

部分相干平顶光束经光阑衍射的偏振特性*

付文羽¹⁾ 马书懿²⁾

1) 陇东学院物理系与电子工程学院, 庆阳 745000)

2) 西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070)

(2007 年 4 月 17 日收到, 2007 年 7 月 5 日收到修改稿)

根据光束的相干-偏振矩阵和传输理论, 对部分相干平顶光束经正多边形光阑衍射的偏振特性进行了系统的研究. 给出了部分相干平顶光束偏振度传输公式, 并将高斯-谢尔模型光束以及部分相干平顶光束在自由空间传输的偏振度作为特例统一于一般表达式中. 研究表明, 部分相干平顶光束经光阑衍射的偏振特性与光阑截断参数、光束的空间相干性、衍射角、传输距离、平顶光束的阶数有关.

关键词: 部分相干平顶光束, 偏振特性, 相干-偏振矩阵, 正多边形光阑, 光阑衍射

PACC: 9265R, 4225J

1. 引 言

在激光材料加工、激光核聚变、测距和雷达等方面, 空间均匀分布的平顶光束由于具有近场分布均匀、远场能量集中等特点而得到广泛地应用. 激光通过工件或靶面后, 出射光束截面上各点偏振状态可能会发生变化, 而比较符合实际情况的是一般采用部分相干平顶光模型描述强激光束. 综合考虑光束的相干性和偏振特性已成为近年来人们关注的课题^[1-13]. 对于准单色部分相干部分偏振光束的处理, Gorfi^[2, 3]等人将处理部分相干光的互相干函数方法与处理部分偏振光的相干矩阵方法结合, 定义了光束的相干-偏振矩阵. 此后, 这一方法被普遍用来研究矢量化的空域部分相干光源和光束的性质.

本文从光束的相干-偏振矩阵和部分相干光传输理论出发, 采用分割、旋转变换等数学方法, 对部分相干平顶光束经正多边形光阑衍射后的偏振特性进行了详细的研究. 推导出了部分相干平顶光束经光阑衍射后的偏振度分布的一般表达式, 并通过数值计算, 分析了光阑截断参数、光束的空间相干性、衍射角、传输距离及平顶光束的阶数对部分相干平顶光束偏振特性的影响, 所得的结果对实际应用具有一定的参考价值.

2. 理论分析

部分相干部分偏振准单色光束可用相干-偏振矩阵定义为^[2, 3]

$$J(x_1, y_1, x_2, y_2, z) = \begin{bmatrix} J_{xx}(x_1, y_1, x_2, y_2, z) & J_{xy}(x_1, y_1, x_2, y_2, z) \\ J_{yx}(x_1, y_1, x_2, y_2, z) & J_{yy}(x_1, y_1, x_2, y_2, z) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中

$$J_{\alpha\beta}(x_1, y_1, x_2, y_2, z) = E_{\alpha}^*(x_1, y_1, z, t) \cdot E_{\beta}(x_2, y_2, z, t), \quad (\alpha, \beta = x, y) \quad (2)$$

式中 E_x 和 E_y 分别是场在 x 和 y 方向的分量, $*$ 表示复共轭, 尖括号表示对光场的系综平均. 利用光束相干-偏振矩阵, 场点偏振度可表示为

$$P(x, y, z) = \left\{ 1 - \frac{4\text{Det}J(x, y, x, y, z)}{[\text{Tr}J(x, y, x, y, z)]^2} \right\}^{1/2} \quad (3)$$

式中 Det 和 Tr 分别表示光束相干-偏振矩阵对应的行列式值和迹.

2.1. 三角形光阑的相干-偏振矩阵元

根据 Li^[4]提出的平顶光束模型以及描述部分相干光的高斯-谢尔模型光束, 设部分相干平顶光束入

* 国家自然科学基金(批准号 60276015)资助的课题.

† E-mail: qytfwy@sina.com.cn

射到如图 1(a)所示 $z=0$ 处腰长为 a 的等腰三角形光阑上,其光束相干-偏振矩阵形式为

$$\mathcal{J}(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, 0) = \begin{bmatrix} J_{xx}(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, 0) & J_{xy}(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, 0) \\ J_{yx}(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, 0) & J_{yy}(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, 0) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} J_{xx}(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, 0) &= I_{xx} \sum_{m=1}^M \sum_{m'=1}^M \alpha_m \alpha_{m'} \exp \left[-mp_m \left(\frac{x_1'^2 + y_1'^2}{w_0^2} \right) - m'p_{m'} \left(\frac{x_2'^2 + y_2'^2}{w_0^2} \right) \right] \\ &\quad \times \exp \left[-\frac{(x'_1 - x'_2)^2 + (y'_1 - y'_2)^2}{2\sigma_a^2} \right], \\ J_{yy}(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, 0) &= I_{yy} \sum_{m=1}^M \sum_{m'=1}^M \alpha_m \alpha_{m'} \exp \left[-mp_m \left(\frac{x_1'^2 + y_1'^2}{w_0^2} \right) - m'p_{m'} \left(\frac{x_2'^2 + y_2'^2}{w_0^2} \right) \right] \\ &\quad \times \exp \left[-\frac{(x'_1 - x'_2)^2 + (y'_1 - y'_2)^2}{2\sigma_a^2} \right], \\ J_{xy}(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, 0) &= I_{xy} \sum_{m=1}^M \sum_{m'=1}^M \alpha_m \alpha_{m'} \exp \left[-mp_m \left(\frac{x_1'^2 + y_1'^2}{w_0^2} \right) - m'p_{m'} \left(\frac{x_2'^2 + y_2'^2}{w_0^2} \right) \right] \\ &\quad \times \exp \left[-\frac{(x'_1 - x'_2)^2 + (y'_1 - y'_2)^2}{2\sigma_c^2} \right], \\ J_{yx}(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, 0) &= J_{xy}^*(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, 0), \end{aligned} \quad (5)$$

式中 I_{xx} , I_{yy} 和 I_{xy} 为光强常数, w_0 为光束腰斑半径, σ_a , σ_c 分别为光束的空间自相关和互相关长度, M 为平顶光束的级数, 且

$$\begin{aligned} \alpha_t &= (-1)^{t+1} \frac{M!}{(M-t)!}, \\ p_t &= \sum_{t=1}^M \frac{\alpha_t}{t}, \quad (t = m, m') \end{aligned} \quad (6)$$

(x'_1, y'_1) , (x'_2, y'_2) 为 $z=0$ 处平面上任意两点坐标. I_{xx} , I_{yy} , I_{xy} , w_0 , σ_a 和 σ_c 六个参量取值范围必须同时满足一定条件^[5], 以保证(5)式所表示的光束是部分相干且部分偏振的. 根据光束相干-偏振矩阵元满足的传输理论^[6]及柯林斯公式可知部分相干平顶光束通过傍轴光学系统后矩阵元 $J_{ij}(x_1, y_1, x_2, y_2, z)$ 的传输公式为

$$\begin{aligned} J_{ij}(x_1, y_1, x_2, y_2, z) &= \left(\frac{k}{2\pi B} \right)^2 \iiint \iiint J_{ij}(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, 0) \\ &\quad \times \exp \left\{ -\frac{ik}{2B} [A(x_1'^2 + y_1'^2) - 2(x_1 x'_1 + y_1 y'_1) \right. \\ &\quad \left. + D(x_1^2 + y_1^2)] - [A(x_2'^2 + y_2'^2) \right. \\ &\quad \left. - 2(x_2 x'_2 + y_2 y'_2) + D(x_2^2 + y_2^2)] \right\} \\ &\quad \times dx'_1 dy'_1 dx'_2 dy'_2, \end{aligned} \quad (7)$$

式中 $k=2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为入射光波长, $i, j = x, y$, (x, y) 为出射光场 z 平面上任一点的位置坐标. 将

(5)式代入(7)式, 令 $x_1 = x_2 = x$, $y_1 = y_2 = y$, 利用积分公式

$$\begin{aligned} &\int_{-z/2}^{z/2} \exp(ps^2 + qs) ds \\ &= \frac{-i\sqrt{\pi}}{\sqrt{p}} \exp \left(-\frac{q^2}{4p} \right) \\ &\quad \times \left\{ \operatorname{erf} \left[i\sqrt{p} \left(\frac{q}{2p} + \frac{z}{2} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. - \operatorname{erf} \left[i\sqrt{p} \left(\frac{q}{2p} - \frac{z}{2} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

经过复杂的运算可得三角形光阑的相干-偏振矩阵元

$$\begin{aligned} J_{ij}(\alpha, \beta, z) &= I_{ij} \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \sum_{m=1}^M \sum_{m'=1}^M \alpha_m \alpha_{m'} M_k(\alpha, \beta), \\ &\quad (i, j = x, y) \end{aligned} \quad (9)$$

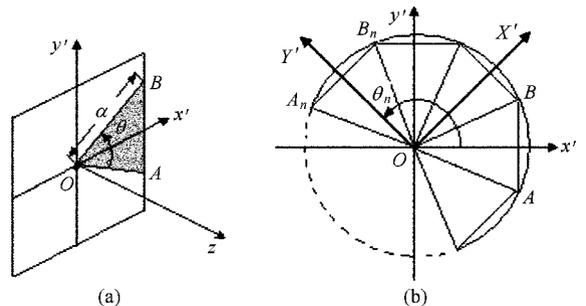


图 1 三角形光阑(a)和正 N 边形光阑及圆形光阑(b)示意图

其中

$$M_k(\alpha, \beta) = \int_0^{\delta \cos(\theta/2)} E_k(\alpha, u) M_k(\beta, u) du \quad (10)$$

$$E_k(\alpha, u) = \frac{1}{\sqrt{\pi g_{m',k}}} \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{2\delta \cos(\theta/2) g_{m',k} + 2i\alpha - u \mathcal{K}(\sigma_k/w_0)}{2\sqrt{g_{m',k}}} \right] - \operatorname{erf} \left[\frac{2i\alpha - u \mathcal{K}(\sigma_k/w_0)}{2\sqrt{g_{m',k}}} \right] \right\} \\ \times \exp \left[-\frac{1}{g_{m',k}} \left(\alpha + \frac{iu}{\mathcal{K}(\sigma_k/w_0)} \right)^2 + 2i\alpha u - g_{m',k} u^2 \right] \quad (k = a, c) \quad (11)$$

$$M_k(\beta, u) = \frac{1}{\sqrt{\pi g_{m',k}}} \int_{-u \tan(\theta/2)}^{u \tan(\theta/2)} \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{2g_{m',k} u \tan(\theta/2) + 2i\beta - \nu \mathcal{K}(\sigma_k/w_0)}{2\sqrt{g_{m',k}}} \right] \right. \\ \left. - \operatorname{erf} \left[\frac{-2g_{m',k} u \tan(\theta/2) + 2i\beta - \nu \mathcal{K}(\sigma_k/w_0)}{2\sqrt{g_{m',k}}} \right] \right\} \\ \times \exp \left[-\frac{1}{g_{m',k}} \left(\beta + \frac{i\nu}{\mathcal{K}(\sigma_k/w_0)} \right)^2 + 2i\alpha \nu - g_{m',k} \nu^2 \right] d\nu \quad (k = a, c) \quad (12)$$

$$g_{m,k} = mp_m + \frac{w_0^2}{2\sigma_k} + \frac{ikw_0^2}{2z}, \quad (k = a, c) \quad (13) \\ g_{m',k} = m'p_{m'} + \frac{w_0^2}{2\sigma_k} - \frac{ikw_0^2}{2z},$$

$z_0 = \pi w_0^2/\lambda$ (瑞利长度), $\alpha = \frac{x/w_0}{z/z_0}$ (x 方向归一化的衍射角), $\beta = \frac{y/w_0}{z/z_0}$ (y 方向归一化的衍射角), $\delta = a/w_0$ (光阑截断参数), $\mu = x'/w_0$ ($z=0$ 平面 x 方向相对位置坐标), $\nu = y'/w_0$ ($z=0$ 平面 y 方向相对位置坐标). 由(9)–(12)式可进一步分析部分相干平顶光束经正 N 边形光阑及圆形光阑衍射后的相干-偏振矩阵元.

2.2. 正 N 边形光阑及圆形光阑的相干-偏振矩阵元

如图 1(b)所示的正 N 边形光阑, 其外切圆为一半径 a 圆形光阑. 从图中可以看出, 正 N 边形光阑可分割成 N 个腰长为 a 的等腰三角形光阑组合. 第 n 个光阑 $\Delta A_n OB_n$ 可以看作是光阑 ΔAOB 绕垂直于 $\alpha\alpha'y'$ 面的轴作旋转变换而成. 旋转角度 θ_n 满足关系式

$$\theta_n = (n-1) \frac{2\pi}{N}, \quad (n = 1, 2, \dots, N) \quad (14)$$

因此, 将(5)式代入(7)式, 并利用旋转变换关系 X'

$= x' \cos(\theta_n) + y' \sin(\theta_n)$, $Y' = -x' \sin(\theta_n) + y' \cos(\theta_n)$ 经过复杂的数学运算可得直角坐标系 $\alpha\alpha'y'$ 中第 n 个三角形光阑的相干-偏振矩阵元

$$J_{i,j,n}(\alpha, \beta, z) \\ = J_{i,j}[\alpha \cos(\theta_n) - \beta \sin(\theta_n), \alpha \sin(\theta_n) \\ + \beta \cos(\theta_n)], \quad (i, j = x, y) \quad (15)$$

则正 N 边形光阑的相干-偏振矩阵元

$$J_{i,j,N}(\alpha, \beta, z) \\ = \sum_{n=0}^N J_{i,j}(\alpha \cos(\theta_n) - \beta \sin(\theta_n), \alpha \sin(\theta_n) \\ + \beta \cos(\theta_n)). \quad (i, j = x, y) \quad (16)$$

当 N 充分大时, 正 N 边形光阑无限接近圆形光阑, 则(16)式也可用来近似计算圆形光阑相干-偏振矩阵元. 于是由(9)(16)(3)式可得部分相干平顶光束经三角形光阑、正 N 边形光阑及圆形光阑衍射后任一场点的偏振度为

$$P(\alpha, \beta, z) = \left\{ \left(\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \right)^2 + \frac{4I_3^2}{(I_1 + I_2)^2} \left(\frac{\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \sum_{m'=1}^M \alpha_m \alpha_{m'} M_c(\alpha \cos(\theta_n) - \beta \sin(\theta_n), \alpha \sin(\theta_n) + \beta \cos(\theta_n))}{\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \sum_{m'=1}^M \alpha_m \alpha_{m'} M_a(\alpha \cos(\theta_n) - \beta \sin(\theta_n), \alpha \sin(\theta_n) + \beta \cos(\theta_n))} \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (17)$$

从(17)式可以看出,部分相干平顶光束经光阑衍射的偏振度与 x 方向的归一化的衍射角 α , y 方向的归一化的衍射角 β 、光阑截断参数 δ 、光束轴向传输距离 z 、平顶光束的级数 M 以及光阑的具体形状有关。

对于任意的多边形光阑,利用上述方法通过分割、旋转、平移等数学变换同样可得到与(17)式相似的结论.因此,上述讨论对于研究光束经光阑衍射后的光场分布具有普遍性。

令 $\delta \rightarrow \infty$ 时, $\text{erf}(\infty) = 1$, $\text{erf}(-\infty) = -1$ 代入(10)–(12)(17)式中,利用重积分的性质和积分公式

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(ps^2 + qs) ds = \frac{-i\sqrt{\pi}}{\sqrt{p}} \exp\left(-\frac{q^2}{4p}\right), \tag{18}$$

经过复杂运算可得部分相干平顶光束通过自由空间传输时任一场的偏振度为

$$P(\alpha, \beta, z) = \left\{ \left(\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \right)^2 + \frac{4I_3^2}{(I_1 + I_2)^2} \left[\frac{\sum_{m=1}^M \sum_{m'=1}^M \frac{\alpha_m \alpha_{m'}}{4g_{m,c} g_{m',c} - 1(\sigma_c/w_0)^2} \exp\left[\frac{-\mathcal{A}(\alpha^2 + \beta^2) \mathcal{I}(mp_m + m'p_{m'})}{4g_{m,c} g_{m',c} - 1(\sigma_c/w_0)^2} \right]}{\sum_{m=1}^M \sum_{m'=1}^M \frac{\alpha_m \alpha_{m'}}{4g_{m,a} g_{m',a} - 1(\sigma_a/w_0)^2} \exp\left[\frac{-\mathcal{A}(\alpha^2 + \beta^2) \mathcal{I}(mp_m + m'p_{m'})}{4g_{m,a} g_{m',a} - 1(\sigma_a/w_0)^2} \right]} \right]^2 \right\}^{1/2}, \tag{19}$$

令 $M = 1$,由(17)式可得被光阑衍射高斯-谢尔模型光束的任一场的偏振度为

$$P(\alpha, \beta, z) = \left\{ \left(\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \right)^2 + \frac{4I_3^2}{(I_1 + I_2)^2} \left(\frac{\sum_{n=1}^N M_c(\alpha \cos(\theta_n) - \beta \sin(\theta_n), \alpha \sin(\theta_n) + \beta \cos(\theta_n))}{\sum_{n=1}^N M_a(\alpha \cos(\theta_n) - \beta \sin(\theta_n), \alpha \sin(\theta_n) + \beta \cos(\theta_n))} \right)^2 \right\}^{1/2}. \tag{20}$$

3. 数值计算及分析

由于(17)(19)(20)式是用级数表示的,公式相对烦琐,不易看出光阑对部分相干平顶光束偏振特性的影响,为此,利用(17)(19)(20)式对被光阑衍射部分相干平顶光束的偏振特性进行了数值计算.计算所用参数: $w_0 = 10^{-3}$ m, $\sigma_a/\sigma_c = 0.5$, $I_{xx} = I_{yy} = 0.5$, $I_{xy} = I_{yx} = 0.1$, $\lambda = 6.328 \times 10^{-7}$ m,参量 I_{xx} , I_{yy} , I_{xy} , I_{yx} , σ_a 和 σ_c 的取值满足文献[5]的要求,以保证所研究的光束是部分相干且部分偏振的. $M = 10$ 时,入射光束已为典型的平顶光束, $N = 4$ 时,光阑为矩形光阑.图2为部分相干平顶光束经光阑衍射后近场区横截面上 x 轴($y = 0$)方向偏振度的变化规律.图3(a)图3(b)给出了近场区($z/z_0 = 0.01$)光束空间相干长度 $\sigma_a/w_0 = 0.2$ 及光阑截断参数 $\delta = 0.6$ 时偏振度随衍射角的变化,图3(c)给出了光束相干长度 $\sigma_a/w_0 = 0.2$ 及光阑截断参数 $\delta = 0.6$ 对应的相对传输距离 $z/z_0 = 0.01$ 0.1 0.3 0.6 时偏振度从近场区到远场区随衍射角的变化.从图2中可以看出,源平面($z = 0$)均匀偏振($P = 0.2$)的部分相干平顶光束变为不均匀偏振,偏振度沿着横向产生振荡,出现多峰分布,并且随着光阑截断参数的减小

(图3(a)),空间相干长度的增大(图3(b)),轴向相对传输距离的增大(图3(c)),振荡逐渐增强.当传输距离 $z/z_0 \geq 0.3$ 时,偏振度分布趋于一致(图3(c))轴上点偏振度为极大值.图3为部分相干平顶光束经光阑衍射后远场区横截面上 x 轴($y = 0$)方向偏振度的变化规律.图3(a)图3(b)给出了空间相干长度 $\sigma_a/w_0 = 0.2$,对应的光阑截断参数 $\delta = 0.3$ 0.6 1 及光阑截断参数 $\delta = 0.6$,对应的空间相干长度 $\sigma_a/w_0 = 0.2$ 0.5 1 两种情况下偏振度沿横向的变化.从图3(a)图3(b)可以看出,远场区偏振度分布稳定,出现多峰,轴上点取极大值,并且轴向偏振度随着光阑截断参数的减小,空间相干长度的增大而减小.图4为部分相干平顶光束经光阑衍射后偏振度沿轴向的变化规律.图4(a)图4(b)给出了 $\delta = 0.6$ 和 $\sigma_a/w_0 = 0.2$ 两种情况下偏振度随传输距离的变化,从图中可以看出,在近场区轴上偏振度沿轴向分布呈振荡现象,随着轴向传输距离的增大,振荡增强,在远场区,偏振度趋于均匀分布,并且随着空间相干长度的减小,光阑截断参数的增大而增大.图4(c)给出了截断参数 $\delta = 0.6$,空间相干长度 $\sigma_a/w_0 = 0.2$ 时,在不同衍射角情况下,偏振度随轴向相对传输距离的变化.从图中可以看出,在远场区,随着衍射角的增大,偏振度逐渐减小,并且沿轴向趋于

均匀分布,当衍射角 $\alpha \leq 2^\circ$ 时,偏振度 $P \leq 0.2$. 图 5 为部分相干平顶光束在自由空间传输时横向及轴向偏振度的变化规律. 图 5(a) 给出了 $M = 10, z/z_0 = 0.2$ 条件下,偏振度随衍射角的变化. 从图中可以看出,不同相干长度 σ_a/w_0 下偏振度分布类似于高斯形状,轴上偏振度最大,随着相干长度 σ_a/w_0 减小,轴上偏振度增大,并且随着衍射角的增大,偏振度分布出现多峰现象. 图 5(b) 给出了 $z/z_0 = 0.2$, 对应的部分相干平顶光束级次 $M = 1, 5, 10$ 时偏振度随衍射角的变化. 从图中可以看出,不同级数的部分相干

平顶光束,偏振度分布不同. 当 $M = 1$ 时,为高斯-谢尔模型光束横向偏振度分布. 当级数 M 较小 $M \leq 5$ 时,偏振度分布为高斯形状,轴上点偏振度最大,随着部分相干平顶光束级数的增大,偏振度分布出现旁瓣,当 $M \geq 10$ 时,分布曲线中心出现凹陷现象. 图 5(c) 给出了 $M = 10$ 条件下,偏振度沿轴向的分布. 与被光阑衍射情况下相比,部分相干平顶光束在自由空间传输时,近场区偏振度分布均匀,与源平面上偏振度 ($P = 0.2$) 相同,无振荡现象,并且随着空间相干长度的减小而逐渐增大.

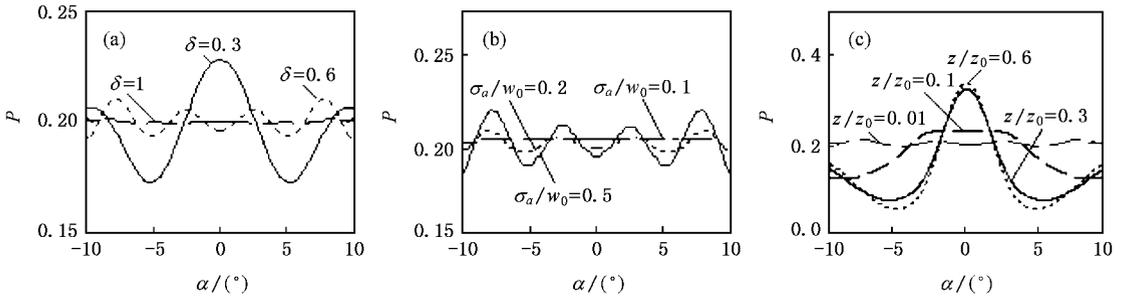


图 2 部分相干平顶光束经光阑衍射后近场区偏振度 P 随衍射角 α 的变化 (a) $z/z_0 = 0.01, \sigma_a/w_0 = 0.2$ (b) $z/z_0 = 0.01, \delta = 0.6$; (c) $\sigma_a/w_0 = 0.2, \delta = 0.6$

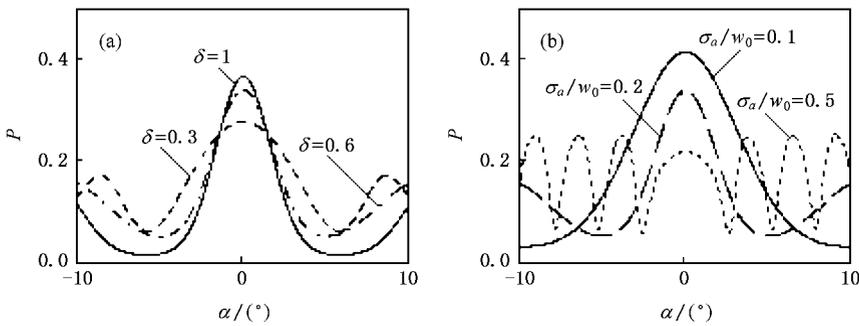


图 3 部分相干平顶光束经光阑衍射后远场区偏振度 P 随衍射角 α 的变化 (a) $\sigma_a/w_0 = 0.2$ (b) $\sigma_a/w_0 = 0.2$

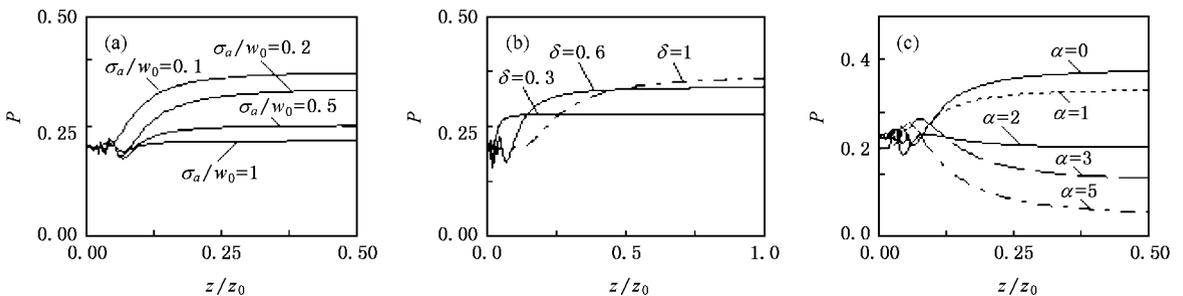


图 4 部分相干平顶光束经光阑衍射后偏振度 P 随传输距离轴向传输距离 z 的变化 (a) $\delta = 0.6$ (b) $\sigma_a/w_0 = 0.2$ (c) $\delta = 0.6, \sigma_a/w_0 = 0.2$

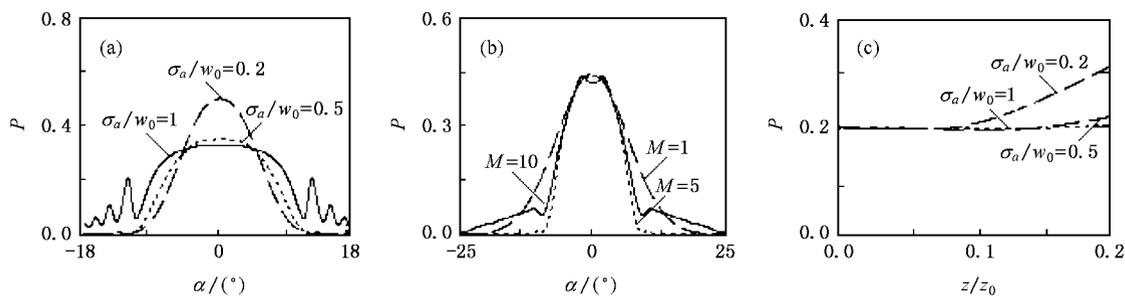


图5 部分相干平顶光束在自由空间传输的偏振度 P 随衍射角 α 及轴向传输距离 z 的变化 (a) $M=10, z/z_0=0.2$ (b) $z/z_0=0.2$ (c) $M=10$

4. 结 论

本文从相干-偏振矩阵和部分相干光传输理论出发,采用分割、旋转变换等数学方法,对部分相干平顶光束经正多边形光阑衍射后的偏振特性.数值计算结果表明,部分相干平顶光束经光阑衍射后的偏振度分布与光阑的截断参数、光束的空间相干长度、衍射角、光束的传输距离、平顶光束的级数及光

阑形状有关.由于光阑的衍射效应,使得部分相干平顶光束的偏振出现非均匀分布,光束偏振度沿轴向、横向分布出现多峰振荡现象,并且随着光阑截断参数的减小,光束空间相干长度的增大,传输距离的增大,多峰振荡逐渐增强.在远场区偏振度呈稳定分布,轴上点偏振度最大,与高斯-谢尔模型光束相比,部分相干平顶光束在自由空间传输时,偏振度分布随着平顶光束级数的增大,出现旁瓣及中心凹陷现象.

- [1] Seshedri J R 1999 *J. Opt. Soc. Am. A* **16** 80
- [2] Gori F, Santarsiero M, Vicalvi S, Borghi R, Guattari G 1998 *J. Eur. Opt. Soc. A* **7** 51
- [3] Gori F 1998 *Opt. Lett.* **23** 241
- [4] Yajun Li 2002 *Opt. Commun.* **206** 225
- [5] Gori F, Santarsiero M, Piquero G, Borghi R, Mondello A, Simon R 2001 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **3** 1
- [6] Mandel L, Wolf E 1995 *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) p113
- [7] Piquero G, Gori F, Romanini P, Santarsiero M, Borghi R, Mondello A 2002 *Opt. Commun.* **208** 9
- [8] Gori F 1994 *Opt. Commun.* **107** 241
- [9] Zhang Y, Wen Q, Zhang B 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4966 (in Chinese) [张艳, 文侨, 张彬 2006 物理学报 **55** 4962]
- [10] Pan Z L, Lü B D 2003 *Laser Technology.* **27** 403
- [11] Mao H D, Zhao D M 2007 *Optik* **118** 57
- [12] Zhao D M, Du X Y 2007 *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 444
- [13] Chen J N 2007 *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 84
- [14] Luo S R, Lü B D 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3067 (in Chinese) [罗时荣, 吕百达 2003 物理学报 **52** 3061]
- [15] Marcuse D L 1972 *Transmission Optics* (New York: Van Nostrand Reinhold Company) p150
- [16] Born M, Wolf E 1989 *Principles of Optics* (New York: Pergamon Press) p351

Polarization properties of partially coherent flat-topped light beams diffracted through a regular polygonal aperture^{*}

Fu Wen-Yu¹† Ma Shu-Yi²)

¹ † *Department of Physics and Electronic Engineering , Long-Dong University , QingYang 745000 , China)*

² † *Department of Physics and Electronic Engineering , Northwest Normal University , Lanzhou 730070 , China)*

(Received 17 April 2007 ; revised manuscript received 5 July 2007)

Abstract

Based on the beam coherence-polarization matrix and the propagation law , the polarization properties of partially coherent flat-topped light beams diffracted through a regular polygonal aperture are studied systematically. The expression for the degree of polarization of partially coherent flat-topped light beams is derived. And according to that , the expression for the degree of polarization of Gaussian Schell-model beams and the propagation of partially coherent flat-topped light beams in the free space are obtained. It is shown that the polarization properties of partially coherent flat-topped light beams diffracted through a rectangular aperture depends on the truncation parameter , spatial coherence parameters , diffraction angle , propagation distance and the order of flat-topped light beams.

Keywords : partially coherent flat-topped light beams , polarization properties , beam coherence-polarization matrix , regular polygonal aperture , diffraction by an aperture

PACC : 9265R , 4225J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60276015).

[†] E-mail : qytfwy@sina.com.cn