

部分空间相干部分光谱相干厄米-高斯脉冲 电磁光束的偏振特性

王海霞 丁超亮 张永涛 潘留占

(洛阳师范学院物理与电子科学系, 河南 洛阳 471022)

摘要 基于非稳态场的相干理论,对部分空间相干部分光谱相干二维厄米-高斯脉冲电磁光束在自由空间传输时的偏振特性做了详细的数值研究。结果表明,脉冲电磁光束的偏振度分布由光束阶数、光束的空间相关长度、时间相干长度和场点位置等因素共同决定。研究表明,当空间相关长度趋于零或无穷大时,轴上点偏振度趋于一固定值,与光束阶数和场点位置无关。光束阶数较大或传输距离较远时,轴上点偏振度随时间相干长度的增大而增大,随脉冲宽度的增大而减小。光束阶数越大,横截面上偏振度 $P=0$ 出现的次数越多。

关键词 厄米-高斯脉冲电磁光束;偏振;光束阶数;时间相干长度

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0326001

Polarization Properties of Spatially and Spectrally Partially Coherent Electromagnetic Hermite-Gaussian Pulsed Beams

Wang Haixia Ding Chaoliang Zhang Yongtao Pan Liuzhan

(Department of Physics and Electronic Science, Luoyang Normal College, Luoyang, Henan 471022, China)

Abstract Based on the coherence theory of non-stationary fields, the spectral degree of polarization of two-dimensional spatially and spectrally partially coherent electromagnetic Hermite-Gaussian pulsed beams propagating in free space is studied and analyzed numerically. It is shown that the spectral degree of polarization of electromagnetic Hermite-Gaussian pulsed beams depends on the beam order, spatial correlation length, temporal coherence length and the position of the field point. The on-axis spectral degree of polarization, which is independent of the beam order and the position of the field point, tends to a fixed value when the spatial correlation length tends to zero or infinite. The on-axis spectral degree of polarization increases with the increase of temporal coherence length, and decreases with the increase of pulse duration when the beam order is large or the propagation distance is long. The larger the beam order is, the more times the spectral degree of polarization $P=0$ appears on cross section.

Key words electromagnetic Hermite-Gaussian pulsed beam; polarization; beam order; temporal coherence length

OCIS codes 260.5430; 030.0030; 140.0140; 320.5550

1 引 言

近年来, Wolf 提出用二阶交叉谱密度矩阵处理稳态随机电磁光束的相干、偏振、光谱及它们之间内在关系的统一理论^[1],研究对象是较为普遍的部分空间相干和部分偏振的稳态随机电磁光束,研究结果在光纤通讯、激光雷达成像和医学诊断等领域有实际应用价值^[2]。目前,相关领域的研究非常活

跃^[3~12],然而,多数研究局限在稳态光束^[13~15],很少涉及超短脉冲情况。2002年, P. Pääkkönen 等^[16]考虑了单频成分之间的相干性,提出了部分相干脉冲光束的标量模型。H. Lajunen 等^[17]提出了部分空间相干部分光谱相干脉冲光束的相干模表示,并研究了部分空间相干部分光谱相干高斯-谢尔模型脉冲(GSMP)光束的光谱特性。最近, C. L. Ding

收稿日期: 2010-10-09; **收到修改稿日期**: 2010-10-27

基金项目: 国家自然科学基金(61078077, 60978011)和河南省自然科学基金资助课题。

作者简介: 王海霞(1978—),女,硕士研究生,讲师,主要从事光信息和光束传输等方面的研究。

E-mail: seamaid_hxxl@163.com

导师简介: 潘留占(1964—),男,博士,教授,主要从事部分相干光、激光传输与变换等方面的研究。

E-mail: panliuzhan@263.net(通信联系人)

等^[14]将部分空间相干部分光谱相干 GSMP 光束模型推广至矢量场,研究了部分空间相干部分光谱相干高斯-谢尔模型脉冲电磁光束在自由空间中的传输特性。另一方面,实际激光束存在多模情况,因此研究高阶模对超短脉冲电磁光束偏振度的影响是非常重要的。本文基于非稳态场的相干理论^[18,19],研究了部分空间相干部分光谱相干厄米-高斯脉冲电磁光束在自由空间传输时偏振度的变化,重点分析了光束阶数、空间相干性和时间相干性对脉冲电磁光束偏振度的影响。

2 理论模型

在空间-时间域中,部分空间相干部分光谱相干

厄米-高斯脉冲电磁光束的互相干函数在 $z=0$ 平面可用一个 2×2 的矩阵表示^[17]:

$$\mathbf{I}^0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, t_1, t_2) = [\mathbf{I}_{ij}^0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, t_1, t_2)] = [\langle E_i^*(\boldsymbol{\rho}_1, t_1) E_j(\boldsymbol{\rho}_2, t_2) \rangle], \quad (i = x, y; j = x, y) \quad (1)$$

式中 $\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2$ 为位置矢量, t_1 和 t_2 表示时间, E_i, E_j 为 $z=0$ 平面电场 $E(\boldsymbol{\rho}, t)$ 的两个正交分量, $*$ 表示共轭量, $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均。简单起见,假设 $z=0$ 平面 x 方向的电场分量和 y 方向的电场分量之间没有相关性^[2,10,13], 则部分空间相干部分光谱相干厄米-高斯脉冲电磁光束的 $I_{ij}^0(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2, t_1, t_2)$ 可写成^[17]

$$\begin{aligned} \Gamma_{ii}^0(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2, t_1, t_2) &= A_i H_m\left(\frac{\sqrt{2}x'_1}{\omega_0}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}x'_2}{\omega_0}\right) \exp\left[-\frac{x'^2_1 + x'^2_2}{\omega_0^2} - \frac{(x'_1 - x'_2)^2}{2\sigma_{ii}^2}\right] \times \\ &H_n\left(\frac{\sqrt{2}y'_1}{\omega_0}\right) H_n\left(\frac{\sqrt{2}y'_2}{\omega_0}\right) \exp\left[-\frac{y'^2_1 + y'^2_2}{\omega_0^2} - \frac{(y'_1 - y'_2)^2}{2\sigma_{ii}^2}\right] \times \\ &\exp\left[-\frac{t_1^2 + t_2^2}{2T_0^2} - \frac{(t_1 - t_2)^2}{2T_{ci}^2} + i\omega_0(t_2 - t_1)\right], \end{aligned} \quad (2)$$

$$\Gamma_{ij}^0(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2, t_1, t_2) = 0, \quad (3)$$

式中 A_i 为与脉冲电磁光束初始偏振度有关的常数, ω_0 为光束束腰宽度, σ_{ii} 为光束的空间相关长度, 描述脉冲电磁光束的空间相干性, A_i, ω_0 和 σ_{ii} 和位置无关, 但和频率有关, H_m 和 H_n 分别为 m 阶和 n 阶厄米多项式。 ω_0 为载波频率, T_0 为脉冲宽度, T_{ci} 为时间相干长度, 描述脉冲电磁光束的时间相干性。

利用傅里叶变换

$$W_{ij}^0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, \omega_1, \omega_2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \Gamma_{ij}^0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, t_1, t_2) \exp[-i(\omega_1 t_1 - \omega_2 t_2)] dt_1 dt_2, \quad (4)$$

得交叉谱密度函数矩阵

$$\mathbf{W}^0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, \omega_1, \omega_2) = [\langle W_{ij}^0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, \omega_1, \omega_2) \rangle], \quad (5)$$

式中

$$\begin{aligned} W_{ii}^0(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2, \omega_1, \omega_2) &= A_i \frac{T_0}{2\pi\Omega_{0i}} H_m\left(\frac{\sqrt{2}x'_1}{\omega_0}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}x'_2}{\omega_0}\right) \exp\left[-\frac{x'^2_1 + x'^2_2}{\omega_0^2} - \frac{(x'_1 - x'_2)^2}{2\sigma_{ii}^2}\right] \times \\ &H_n\left[\frac{\sqrt{2}y'_1}{\omega_0}\right] H_n\left(\frac{\sqrt{2}y'_2}{\omega_0}\right) \exp\left[-\frac{y'^2_1 + y'^2_2}{\omega_0^2} - \frac{(y'_1 - y'_2)^2}{2\sigma_{ii}^2}\right] \times \\ &\exp\left[-\frac{(\omega_1 - \omega_0)^2 + (\omega_2 - \omega_0)^2}{2\Omega_{0i}^2} - \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{2\Omega_{ci}^2}\right], \end{aligned} \quad (6)$$

$$W_{xy}^0(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2, \omega_1, \omega_2) = W_{yx}^0(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2, \omega_1, \omega_2) = 0, \quad (7)$$

$$\Omega_{0i} = \sqrt{\frac{1}{T_0^2} + \frac{2}{T_{ci}^2}}, \quad (8)$$

$$\Omega_{ci} = \frac{T_{ci}}{T_0} \Omega_{0i}. \quad (9)$$

(8)式和(9)式给出了脉冲光谱宽度 Ω_{0i} , 光谱相干宽度 Ω_{ci} 与脉冲宽度 T_0 , 时间相干长度 T_{ci} 之间的关系。脉冲光谱相干宽度 Ω_{ci} 描述脉冲不同频率元素之间的相干性。很显然, 当 $T_{ci} \rightarrow \infty$ ($\Omega_{ci} \rightarrow \infty$) 时, 回到完全光谱相干厄米-高斯脉冲电磁光束; $\sigma_{ii} \rightarrow \infty$, 回到完全空间相干厄米-高斯脉冲电磁光束; $T_0 \rightarrow \infty$ ($\Omega_{ci} = 0$) 时, 不

同频率元素之间完全不相干,回到厄米-高斯稳态电磁光束。

因此,源平面处部分空间相干部分光谱相干厄米-高斯脉冲电磁光束的偏振度为^[1]

$$P^0(x', y', \omega) = \sqrt{1 - \frac{4\text{Det}[\mathbf{W}^0(x', x', y', y', \omega, \omega)]}{\{\text{Tr}[\mathbf{W}^0(x', x', y', y', \omega, \omega)]\}^2}} = \left| \frac{A_x/\Omega_{0x} \exp[-(\omega - \omega_0)^2/\Omega_{0x}^2] - A_y/\Omega_{0y} \exp[-(\omega - \omega_0)^2/\Omega_{0y}^2]}{A_x/\Omega_{0x} \exp[-(\omega - \omega_0)^2/\Omega_{0x}^2] + A_y/\Omega_{0y} \exp[-(\omega - \omega_0)^2/\Omega_{0y}^2]} \right|, \quad (10)$$

根据交叉谱密度函数矩阵在自由空间的传输公式^[1]

$$W_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z, \omega_1, \omega_2) = \frac{\omega_1 \omega_2}{4\pi^2 c^2 z^2} \exp[i(\omega_2 - \omega_1)z/c] \iint \mathbf{W}_{ij}^0(\rho_1, \rho_2, \omega_1, \omega_2) \times \exp\left\{\frac{i}{2cz} [\omega_2(\mathbf{r}_2 - \boldsymbol{\rho}_2)^2 - \omega_1(\mathbf{r}_1 - \boldsymbol{\rho}_1)^2]\right\} d^2 \boldsymbol{\rho}_1 d^2 \boldsymbol{\rho}_2, \quad (11)$$

将(6)式和(7)式代人(11)式,经过复杂的积分运算后得到部分空间相干部分光谱相干厄米-高斯脉冲电磁光束在场点处的交叉谱密度函数矩阵元为

$$W_{ii}(x_1, x_2, y_1, y_2, z, \omega_1, \omega_2) = A_i \frac{T_0}{2\pi\Omega_{0i}} \frac{\omega_1 \omega_2}{4c^2 z^2} Q_{1i} Q_{2i} \exp\left\{\frac{i}{2cz} [\omega_2(x_2^2 + y_2^2) - \omega_1(x_1^2 + y_1^2)]\right\} \times \exp\left[\frac{i(\omega_2 - \omega_1)z}{c}\right] \exp\left[-\frac{(\omega_1 - \omega_0)^2 + (\omega_2 - \omega_0)^2}{2\Omega_{0i}^2} - \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{2\Omega_{ci}^2}\right], \quad (12)$$

$$W_{xy}^0(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2, z, \omega_1, \omega_2) = W_{yx}^0(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2, z, \omega_1, \omega_2) = 0, \quad (13)$$

式中

$$\alpha_i = \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{2\sigma_{ii}^2} + \frac{i\omega_1}{2cz}, \quad (14)$$

$$\beta_i = \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{2\sigma_{ii}^2} - \frac{i\omega_2}{2cz}, \quad (15)$$

$$P_i = \beta_i - \frac{1}{4\alpha_i \sigma_{ii}^4}, \quad (16)$$

$$M_i = \left(\frac{i\omega_1 x_1}{cz}\right)^{l_1} \exp\left[-\frac{\omega_1^2 x_1^2}{4\alpha_i c^2 z^2}\right], \quad (17)$$

$$T_i = \frac{i\omega_1 x_1}{2\alpha_i \sigma_{ii}^2 cz} - \frac{i\omega_2 x_2}{cz}, \quad (18)$$

$$Q_{ii} = \sum_{k_1=0}^{\lfloor m/2 \rfloor} \sum_{k_2=0}^{\lfloor m/2 \rfloor} \sum_{l_1=0}^{m-2k_1} \sum_{l_2=0}^{m-k_1-k_2-l_1/2} \frac{(-1)^{k_1+k_2} 2^{k_1-k_2+l_1} m! m! (2m-2k_1-2k_2-l_1)!}{k_1! k_2! l_1! l_2! (m-2k_2)! (m-2k_1-l_1)! (2m-2k_1-2k_2-2l_2-l_1)!} \times \omega_0^{-2m+2k_1+2k_2} \left(1 - \frac{2}{\alpha_i \omega_0^2}\right)^{k_1} \alpha_i^{-m+2k_1-\frac{1}{2}} \sigma_{ii}^{-2m+4k_1+2l_1} P_i^{-2m+2k_1+2k_2+l_1+l_2-\frac{1}{2}} \times T_i^{2m-2k_1-2k_2-2l_2-l_1} M_i \exp\left(\frac{T_i^2}{4P_i}\right), \quad (19)$$

式中将 Q_{ii} 中 x 换成 y , m 换成 n 即得到 Q_{2i} 。当 $m = n = 0$ 时,由(12)式得到部分空间相干部分光谱相干GSMP电磁光束在场点处的交叉谱密度函数,与文献[14]一致。

所以,部分空间相干部分光谱相干厄米-高斯脉冲电磁光束在场点 (x, y, z) 处的偏振度为

$$P(x, y, z, \omega) = \sqrt{1 - \frac{4\text{Det}[\mathbf{W}(x, x, y, y, \omega, \omega)]}{\{\text{Tr}[\mathbf{W}(x, x, y, y, \omega, \omega)]\}^2}} = \left| \frac{(A_x Q_{1x} Q_{2x})/\Omega_{0x} \exp[-(\omega - \omega_0)^2/\Omega_{0x}^2] - (A_y Q_{1y} Q_{2y})/\Omega_{0y} \exp[-(\omega - \omega_0)^2/\Omega_{0y}^2]}{(A_x Q_{1x} Q_{2x})/\Omega_{0x} \exp[-(\omega - \omega_0)^2/\Omega_{0x}^2] + (A_y Q_{1y} Q_{2y})/\Omega_{0y} \exp[-(\omega - \omega_0)^2/\Omega_{0y}^2]} \right|. \quad (20)$$

从(19)式和(20)式可以看出,部分空间相干部分光谱相干厄米-高斯脉冲电磁光束场点处的偏振度与光束阶数 m 、光束的空间相关长度 σ_{ii} 、时间相

干长度 T_i 、脉冲宽度 T_0 和场点位置 (x, y, z) 等因素有关。

3 数值计算结果和分析

利用(19)式对部分空间相干部分光谱相干厄米-高斯脉冲电磁光束在自由空间中传输时偏振度的变化做了数值计算和分析,重点讨论了光束阶数 m 、空间相关长度 σ_{xx} 、时间相干长度 T_c 和脉冲宽度 T_0 对偏振度的影响。图 1 为脉冲电磁光束轴上点偏振度 P 随传输距离 z 的变化曲线。计算参数为 $\omega_0 = 2 \text{ mm}$, $\omega_0 = 2.36 \text{ rad/fs}$, $\sigma_{yy} = 2\sigma_{xx}$, $T_0 = 5 \text{ fs}$, $T_{cx} = 5 \text{ fs}$, $T_{cy} = 2T_{cx}$, $A_y/A_x = 1/2$, $\omega/\omega_0 = 1$ 。由图 1(a) 可知,随着传输距离的增大,不同光束阶数对应的轴上点偏振度分布不同。例如图 1(a) 中,

$m = n = 0$,即光束为部分空间相干部分光谱相干 GSMP 电磁光束时,随着传输距离的增大,轴上点偏振度 $P = 0$ 出现一次,而对于光束高阶模,如 $m = n = 2, 4$,轴上点偏振度 $P = 0$ 出现两次,且随着传输距离的增大,轴上点偏振度分别达到极限值 0.2774, 0.2733 和 0.2843。图 1(b) 为不同空间相关长度下轴上点偏振度随传输距离的变化,可见,空间相关长度影响轴上点偏振度 $P=0$ 出现的次数,并且随着传输距离的增大,轴上点偏振度分别达到不同的极限值,例如 $\sigma_{xx} = 1, 2$ 和 4 mm, $P_\infty = 0.2733, 0.0209, 0.1223$ 。

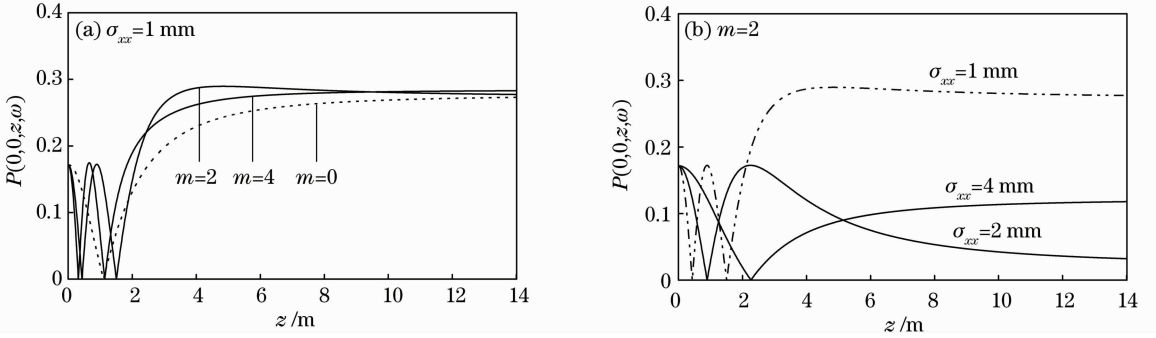


图 1 轴上点偏振度 P 随传输距离 z 的变化

Fig. 1 On-axis spectral degree of polarization P versus the propagation distance z

为详细描述空间相干性对偏振度的影响,图 2 给出了脉冲电磁光束轴上点偏振度 P 随空间相关长度 σ_{xx} 的变化,计算参数如图 1 所示。由图可见,不同光束阶数时,不同传输距离处,当空间相关长度 $\sigma_{xx} \rightarrow 0$ 时,轴上点偏振度 P 趋近于

$$P = \frac{A_x \Omega_{0,y} \sigma_{xx} - A_y \Omega_{0,x} \sigma_{yy}}{A_x \Omega_{0,y} \sigma_{xx} + A_y \Omega_{0,x} \sigma_{yy}} = \frac{A_x \Omega_{0,y} - 4A_y \sigma_{0,x}}{A_x \Omega_{0,y} + 4A_y \Omega_{0,x}} = 0.4776,$$

当空间相关长度 $\sigma_{xx} \rightarrow \infty$ 时,轴上点偏振度 P 趋近于光源偏振度

$$P^0 = \frac{A_x \Omega_{0,y} - A_y \Omega_{0,x}}{A_x \Omega_{0,y} + A_y \Omega_{0,x}} = 0.1715,$$

与(10)式所得结果一致。由图 2(a) 知,光束阶数影响偏振度分布,不同光束阶数下轴上点偏振度随空间相关长度非线性变化。例如,当 $m=0$ 时,轴上点偏振度 $P=0$ 出现在 $\sigma_{xx} = 1.56 \text{ mm}$ 处;当 $m=2$ 和 4 时,轴上点偏振度 $P=0$ 分别出现在 $\sigma_{xx} = 0.39, 1.21, 3.73 \text{ mm}$ 处和 $0.29, 1.51, 5.01 \text{ mm}$ 处。由图 2(b) 可以看出,传输距离越近,轴上点偏振度 P 振荡得越剧烈。

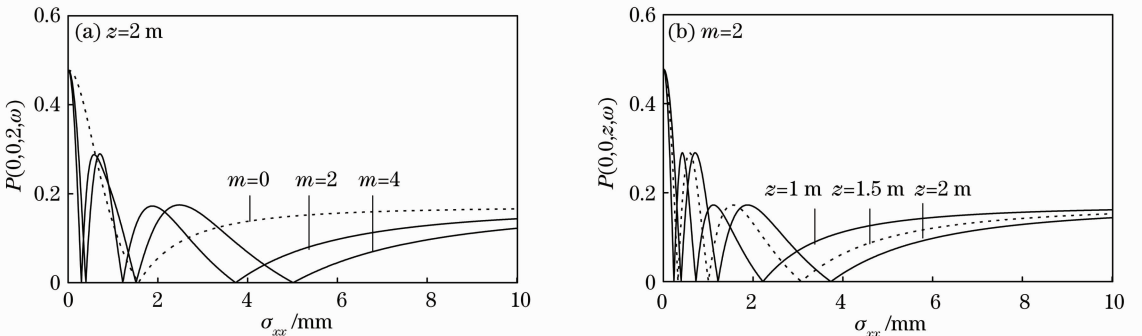


图 2 轴上点偏振度 P 随空间相关长度 σ_{xx} 的变化

Fig. 2 On-axis spectral degree of polarization P versus the spatial correlation length σ_{xx}

图3为时间相干长度 T_{cr} 对脉冲电磁光束轴上点偏振度 P 的影响, $\sigma_{xx}=1\text{ mm}$,其它参数如图1所示。由图3(a)可以看出,当光束阶数较小时,随着时间相干长度的增大,轴上点偏振度先减小后增加且出现偏振度 $P=0$ 的情况;当光束阶数较大时,轴上点偏振度 P 随时间相干长度 T_{cr} 的增大而增大。

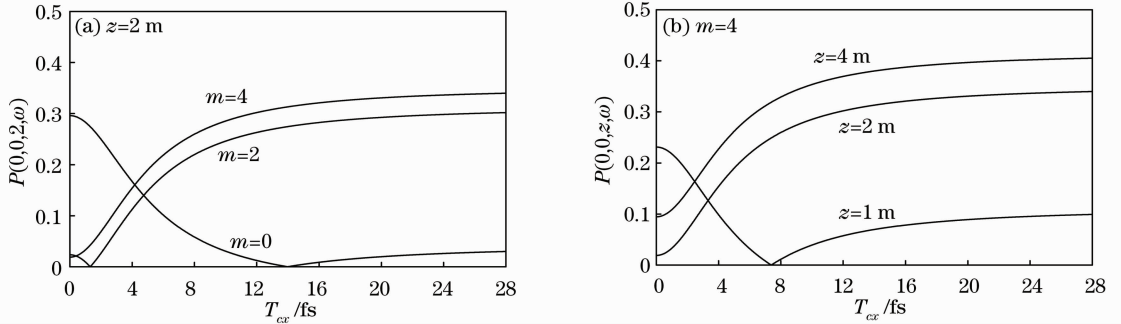


图3 轴上点偏振度 P 随时间相干长度 T_{cr} 的变化

Fig. 3 On-axis spectral degree of polarization P versus the temporal coherence length T_{cr}

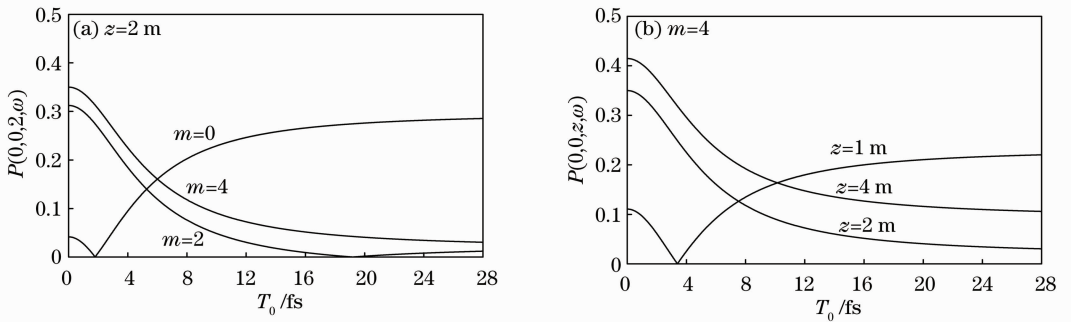


图4 轴上点偏振度 P 随脉冲宽度 T_0 的变化

Fig. 4 On-axis spectral degree of polarization P versus the pulse duration T_0

图5给出了厄米-高斯脉冲电磁光束偏振度 P 随离轴距离的变化曲线, $y=0, z=2\text{ m}, T_{cr}=5\text{ fs}, T_0=5\text{ fs}$,其它参数如图1所示。由图5(a)可见,当 $m=0$ 时,横截面上没有偏振度 $P=0$ 的点,随光束阶数增加,出现偏振度 $P=0$ 的点,且光束阶数越大,横截面上偏振度 $P=0$ 的点数越多。空间相关长度对横截面上偏振度分布影响较大,当 σ_{xx} 较大时,横截面上偏

振度 $P=0$ 的点消失,如图5(b)所示。

图6为厄米-高斯脉冲电磁光束偏振度 P 随离轴距离的变化曲线, $y=0, z=2\text{ m}, m=2, \sigma_{xx}=2\text{ mm}$,其它参数如图1所示。由图可见,增加时间相干长度或减小脉冲宽度都可以使横截面上偏振度分布的振荡增强。

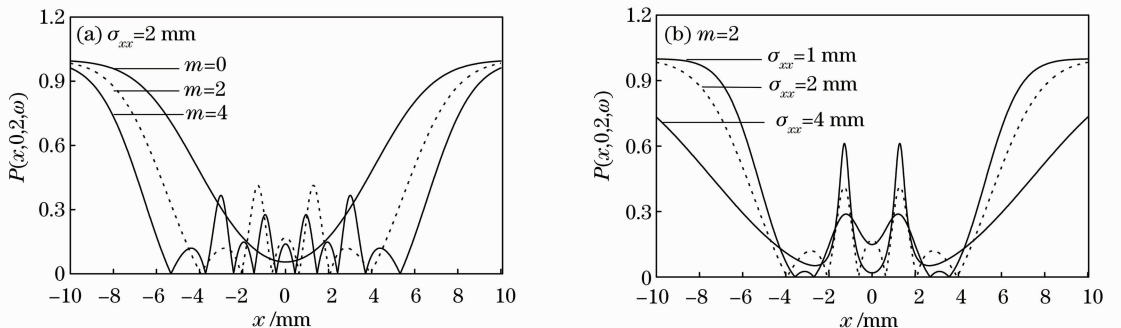
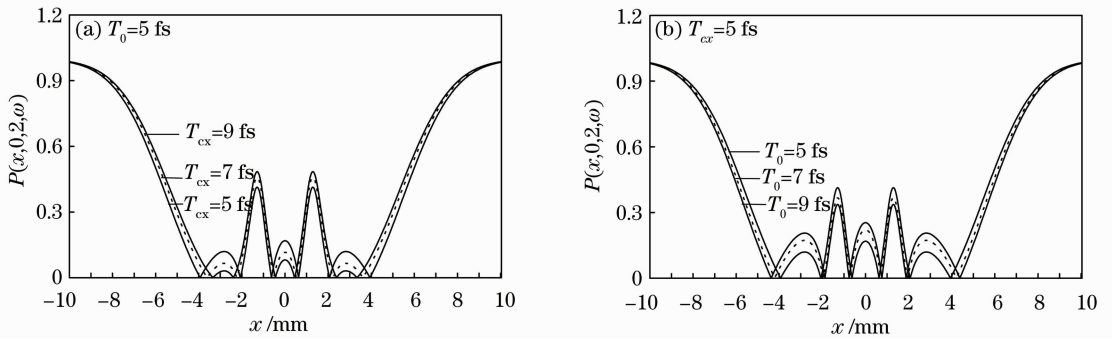


图5 偏振度 P 随离轴距离的变化

Fig. 5 Spectral degree of polarization P versus the distance of the observed points away from the axis

图 6 偏振度 P 随离轴距离的变化Fig. 6 Spectral degree of polarization P versus the distance of the observed points away from the axis

4 结 论

利用非稳态光场的相干性理论,推导出了部分空间相干部分光谱相干二维厄米-高斯脉冲电磁光束在自由空间中传输时偏振度的解析公式,研究表明,脉冲电磁光束的偏振度分布由光束阶数 m 、光束的空间相关长度 σ_{ii} 、时间相干长度 T_{ci} 、脉冲宽度 T_0 和场点位置 (x, y, z) 等因素共同决定。当空间相关长度 $\sigma_{xx} \rightarrow 0$ 和 $\sigma_{xx} \rightarrow \infty$ 时,轴上点偏振度 P 分别趋近 0.4776 和 0.1715,与光束阶数和场点位置无关,只与初始偏振度和空间相关长度有关。当光束阶数较大或传输距离较远时,轴上点偏振度 P 随时间相干长度 T_{cx} 的增大而增大,随脉冲宽度 T_0 的增大而减小。当空间相干长度较大时,横截面上偏振度 $P=0$ 的点消失。增加时间相干长度或减小脉冲宽度都可以使横截面上偏振度分布的振荡增强。光束阶数 m 越大,垂直 z 轴的横截面上偏振度 $P=0$ 出现的次数越多。相对于 GSMP 电磁光束,轴上点偏振度的表达式中有厄米多项式,传输中高阶厄米-高斯脉冲电磁光束轴上点偏振度会出现较多的零值点。部分空间相干部分光谱相干 GSMP 电磁光束在自由空间中的偏振度可作为本文所得结果的特例给出。

参 考 文 献

- 1 E. Wolf. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams [J]. *Phys. Lett. A*, 2003, **312**(5-6): 263~267
- 2 E. Wolf. Introduction to the Theory of Coherence and Polarization of Light [M]. Cambridge University Press, Cambridge, 2007
- 3 E. Wolf. Correlation-induced changes in the degree of polarization, the degree of coherence, and the spectrum of random electromagnetic beams on propagation [J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(13): 1078~1080
- 4 T. Shirai, E. Wolf. Coherence and polarization of electromagnetic beams modulated by random phase screens and

their changes on propagation in free space [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2004, **21**(10): 1907~1916

- 5 H. Roychowdhury, G. P. Agrawal, E. Wolf. Changes in the spectrum, in the spectral degree of polarization, and in the spectral degree of coherence of a partially coherent beam propagating through a gradient-index fiber [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2006, **23**(4): 940~948
- 6 E. Wolf. Polarization invariance in beam propagation [J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(23): 3400~3401
- 7 Y. J. Cai, O. Korotkova, H. T. Eyyuboglu *et al.*. Active laser radar systems with stochastic electromagnetic beams in turbulent atmosphere [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(20): 15834~15846
- 8 Ji Xiaoling, Chen Shenhui, Li Xiaoqing. Polarization properties of partially coherent electromagnetic Hermite-Gaussian beams in atmospheric turbulence [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(1): 67~72
- 季小玲, 陈森会, 李晓庆. 部分相干电磁厄米-高斯光束通过湍流大气传输的偏振特性 [J]. *中国激光*, 2008, **35**(1): 67~72
- 9 Zhu Yingbin, Du Xinrui, Zhao Daomu. Generalized Stokes parameters for polarization properties of stochastic electromagnetic beams on propagation [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(9): 2332~2336
- 朱映彬, 杜新悦, 赵道木. 基于广义 Stokes 参量的随机电磁光束偏振态传输特性 [J]. *中国激光*, 2009, **36**(9): 2332~2336
- 10 Xing Yan, Lü Baida. Propagation of off-axis Gaussian-Schell model electromagnetic beams beyond the paraxial approximation [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(3): 726~732
- 邢 燕, 吕百达. 离轴高斯-谢尔模型电磁光束的非傍轴传输 [J]. *中国激光*, 2010, **37**(3): 726~732
- 11 Chen Baosuan, Pu Jixiong, Zhang Zhiming *et al.*. Focusing of partially coherent and circularly polarized Bessel-Gaussian beams through a high numerical-aperture objective [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(6): 1664~1670
- 陈宝算, 蒲继雄, 张志明 等. 部分相干圆偏振贝塞尔-高斯光束经高数值孔径透镜的聚焦 [J]. *光学学报*, 2009, **29**(6): 1664~1670
- 12 Xing Yan, Ding Chaoliang, Lü Baida. Propagation of the degrees of cross-polarization of random cosh-Gaussian electromagnetic beams through a lens [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(8): 1983~1989
- 邢 燕, 丁超亮, 吕百达. 随机双曲余弦-高斯电磁光束互偏振度通过透镜的传输 [J]. *中国激光*, 2010, **37**(8): 1983~1989
- 13 W. H. Huang, S. A. Ponomarenko, M. Cada *et al.*. Polarization changes of partially coherent pulses propagating in optical fibers [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2007, **24**(10): 3063~3068
- 14 C. L. Ding, L. Z. Pan, B. D. Lü. Characterization of stochastic spatially and spectrally partially coherent electromagnetic pulsed

- beams[J]. *New J. Phys.*, 2009, **11**: 083001
- 15 C. L. Ding, L. Z. Pan, B. D. Lü. Changes in the spectral degree of polarization of stochastic spatially and spectrally partially coherent electromagnetic pulses in dispersive media[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2009, **26**(9): 1728~1735
- 16 P. Pääkkönen, J. Turunen, P. Vahimaa *et al.*. Partially coherent Gaussian pulses[J]. *Opt. Commun.*, 2002, **204**(1-6): 53~58
- 17 H. Lajunen, P. Vahimaa, J. Tervo. Theory of spatially and spectrally partially coherent pulses[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2005, **22**(18): 1536~1545
- 18 M. Bertolotti, A. Ferrari, L. Sereda. Coherence properties of nonstationary polychromatic light sources[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(2): 341~347
- 19 L. Sereda, M. Bertolotti, A. Ferrari. Coherence properties of nonstationary light wave fields[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1998, **15**(3): 695~705