

光源参数及大气湍流对电磁光束传输偏振特性的影响*

李成强^{1)2)†} 王挺峰¹⁾ 张合勇¹⁾ 谢京江³⁾ 刘立生¹⁾²⁾ 郭劲¹⁾

1)(中国科学院长春光学精密机械与物理研究所激光与物质相互作用国家重点实验室, 长春 130033)

2)(中国科学院大学, 北京 100049)

3)(中国科学院长春光学精密机械与物理研究所中国科学院光学系统先进制造技术重点实验室, 长春 130033)

(2013年10月30日收到; 2014年1月21日收到修改稿)

根据光束扩展理论, 以部分相干的电磁高斯-谢尔光束为研究对象, 分析了电磁光束传输时其偏振特性的变化机理. 结果表明, 光源参数和大气湍流对电磁光束分量扩展的影响是导致传输过程中电磁光束偏振特性变化的原因. 在真空中传输时, 电磁光束两分量的相干性存在差异, 导致传输时电磁光束两分量扩展快慢不同, 从而引起传输路径上光束谱偏振度的变化. 在大气湍流中, 电磁光束两分量扩展的快慢与光源参数和大气湍流强度均有关, 当传输路径较短时, 电磁光束偏振变化主要与光源参数有关, 变化特性与在真空中传输时的情况类似, 而传输距离较远时, 电磁光束偏振变化受大气湍流的影响明显, 变化特性与在真空中传输时的情形存在不同.

关键词: 偏振, 相干, 大气湍流

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

DOI: 10.7498/aps.63.104201

1 引言

近年来, 沿传输路径光束偏振特性的变化已成为光学领域的一个重要研究内容. 已有的研究表明, 部分相干的电磁光束在真空及大气湍流中传输时, 其偏振特性都会出现不同程度的变化^[1,2]. 电磁光束传输过程中偏振特性的变化与其两分量的相干性密切相关^[3]. 2003年, Wolf^[4]提出了相干偏振统一理论, 明确了偏振和相干性之间的关系, 这对于激光传输问题的研究具有重要意义. 2005年, Roychowdhury和Wolf^[5]在理论上分析了相干性对杨氏干涉实验接收屏上光场偏振特性的影响, 结果表明, 观察屏上光的偏振特性由入射到小孔上的光场相干性决定. 2006年, Gori等^[6]进行的杨氏干涉实验验证了这一结论. 文献^[7—10]对电磁光束传输特性的研究表明, 电磁光束偏

振特性的变化与光源参数、大气湍流均有关. Du和Zhao^[11]分析了电磁高斯-谢尔模型(EGSM)光束在传输时保持完全偏振或完全不偏振的条件, 研究结果表明, 当大气湍流强度一定时, 电磁光束两分量相干性的一致性是其偏振特性不变的前提. 上述工作均从不同角度分析了电磁光束传输时偏振特性的变化情况, 但光源参数和大气湍流以何种机理影响电磁光束传输时偏振特性的变化尚无很直接的论述, 因此有必要对该问题展开讨论并阐明其物理本质.

本文根据广义惠更斯-菲涅耳原理推导出EGSM光束传输交叉谱密度矩阵解析式, 通过数值计算研究了具有不同光源参数的EGSM光束传输时光束的扩展、光束谱偏振度的变化, 讨论了光源参数及大气湍流在电磁光束传输过程中所起作用, 并基于所得结果分析了偏振变化及偏振不变的

* 国家自然科学基金(批准号: 61205143)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: hitwhfeixiang@msn.cn

物理原因.

2 理论分析

将沿 z 轴正方向传输的光场 $\mathbf{E}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}; \omega)$ (位于 $z = 0$) 视为随机电磁场, 该随机电磁场可以用平稳随机过程理论进行分析, 根据广义惠更斯-菲涅尔公式可以得到位置矢量 $\mathbf{T} = (\mathbf{r}, z > 0)$ 处的光场,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, z; \omega) = & -\frac{ik}{2\pi z} \exp(ikz) \iint d^2\rho \mathbf{E}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}; \omega) \\ & \times \exp\left[\frac{ik}{2z}(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho})^2\right] \\ & \times \exp\left[\psi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, z; \omega)\right]. \end{aligned} \quad (1)$$

该光场的交叉谱密度矩阵 $\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)$ 定义为^[4]

$$\begin{aligned} \mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \equiv & [\mathbf{W}_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)] \\ = & \langle [\mathbf{E}_i^*(\mathbf{r}_1, \omega) \mathbf{E}_j(\mathbf{r}_2, \omega)] \rangle \\ & (i, j = x, y), \end{aligned} \quad (2)$$

式中, $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 为传输路径上正交于传输方向的空间位置矢量; ω 为光源频谱量; $\mathbf{E}_x, \mathbf{E}_y$ 为相互正交并与 z 轴方向垂直的光场分量; 星号 * 表示复共轭; $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均. 基于给定的光源交叉谱密度矩阵 $\mathbf{W}_{ij}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; \omega)$, 根据 (1) 和 (2) 式, 可以得到任意平面 (z 为常数) 上 $\mathbf{T}_1 = (\mathbf{r}_1, z > 0)$, $\mathbf{T}_2 = (\mathbf{r}_2, z > 0)$ 两点处的交叉谱密度矩阵^[2],

$$\begin{aligned} & \mathbf{W}_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z; \omega) \\ = & \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iint d^2\rho_1 \iint d^2\rho_2 \mathbf{W}_{ij}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; \omega) \\ & \times \exp\left[-ik\frac{(\mathbf{r}_1 - \boldsymbol{\rho}_1)^2 - (\mathbf{r}_2 - \boldsymbol{\rho}_2)^2}{2z}\right] \\ & \times \langle \exp[\psi^*(\mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1, z; \omega) + \psi(\mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2, z; \omega)] \rangle_m, \end{aligned} \quad (3)$$

式中, $\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2$ 为光源处正交于传输方向的空间位置矢量; z 为电磁光束传输距离; k 为波数, $k = 2\pi/\lambda$, 其中 λ 为波长; $\langle \cdot \rangle_m$ 表示湍流介质的统计平均, 将其近似为^[12]

$$\begin{aligned} & \langle \exp[\psi^*(\mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1, z; \omega) + \psi(\mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2, z; \omega)] \rangle_m \\ \approx & \exp\left\{-M[(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2 + (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right. \\ & \left. + (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2]\right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

式中

$$M = \frac{1}{3}\pi^2 k^2 z \int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(\kappa) d\kappa. \quad (5)$$

这里 $\Phi_n(\kappa)$ 为折射率波动的功率谱, κ 为空间频率. $\Phi_n(\kappa)$ 可以有不同的谱形式, 本文使用 Tatarskii 谱, 即 $\Phi_n(\kappa)$ 形式为^[13,14]

$$\begin{aligned} \Phi_n(\kappa) = & 0.033 C_n^2 \kappa^{-11/3} \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_m^2}\right) \\ & (\kappa \gg 1/L_0, \kappa_m = 5.92/l_0), \end{aligned}$$

式中, l_0 和 L_0 分别为湍流内尺度和外尺度, C_n^2 为折射率结构常数.

现在考虑 EGSM 光束在大气湍流中的传输, 在光源处其交叉谱密度矩阵可表示为^[15]

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_{ij}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; \omega) = & A_i A_j B_{ij} \exp\left[-\frac{\boldsymbol{\rho}_1^2 + \boldsymbol{\rho}_2^2}{4\sigma_0^2}\right] \\ & \times \exp\left[-\frac{|\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2|^2}{2\delta_{ij}^2}\right], \end{aligned} \quad (6)$$

式中, 参数 A_i, A_j, B_{ij} 及 σ_0, δ_{ij} 与位置无关, 只与频率有关. A_i, A_j 表征电磁光束两分量的强度; B_{ij} 反映电磁光束两分量之间的关联程度, 其中, $B_{ii} = 1, B_{ij} = B_{ji}^*$; σ_0 为初始光斑尺寸, 其决定了光场的分布特性; δ_{ij} 为相关长度, 其决定了电磁光束两分量的横向相干性 (空间相干性), 相关长度越大光束横向相干性越好, 且 δ_{ij} 应满足^[12]

$$\begin{aligned} \max\{\delta_{xx}, \delta_{yy}\} \leq & \delta_{xy} \\ \leq & \min\left\{\frac{\delta_{xx}}{\sqrt{|B_{xy}|}}, \frac{\delta_{yy}}{\sqrt{|B_{xy}|}}\right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

一般而言, 为了保证电磁光束两分量横向上具有部分相干性, 相关长度 δ_{ij} 要比初始光斑尺寸 σ_0 小得多, 通常两者不在一个数量级上^[16].

将 (4) 和 (6) 式代入 (3) 式, 可得

$$\begin{aligned} & \mathbf{W}_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z; \omega) \\ = & \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iint d^2\rho_1 \iint d^2\rho_2 A_i A_j B_{ij} \\ & \times \exp\left[-\frac{\boldsymbol{\rho}_1^2 + \boldsymbol{\rho}_2^2}{4\sigma_0^2}\right] \exp\left[-\frac{|\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2|^2}{2\delta_{ij}^2}\right] \\ & \times \exp\left[-ik\frac{(\mathbf{r}_1 - \boldsymbol{\rho}_1)^2 - (\mathbf{r}_2 - \boldsymbol{\rho}_2)^2}{2z}\right] \\ & \times \exp\left\{-M[(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2 + (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right. \\ & \left. + (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2]\right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

对 (8) 式进行积分运算, 推导得到 $\mathbf{W}_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z; \omega)$ 的表达式:

$$\begin{aligned} & \mathbf{W}_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z; \omega) \\ = & \frac{A_i A_j B_{ij}}{\Delta(z)} \exp\left[-\frac{1}{8\sigma_0^2 \Delta(z)}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)^2\right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \exp \left\{ - \left[\frac{1}{2\theta^2 \Delta(z)} + \left(1 + \frac{2}{\Delta(z)} \right) M \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{M^2 z^2}{2\sigma_0^2 k^2 \Delta(z)} \right] (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2 \right\} \\ & \times \exp \left[- \frac{ik}{2R(z)} (\mathbf{r}_2^2 - \mathbf{r}_1^2) \right], \end{aligned} \quad (9)$$

式中,

$$\begin{aligned} \Delta(z) &= 1 + \left(\frac{z}{k\sigma_0\theta} \right)^2 + \frac{2Mz^2}{k^2\sigma_0^2}, \\ \frac{1}{\theta^2} &= \frac{1}{4\sigma_0^2} + \frac{1}{\delta_{ij}^2}, \\ R(z) &= \frac{zk^2\sigma_0^2\Delta(z)}{k^2\sigma_0^2\Delta(z) + Mz^2 - k^2\sigma_0^2}. \end{aligned}$$

根据交叉谱密度矩阵元可以得到 $\mathbf{Q}(\rho, z)$ 点处电磁光束两分量的光强 I_x, I_y [16,17],

$$\begin{aligned} I_i(\mathbf{r}, z) &= W_{ii}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z) = \frac{A_i A_j B_{ij}}{\Delta(z)} \\ & \times \exp \left[- \frac{1}{2\sigma_0^2 \Delta(z)} \mathbf{r}^2 \right] \quad (i = x, y). \end{aligned}$$

电磁光束两分量轴上点的光强 I_x, I_y 为

$$I_i(\mathbf{r} = 0, z) = \frac{A_i A_j B_{ij}}{\Delta(z)} \quad (i = x, y).$$

为了确定有效的光斑尺寸, 定义光斑尺度为 $l_i^2(z)$ 的均方根 [17],

$$l_i^2(z) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{r}^2 I(\mathbf{r}, z) d^2\mathbf{r}}{\iint_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{r}, z) d^2\mathbf{r}}. \quad (10)$$

根据 (10) 式可以得到电磁光束两分量有效光斑尺度的平方,

$$l_i^2(z) = 2\sigma_0^2 \Delta(z) \quad (i = x, y). \quad (11)$$

根据交叉谱密度矩阵 $\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)$ 可以得到空间 $\mathbf{Q}(\mathbf{r})$ 点处电磁光束谱偏振度 [2]

$$p(\mathbf{Q}, z; \omega) = \sqrt{1 - \frac{4\text{Det}\mathbf{W}(\mathbf{Q}, \mathbf{Q}, z; \omega)}{[\text{Tr}\mathbf{W}(\mathbf{Q}, \mathbf{Q}, z; \omega)]^2}}. \quad (12)$$

当 $B_{ij} = 0$ 时, 电磁光束轴上点谱偏振度为

$$\begin{aligned} p(\mathbf{r} = 0, z; \omega) &= \frac{|I_x - I_y|}{I_x + I_y} \\ &= \frac{|I_x^{(0)}/\Delta(z) - I_y^{(0)}/\Delta(z)|}{I_x^{(0)}/\Delta(z) + I_y^{(0)}/\Delta(z)}, \end{aligned} \quad (13)$$

式中, $I_x^{(0)}$ 及 $I_y^{(0)}$ 是光源处两分量的光强. 根据 (13) 式和参数 $\Delta(z)$ 可得到电磁光束在真空中传输距离

足够远时的谱偏振度

$$\lim_{z \rightarrow \infty} p(\mathbf{r} = 0, z; \omega) \approx \frac{|I_x^{(0)}\delta_{xx}^2 - I_y^{(0)}\delta_{yy}^2|}{I_x^{(0)}\delta_{xx}^2 + I_y^{(0)}\delta_{yy}^2}, \quad (14)$$

以及电磁光束在大气湍流中传输距离足够远时的谱偏振度

$$\lim_{z \rightarrow \infty} p(\mathbf{r} = 0, z; \omega) \approx \frac{|I_x^{(0)} - I_y^{(0)}|}{I_x^{(0)} + I_y^{(0)}}. \quad (15)$$

由 (9) 式可知, 影响光束传输特性的因素主要为光源参数和大气湍流强度, 这与相关文献的分析结果一致, 通过选取不同的参数可以实现对电磁光束传输特性的分析.

3 数值计算

本文首先讨论光源参数和大气湍流对电磁光束分量扩展的影响, 然后根据所得结果对传输过程中 EGSM 光束谱偏振度的变化进行分析. 为了简化数值计算, 令 $B_{ij} = 0$. 数值计算时取湍流内尺度 $l_0 = 5 \text{ mm}$, 波数 $k = 10^7 \text{ m}^{-1}$.

由 (11) 式可知, 光源参数和大气湍流两因素均影响电磁光束传输时两分量扩展的程度. 为深入分析这两个因素对电磁光束分量扩展的影响, 本文进行了数值计算, 具体结果如图 1 所示, 其中参数 $\delta_{xx} = \delta_{yy} = \delta_0$. 由于相关长度数值的大小反映了电磁光束两分量横向相干性的好坏, 为研究横向相干性对电磁光束两分量扩展的影响, 数值计算时相关长度 δ_0 分别取为 0.5, 1.0, 1.5 mm, 所得到的结果如图 1(a) 所示, 对比图中各曲线可知, 电磁光束分量的横向相干性越好传输时其扩展越慢. 图 1(b) 给出了初始光斑尺度对电磁光束分量扩展的影响, 结果表明, 初始光斑尺度对传输时电磁光束分量扩展的影响较小. 以上分析表明, 光源参数对传输时电磁光束分量扩展的影响主要体现在光源的横向相干性, 电磁光束分量相干性的好坏直接决定了二分量的扩展程度. 当电磁光束在大气湍流中传输时, 光波的一系列物理量因受大气湍流影响而发生改变, 其中包括光束分量的扩展量. 图 1(c) 给出了大气湍流对电磁光束两分量扩展的影响, 可见随着湍流强度的增强电磁光束分量扩展加快, 且湍流强度越强光束扩展越快. 大气湍流对光波的影响根本上是对其横向相干性的破坏, 因此可以认为电磁光束传输时二分量的扩展程度主要与二分量的横向相干性有关.

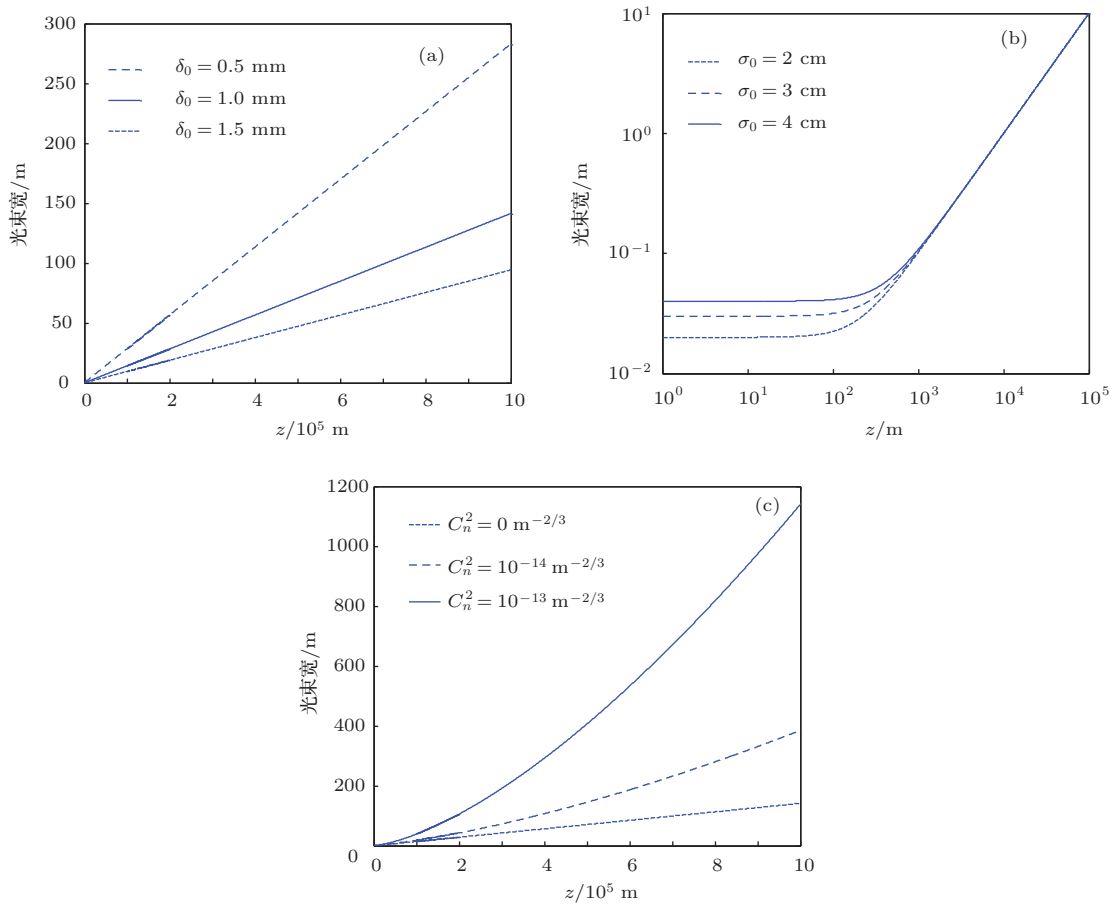


图1 不同传输条件下电磁光束分量的扩展 (a) 相关长度 δ_0 不同时, 光斑尺度随传输距离 z 的变化, $C_n^2 = 0$, $\sigma_0 = 5$ cm; (b) 初始光斑尺度 σ_0 不同时, 光斑尺度随传输距离 z 的变化, $C_n^2 = 0$, $\delta_0 = 1$ mm; (c) 湍流强度不同时, 光斑尺度随传输距离 z 的变化, $\delta_0 = 1$ mm, $\sigma_0 = 5$ cm

图2给出了EGSM光束在真空中传输时, 轴上点谱偏振度及其两分量光强随传输距离 z 的变化. 图2(a)为光源处两分量的相干性不同、光强相同时谱偏振度随传输距离 z 的变化, 图2(c)为光源处电磁光束两分量的横向相干性、光强均不同时谱偏振度随传输距离 z 的变化. 图2(b), (d) 分别与图2(a), (c) 相对应, 反映了电磁光束两分量轴上点的光强随传输距离 z 的变化. 数值计算结果表明, 随着传输距离 z 的增加, 轴上点光强下降, 这是光束扩展造成光斑尺度变大引起的必然结果. 图2(b)表明电磁光束两分量轴上点的光强变化不同与两分量横向相干性有关, 初始时电磁光束 y 轴分量的横向相干性较好. 根据图1分析结果可知, 传输时电磁光束 y 轴分量扩展相对较慢, 结果表现为 y 轴分量轴上点的光强下降较慢, 从而导致轴上点EGSM光束谱偏振度发生变化. 图2(c)中初始光源已有一定偏振度, 受扩展影响, 随着传输距离 z 的增加, 电磁光束 x 轴分量轴上点的光强与其 y 轴分量轴上点的光强差值由正值变为负值, 具体结果

如图2(d)所示, 这一结果导致了轴上点的光束谱偏振度按图2(c)所示曲线变化. 另外, 对比图2(a)和(c)可知, EGSM光束在真空中传输时, 如果传输距离 z 较短, 受电磁光束分量横向相干性影响两分量扩展程度不同, 从而导致电磁光束谱偏振度发生变化, 若传输距离较大, 光束谱偏振度在数值上基本不变. 此结果与(14)式一致, 这是因为传输距离足够远时, $\Delta(z) \approx z^2 / (k\sigma_0\delta_{ii})^2|_{i=x,y}$. 对高斯-谢尔光源, 相关长度 δ_{ii} 比初始光斑尺寸 σ_0 具有更小的量级, 当传输距离较大时相关长度 δ_{ii} 直接决定了电磁光束的谱偏振度.

图3为电磁光束在大气湍流中传输时, 轴上点谱偏振度及其两分量光强随传输距离 z 的变化. 图3(a), (c) 分别与图2(a), (c) 相对应, 给出了 $I_x^{(0)} = I_y^{(0)}$, $I_x^{(0)} = (5/3) I_y^{(0)}$ 时电磁光束谱偏振度随传输距离 z 的变化, 而图3(b), (d) 分别与图3(a), (c) 相对应, 为电磁光束两分量轴上点的光强随传输距离 z 的变化. 通过对比可以发现, 当传输距离较短时, 湍流中电磁光束谱偏振度的变化与

其在真空中传输时所得结果相似,但随着传输距离 z 的增加,两种传输环境下电磁光束谱偏振度的变化出现不同,这是大气湍流影响的结果. 电磁光束在大气湍流中传输时,对于给定的初始光源参数,若在空间中某一位置处满足两分量的光强相等,该点处谱偏振度为零,在图 3 中可以发现这一点. 在传输过程中,电磁光束两分量中轴上点的光强较大者因初始光源参数的不同和大气湍流的影响而出现多样的交替变化,这使得电磁光束谱偏振度出现复杂的变化,图 3(e), (f) 反映了这种变化的多样性. 传输距离较远时的谱偏振度与光源面处的谱偏振度一致,通过 (15) 式可以看出这一点. 电磁光束在大气湍流中传输时,两分量的横向相干性因受湍流影响而遭到破坏,随着传输距离的增加,横向相干性随之退化. 当传输距离足够远时,电磁光束两分量的横向相干性差异变小,根据 (11) 式和参数 $\Delta(z)$ 可知,此时电磁光束两分量扩展主要与初始光源参数、传输距离和大气湍流强度有关. 当初始光斑大小给定时,对于足够远的传输距离, $\Delta(z)$ 的变化主要由大气湍流强度决定,此时电磁光束的偏

振变化只与初始光强有关,这也是传输距离足够远时的谱偏振度与光源面处的谱偏振度一致的原因.

以上结果表明,电磁光束传输时谱偏振度的变化受光源参数和大气湍流的共同影响. 光源横向相干性直接影响电磁光束分量的扩展程度,横向相干性好的分量扩展较慢. 大气湍流的影响体现在其对电磁光束分量横向相干性的破坏,从而加快分量的扩展. 电磁光束在湍流介质中传输时,湍流使得电磁光束波前随机性增大,湍流越强,电磁光束波前受到的影响越明显. 波前随机性削弱了原波前相位的关联性,从而引起横向相干性的退化,横向相干性的退化将加速电磁光束的扩展. 根据能量守恒可知,光斑尺度变大必然引起光强空间分布的改变,受光源参数和大气湍流的共同作用,电磁光束两分量轴上点光强变化存在差异,这种差异导致电磁光束传输过程中轴上点谱偏振度的变化. 对于给定的初始光斑尺度,当电磁光束两分量的相干性无差异时,相同传输环境下电磁光束两分量的扩展量也将无差异,这时将出现保偏振现象.

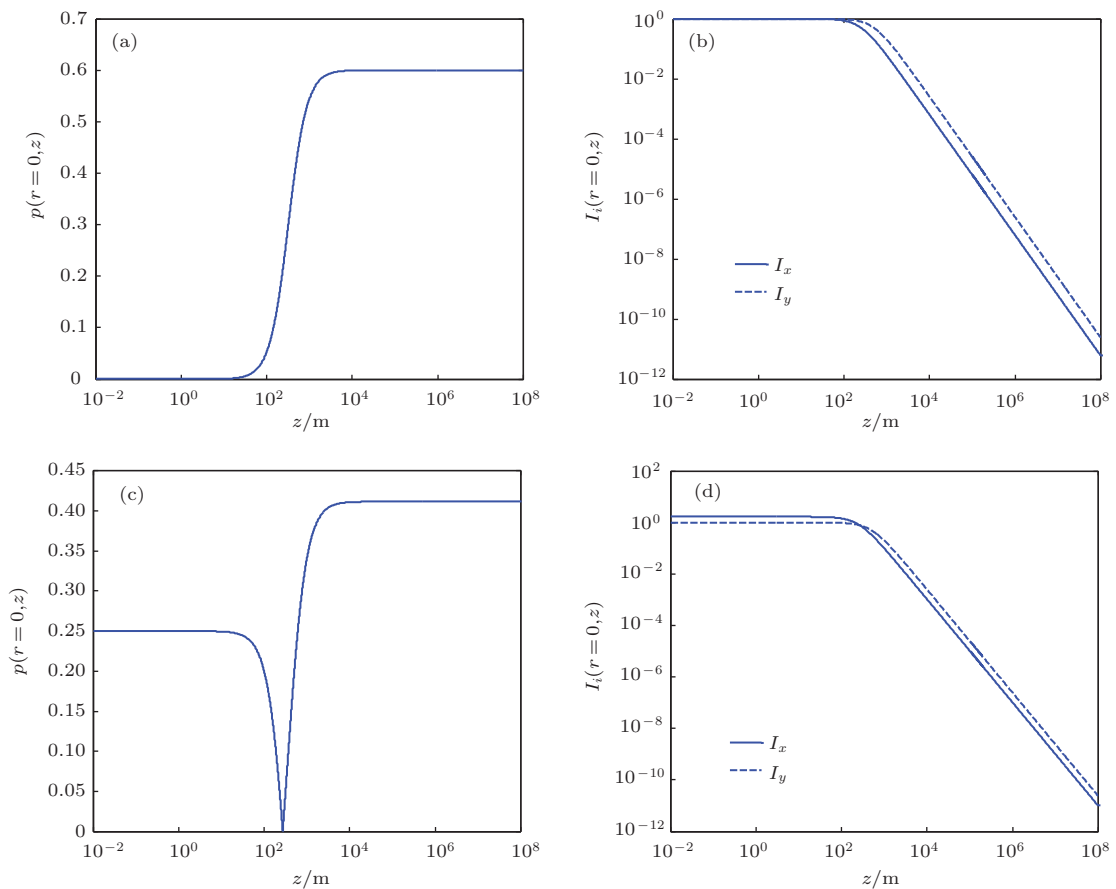


图 2 电磁光束在真空中传输时,轴上点谱偏振度 p 及其两分量光强随传输距离 z 的变化 $C_n^2 = 0, \sigma_0 = 5 \text{ cm}, \delta_{xx} = 0.5 \text{ mm}, \delta_{yy} = 1 \text{ mm}, I_y^{(0)} = 1$. (a) $I_x^{(0)} = I_y^{(0)}$ 时,光束谱偏振度随 z 的变化; (b) $I_x^{(0)} = I_y^{(0)}$ 时,光束两分量轴上点的光强随 z 的变化; (c) $I_x^{(0)} = (5/3)I_y^{(0)}$ 时,光束谱偏振度随 z 的变化; (d) $I_x^{(0)} = (5/3)I_y^{(0)}$ 时,光束两分量轴上点的光强随 z 的变化

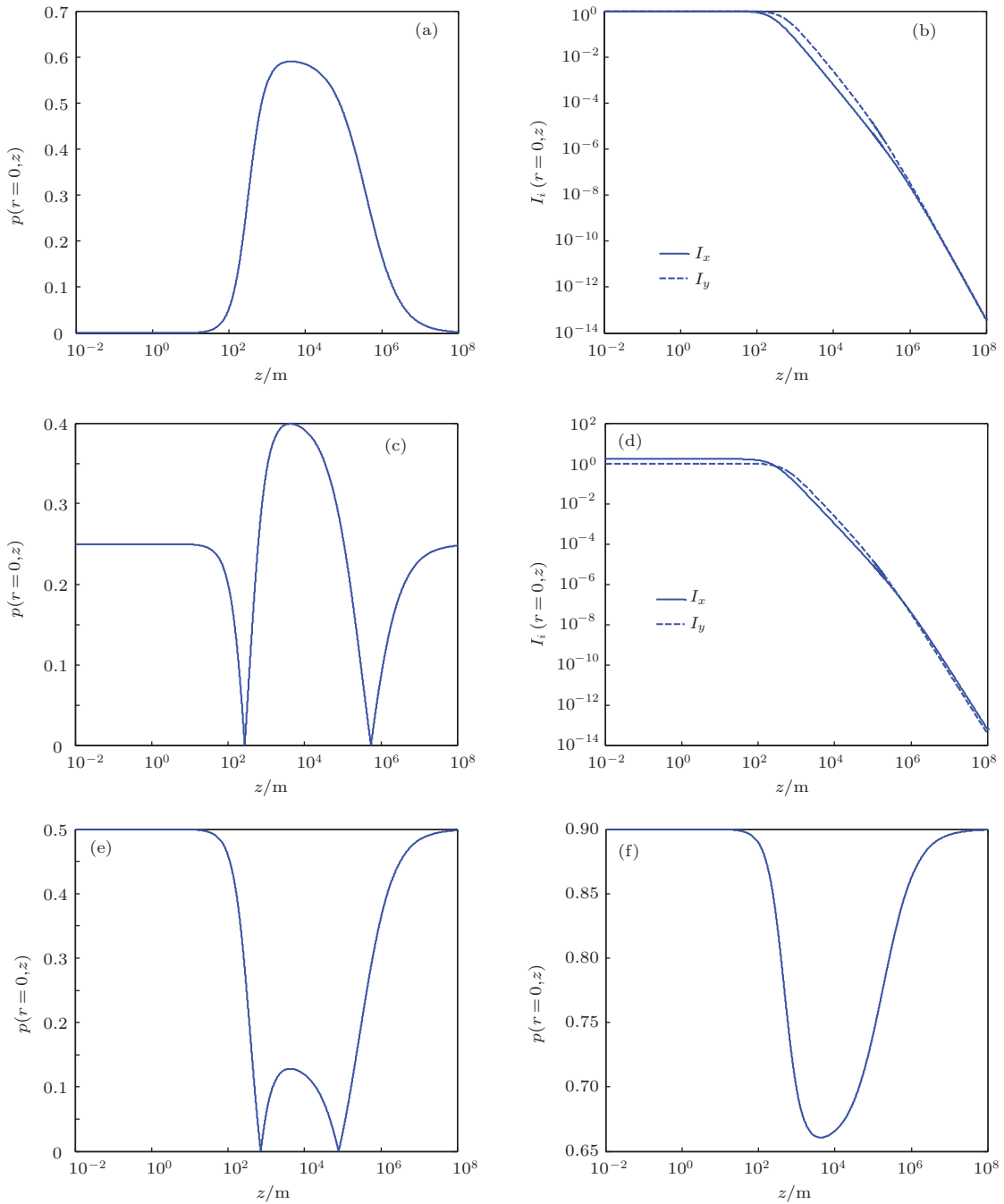


图3 电磁光束在大气湍流中传输时, 轴上点谱偏振度 p 及其两分量光强随传输距离 z 的变化 $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $\sigma_0 = 5 \text{ cm}$, $\delta_{xx} = 0.5 \text{ mm}$, $\delta_{yy} = 1 \text{ mm}$, $I_y^{(0)} = 1$. (a) $I_x^{(0)} = I_y^{(0)}$ 时, 光束谱偏振度随 z 的变化; (b) $I_x^{(0)} = I_y^{(0)}$ 时, 光束两分量轴上点的光强随 z 的变化; (c) $I_x^{(0)} = (5/3)I_y^{(0)}$ 时, 光束谱偏振度随 z 的变化; (d) $I_x^{(0)} = (5/3)I_y^{(0)}$ 时, 光束两分量轴上点的光强随 z 的变化; (e) $I_x^{(0)} = 3I_y^{(0)}$, 光束谱偏振度随 z 的变化; (f) $I_x^{(0)} = 19I_y^{(0)}$, 光束谱偏振度随 z 的变化

4 结 论

以部分相干的EGSM光束为基础, 本文根据广义惠更斯-菲涅耳原理推导出EGSM光束传输时交叉谱密度矩阵的解析表达式, 数值分析了EGSM光束传输时分量的扩展、谱偏振度的变化, 并根据

数值结果分析了电磁光束传输过程中其偏振特性变化的机理. 电磁光束在真空和大气湍流中传输时, 光束两分量扩展程度的不同导致了传输过程中其偏振特性的变化. 在真空中传输时, EGSM光束谱偏振度的变化主要由光源参数决定, 此时光源参数的作用体现在电磁光束两分量横向相干性的不同对分量扩展快慢的影响, 从而引起电磁光束谱偏

振度的变化. 在大气湍流中传输时, 电磁光束谱偏振度的变化不仅与光源参数有关, 还与大气湍流强度有关, 表现为传输路径较短时, 光源参数起主要作用, 谱偏振度的变化与真空传输时的情形类似, 而当传输距离足够远时, 湍流作用增强并削弱了光源参数的作用, 电磁光束谱偏振度的变化受湍流影响明显. 本文所得结果可以为电磁光束传输特性的研究提供理论基础, 并可应用于激光外差探测系统回波信号偏振特性的分析. 因此, 文中所得结果具有实际的理论意义和应用价值.

参考文献

- [1] James D F V 1993 *J. Opt. Soc. Am. A* **11** 161
- [2] Roychowdhury H, Ponomarenko S A, Wolf E 2005 *J. Mod. Opt.* **52** 1611
- [3] Salem M, Wolf E 2008 *Opt. Lett.* **33** 1180
- [4] Wolf E 2003 *Phys. Lett. A* **312** 263
- [5] Roychowdhury H, Wolf E 2005 *Opt. Commun.* **252** 268
- [6] Gori F, Santarsiero M, Borghi R, Wolf E 2006 *Opt. Lett.* **31** 688
- [7] Wolf E 2007 *Opt. Lett.* **32** 3400
- [8] Wolf E 2008 *Opt. Lett.* **33** 642
- [9] Ji X L, Pu Z C 2010 *Chin. Phys. B* **19** 029201
- [10] Fu W Y, Ma S Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1271 (in Chinese) [付文羽, 马书懿 2008 物理学报 **57** 1271]
- [11] Du X Y, Zhao D M 2008 *Opt. Express* **16** 16172
- [12] Lu W, Liu L, Sun J, Yang Q, Zhu Y 2007 *Opt. Commun.* **271** 1
- [13] Korotkova O, Salem M, Wolf E 2004 *Opt. Commun.* **233** 225
- [14] Andrews L C, Phillips R L 2005 *Laser Beam Propagation Through Random Media* (2nd Ed) (Washington: SPIE) pp67-69
- [15] Salem M, Korotkova O, Dogariu A, Wolf E 2004 *Waves Random Media* **14** 513
- [16] Salem M, Wolf E 1995 *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) p564
- [17] Collett E, Wolf E 1979 *Opt. Commun.* **32** 27

Effect of source parameters on polarization characteristics of electromagnetic beam propagating in atmospheric turbulence*

Li Cheng-Qiang^{1)2)†} Wang Ting-Feng¹⁾ Zhang He-Yong¹⁾ Xie Jing-Jiang³⁾
Liu Li-Sheng¹⁾²⁾ Guo Jin¹⁾

1) (State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3) (Key Laboratory of Optical System Advanced Manufacturing Technology of Chinese Academy of Sciences, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China)

(Received 30 October 2013; revised manuscript received 21 January 2014)

Abstract

According to the theory of beam spreading and taking electromagnetic Gaussian Shell-model beam as an object of research, the change in its spectral degree of polarization is studied by numerical analysis. Based on the numerical results, the mechanism that governs the change in polarization of an electromagnetic beam on propagation is discussed. The results show that the beam spreading of two components of an electromagnetic beam results in the change in polarization of beam directly, and the beam spreading is determined by source parameters and atmospheric turbulence. The difference between beam spreading of two components induced by coherence leads to the change in polarization in free space. The change in degree of polarization is influenced by source parameters and turbulence on propagation in atmosphere. The result is similar to that in free space over relatively short distance, which is mainly governed by source parameters. With the enhancement of turbulence over a sufficiently long distance, the change in polarization in atmosphere is different from that in free space.

Keywords: polarization, coherence, atmospheric turbulence

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

DOI: [10.7498/aps.63.104201](https://doi.org/10.7498/aps.63.104201)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61205143).

† Corresponding author. E-mail: hitwhfeixiang@msn.cn