ 可以通过标量交叉谱函数 $W(\rho_1', \rho_2')$ 得到 [27], 通过 (6) 式可以得到 $W_{ij}(\rho', \rho', z)$ 的表达式为

$$\begin{aligned} & W_{ij}(\rho', \rho', z) \\ & = \frac{k}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_{2y} \sqrt{-\frac{\pi}{c_{3ij}}} \\ & \quad \times \text{Ai}\left(\frac{b_{1ij}}{2b_{3ij} w_0} - \frac{1}{2b_{3ij} w_0 b_{2ij}} + \frac{1}{16b_{3ij}^2 w_0^4}\right) \\ & \quad \times \exp\left(-\frac{b_{1ij}^2}{4b_{3ij}} + \frac{b_{1ij}}{2b_{3ij} b_{2ij}} - \frac{1}{4b_{3ij} b_{2ij}^2}\right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{8b_{3ij}^2 w_0^3 b_{2ij}} - \frac{b_{1ij}}{8b_{3ij}^2 w_0^3}\right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{96b_{3ij}^2 w_0^6}\right) \exp\left(\frac{ik\rho_x'^2}{2z}\right) \\ & \quad \times \exp\left(-\frac{\rho_{2y}^2}{\delta^2}\right) \exp\left[-\frac{ik(\rho_x'^2 - \rho_{2x})^2}{2z}\right] \\ & \quad \times \text{Ai}\left(\frac{\rho_{2x}}{w_0}\right) \exp\left(\frac{a\rho_{2x}}{w_0}\right) \\ & \quad \times \frac{k}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_{2y} \sqrt{-\frac{\pi}{c_{3ij}}} \\ & \quad \times \text{Ai}\left(\frac{c_{1ij}}{2c_{3ij} w_0} - \frac{1}{2c_{3ij} w_0 c_{2ij}} + \frac{1}{16c_{3ij}^2 w_0^4}\right) \\ & \quad \times \exp\left(-\frac{c_{1ij}^2}{4c_{3ij}} + \frac{c_{1ij}}{2c_{3ij} c_{2ij}} - \frac{1}{4c_{3ij} c_{2ij}^2}\right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{8c_{3ij}^2 w_0^3 c_{2ij}} - \frac{c_{1ij}}{8c_{3ij}^2 w_0^3}\right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{96c_{3ij}^2 w_0^6}\right) \exp\left(\frac{ik\rho_y'^2}{2z}\right) \\ & \quad \times \exp\left(-\frac{\rho_{2y}^2}{\delta_{ij}^2}\right) \exp\left[-\frac{ik(\rho_y'^2 - \rho_{2y})^2}{2z}\right] \\ & \quad \times \text{Ai}\left(\frac{\rho_{2y}}{w_0}\right) \exp\left(\frac{a\rho_{2y}}{w_0}\right), \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} \frac{1}{\delta_{ij}^2} & = \frac{1}{\rho_0^2} + \frac{1}{\sigma_{0ij}^2}, \quad b_{1ij} = \frac{ik\rho_x'}{z}, \\ b_{2ij} & = \frac{1}{\frac{a}{w_0} + \frac{2\rho_{2x}}{\delta_{ij}^2}}, \quad b_{3ij} = \frac{ik}{2z} - \frac{1}{\delta_{ij}^2}, \\ c_{1ij} & = \frac{ik\rho_y'}{z}, \quad c_{2ij} = \frac{1}{\frac{a}{w_0} + \frac{2\rho_{2y}}{\delta_{ij}^2}}, \\ c_{3ij} & = \frac{ik}{2z} - \frac{1}{\delta_{ij}^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

将 (11) 式代入 (10) 式即得到部分相干 Airy 光

束传输偏振度的变化公式. 为了直观地描述光束传输时偏振被影响的大小程度, 我们引入偏振保持度这个参数, $\kappa = \frac{P_{out}}{P_{in}}$, 其中 P_{out} 为光束在接收处偏振度, P_{in} 为初始偏振度, 该值衡量接收面 (z) 偏振度与发射面 ($z = 0$) 偏振度的一致程度, 很显然 κ 越接近 1 意味着光束传输过程中偏振变化越小, 这对于信号的无误传输非常重要. 利用 (10) 和 (11) 式, 我们可以通过数值模拟计算研究 Airy 光束在湍流大气中的传输、不同的光束参数对偏振保持度的影响. 在下一节中, 我们将讨论 Airy 光束用于通信时, 如何选择更合适的光束参数. 这些研究对激光空间通信等具有重要应用价值.

3 数值模拟

选择波长为 800 nm 的激光进行模拟计算. 首先该波段附近是一个良好的大气窗口, 大气对该波段的光子吸收很少, 这对于远距离传输尤其重要. 其次, 该波段附近的探测器技术也非常成熟, 光电转化效率很高, 而且硅材料的探测器在 800 nm 附近的等效噪声非常小, 这些因素决定了该波段作为大气信号通信非常有优势. 而且该波段附近有非常多的商用激光器可供选择.

由于 Airy 光束在传输过程中主峰位置随着传输距离的增加会有微小移动, 研究光束的偏振时, 选择光束截面上特征点作为研究对象是一个首先要确定的问题. 为此, 我们首先研究传输距离分别为 $z = 1, 2, 3$ km 处光束 $\rho'_x = \rho'_y$ 上各点偏振度分布, 如图 1 所示, 其他参数为, $\lambda = 800$ nm, $\sigma_{0xx} = \sigma_{0yy} = 1$ cm, $\sigma_{0xy} = 2$ cm, $\gamma_{xx} = \gamma_{yy} = 0.5$, $\gamma_{xy} = 0.1$, $w_0 = 3$ cm, $a = 0.1$, $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $P_{in} = 0.2$. 可以看到, 当传输距离较短时, 如 $z = 1$ km, $\rho'_x = \rho'_y$ 上各点的偏振度分布是 Airy 函数, 这是由于传输距离较小时, 光强分布还具有 Airy 函数分布; 随着距离的增加, 逐渐演化为一个类高斯状分布, 如 $z > 2$ km, 说明此时光强分布已经演化为一个类高斯分布. 由图 1 可以看出, $\rho'_x = \rho'_y = 0$ 点始终可以看作光束光截面上一个重要的参考点, 因此随着光束的传输, 选择 $\rho'_x = \rho'_y = 0$ 点作为光束的偏振研究是合适的.

图 2 为部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时, 在不同湍流强度下, Airy 光束主瓣上 ($\rho'_x = \rho'_y = 0$) 的偏振度随着传输距离的变化, 其余参数与图 1 相同. 由图 2 可见, 在初始阶段, 如

$z < 200$ m, 随着光束传输距离的增加, 光束的偏振度几乎不变. 然后偏振度会随着 z 的增加而增加, 最后在湍流大气中当光束传输足够远时, 偏振度又会回到初始值. 而在自由空间里, 偏振度达到某一特定值后会保持不变, 如图 1 所示, 偏振度保持在 0.59. 即, 当传输足够远时,

$$\kappa_{\text{freespace}} = \frac{P_{out}}{P_{in}} = 2.95, \kappa_{\text{turbulence}} \sim 1.$$

因此, 光束在湍流大气中传输, 由于湍流的影响, 光束偏振保持度反而比在自由空间中传输时好, 这对于利用激光在湍流大气中通信是非常重要的. 该结论与以前对不同光束的研究结果相互印证 [28].

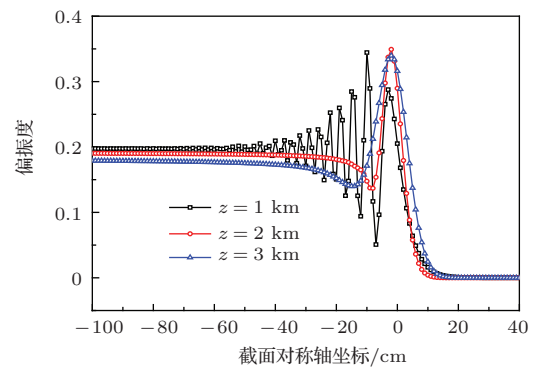


图 1 不同传输距离时光截面坐标轴上偏振度 P_{out} 分布

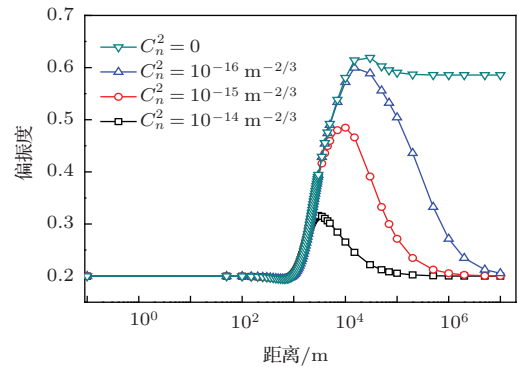


图 2 不同湍流强度时光束偏振度 P_{out} 随着传输距离的变化

由于激光在湍流大气中传输时光束会被扩展, 如果传输的距离很远, 光束到达接收端面也变得很大 [20], 此时, 如果利用大面积探测器或者通过聚焦将光束会聚到探测器上, 也会导致大量的噪声. 实际情况往往是接收系统尺寸不可能无限制地提高, 接收端信号光斑过大而接收系统有限会导致信号的几何损耗. 因此, 在以下的数值模拟中, 我们均采用 3 km 以下的传输距离.

图 3 为不同相干长度的光束通过不同的传输距离 $z = 1, 2, 3$ km 后 Airy 光束主瓣 $\rho'_x = \rho'_y = 0$

点偏振度的变化, 其余参数与图 1 相同. 由图 3 可知, 随着传输距离的增加, 偏振度增加. 光束的相干性越好, 光束在传输过程中偏振度的变化越小. 当 $\sigma_{0xx} = \sigma_{0yy} = 100$ mm, $\sigma_{0xy} = 200$ mm, 光束传输 3 km 后, 偏振度为 0.2017, 而 $\sigma_{0xx} = \sigma_{0yy} = 0.1$ mm, $\sigma_{0xy} = 0.2$ mm, 偏振度为 0.7985, 偏振保持度 $\kappa_{\text{turbulence}}$ 分别为 1.0085 和 3.9925. 这说明选择激光参数时, 大的相干长度可以使偏振保持度更好, 更适合于通信等应用.

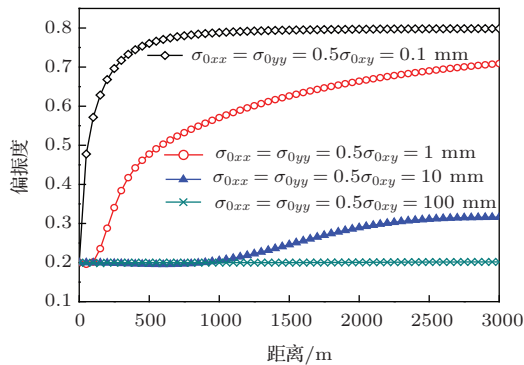


图 3 不同相干长度时光束偏振度 P_{out} 随着传输距离的变化

图 4 为不同束腰的光束时 Airy 光束主瓣 ($\rho'_x = \rho'_y = 0$) 的偏振度随传输距离的变化, 其余参数与图 1 相同. 从图 4 可以看出, 光束的束腰越大, 偏振度变化越小, 传输时对环境影响的抵抗越强. 图中 $w_0 = 1$ cm 时, 随着传输距离的增加, 如 $z > 1100$ m, 偏振度反而随着传输距离的增加而减小, 这是由于随着传输距离的增加, 当光束束腰非常小时, 与束腰因素对光束的影响相比, 光束偏振的其他影响因素, 如 σ_{0xx} , σ_{0xy} , a 等对 $W_{ij}(\rho', \rho', z)$ 作用远远小于束腰的影响, 此时, 光束的偏振度仅仅与 γ_{ij} 有关. 虽然光束的偏振度越来越接近初始值, 但是根据已经有的研究, 此时的光束质量会变得很差, 即光束扩散得非常厉害 [20], 并不适合于实际应用. 基于这种缘故, 此时当随着传输距离的增加, 偏振度先增加后减小的情况, 仅仅从偏振度上考虑, 是变好的趋势, 但是我们并不认为是一种更适合通信应用的情况. 光束传输 3 km 时, 束腰分别为 3, 5 和 10 cm 时, 偏振度分别为 0.316, 0.271 和 0.207, 相应的偏振保持度 $\kappa_{\text{turbulence}}$ 为 1.580, 1.355 和 1.035. 因此, 我们可以得到结论: 大束腰的光束更适合实际的通信应用.

图 5(a) 为不同指数截断因子 a 值时的光束, Airy 光束主瓣 $\rho'_x = \rho'_y = 0$ 偏振度随传输距离增加的变化, 其余参数与图 1 相同. 由图 5(a) 可以看到,

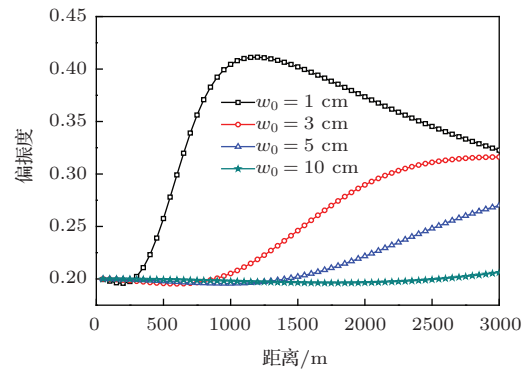


图 4 不同束腰半径时光束偏振度 P_{out} 随着传输距离的变化

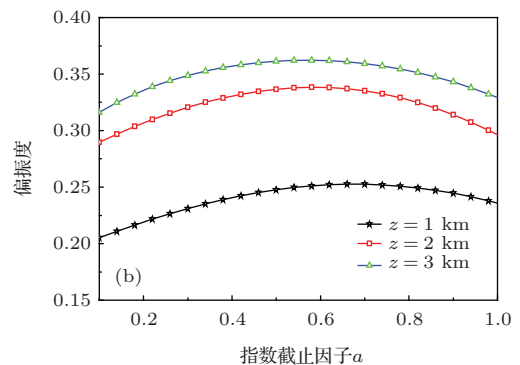
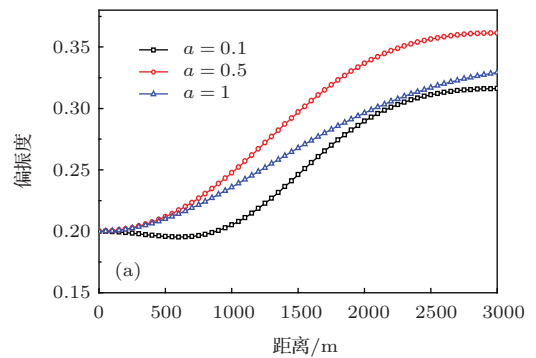


图 5 (a) 不同指数截断因子时光束偏振度 P_{out} 随着传输距离的变化; (b) 不同传输距离时光束偏振度 P_{out} 随着指数截断因子 a 的变化

随着传输距离的增加, 光束的偏振度变大, 当传输一定的距离后, 增加量变缓. 当传输距离小于 3 km 时, 当选择 a 分别为 0.1, 0.5 和 1 时, 偏振度分别为 0.316, 0.361 和 0.330, 相应的偏振保持度 κ 为 1.580, 1.805 和 1.650. 为了更直观地分析光束指数截断因子的影响, 我们又模拟了不同传输距离时, 随着 a 的变化光束偏振度的变化, 如图 5(b) 所示. 随着 a 的增加, 偏振度先增加后减小, 即存在一个对光束偏振度影响最大的指数截断因子 a 值, 该值与传输距离有关. 如图 5(b) 所示, 当 $z = 1, 2$ 和 3 km, a 分别为 0.66, 0.58 和 0.57 时, 偏振度达到最大值, 分别为 0.253, 0.338 和 0.362, 相应的偏振保持度 $\kappa_{\text{turbulence}}$ 为 1.265, 1.690 和 1.810. 实际应用

时,选择激光参数时可以避开这些值.由文献[29],我们注意到指数截断因子也会影响传输后光束束腰大小与传输功率,文献中显示,此时该值为0.727.

4 结 论

本文研究了部分相干 Airy 光束在大气中传输时,不同的激光光束参数对光束偏振态的影响.我们提出用偏振保持度作为衡量偏振传输效果的参数.研究表明,部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输足够远时,其偏振度会变回到初始值,而在自由空间中传输,光束的偏振度会保持在某一个特定值;随着传输距离的增加,激光截面对称轴上偏振度分布会由 Airy 函数分布演变为类高斯函数分布;激光具有大的束腰半径和大的相干长度,传输后偏振保持度更好;每一个传输距离存在一个指数截断因子,使得光束的偏振保持度最差.本文得到的这些结论对于如何更有效地选择合适的 Airy 光束参数用于通信有重要的参考价值.

参考文献

- [1] Andrews L C, Phillips R 1998 *Laser Beam Propagation through Random Media* (Beltingham: SPIE Press) pp9-14
- [2] Li Y Q, Wu Z S, Wang M J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 064216
- [3] Movilla J M, Piquero G, Martinez-Herrero R, Mejias P M 1998 *Opt. Commun.* **149** 230
- [4] Pu J, Lu B 2001 *J. Opt. Soc. Am. A* **18** 2760
- [5] Gori F, Santarsiero M, Borghi R, Piquero G 2000 *Opt. Lett.* **25** 1291
- [6] Chen Z, Pu J 2007 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **9** 1123
- [7] Mandel L, Wolf E 1995 *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge, UK: Cambridge University Press) pp340-373
- [8] Wolf E 2003 *Phys. Lett. A* **312** 263
- [9] Roychowdhury H, Wolf E 2005 *Opt. Commun.* **252** 268
- [10] Wolf E 2007 *Opt. Lett.* **32** 3400
- [11] 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]
- [12] Berry M V, Balazs N L 1979 *Am. J. Phys.* **47** 264
- [13] Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A, Christodoulides D N 2008 *Opt. Express* **16** 12880
- [14] Gu Y, Gbur G 2010 *Opt. Lett.* **35** 3456
- [15] Chu X 2011 *Opt. Lett.* **36** 2701
- [16] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 213901
- [17] Ellenbogen T, Voloch-Bloch N, Ganany-Padowicz A, Arie A 2009 *Nature Photon.* **3** 395
- [18] Cui S W, Chen Z Y, Hu K L, Pu J X 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 090205 (in Chinese) [崔省伟, 陈子阳, 胡克磊, 蒲继雄 2013 物理学报 **62** 090205]
- [19] Chu X 2012 *Opt. Lett.* **37** 5202
- [20] Ji X Eyyuboğlu H T, Ji G, Jia X 2013 *Opt. Express* **21** 2154
- [21] Nelson W, Palastro J P, Davis C C, Sprangle P 2014 *J. Opt. Soc. Am. A* **31** 603
- [22] Li P, Liu S Peng T, Xie G F, Gan X T, Zhao J L 2014 *Opt. Express* **22** 7598
- [23] Zhang G, Wang H Y, Wang Y X, Wu C Q 2014 *Chin. Phys. B* **23** 064214
- [24] Yura H 1972 *Appl. Opt.* **11** 1399
- [25] Wang S, Plonus M A 1979 *J. Opt. Soc. Am. A* **69** 1297
- [26] Pu J, Lü B 2001 *J. Opt. Soc. Am. A* **18** 2760
- [27] Gori F, Santarsiero M, Piquero G, Borghi R, Mondello A Simon R 2001 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **3** 1
- [28] Korotkova O, Salem M, Wolf E 2004 *Opt. Commun.* **233** 225
- [29] Eyyuboglu H T, Sermutlu E 2013 *Appl. Phys. B* **110** 451

Polarization characteristics of coherent partially Airy beams propagating in atmospheric turbulence*

Yang Ai-Lin¹⁾ Lin Qiang^{1)2)†}

1) (*Institute of Optics, Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

2) (*College of Science, Zhejiang University of Technology, Hangzhou 310023, China*)

(Received 11 April 2014; revised manuscript received 23 May 2014)

Abstract

The degree of polarization of partially coherent Airy beams propagating through atmospheric turbulence is studied in this paper. Polarization fidelity of the beams is used to judge the propagation effect. It is shown that the degree of polarization of partially coherent Airy beams propagating through atmospheric turbulence tends to its initial value after it has propagated over a sufficient distance, and in free space the degree of polarization retains a certain value. The polarization distribution along the symmetry axis is an Airy function if the propagation distance is not so long and evolves into a Gaussian-like profile when propagating at sufficient long distance in atmospheric turbulence. The polarization fidelity of the beams with larger waist width ω_0 and larger coherence length σ_0 is better. There is an exponential truncation factor which badly degrades the polarization fidelity. The results obtained in this paper are very useful for communication of Airy beams.

Keywords: atmospheric turbulence, polarization, coherence

PACS: 41.20.Jb, 42.25.Ja, 42.25.Kb, 42.68.Bz

DOI: [10.7498/aps.63.204101](https://doi.org/10.7498/aps.63.204101)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61475139), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB329501), and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 2012FZA3001).

† Corresponding author. E-mail: qlin@zju.edu.cn