

# 部分相干电磁光束的光谱交叉偏振度\*

张国文<sup>1,†</sup>, 蒲继雄<sup>1,†</sup>, Serkan Sahin<sup>2</sup>, Olga Korotkova<sup>2,†</sup>

(1 华侨大学 信电子科学与技术系, 福建 泉州 362021)

(2 Department of Physics, University of Miami, Coral Gables, FL 33146, USA)

**摘 要:**基于光谱交叉偏振度新理论,研究了部分相干光束在传输过程中光谱交叉偏振度的变化情况.采用相干偏振统一理论和广义惠更斯-菲涅耳原理,推导部分相干电磁高斯-谢尔模型光束在自由空间传输时任意空间两点的交叉谱密度矩阵的解析式.研究表明,光谱交叉偏振度的值不再仅仅局限在 0~1 之间,而是可为任意的非负值.传输场中的光谱交叉偏振度与光源相关参量,初始偏振度和传输距离紧密相关.当光束经过足够长的传输距离后,轴上光谱交叉偏振度不再发生变化,而是趋向一个稳定值.保持光谱交叉偏振度不变的条件与一般偏振度相同.

**关键词:**部分相干电磁光束;光谱交叉偏振度;相干偏振统一理论;自由空间

中图分类号:O436.3

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2009)08-2093-6

## 0 引言

近年来,激光光束在传输中的偏振变化成为一个研究热点.理论和实验表明,光束在传输过程中的偏振度,斯托克斯参量以及偏振态都会发生变化,甚至光束在自由空间中传输也会发生变化<sup>[1-15]</sup>.这些工作都只是研究光束在传输的空间中一点的偏振特性.诚然,其中的一般偏振度更是衡量光束在传输中某一特定空间点偏振特性的重要参量. Ellis 和 Dogariu 在 2005 年研究光束偏振特性时提出了复交叉偏振度(MDCP)的概念<sup>[16]</sup>.接着, Shirai 和 Wolf 在推导部分相干电磁光束的强度起伏变化公式时引入了光谱交叉偏振度(SDCP)公式<sup>[17-18]</sup>.光谱交叉偏振度和复交叉偏振度都是定义光束空间任意两点之间的偏振参量,当空间这两点重合时,光谱交叉偏振度与复交叉偏振度变为一般偏振度.虽然复交叉偏振度和光谱交叉偏振度有着相似的公式和含义,但是它们的取值范围却不尽相同.复交叉偏振度的取值范围是从-1 到 1,而光谱交叉偏振度的值则可为任意非负值.有研究表明,即使具有相同光谱相干度和光谱偏振度但具有不同的光谱交叉偏振度的两个光源,在光束的远场,它们的偏振度也会不同<sup>[19]</sup>.但是,到目前为止,部分相干电磁光束的光谱交叉偏振度在传输过程中变化情况还没有相关报道.本文以部分相干电磁光束在自由空间中传输为例来研究光束的光谱交叉偏振度的变化情况.

## 1 理论分析

假设在处有一部分相干电磁光束沿着轴传输,则源处的交叉谱密度矩阵可表示为<sup>[5]</sup>

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

交叉谱密度矩阵中的每个矩阵元可表示为

$$W_{ij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, \omega) = \sqrt{S_i(\boldsymbol{\rho}_1, \omega)} \sqrt{S_j(\boldsymbol{\rho}_2, \omega)} \times \eta_{ij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, \omega) \quad (i, j = x, y) \quad (2)$$

式中,  $S_i(\boldsymbol{\rho}_1, \omega)$  和  $S_j(\boldsymbol{\rho}_2, \omega)$  分别表示源平面  $\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2$  处的空间光谱密度;  $\eta_{ij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, \omega)$  表示光源处的相干系数.它们可表示为如下形式<sup>[20]</sup>

$$S_i(\boldsymbol{\rho}, \omega) = I_j \exp\left[-\frac{\boldsymbol{\rho}^2}{2\sigma^2}\right] \quad (j = x, y) \quad (3)$$

$$\eta_{ij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, \omega) = B_{ij} \exp\left[-\frac{|\boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}_1|^2}{2\delta_{ij}^2}\right] \quad (i, j = x, y) \quad (4)$$

式中  $\sigma$  表示光源的光斑大小;  $\delta$  表示相关长度;  $I$  表示初始光强;  $B$  表示相关系数,且满足如下关系<sup>[21]</sup>

$$\begin{cases} B_{ij} \equiv 1 & (i = j) \\ |B_{ij}| \leq 1 & (i \neq j) \end{cases} \quad (5)$$

式(5)中,  $B_{xy} = B_{yx} = 0$  当时,表示交叉谱密度矩阵中  $x, y$  方向的场分量无关联情况.

部分相干电磁光束在自由空间中传输满足传输方程:

$$W_{ij}(\boldsymbol{r}_1, z_1; \boldsymbol{r}_2, z_2; \omega) = \left[\frac{k}{2\pi}\right]^2 \frac{1}{z_1 z_2} \iint_{\boldsymbol{\rho}_1} \iint_{\boldsymbol{\rho}_2} W_{ij}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; \omega) \times \exp\left\{-ik\left[\frac{(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{\rho}_1)^2}{2z_1} - \frac{(\boldsymbol{r}_2 - \boldsymbol{\rho}_2)^2}{2z_2}\right]\right\} d^2\boldsymbol{\rho}_1 d^2\boldsymbol{\rho}_2 \quad (6)$$

一般情况下,为了简单起见,大部分研究都选取  $z_1 = z_2$  来研究.本文为了研究传输场中任意两空间点的光谱交叉偏振度,所以采用式(6)来进行推导部分相干电磁高斯-谢尔模型光束在自由空间的传输

\* 福建省科技计划重点项目(2007H0027)资助

† Tel: 0595-22691963

Email: jixiong@hqu.edu.cn

收稿日期:2008-11-05

修回日期:2008-12-18

解析式. 将式(2), (3)和(4)带入式(6), 经过一系列的积分化简可得部分相干电磁高斯-谢尔模型光束在自由空间的传输解析式

$$W_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{z}_1; \mathbf{r}_2, \mathbf{z}_2; \omega) = \frac{B_{ij} \sqrt{I_i} \sqrt{I_j}}{\Delta_{ij}^2(\mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2)} \exp \left\{ - \left[ \frac{1}{8\sigma^2} + i \frac{z_2 - z_1}{8k\sigma^2} \left[ \frac{1}{4\sigma^2} + \frac{1}{\delta_{ij}^2} \right] \right] \frac{(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)^2}{\Delta_{ij}^2(\mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2)} \right\} \cdot \exp \left\{ - \frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2\Delta_{ij}^2(\mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2)} \left[ \frac{1}{4\sigma^2} + \frac{1}{\delta_{ij}^2} \right] \right\} \cdot \exp \left\{ -i \frac{k(\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2)}{2R_{ij}(\mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2)} \right\} \quad (7)$$

式(7)中

$$\Delta_{ij}^2(\mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2) = 1 + \frac{z_1 z_2}{k^2 \sigma^2} \left[ \frac{1}{4\sigma^2} + \frac{1}{\delta_{ij}^2} \right] + i \frac{z_2 - z_1}{k} \left[ \frac{1}{2\sigma^2} + \frac{1}{\delta_{ij}^2} \right] \quad (7a)$$

$$R_{ij}(\mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2) = \sqrt{z_1 z_2} \left[ 1 + \frac{k^2 \sigma^2}{z_1 z_2} \left[ \frac{1}{4\sigma^2} + \frac{1}{\delta_{ij}^2} \right]^{-1} \right] \quad (7b)$$

当式(7)选取  $z_1 = z_2 = z$  时, 则可化简为

$$W_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{z}; \mathbf{r}_2, \mathbf{z}; \omega) = \frac{B_{ij} \sqrt{I_i} \sqrt{I_j}}{\Delta_{ij}^2(\mathbf{z})} \exp \left\{ - \frac{(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)^2}{8\sigma^2 \Delta_{ij}^2(\mathbf{z})} \right\} \exp \left\{ -i \frac{k(\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2)}{2R_{ij}(\mathbf{z})} \right\} \cdot \exp \left\{ - \frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2\Delta_{ij}^2(\mathbf{z})} \left[ \frac{1}{4\sigma^2} + \frac{1}{\delta_{ij}^2} \right] \right\} \quad (8)$$

式中

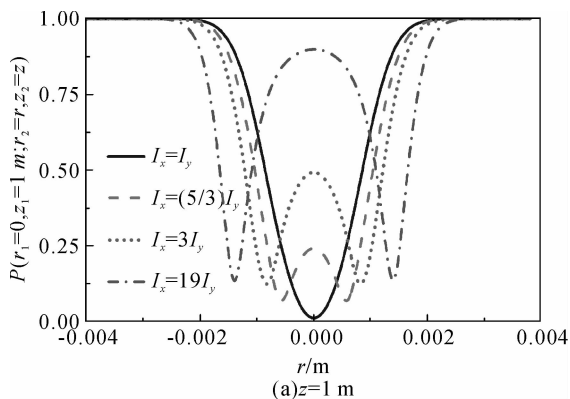
$$\Delta_{ij}^2(\mathbf{z}) = 1 + \frac{z^2}{k^2 \sigma^2} \left[ \frac{1}{4\sigma^2} + \frac{1}{\delta_{ij}^2} \right] \quad (8a)$$

$$R_{ij}(\mathbf{z}) = z \left[ 1 + \frac{k^2 \sigma^2}{z^2} \left[ \frac{1}{4\sigma^2} + \frac{1}{\delta_{ij}^2} \right]^{-1} \right] \quad (8b)$$

式(8)为部分相干电磁高斯-谢尔模型光束在横向方向的交叉谱密度传输表达式, 这是大多数研究者所采用的. 相同的传输表达式在参考文献<sup>[22]</sup>也给出. 另外一种特殊情况则是选取  $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2 = r$  的情况, 则可得部分相干电磁高斯-谢尔模型光束在自由空间的纵向传输表达式

$$W_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{z}_1; \mathbf{r}, \mathbf{z}_2; \omega) = \frac{B_{ij} \sqrt{I_i} \sqrt{I_j}}{\Delta_{ij}^2(\mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2)} \exp \left\{ - \left[ \frac{1}{8\sigma^2} + i \frac{z_2 - z_1}{8k\sigma^2} \left[ \frac{1}{4\sigma^2} + \frac{1}{\delta_{ij}^2} \right] \right] \times \frac{r^2}{\Delta_{ij}^2(\mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2)} \right\} \quad (9)$$

根据参考文献<sup>[17]</sup>光谱交叉偏振度的定义



$$P(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{z}; \omega) = \sqrt{1 - \frac{4\text{Det} \overleftrightarrow{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{z}; \omega)}{\left[ \text{Tr} \overleftrightarrow{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{z}_1; \mathbf{r}_2, \mathbf{z}_2; \omega) \right]^2}} \quad (10)$$

则可把空间任意两点和纵向任意两点的光谱交叉偏振度公式扩展写为

$$P(\mathbf{r}_1, \mathbf{z}_1; \mathbf{r}_2, \mathbf{z}_2; \omega) = \sqrt{1 - \frac{4\text{Det} \overleftrightarrow{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{z}_1; \mathbf{r}_2, \mathbf{z}_2; \omega)}{\left[ \text{Tr} \overleftrightarrow{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{z}_1; \mathbf{r}_2, \mathbf{z}_2; \omega) \right]^2}} \quad (11)$$

$$P(\mathbf{r}, \mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2; \omega) = \sqrt{1 - \frac{4\text{Det} \overleftrightarrow{W}(\mathbf{r}, \mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2; \omega)}{\left[ \text{Tr} \overleftrightarrow{W}(\mathbf{r}, \mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2; \omega) \right]^2}} \quad (12)$$

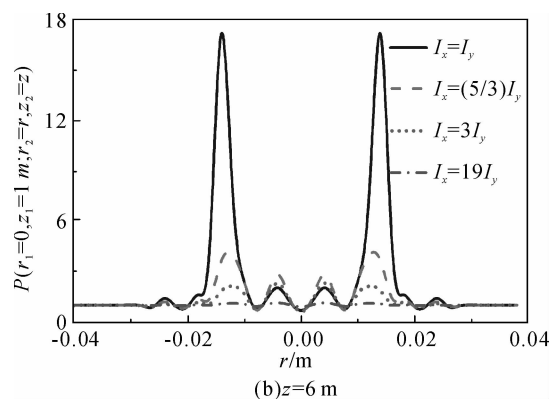
式中  $\text{Tr}$ ,  $\text{Det}$  分别表示的是交叉谱密度矩阵中的迹和秩. 当式(10), (11)和(12)中空间两点重合时, 就变为一般偏振度表达式. 根据上面所推导的部分相干电磁高斯-谢尔模型光束传输解析式和所给出的光谱交叉偏振度的定义式, 可对部分相干电磁高斯-谢尔模型光束在自由空间的光谱交叉偏振度的变化行为进行研究.

## 2 数值计算

在数值模拟中, 取波长和光斑大小分别为:  $\lambda = 632.8\text{ nm}$ ,  $\sigma = 5\text{ cm}$ . 为了简单起见, 我们首先考虑场分量无关联的时候, 也就是  $B_{xy} = B_{yx} = 0$  时. 根据一般偏振度公式, 则源处的一般偏振度可表示为

$$P^{(0)}(r, \omega) = \left| \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y} \right| \quad (13)$$

图1和图2分别给出了不同距离处光谱交叉偏振度  $P(\mathbf{r}_1=0, \mathbf{z}_1=1\text{ m}; \mathbf{r}_2=r, \mathbf{z}_2=z)$  随初始偏振度和相关长度  $\delta_{xy}$  的变化曲线图. 图1参量选取为:  $\delta_{xx} = 0.5\text{ mm}$ ,  $\delta_{yy} = 1\text{ mm}$ ; 图2参量选取为  $\delta_{xx} = 0.5\text{ mm}$ ,  $I_x = 3I_y$ . 从图1中可看出, 光谱交叉偏振度  $P(\mathbf{r}_1=0, \mathbf{z}_1=1\text{ m}; \mathbf{r}_2=r, \mathbf{z}_2=z)$  不再仅仅局限在  $0 \sim 1$  之间, 它可为任意非负数(如图1(a)中光谱交叉偏振度  $P(\mathbf{r}_1=0, \mathbf{z}_1=1\text{ m}; \mathbf{r}_2=r, \mathbf{z}_2=z)$  的最大值达到了18). 另外, 从图1和图2还可以看出, 除光源处参量外, 传输距离也是影响光谱交叉偏振度变化的重要因素.



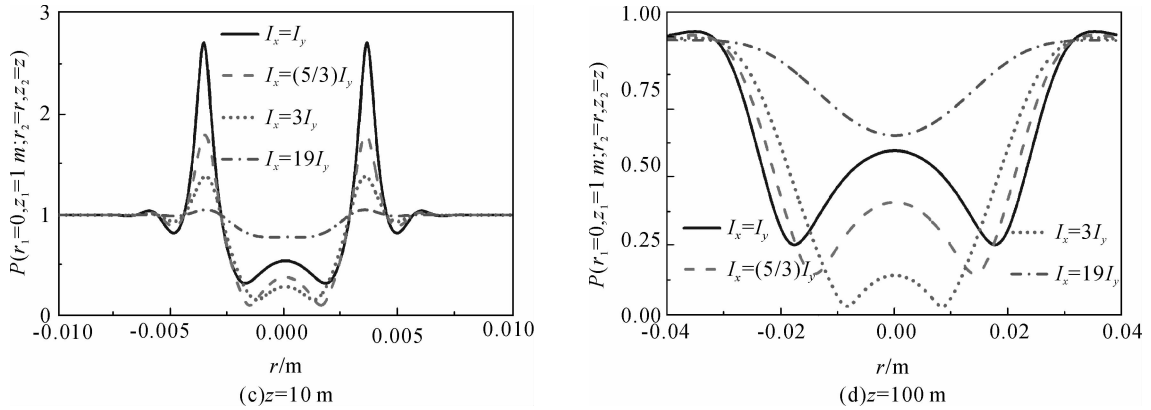


图 1 不同初始偏振度情况下的光谱交叉偏振度

Fig. 1 The degree of cross-polarization for different values of the initial degree of polarization

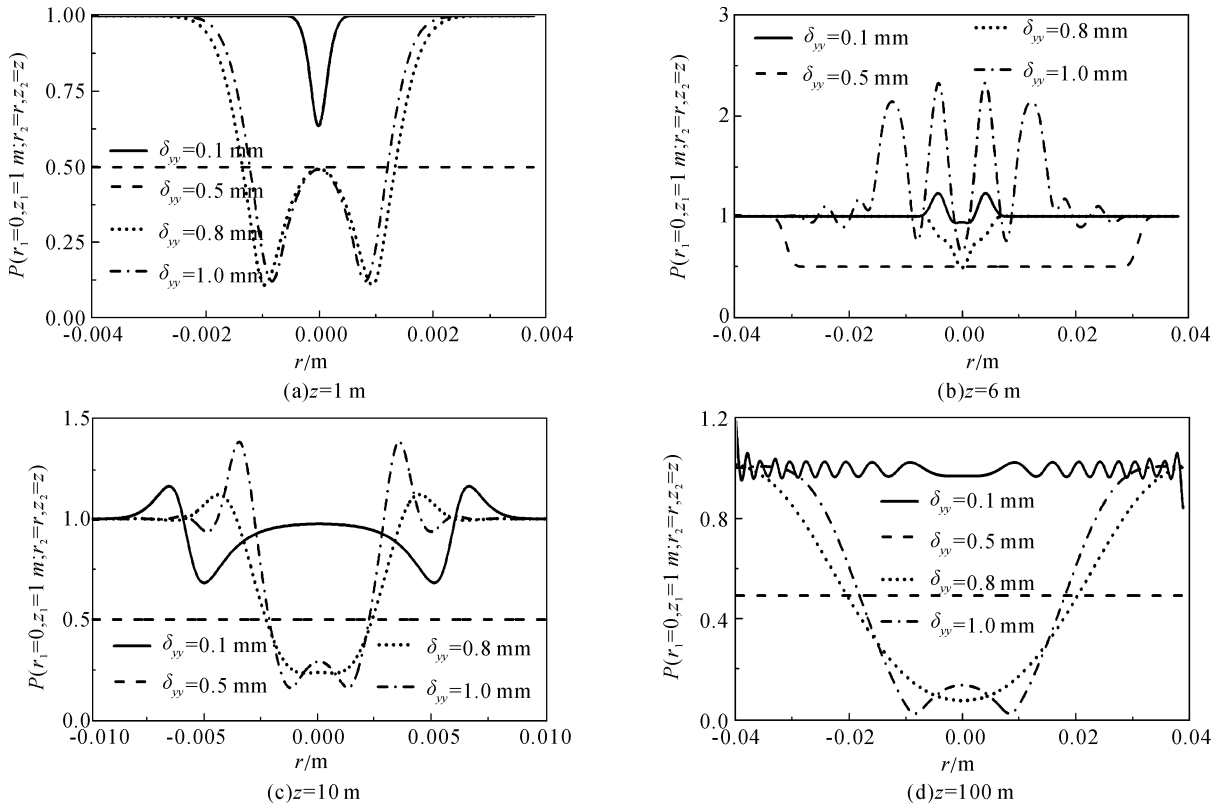
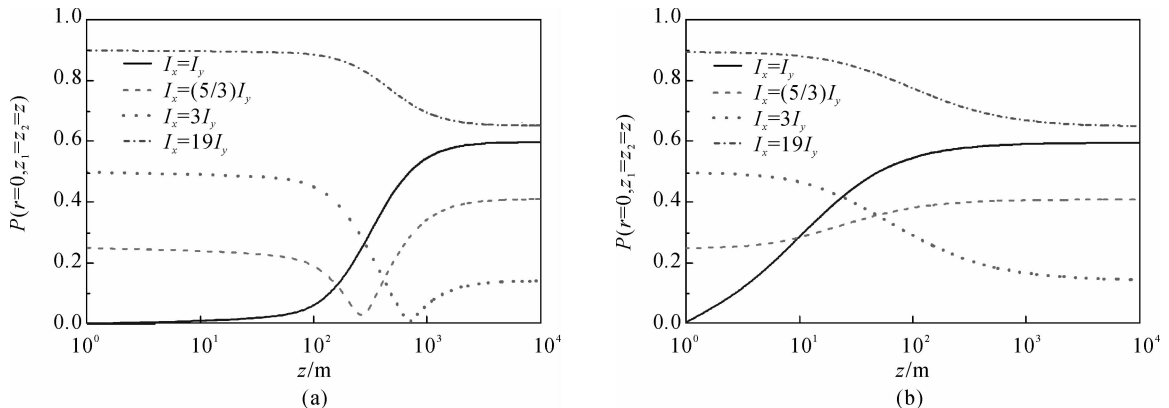


图 2 不同相关长度  $\delta_{yy}$  下的光谱交叉偏振度

Fig. 2 The degree of cross-polarization for different values of  $\delta_{yy}$

图 3 给出了轴上点的一般偏振度和光谱交叉偏振度的比较,其余参量选取与图 1 图 2 相同. 图 3 (a)和图 3(c)分别为不同初始偏振度与相关长度情

况下轴上一般偏振度的变化曲线图. 研究发现,经过足够长的传输距离后,轴上一般偏振度不再发生变化,而趋向于一个固定的常数(如图 3(a)和 3(c)中



况下轴上一般偏振度的变化曲线图. 研究发现,经过足够长的传输距离后,轴上一般偏振度不再发生变化,而趋向于一个固定的常数(如图 3(a)和 3(c)中

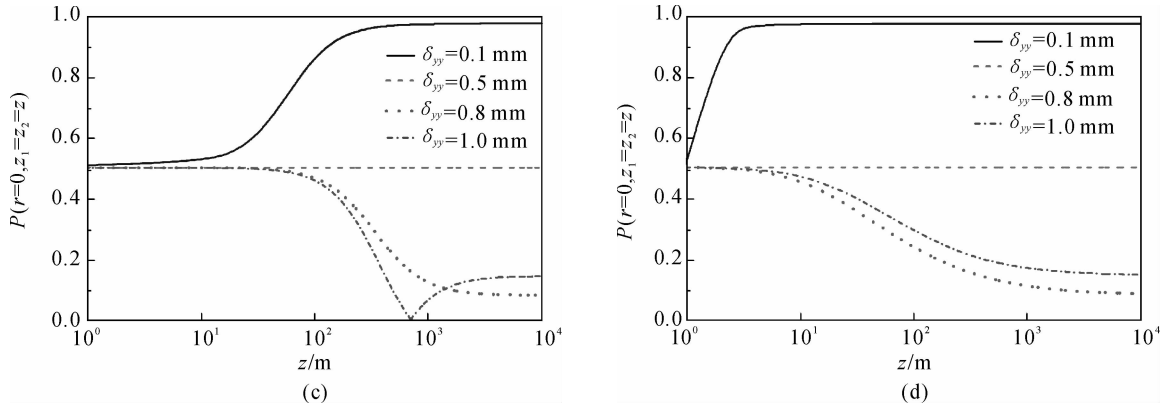


图3 不同情况下的轴上偏振度  
Fig. 3 The longitudinal SDCP for different values of the initial parameters

10<sup>4</sup> m 后). 同样, 光谱交叉偏振度也出现相似的结果, 见图 3(b) 和图 3(d); 所不同的是, 光谱交叉偏振度的变化区间较之一般偏振度的变化区间要小.

为了不失一般性, 接下来研究场分量相关联的情况, 也就是  $B_{xy} = B_{yx} \neq 0$  的情况. 此时若令  $I_x = I_y$ , 则光源处的一般偏振度可表示为

$$P^{(0)}(r, \omega) = |B_{xy}| \quad (14)$$

图 4 给出了不同  $z$  平面  $B_{xy}$  对光谱交叉偏振度  $P(r_1 = r_2 = r, z_1 = z_2 = z, \omega)$  影响的曲线图. 从图 4 可以看出, 光谱交叉偏振度不像光谱相干度那样在径向距离  $r$  足够大是趋向于定值 1, 而是趋向于不同的非负值. 也可以发现,  $B_{xy}$  越大, 光谱交叉偏振度

$P(r_1 = r_2 = r, z_1 = z_2 = z, \omega)$  的值越小; 传输距离越大, 在相同的径向范围内, 光谱交叉偏振度变化越平缓. 图 5 是轴上方向的光谱交叉偏振度  $P(r_1 = r_2 = 0, z_1, z_2 = z, \omega)$  的变化曲线图. 图 5(a) 中取  $z_1 = 1$  m, 也就是点  $(r_1 = 0, z_1 = 1$  m) 和点  $(r_2 = 0, z_2 = z)$  之间的光谱交叉偏振度. 而图 5(a) 中取得是  $(r_1 = 0, z_1 = 100$  m) 为定点来参考. 从图 5 可以看出, 在所取的定点附近光谱交叉偏振度的值比较小, 而远离定点的光谱交叉偏振度则趋近于稳定, 其值近似不变. 同时也可看出,  $B_{xy}$  越大, 轴上光谱交叉偏振度  $p(r_1 = r_2, z_1, z_2 = z, \omega)$  反而越小.

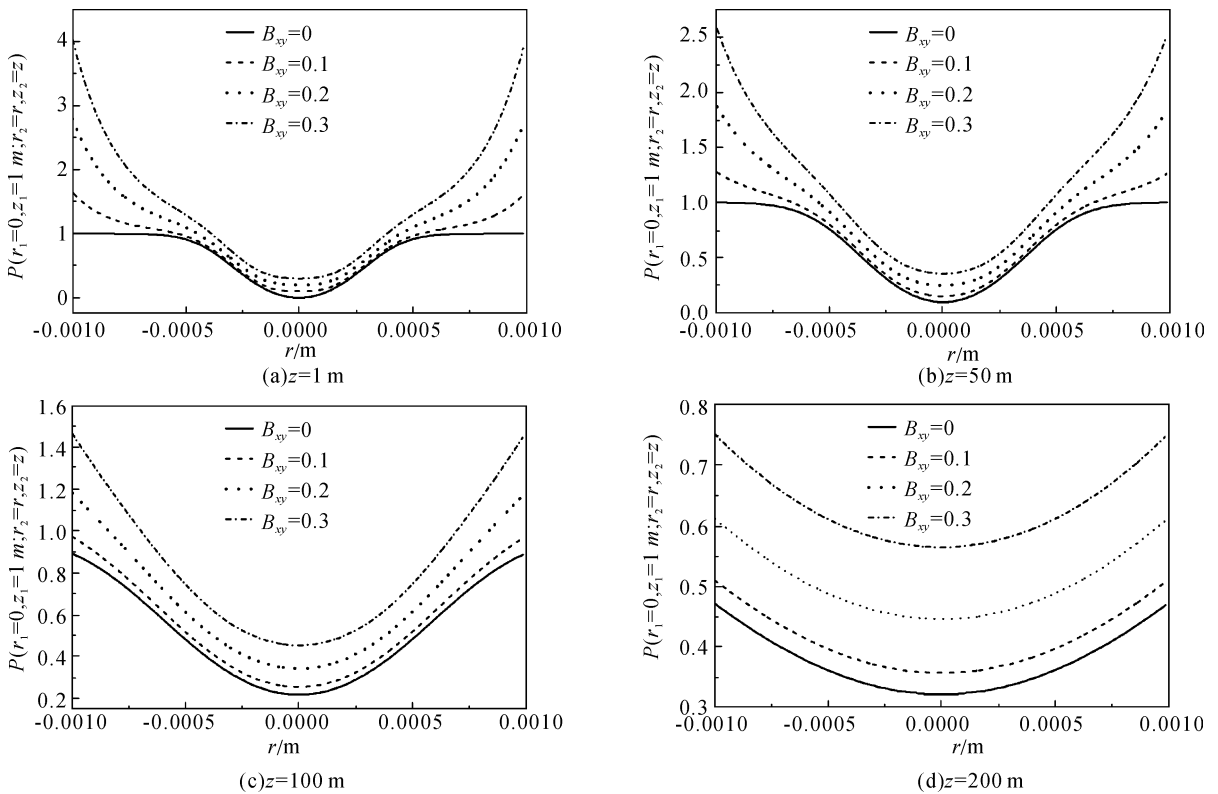


图4 不同相关系数情况下的光谱交叉偏振度  
Fig. 4 The degree of cross-polarization for different values of  $B_{xy}$

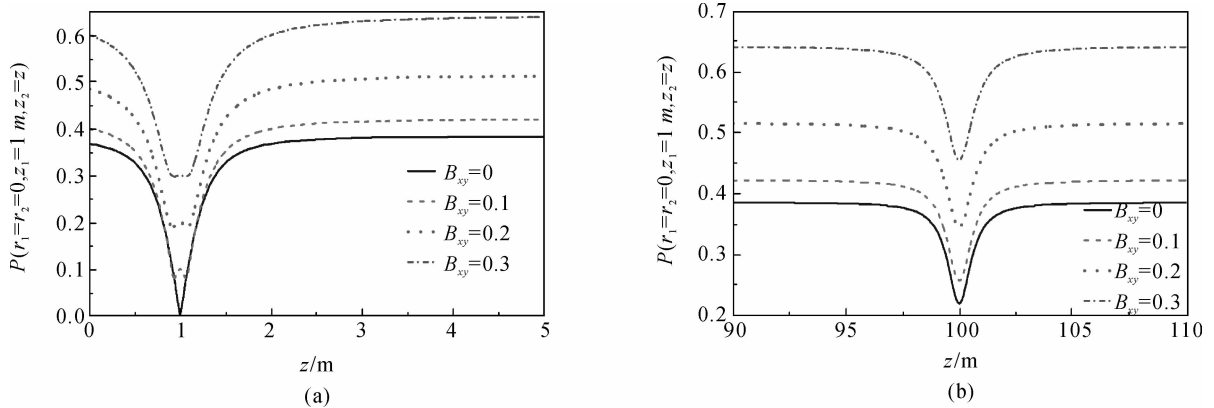


图5 不同相关系数情况下的轴上光谱交叉偏振度

Fig. 5 The longitudinal SDCP for different values of  $B_{xy}$ 

### 3 结论

以部分相干电磁高斯-谢尔模型光束为例,推导了部分相干光在自由空间中传输的交叉谱密度矩阵. 推导出来的交叉谱密度矩阵比普通的交叉谱密度矩阵不同,它扩展到可以研究空间中任意两点之间的关系,而普通的交叉谱密度矩阵只能研究同一( $z=常数$ )平面上的任意两点之间的关系. 同时也拓展了文献[21]所提出的光谱交叉偏振度公式,根据拓展的光谱交叉偏振度公式,光谱交叉偏振度不仅可研究同一( $z=常数$ )平面中两点的偏振关系,还可研究空间任意两点或者是纵向任意两点之间的偏振关系. 采用了大量的数值计算说明部分相干电磁高斯-谢尔模型光束在自由空间中传输时的光谱交叉偏振度的变化情况,其中比较研究了场分量相关联和场分量不关联的情况. 研究表明,源处场分量关联与否源处乃至传输场中交叉偏振度的分布情况. 特别指出,当场分量关联时,传输场中交叉偏振度的值可远远大于场分量非关联的情况. 同时也发现,部分相干电磁光束在自由空间中传输时的光谱交叉偏振度与源处的初始偏振度、相关长度和传输距离密切相关. 光谱交叉偏振度分布趋势和一般偏振度的分布趋势不同,且光谱交叉偏振度的值不再像一般偏振度那样仅仅局限在  $0\sim 1$  之间,而是可以为任意的非负数.

#### 参考文献

- [1] JAMES D F V. Change of polarization of light beams on propagation in free space [J]. *JOSA A*, 1994, **11**(5):1641-1643.
- [2] AGARWAL G P, WOLF E. Propagation-induced polarization changes in partially coherent optical beams [J]. *JOSA A*, 2000, **17**(11):2019-2023.
- [3] GORI F, SANTARSIERO M, PIQUERO G. *et al.* Partially polarized Gaussian Schell-model beams [J]. *J Opt A: Pure Appl Opt*, 2001, **3**(1):1-9.
- [4] PIQUERO G, GORI F, ROMNINI P, SAMTARSIERO M,

*et al.* Synthesis of partially polarized Gaussian Schell-model sources [J]. *Opt Commun*, 2002, **208**(1):9-16.

- [5] WOLF E. Unified theory of coherence and polarization of statistical electromagnetic beams [J]. *Phys Lett A*, 2003, **312**:263-267.
- [6] WOLF E. Correlation-induced changes in the degree of polarization, the degree of coherence and spectrum of random electromagnetic beams on propagation [J]. *Opt Lett*, 2003, **28**(13):1078-1080.
- [7] KOROTKOV A O, WOLF E. Changes in the state of polarization of a random electromagnetic beam on propagation [J]. *Opt Commun*, 2005, **246**(1):35-43.
- [8] KOROTKOVA O, WOLF E. Generalized Stokes parameters of random electromagnetic beams [J]. *Opt Lett*, 2005, **30**(2):198-200.
- [9] SHIRAI T. Polarization properties of a class of electromagnetic Gaussian Schell-model beams which have the same far-zone intensity distribution as a fully coherent laser beam [J]. *Opt Commun*, 2005, **256**(4):197-209.
- [10] SALEM M, KOROTKOVA O, WOLF E. Can two planar sources with the same sets of Stokes parameters generate beams with different sets of Stokes parameters? [J]. *Opt Lett*, 2006, **31**(20):3025-3027.
- [11] KOROTKOVA O, VISSER T D, WOLF E. Polarization properties of stochastic electromagnetic beams [J]. *Opt Commun*, 2008, **281**(4):515-520.
- [12] LIU Qi-neng. Properties of polarization of defect mode of one-dimensional photonic crystal [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(8):1431-1434.  
刘启能. 一维光子晶体缺陷模偏振特性的研究 [J]. *光子学报*, 2007, **36**(8):1431-1434.
- [13] WANG Dao-rong, ZHAO Yong-qiang, PAN Quan. Classification of spectropolarimetric imagery based on fuzzy cluster and evidence theory [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(8):2365-2370.  
王道荣,赵永强,潘泉. 基于模糊聚类和证据理论的光谱偏振图像分类 [J]. *光子学报*, 2007, **36**(8):2365-2370.
- [14] DING Pan-feng, HOU Rui. Analysis on measurement of second order PMD [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(3):478-480.  
丁攀峰,侯睿. 二阶偏振模色散测量分析 [J]. *光子学报*,

- 2008, **37**(3):478-480.
- [15] HUANG Zong-jun, KANG Chong, WANG Zheng-ping, *et al.* Influence of bias angle of faraday mirror upon polarization state of output light of FMOCT[J]. *Acta Photonica Sinica* 2006, **35**(8):1203-1206.  
黄宗军, 康崇, 王政平, 等. Faraday 镜预转角对 FMOCT 输出光偏振态的影响[J]. *光子学报*, 2006, **35**(8):1203-1206.
- [16] ELLIS J, DOGARIU A. Mutual degree of cross-polarization [J]. *Opt Lett*, 2004, **29**:536-538.
- [17] SHIRAI T, WOLF E. Correlations between intensity fluctuations in stochastic electromagnetic beams of any state of coherence and polarization[J]. *Opt Commun*, 2007, **272**(2):289-292.
- [18] VOLKOV S, DANIEL N, JAMES F V, *et al.* Intensity fluctuations and the degree of cross-polarization in stochastic electromagnetic beams[J]. *J Opt A: Pure Appl Opt*, 2008, **10**:055001.
- [19] YU X, CHEN Y, ZHAO Q. Effect of cross-polarization of electromagnetic source on the degree of polarization of generated beam[J]. *Opt Commun*, 2008, **281**(8):1954-1957.
- [20] KOROTKOVA O, SALEM M, WOLF E. Beam conditions for radiation generated by an electromagnetic Gaussian Schell-model source[J]. *Opt Lett*, 2004, **29**(11):1173-1175.
- [21] ROYCHOWDHURY H, KOROTKOVA O. Realizability conditions for electromagnetic Gaussian Schell-model sources [J]. *Opt Comm*, 2005, **249**(4):379-385.
- [22] FRIBERG A T, SUDOL R J. The spatial coherence properties of Gaussian Schell-model beams[J]. *Optica Acta*, 1983, **30**:1075-1097.

## The Spectral Degree of Cross-polarization of Stochastic Electromagnetic Beams

ZHANG Guo-wen<sup>1</sup>, PU Ji-xiong<sup>1</sup>, SAHIN Sahin<sup>2</sup>, OLGA Korotkova<sup>2</sup>

(1 Department of Electronic Science and Technology, Huaqiao University, Quanzhou, Fujian 362021, China)

(2 Department of Physics, University of Miami, Coral Gables, FL 33146, USA)

**Abstract:** Based on the theory of spectral degree of cross-polarization, the behaviour of spectral degree of cross-polarization of a electromagnetic Gaussian Schell-model beam on propagation is studied. The expressions for the elements of the cross-spectral density matrix the beam propagating in free space for arbitrary two points in the beam has been derived by using the unified theory of coherence and polarization and the extended Heygens-Fresnel integral. The results show that, the degree of cross-polarization of partially coherent electromagnetic beams in free space may take on any nonnegative values, in contrast to the usual degree of polarization which is restricted to the range 0~1. The behavior of the degree of cross-polarization on propagation is determined by all the parameters of the source radiating the beam. At sufficiently large distances from the source the degree of cross-polarization stabilizes for all points within the beam independently of their radial positions. The condition for keeping the degree of cross-polarization invariant is the same as that of the usual degree of polarization.

**Key words:** Partially coherent electromagnetic beam; Degree of cross-polarization; Unified theory of coherence and polarization; Free space



**ZHANG Guo-wen** is now a graduate student at Huaqiao University. His research interests are coherence propagation of beam and nonlinear optics etc.