

矢量非傍轴厄米-拉盖尔-高斯 光束的光束质量*

康小平^{1,2)} 何 仲²⁾ 吕百达¹⁾

1) 四川大学激光物理与化学研究所, 成都 610064)

2) 琼州大学物理系, 五指山 572200)

(2005 年 12 月 16 日收到, 2006 年 3 月 10 日收到修改稿)

基于矢量 Rayleigh-Sommerfeld 衍射积分, 推导出矢量非傍轴圆偏振厄米-拉盖尔-高斯 (HLG) 光束的远场解析表达式. 矢量非傍轴圆偏振高斯光束可作为一般公式的特例给出. 将桶中功率 (PIB) 概念推广到非傍轴范畴, 用以描述矢量非傍轴光束的远场光束质量, 其中光强用时间平均坡印廷矢量的 z 分量取代. 数值计算和分析表明, 矢量非傍轴 HLG 光束的 PIB 不仅与束腰宽度与波长之比 w_0/λ 有关, 而且还与 α 参数, 模指数 n 和 m 以及所取桶的尺寸有关.

关键词: 矢量非傍轴厄米-拉盖尔-高斯光束, 矢量 Rayleigh-Sommerfeld 衍射积分, 桶中功率

PACC: 4200, 4210Q

1. 引 言

厄米-高斯光束和拉盖尔-高斯光束在激光光学中有着及其重要的作用^[1]. 虽然这两类光束的对称性不同, 但是厄米-高斯函数可以表示为拉盖尔-高斯函数的线性叠加, 反之亦然^[2]. 最近, Abramochkin 等人^[3]引入一个 α 参数统一了厄米-高斯和拉盖尔-高斯光束, 这类有更为普遍性的光束称为广义高斯光束或厄米-拉盖尔-高斯 (HLG) 光束, 并已得到实验证实. 文献^[3]对标量傍轴 HLG 光束在自由空间的传输进行了研究. 众所周知, 当激光束的发散角足够小, 且束腰宽度比波长大得多时, 傍轴标量理论能够很好地描述光束的行为. 但是, 当束腰宽度为波长的数量级, 发散角很大时, 傍轴条件已不成立. 此时, 有必要考虑光场的矢量效应和非傍轴效应^[4-6]. 对基于二阶矩理论的非傍轴光束的光束质量已作了研究^[7-9]. 结果表明, 与傍轴结果不同, 非傍轴光束的 M^2 因子 (亦称光束传输因子) 与束腰宽度和波长之比 w_0/λ 有关. 并且, 使用二阶矩理论描述光束质量时, M^2 因子仅在一定范围内的取值才是有意义的^[8,9]. 此外, 研究表明, 非傍轴光束的 M^2 因子可小

于^[8,9], 而远场发散角最大值可趋于 90° ^[10]. 其物理诠释, 特别是与光束质量间的联系尚待作进一步研究. 另一方面, 在实际工作中, 常常对激光的能量/功率的可聚焦能力即远场特性感兴趣, 并用桶中功率 (PIB) 描述傍轴光束的远场光束质量^[11]. 本文是将 PIB 概念推广到非傍轴范畴, 用以描述非傍轴光束的远场光束质量. 以矢量非傍轴圆偏振 HLG 光束为例, 用详细的数值计算例说明束腰宽度与波长之比 w_0/λ , α 参数, 模指数 n 和 m , 以及所选取桶的尺寸大小对矢量非傍轴 HLG 光束的远场光束质量的影响.

2. 理论模型

2.1 矢量非傍轴 HLG 光束的传输

圆偏振 HLG 光束在入射面 $z=0$ 处的场分布为^[3]

$$\begin{aligned} & \Psi_{n,m}(x,y,0|\alpha) \\ &= \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2w_0^2}\right) \sum_{h=0}^{n+m} i^h (\cos\alpha)^{n-h} \\ & \quad \times (\sin\alpha)^{m-h} P_h^{(n-h,m-h)}(-\cos 2\alpha) \\ & \quad \times H_{n+m-h}\left(\frac{x}{w_0}\right) H_h\left(\frac{y}{w_0}\right), \end{aligned} \quad (1a)$$

* 国家自然科学基金(批准号: 10574097)和海南省自然科学基金(批准号: 80598)资助的课题.

$$\begin{aligned} & \Psi_{n, m}(x, y, \rho | \alpha) \\ &= \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2w_0^2}\right) \sum_{h=0}^{n+m} i^h (\cos \alpha)^{n-h} \\ & \quad \times (\sin \alpha)^{m-h} P_h^{(n-h, m-h)}(-\cos 2\alpha) \\ & \quad \times H_{n+m-h}\left(\frac{x}{w_0}\right) H_h\left(\frac{y}{w_0}\right), \quad (1b) \end{aligned}$$

式中 n, m ($n, m = 0, 1, \dots$) 为 HLG 光束的模指数, $H_h(\cdot)$ 为厄米多项式, α 是一参数,

$$P_k^{u, v}(t) = 2^{-k} \sum_{l=0}^k \binom{k+u}{l} \binom{k+v}{k-l} (t-1)^{k-l} (t+1)^l \quad (2)$$

是雅可比多项式, w_0 为对应基模高斯光束的束腰宽度. (1) 式表明, HLG 光束随 α 参数变化的最小周期是 2π . 因此, 只需考虑 α 取值在 0 到 2π 的范围内变化即可. 显然, 当 $\alpha = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ 和 $\pi/4$ 时, HLG 光束分别退化为 HG 光束和 LG 光束.

由 Rayleigh-Sommerfeld 衍射积分公式, 在 z 面处的场分布为^[12]

$$E_x(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_x(\mathbf{r}_0, \rho) \times \frac{\partial \exp(ikR)}{\partial z} dx_0 dy_0, \quad (3a)$$

$$E_y(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_y(\mathbf{r}_0, \rho) \times \frac{\partial \exp(ikR)}{\partial z} dx_0 dy_0, \quad (3b)$$

$$E_z(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[E_x(\mathbf{r}_0, \rho) \frac{\partial \exp(ikR)}{\partial x} \frac{1}{R} + E_y(\mathbf{r}_0) \frac{\partial \exp(ikR)}{\partial y} \frac{1}{R} \right] dx_0 dy_0, \quad (3c)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, $\mathbf{r}_0 = x_0 \mathbf{i} + y_0 \mathbf{j}$, $\mathbf{r} = x \mathbf{i} + y \mathbf{j} + z \mathbf{k}$, $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ 分别是 x, y, z 方向的单位矢量,

$$R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| = \sqrt{z^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}. \quad (4)$$

在远场近似

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| \approx r - \frac{xx_0 + yy_0}{r} \quad (5)$$

下, 利用积分公式^[13]

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-(x-t)^2/2b] H_n(t) dt = \sqrt{2\pi b} (1-2b)^{n/2} H_n\left(\frac{x}{\sqrt{1-2b}}\right), \quad (6)$$

略去冗繁的中间积分过程, 得到非傍轴矢量 HLG 光束在自由空间传输的远场分布为

$$E_x^{nm}(x, y, z | \alpha) = -(-1)^{\frac{n+m}{2}} \frac{ikw_0^2 z}{r^2} \exp(ikr) \exp\left(-\frac{k^2 w_0^2}{2} \frac{x^2 + y^2}{r^2}\right) \sum_{h=0}^{n+m} A_{nm} H_u\left(-\frac{kw_0 x}{r}\right) H_h\left(-\frac{kw_0 y}{r}\right) \quad (7a)$$

$$E_y^{nm}(x, y, z | \alpha) = -(-1)^{\frac{n+m}{2}} \frac{ikw_0^2 z}{r^2} \exp(ikr) \exp\left(-\frac{k^2 w_0^2}{2} \frac{x^2 + y^2}{r^2}\right) \sum_{h=0}^{n+m} A_{nm} H_u\left(-\frac{kw_0 x}{r}\right) H_h\left(-\frac{kw_0 y}{r}\right) \quad (7b)$$

$$\begin{aligned} E_z^{nm}(x, y, z | \alpha) &= (-1)^{\frac{m+n}{2}} \frac{ikw_0^3}{r^2} \exp(ikr) \exp\left(-\frac{k^2 w_0^2}{2} \frac{x^2 + y^2}{r^2}\right) \\ & \quad \times \sum_{h=0}^{n+m} A_{nm} \left\{ H_u\left(-\frac{kw_0 y}{r}\right) \left[\frac{x}{w_0} H_h\left(-\frac{kw_0 x}{r}\right) + iu H_{u-1}\left(-\frac{kw_0 x}{r}\right) - \frac{i}{2} H_{u+1}\left(-\frac{kw_0 x}{r}\right) \right] \right. \\ & \quad \left. + H_u\left(-\frac{kw_0 x}{r}\right) \left[\frac{y}{w_0} H_h\left(-\frac{kw_0 y}{r}\right) + ih H_{h-1}\left(-\frac{kw_0 y}{r}\right) - \frac{i}{2} H_{h+1}\left(-\frac{kw_0 y}{r}\right) \right] \right\}, \quad (7c) \end{aligned}$$

式中

$$A_{nm} = i^h (\cos \alpha)^{n-h} (\sin \alpha)^{m-h} P_h^{(n-h, m-h)}(-\cos 2\alpha),$$

$u = n + m - h$. (7) 式描述了圆偏振矢量非傍轴 HLG 光束的远场分布, 是本文所得主要解析结果. (7) 式表明, 初始圆偏振的矢量非傍轴 HLG 光束在自由空间传输时, E_x, E_y 和 E_z 分量与波数 k , 束腰宽度 w_0 , α 参数及模指数 n, m 有关.

作为特例, 在 (7) 式中令 $n = m = 0$, 得到圆偏振矢量非傍轴高斯光束的远场分布为

$$E_x(x, y, z) = -\frac{ikw_0^2 z}{r^2} \exp(ikr) \exp\left(-\frac{k^2 w_0^2}{2} \frac{x^2 + y^2}{r^2}\right), \quad (8a)$$

$$E_y(x, y, z) = -\frac{ikw_0^2 z}{r^2} \exp(ikr) \exp\left(-\frac{k^2 w_0^2}{2} \frac{x^2 + y^2}{r^2}\right), \quad (8b)$$

$$\begin{aligned} E_z^{nm}(x, y, z | \alpha) &= \frac{ikw_0^2 (x + y)}{r^2} \left(1 + \frac{ikw_0^2}{r}\right) \\ & \quad \times \exp(ikr) \exp\left(-\frac{k^2 w_0^2}{2} \frac{x^2 + y^2}{r^2}\right) \quad (8c) \end{aligned}$$

对初始线偏振高斯光束 ($E_y(x, y, 0) = 0$) (8) 式与文献 [5] 中的 (17) 式一致。

在傍轴近似

$$r \approx z + \frac{x^2 + y^2}{2z} \quad (9)$$

下, 把 (9) 式代入 (7) 式, 得到傍轴近似下 HLG 光束的远场分布为

$$\begin{aligned} & E_{xp}^{nm}(x, y, z | \alpha) \\ &= E_{yp}^{nm}(x, y, z | \alpha) \\ &= -(-1)^{\frac{n+m}{2}} \frac{ikw_0^2 z}{r^2} \exp(ikz) \\ &\quad \times \exp\left(ik \frac{x^2 + y^2}{2z}\right) \exp\left(-\frac{k^2 w_0^2}{2} \frac{x^2 + y^2}{z^2}\right) \sum_{h=0}^{n+m} A_{nm} \\ &\quad \times H_u\left(-\frac{kw_0 x}{z}\right) H_h\left(-\frac{kw_0 y}{z}\right), \quad (10a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & E_{zp}^{nm}(x, y, z | \alpha) \\ &= (-1)^{\frac{m+n}{2}} \frac{ikw_0^3}{z^2} \exp(ikz) \exp\left(ik \frac{x^2 + y^2}{2z}\right) \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{k^2 w_0^2}{2} \frac{x^2 + y^2}{z^2}\right) \\ &\quad \times \sum_{h=0}^{n+m} A_{nm} \left\{ H_h\left(-\frac{kw_0 y}{z}\right) \left[\frac{x}{w_0} H_u\left(-\frac{kw_0 x}{z}\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + iu H_{u-1}\left(-\frac{kw_0 x}{z}\right) - \frac{i}{2} H_{u+1}\left(-\frac{kw_0 x}{z}\right) \right] \right. \\ &\quad \left. + H_h\left(-\frac{kw_0 x}{z}\right) \left[\frac{y}{w_0} H_h\left(-\frac{kw_0 y}{z}\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + ih H_{h-1}\left(-\frac{kw_0 y}{z}\right) - \frac{i}{2} H_{h+1}\left(-\frac{kw_0 y}{z}\right) \right] \right\}. \quad (10b) \end{aligned}$$

(10) 式为傍轴 HLG 光束的夫琅禾费衍射公式。此时, 相对于光场的横向分量, 其纵向分量 E_z 一般很小, 可忽略不计。利用 (10) 式作数值计算得到的结果与文献 [3] 的 (8) 式一致。

2.2 矢量非傍轴光束的桶中功率 (PIB)

若用时间平均坡印廷矢量的 z 分量取代公式中的光强, 则可在傍轴近似下定义的 PIB 推广到非傍轴范畴, 即

$$\text{PIB} = \frac{\int_{-b_x}^{b_x} \int_{-b_y}^{b_y} S_z \, dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_z \, dx dy}, \quad (11)$$

式中, b_i 为桶在 i ($i = x, y$) 方向的半宽, S_z 为时间平均坡印廷矢量的 z 分量,

$$S_z = \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)_z. \quad (12)$$

(12) 式中略去了对结果没有影响的 $1/2$ 因子, Re 表示取实部, $*$ 表示复共轭, \mathbf{H} 为磁场矢量。(11), (12) 式为非傍轴光束 PIB 的定义, 对矢量和标量非傍轴光束都适用。对标量, S_z 退化为功率密度^[8]。把 (7) 式代入 (12) 式 (12) 式化为

$$S_z = \text{Re}(E_x H_y^* + E_y H_x^*), \quad (13)$$

式中, H_x, H_y 分别为 \mathbf{H} 在 x, y 方向的分量,

$$\begin{aligned} H_y &= \frac{1}{ik} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ &= \frac{i^{n+m} w_0^2}{r^2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \exp(ikr) \exp\left(-\frac{k^2 w_0^2}{2} \frac{x^2 + y^2}{r^2}\right) \\ &\quad \times \sum_{h=0}^{n+m} A_{nm} (R_1 + R_2 + R_3 + R_4 + R_5), \quad (14) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} R_1 &= H_u(\xi) H_h(\eta) \left(\frac{2z^2}{r^2} - k^2 w_0^2 \frac{x^2 + y^2}{r^2} \right. \\ &\quad \left. - ikz - 1 \right) - \frac{2kw_0 z}{r^3} [xu H_{u-1}(\xi) H_h(\eta) \\ &\quad + hy H_u(\xi) H_{h-1}(\eta)], \quad (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R_2 &= -w_0 \frac{kxy}{r^3} H_u(\xi) [2iw_0 h(h-1) H_{h-2}(\eta) \\ &\quad + 2hy H_{h-1}(\eta) - iw_0(h+1) H_h(\eta)], \quad (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R_3 &= -\frac{kw_0^2}{r^3} (y^2 + x^2) H_h(\eta) \\ &\quad \times \left[2iu(u-1) H_{u-2}(\eta) + \frac{2ux}{w_0} H_{u-1}(\xi) \right. \\ &\quad \left. - (u+1) H_u(\xi) \right] + H_h(\eta) H_u(\xi), \quad (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R_4 &= -\frac{2kw_0^2 u}{r^3} (y^2 + z^2) TH_{u-1}(\xi) \\ &\quad + 2kw_0^2 xy QH_{h-1}(\xi), \quad (18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R_5 &= w_0 y [TH_u(\xi) + QH_h(\eta)] \\ &\quad \times \left[-\frac{2}{r^2} + k^2 w_0^2 \frac{x^2 + y^2}{r^4} - \frac{k^2 w_0^2}{r^2} + \frac{ik}{r} \right] \quad (19) \end{aligned}$$

$$Q = iu H_{u-1}(\xi) + \frac{x}{w_0} H_u(\xi) - \frac{i}{2} H_{u+1}(\xi),$$

$$T = ih H_{h-1}(\eta) + \frac{y}{w_0} H_h(\eta) - \frac{i}{2} H_{h+1}(\eta), \quad (20)$$

$$\begin{aligned} H_x &= \frac{1}{ik} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \\ &= \frac{i^{n+m} w_0^2}{r^2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \exp(ikr) \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{k^2 w_0^2}{2} \frac{x^2 + y^2}{r^2}\right) \\ &\quad \times \sum_{h=0}^{n+m} A_{nm} (R_1 + R_6 + R_7 + R_8), \quad (21) \end{aligned}$$

其中

$$R_6 = -\frac{kw_0^2}{r^3}(x^2 + z^2)H_u(\xi) \times \left[2ih(h-1)H_{h-2}(\eta) + \frac{2hyH_{h-1}(\eta)}{w_0} - \zeta(h+1)H_h(\eta) \right] + H_u(\xi)H_h(\eta), \quad (22)$$

$$R_7 = \frac{kw_0xy}{r^3}H_h(\eta) \left[2iw_0u(u-1)H_{u-2}(\eta) + 2uxH_{u-1}(\xi) - iw_0(u+1)H_u(\xi) \right] + kw_0^2 \frac{2uxy}{r^3}TH_{u-1}(\xi), \quad (23)$$

$$R_8 = w_0y \left[TH_u(\xi) + QH_h(\eta) \right] \times \left[-\frac{2}{r^2} + k^2w_0^2 \frac{x^2 + y^2}{r^4} - \frac{k^2w_0^2}{r^2} + \frac{ik}{r} \right] - \frac{2hkw_0}{r^3}(x^2 + z^2)QH_{h-1}(\xi), \quad (24)$$

ϵ 和 μ 分别为均匀介质的介电常数和磁导率.

3. 数值计算和分析

为说明本文所得结果的物理意义,作了大量数值计算,典型数值计算例总结于图 1 至图 4,计算参数为 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$, $b_x = b_y = b$, $z = 0.6\text{m}$. 图 1 为 HLG 光束在远场的等光强线分布 (a) 为利用 (7) 式作计算的结果 (b) 为利用 (10) 式作计算的结果,图中 $n = 3$, $m = 2$, $\alpha = 0, \pi/16, \pi/8, 3\pi/16, \pi/4$. (a) $w_0/\lambda = 0.5$; (b) $w_0/\lambda = 10$. 比较图 1(a) 和 (b) 知,非傍轴矢量 HLG 光束的远场分布图 1(a) 与标量傍轴 HLG 光束的远场分布图 1(b) 是不同的,其对称性与 α 参数有关.

图 2 至图 4 分别给出了矢量非傍轴圆偏振 HLG

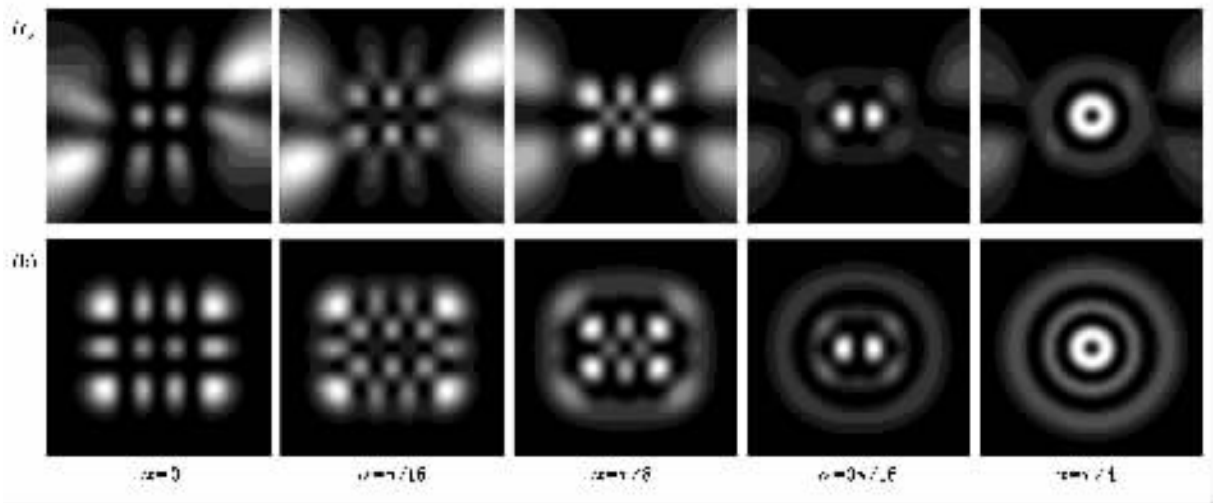


图 1 $n = 3, m = 2$ 的 HLG 光束在远场的等光强线 (a) 矢量非傍轴结果 (b) 标量傍轴结果

光束在远场的 S_z 曲线和 PIB 曲线. 图 2 中, $\alpha = \pi/5$, $w_0 = 0.7\lambda$, $n = m = 1, 2$ 和 3. 由图 2(a) 可以看出, 随着模指数 n, m 的增大, 在 x 方向 S_z 分布 (因对称性 y 方向与 x 方向分布相同, 故从略, 图 4 同) 的旁瓣增大, S_z 分布更为分散. 图 2(b) 表明, 模指数 n, m 的增大使光束的 PIB 值减小, 可聚焦能力下降, 因此, 模指数较低的光束表现出更好的聚焦能力. 这与由图 2(a) 的 S_z 曲线所得结论相同. 图 3 中, $\alpha = \pi/15$, $n = 1, m = 2$, $w_0 = 0.5\lambda, 0.7\lambda$ 和 1.0λ . 从图 3(a) 和 (b) 可知, 随着 w_0/λ 的减小, S_z 分布分散, 从而导致图 3(c) 中的 PIB 值随 w_0/λ 的减小而

减小, 光束质量变差. 图 4 中, $n = 3, m = 3$, $w_0 = 0.7\lambda$, $\alpha = \pi/9, \pi/12$ 和 $\pi/18$. 图 4(a) 表明, 当 $0.08 < x < 0.34$ 时, 随着 α 参数的增大, S_z 的峰值也增大. 但是, 当 $x > 0.34$ 时, S_z 曲线出现旁瓣, 且旁瓣随 α 参数的增大而增大, 即 S_z 分布分散. 因此在图 4(b) 中, 对应区间内 α 参数的减小使光束的 PIB 值减小. 但是, 当 $b > 0.34$ 时, 光束的 PIB 值则随 α 参数的减小而增大, 这是因为图 4(a) 中对应区间内的 S_z 分布随 α 增加而分散的缘故. 因此, 光束的 PIB 值不仅与 w_0/λ , α 参数及模指数 n, m 有关, 而且还取决于所取桶的大小.

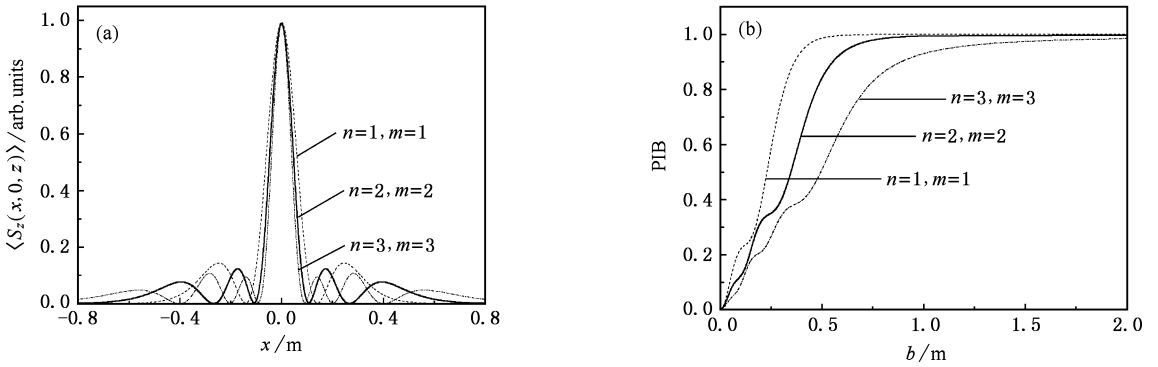


图 2 矢量非傍轴圆偏振 HLG 光束在远场 (a) 在 x 方向的 $S_z(x, 0, z)$ 曲线 (b) PIB 曲线

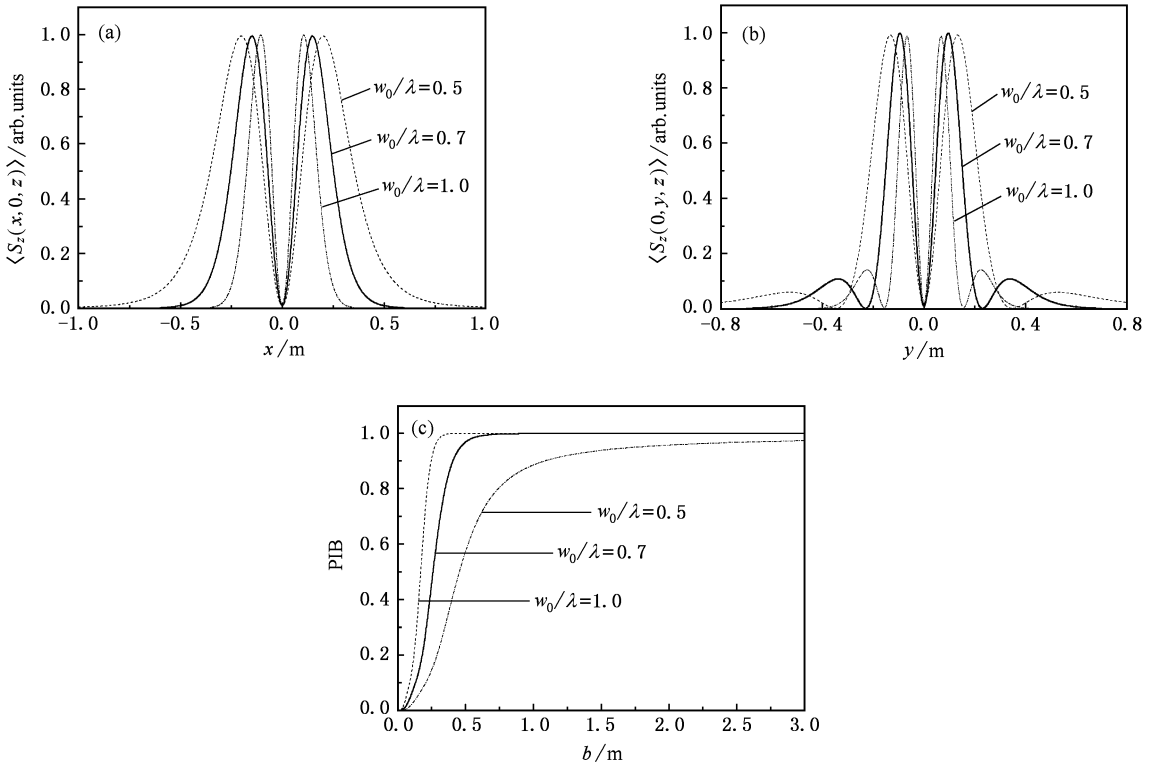


图 3 矢量非傍轴圆偏振 HLG 光束在远场 (a) 在 x 方向的 $S_z(x, 0, z)$ 曲线 (b) 在 y 方向的 $S_z(0, y, z)$ 曲线 (c) PIB 曲线

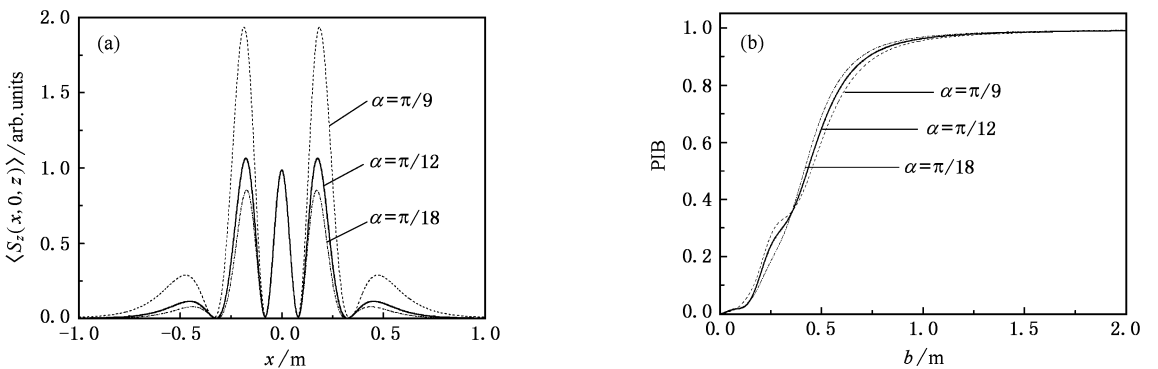


图 4 矢量非傍轴圆偏振 HLG 光束在远场 (a) 在 x 方向的 $S_z(x, 0, z)$ 曲线 (b) PIB 曲线

4. 结 论

本文基于矢量 Rayleigh-Sommerfeld 衍射积分公式,推导出矢量非傍轴圆偏振 HLG 光束在自由空间传输的远场解析表达式,对于 $n = m = 0$ 的特例,则退化为矢量非傍轴高斯光束的结果.将 PIB 概念推广到非傍轴范畴.分析表明,推广的 PIB 克服了二阶矩理论中 $M^2 < 1$ 或因远场发散角趋于 90° 出现 M^2

因子非常大的困难,是描述非傍轴光束远场光束质量的一种物理概念明确又简单可行的方法. PIB 描述光束的可聚焦性即远场能量/功率的集中度,而这正是许多实际应用中最感兴趣的技术指标之一.对于矢量非傍轴 HLG 光束,其 PIB 值不仅与 w_0/λ 有关,而且还与 α 参数,模指数 n, m 以及桶的尺寸大小有关.因此,在非傍轴矢量 HLG 光束的应用中,应合理选取 $w_0/\lambda, \alpha$ 参数,模指数 n, m 以及桶的尺寸,以获得更高的能量/功率集中度.

- [1] Siegman A E 1986 *Lasers* (Mill Valley California : University Science Books) p642—913
 [2] Kimel I , Elias L R 1993 *IEEE J. Quant. Electron.* **29** 2562
 [3] Abramochkin E G , Volostnikov V G 2004 *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* **6** S157
 [4] Lax M 1975 *Phys. Rev. A* **11** 1365
 [5] Liu P S , Lü B D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3724 (in Chinese) [刘普生、吕百达 2004 物理学报 **53** 3724]
 [6] Gao Z H , Lü B D 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 106
 [7] Porras M A 1996 *Opt. Commun.* **127** 79

- [8] Porras M A 1999 *Optik* **110** 417
 [9] Kang X P , Lü B D 2005 *Optik* **116** 232
 [10] Zhou G Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1572 (in Chinese) [周国泉 2005 物理学报 **54** 1572]
 [11] Siegman A E 1998 *OSA TOPS* **17** 184
 [12] Luneburg R K 1966 *Mathematical Theory of Optics* (Berkeley California : University of California Press)
 [13] Erdelyi A , Magnus W , Oberhettinger F *et al* 1954 *Tables of Integrate Transforms* (New York : McGraw-Hill)

The beam quality of vectorial nonparaxial Hermite-Laguerre-Gaussian beams^{*}

Kang Xiao-Ping¹⁾²⁾ He Zhong²⁾ Lü Bai-Da¹⁾

1) (Institute of Laser Physics and Chemistry , Sichuan University , Chengdu 610064 , China)

2) (Department of Physics , Qiongzhou University , Wuzhishan 572200 , China)

(Received 16 December 2005 ; revised manuscript received 10 March 2006)

Abstract

Based on the vectorial Rayleigh-Sommerfeld diffraction integrals , the closed-form expressions of vectorial nonparaxial circularly polarized Hermite-Laguerre-Gaussian (HLG) beams in the far-field are derived. The vectorial nonparaxial circularly polarized Gaussian beam is treated as a special case of our general formulae. The power in the bucket (PIB) is extended to the nonparaxial regime , where the intensity is replaced by the z component of the time-averaged Poynting vector , and used to characterize the beam quality of nonparaxial beams in the far field. Numerical calculation and analysis show the dependence of the PIB of vectorial nonparaxial HLG beams on the waist width-to-wavelength ratio w_0/λ , as well as on the parameter α , mode indexes n and m , and bucket 's size chosen.

Keywords : vectorial nonparaxial Hermite-Laguerre-Gaussian (HLG) beam , vectorial Rayleigh-Sommerfeld diffraction integrals , power in the bucket (PIB)

PACC : 4200 , 4210Q

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10574097) and the Natural Science Foundation of Hainan Province (Grant No. 80598).