

用弧形波晶片产生矢量光束及其强聚焦的特性研究

周巧巧 施建珍 纪宪明 印建平

Study on the properties of vector beams generated by a curved wave plate in the strong-focusing regime

Zhou Qiao-Qiao Shi Jian-Zhen Ji Xian-Ming Yin Jian-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 053702 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.053702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.053702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

用于原子干涉仪实验的锂原子的塞曼减速与磁光囚禁

Zeeman slowing and magneto-optically trapping of lithium atoms in atomic interferometry experiments

物理学报.2014, 63(15): 153701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.153701>

用线偏振光产生可调矢量椭圆空心光束

Generation of the tunable vector ellipse hollow beam by using linearly polarized light beams

物理学报.2014, 63(8): 083701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.083701>

液晶空间光调制器产生可调三光学势阱

Generation of the controllable triple-well optical trap by liquid-crystal spatial light modulator

物理学报.2013, 62(15): 153701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.153701>

用空间光调制器产生三维光阱阵列

Generation of the three-dimensional array of optical trap by spatial light modulator

物理学报.2012, 61(22): 223702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.223702>

单原子在两个远红失谐光偶极阱中的转移

Transferring single-atoms between two red-detuned far-off-resonance optical dipole traps

物理学报.2012, 61(20): 203701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.203701>

用弧形波晶片产生矢量光束及其强聚焦的特性研究*

周巧巧¹⁾ 施建珍¹⁾ 纪宪明^{1)2)†} 印建平²⁾

1)(南通大学理学院, 南通 226019)

2)(华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

(2014年8月27日收到; 2014年10月12日收到修改稿)

提出了产生轴对称矢量光束的新方案, 根据晶体的双折射性质设计波晶片, 形成o光和e光相位板, 能够把线偏振光转换为具有旋转对称性的径向或角向矢量空心光束, 光路简单, 调节方便. 应用Richards-Wolf的经典矢量衍射模型, 分析计算了空心高斯光束照明、高数值孔径透镜聚焦条件下所产生的衍射光波电磁场分布, 结果表明: 用功率为0.5 W的激光照明, 所获得的矢量空心光束具有很高的光强、光强梯度和很强的纵向电磁场分布, 同时还能产生可实时调控的光子角动量分布, 方案在微观粒子的操控方面有很好的应用前景.

关键词: 矢量光束, 原子光学, 波晶片, 空心高斯光束

PACS: 37.10.Gh, 37.10.Jk, 42.79.Kr

DOI: 10.7498/aps.64.053702

1 引言

轴对称矢量光束与线偏振光和圆偏振光相比有着许多新颖独特物理性质, 如光强分布具有中空环形结构, 在远场能够形成远距离近似无衍射中空光束, 在高数值孔径透镜聚焦下具有很强的纵向电场或磁场分量, 能形成极小的聚焦光斑, 在提高显微镜的分辨率、信息存储、操控微观粒子、金属加工等方面具有许多不可替代的优势, 得到了广泛的应用^[1-6]. 近年来已经受到了广泛关注, 人们提出了多种产生矢量光束的新方法^[7-18]. 总体上可分为腔内法和腔外法^[19], 腔内法就是在激光器的谐振腔中加入特定的光学元器件, 使得激光器输出特定的矢量光束; 腔外法就是利用偏振元件或衍射光学元件, 把激光器输出的线偏光调制为所要求的矢量光束. 在腔外法中, 利用 π 相位板产生轴对称矢量光束的原理简单、思路清晰, 在文献^[20]中, 我们

借助M-Z干涉仪光路, 利用两块矩形 π 相位板把线偏振光转变为标准的径向和角向偏振光, 调节相位板的长和宽之比能够得到不同离心率的空心椭圆矢量光束, 但光路并不简单, 光路的调节也不够方便. Machavariani等^[21]利用八块扇形半波片构成相位延迟器, 上海光机所朱健强小组^[22]利用晶体的旋光效应, 将晶体分割成12个扇形区域, 设计了特殊的偏振转换器, 分别用于产生径向偏振光, 光路比较简单, 但所得到矢量光束还只是准径向矢量光束. 基于上述几种产生矢量光束的方法, 本文提出用弧形波晶片产生轴对称矢量光束的新方案.

2 弧形波晶片产生矢量光束的基本思想与波晶片的设计

在文献^[20]中, 我们通过偏振分束器(PBS)把入射线偏振光分为两束振动方向互相垂直的线偏振光, 沿M-Z干涉仪光路分别通过两块 π 相位板衍

* 国家自然科学基金(批准号: 11034002, 11274114)、科技部量子调控重大研究计划项目(批准号: 2011CB921602)和华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室开放基金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jixm@ntu.edu.cn

射后再进行矢量叠加, 得到矢量光束. 线偏振光垂直入射到双折射晶体制作的波晶片上, 也能得到振动方向互相垂直的两束线偏振光, 即 o 光和 e 光. 晶体对 o 光和 e 光分别有不同的折射率 n_o 和 n_e , 一定厚度的晶片对 o 光和 e 光有不同的相位延迟, 同一波晶片对 o 光和 e 光就形成不同的相位分布. 我们把文献 [20] 中两块相位板合并在一块波晶片上, 输入线偏振光直接照射在波晶片上, 原文中 M-Z 干涉仪光路的两条支路自然合并为一条光路, 省去了两个 PBS, 使得光路大为简化, 同时给光路的调节带来极大的方便.

由于激光器通常输出的是截面为圆形的轴对称光束, 本文选用圆形相位板, 为了使输出光波的光矢量方向和光强分布具有轴对称性, 圆形相位板需要分为轴对称的 6 个部分, o 光和 e 光的相位分布分别如图 1 (a) 和 (b), 通过数值计算, 我们得到图中 θ 角的大小为 $\theta = 19.2^\circ$. 把两块相位板合并到同一圆形晶体薄片上, 分割为 12 个扇形波晶片, 如图 1 (c) 所示, 图 1 (c) 中括号内前一个数值是 o 光的相位, 后一个数值是 e 光的相位. 设计各个扇形区域内波晶片的厚度, 可以达到图 1 中的相位要求. o 光和 e 光通过波晶片时实际产生的相位延迟分别为

$$\Gamma_o = 2\pi(n_o - 1)\frac{d}{\lambda},$$

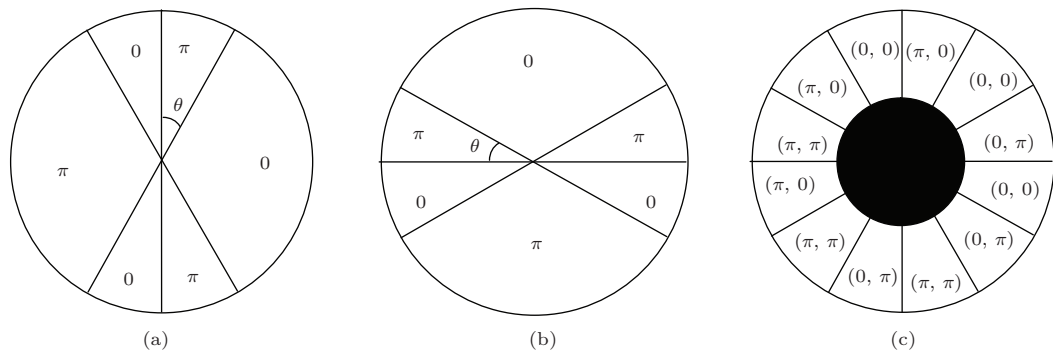


图 1 波晶片示意图 (a) o 光相位分布; (b) e 光相位分布; (c) 波晶片

表 1 波晶片的厚度和相位分布

极角	$0-\theta$	$\theta-$ $\pi/2-\theta$	$\pi/2-\theta$ $-\pi/2$	$\pi/2-$ $\pi/2+\theta$	$\pi/2+\theta$ $-\pi-\theta$	$\pi-\theta$ $-\pi$	$\pi-$ $\pi+\theta$	$\pi+\theta-$ $3\pi/2-\theta$	$3\pi/2-\theta$ $-3\pi/2$	$3\pi/2-$ $3\pi/2+\theta$	$3\pi/2+\theta$ $-\theta$	$0-\theta$
$d/\mu\text{m}$	29.78	59.56	30.27	59.56	30.27	60.05	30.275	60.05	29.78	60.05	29.78	59.56
φ_o/π	0.001	0.002	0.999	0.002	0.999	1.001	0.999	1.001	0.001	1.000	0.001	0.002
φ_e/π	0.994	-0.012	0.008	-0.012	0.008	1.002	0.008	1.002	0.994	1.002	0.994	-0.012

$$\Gamma_e = 2\pi(n_e - 1)\frac{d}{\lambda}. \quad (1)$$

考虑到相位改变 2π 的整数倍对光波的影响是相同的, 可令

$$\begin{aligned} \varphi_o &= \Gamma_o - 2N\pi, \\ \varphi_e &= \Gamma_e - 2N'\pi, \end{aligned} \quad (2)$$

使得当 N 和 N' 取整数时, 相位值在 $[-\pi, \pi]$ 区内. 选用石英晶体为波晶片的材料, $n_o = 1.544$, $n_e = 1.553$, 取激光的波长 $\lambda = 0.54 \mu\text{m}$, 计算得到各个扇形区域波晶片的厚度和相位值如表 1. 表 1 中的相位值 φ_o 和 φ_e 与图 1 只有微小差距, 不会对光波带来明显的影响.

图 1 (c) 所示波晶片在圆心处加上了不透明的圆屏, 这是因为圆心处存在严重的厚度奇异, 实际制作时难以达到较高的精度, 在中心去掉一个小圆盘, 制作弧形波晶片则比较简单. 本文讨论空心高斯光束照明的情况, 中心部分光强很小, 只要适当选取圆盘的半径, 仍然可充分利用输入光的能量. 输入光波透过弧形波晶片, 用焦距为 f 的高数值孔径透镜聚焦, 由于高数值孔径透镜对光线的聚焦能力强, 本文简称为强聚焦, 研究强聚焦情况下弧形波晶片产生矢量光束的特性.

3 波晶片产生径向矢量光束的数值模拟计算

设入射光波沿 z 方向传播, 电矢量方向与 x 轴方向成 45° 角, 晶体的光轴沿 y 轴方向, 波晶片的前表面为输入平面, 在输入平面上电矢量的振幅表示为 $\mathbf{E}_0 = E_{x0}\mathbf{e}_x + E_{y0}\mathbf{e}_y$, 对于空心高斯光束

$$E_{x0} = E_{y0} = \frac{1}{\sqrt{2}} G_m \left(\frac{\rho_0^2}{w_0^2} \right)^m \exp \left(-\frac{\rho_0^2}{w_0^2} \right),$$

$$m = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

w_0 为激光束的束腰半径, m 为空心高斯光束的阶数, G_m 是与阶数 m 和激光功率 P 有关的常数. 为简单起见, 我们只讨论 1 阶空心高斯光束通过波晶片的衍射, $m = 1$ 时, $G_1 = \sqrt{8P/(\pi w_0^2 \varepsilon_0 c)}$. 磁矢量的振幅表示为 $\mathbf{H}_0 = H_{x0}\mathbf{e}_x + H_{y0}\mathbf{e}_y$, 根据真空

中电磁波的电磁场矢量关系,

$$\begin{bmatrix} H_{x0} \\ H_{y0} \end{bmatrix} = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} \begin{bmatrix} -E_{y0} \\ E_{x0} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

ε_0 和 μ_0 分别是真空中的介电常数和磁导率, c 为真空中的光速.

对波晶片而言, E_{x0} 为 o 光, E_{y0} 为 e 光, 波晶片对 o 光和 e 光的振幅透过率函数分别记为 $T_o(\rho_0, \phi_0)$, $T_e(\rho_0, \phi_0)$, 透过波晶片的电磁场矢量为

$$\begin{bmatrix} E_x^{(0)} \\ E_y^{(0)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_o E_{x0} \\ T_e E_{y0} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$\begin{bmatrix} H_x^{(0)} \\ H_y^{(0)} \end{bmatrix} = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} \begin{bmatrix} -T_e E_{y0} \\ T_o E_{x0} \end{bmatrix}. \quad (6)$$

在强聚焦情况下, 根据 Richards-Wolf 经典矢量衍射模型^[23], 计算焦点附近衍射电磁矢量的公式为

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \frac{1}{i\lambda f} \int_a^b \int_0^{2\pi} \sqrt{\cos \alpha} \exp \left\{ -ik \left[z \cos \alpha + \frac{\rho_0 r \cos(\varphi - \phi_0)}{f} \right] \right\}$$

$$\times \begin{bmatrix} -E_x^{(0)} (\cos^2 \phi_0 \cos \alpha + \sin^2 \phi_0) + E_y^{(0)} (1 - \cos \alpha) \cos \phi_0 \sin \phi_0 \\ E_x^{(0)} (1 - \cos \alpha) \cos \phi_0 \sin \phi_0 - E_y^{(0)} (\sin^2 \phi_0 \cos \alpha + \cos^2 \phi_0) \\ \frac{\rho_0}{f} (E_x^{(0)} \cos \phi_0 + E_y^{(0)} \sin \phi_0) \end{bmatrix} \rho_0 d\rho_0 d\phi_0, \quad (7)$$

$$\mathbf{H}(r, \varphi, z) = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}}{i\lambda f} \int_a^b \int_0^{2\pi} \sqrt{\cos \alpha} \exp \left\{ -ik \left[z \cos \alpha + \frac{\rho_0 r \cos(\varphi - \phi_0)}{f} \right] \right\}$$

$$\times \begin{bmatrix} E_x^{(0)} (1 - \cos \alpha) \cos \phi_0 \sin \phi_0 + E_y^{(0)} (\cos^2 \phi_0 \cos \alpha + \sin^2 \phi_0) \\ -E_x^{(0)} (\sin^2 \phi_0 \cos \alpha + \cos^2 \phi_0) - E_y^{(0)} (1 - \cos \alpha) \cos \phi_0 \sin \phi_0 \\ \frac{\rho_0}{f} (E_x^{(0)} \sin \phi_0 - E_y^{(0)} \cos \phi_0) \end{bmatrix} \rho_0 d\rho_0 d\phi_0. \quad (8)$$

在 (7), (8) 两式中, z 是输出平面到透镜焦平面的距离, k 为波数, 与波长 λ 的关系为 $k = 2\pi/\lambda$, $\cos \alpha = \sqrt{1 - \rho_0^2/f^2}$, a, b 分别是弧形波晶片的内、外半径. 利用直角坐标和柱坐标间的转换关系, 将 (7), (8) 两式的直角坐标分量转换为柱坐标分量:

$$\begin{cases} E_r = \sin \varphi E_y + \cos \varphi E_x, \\ E_\varphi = \cos \varphi E_y - \sin \varphi E_x, \\ E_z = E_z; \end{cases} \quad (9)$$

$$\begin{cases} H_r = \sin \varphi H_y + \cos \varphi H_x, \\ H_\varphi = \cos \varphi H_y - \sin \varphi H_x, \\ H_z = H_z. \end{cases} \quad (10)$$

3.1 电磁场分布

取激光波长 $\lambda = 0.54 \mu\text{m}$, 透镜焦距 $f = 25 \text{ mm}$, 光束的束腰半径 $w_0 = 12 \text{ mm}$, 激光功率

$P = 0.5W$, 波晶片的内外半径为 $a = 6 \text{ mm}$, $b = 24 \text{ mm}$ (照射在弧形波晶片上的激光功率占总功率的 97%). 应用 (7), (8) 式数值模拟计算焦平面上的电磁场分布, 图 2 是焦平面上 $|E_r|^2$ 和 $|H_\varphi|^2$ 的分布图, 图 2(a), (c) 是 $|E_r|^2$ 和 $|H_\varphi|^2$ 的三维图, 图 2(b), (d) 分别是 $|E_r|^2$ 和 $|H_\varphi|^2$ 沿径向随 r 的变化曲线. $|E_r|^2$ 和 $|H_\varphi|^2$ 的分布很相似, 都呈现空心分布, 都在 $r = 0.25 \text{ }\mu\text{m}$ 处取最大值, $|E_r|_{\text{max}}^2 = 4.72 \times 10^{14} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2}$, $|H_\varphi|_{\text{max}}^2 = 5.60 \times 10^9 \text{ A}^2 \cdot \text{m}^{-2}$. E_r 和 H_φ 的值都为复数, 但其虚部都远小于实部, 均可近似为实数. 电场角向分量 E_φ 远小于 E_r , 磁场径向分量 H_r 远小于 H_φ , 都可以近似为零. 因此, 焦平面

上的电场为径向偏振, 磁场为角向偏振, 图 3(a), (b) 分别是焦平面上的横向电场矢量和磁场矢量分布, 矢量的长度与其大小成正比.

强聚焦情况下的矢量衍射与近轴衍射相比有明显的不同, 在强聚焦情况下, 透镜焦点附近有很强的纵向电场分量, 图 4 是焦平面上 $|E_z|^2$ 的分布, 以焦点为中心呈轴对称分布, 在焦点上, $|E_z|_{\text{max}}^2 = 9.63 \times 10^{14} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2}$, 大于 $2|E_r|_{\text{max}}^2$, 随着 r 的增大, $|E_z|$ 快速减小, $r = 0.32 \text{ }\mu\text{m} \approx 0.6\lambda$ 时, $|E_z|$ 减小至 0. 由于衍射的影响, 在外围还有一些 $|E_z|^2$ 次最大, 但远小于 $|E_z|_{\text{max}}^2$, 图 4(b) 是 $|E_z|^2$ 随 r 的变化曲线.

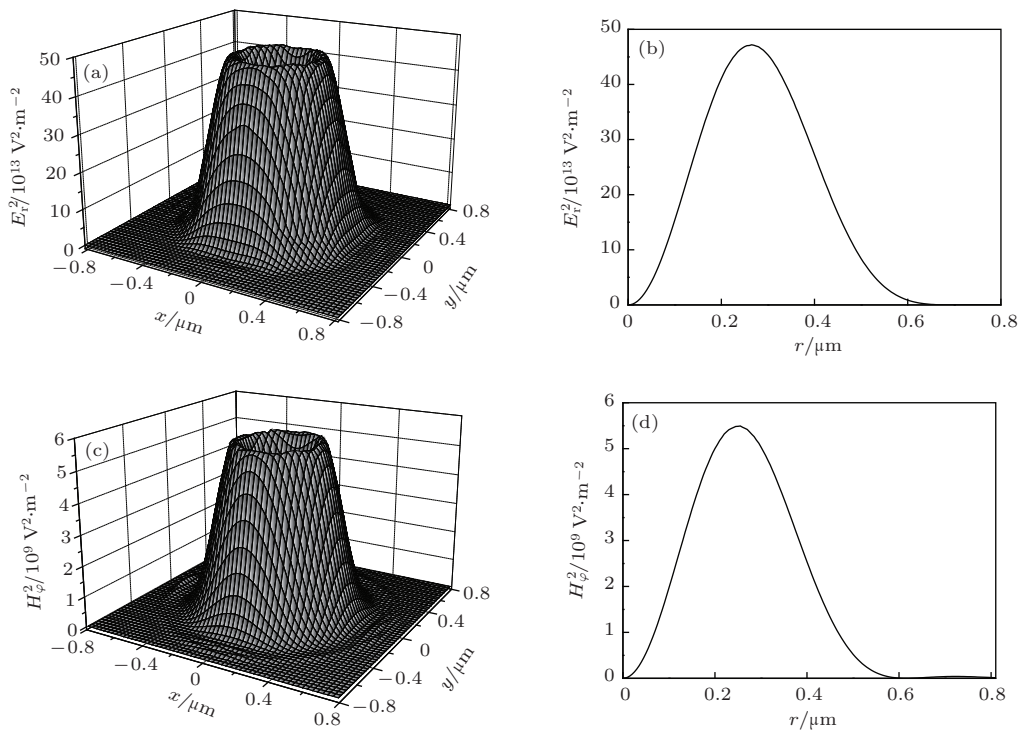


图 2 焦平面上电磁场分布 (a) $|E_r|^2$ 分布的三维图; (b) $|E_r|^2$ 随 r 变化曲线; (c) $|H_\varphi|^2$ 分布的三维图; (d) $|H_\varphi|^2$ 随 r 变化曲线

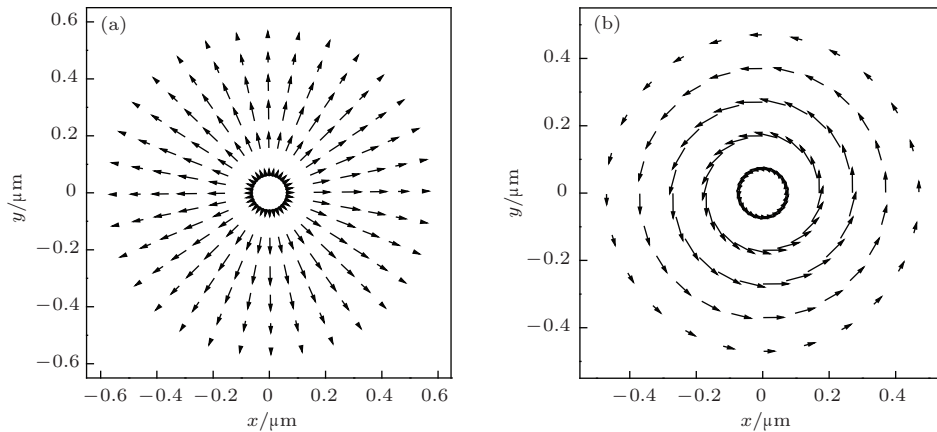
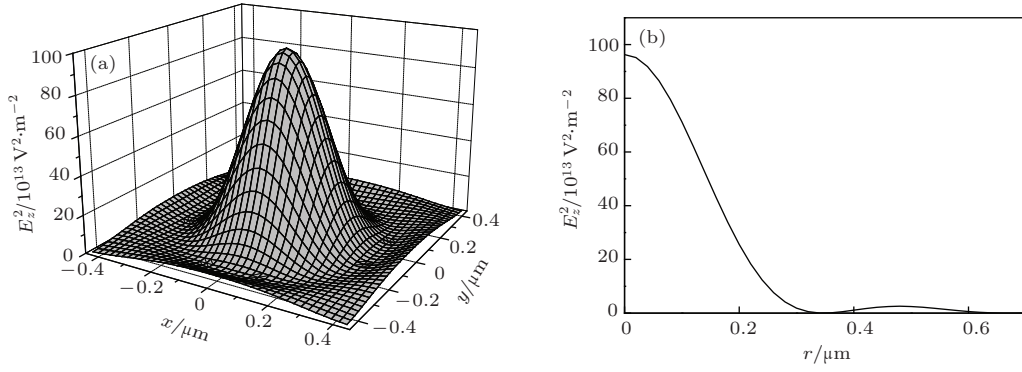


图 3 焦平面上电磁矢量的分布 (a) 电矢量径向分布图; (b) 磁矢量角向分布图


 图4 焦平面上 E_z 的分布 (a) $|E_z|^2$ 分布的三维图; (b) $|E_z|^2$ 随 r 的变化曲线

3.2 光能量的传播

考虑光波的能量传播时,用坡印廷矢量 \mathbf{S} 表示光波在单位时间内通过垂直于传播方向单位面积的能量,其时间平均值为

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*), \quad (11)$$

Re表示取实部, *表示复共轭. 在柱坐标系中 $\langle \mathbf{S} \rangle$ 的三个分量为

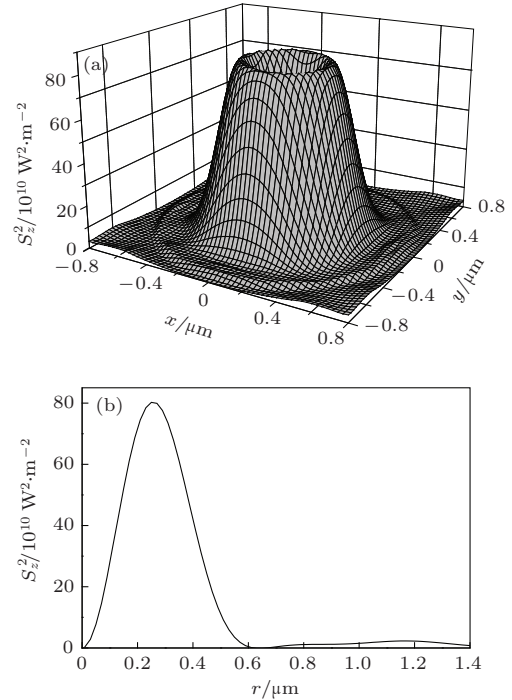
$$\begin{cases} \langle S_z \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(E_r H_\varphi^* - H_r^* E_\varphi), \\ \langle S_r \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(E_\varphi H_z^* - H_\varphi^* E_z), \\ \langle S_\varphi \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(H_r^* E_z - E_r H_z^*). \end{cases} \quad (12)$$

在强聚焦情况下,由于衍射光波的电场和磁场有 z 分量存在, \mathbf{S} 可能有垂直于 z 轴横向分量 S_r 和 S_φ . 用于上文相同的入射光和波晶片进行数值模拟计算,结果表明:在焦平面上 $\langle S_z \rangle$ 为轴对称空心分布, $\langle S_r \rangle$ 和 $\langle S_\varphi \rangle$ 都很远小于 $\langle S_z \rangle$. 图5(a)是焦平面上 $\langle S_z \rangle$ 分布的三维图,图5(b)是 $\langle S_z \rangle$ 沿径向随 r 的变化曲线, $r = 0.25 \mu\text{m}$ 时, $\langle S_z \rangle$ 取最大值, $\langle S_z \rangle_{\text{max}} = 8.03 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, 在光束中心部分, $\langle S_z \rangle < (1/2) \langle S_z \rangle_{\text{max}}$ 的区域通常称为暗斑,暗斑半径 $r_{\text{S}_z\text{DSS}} = 0.13 \mu\text{m} \approx 0.24\lambda$. 沿 z 轴偏离焦平面时, $\langle S_z \rangle$ 快速减小, $\langle S_z \rangle$ 取最大值的半径增大,在 $z = \pm 1.18\lambda = \pm 0.639 \mu\text{m}$ 的平面上, $\langle S_z \rangle$ 的最大值降为焦平面上的一半,相应的半径增大至 $0.38 \mu\text{m}$. $\langle S_z \rangle$ 沿径向和轴向的最大梯度分别为

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \langle S_z \rangle}{\partial r} \right|_{\text{max}} &= 4.76 \times 10^{18} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}, \\ \left. \frac{\partial \langle S_z \rangle}{\partial z} \right|_{\text{max}} &\approx 9.6 \times 10^{17} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}. \end{aligned}$$

对照3.1节中所计算的电磁场分布,以上结果

也是合理的. 由于 H_r , H_z 和 E_φ 都近似为零,由(10)式可以看出, S_φ 必然很小; $\langle S_z \rangle$ 的分布取决于 E_r 和 H_φ 的分布,在图2中, E_r 和 H_φ 都呈空心分布,并在相同的半径上取最大值,自然 $\langle S_z \rangle$ 也为空心分布,也在同样的半径上取最大值; $\langle S_r \rangle$ 的分布取决于 E_z 和 H_φ 的分布, E_z 和 H_φ 都有较强的分布,但 $\langle S_r \rangle$ 依然只有很弱的分布,一方面是由于 $|E_z|$ 在焦点上取最大值时, $H_\varphi = 0$, 而当 H_φ 有最大值时, $|E_z|$ 已很小,另一方面, H_φ 与 E_z 的相位差接近于 $\pi/2$, 导致 $\text{Re}(H_\varphi^* E_z)$ 很小, $\langle S_r \rangle$ 必然较小. 数值计算还发现,在以 z 轴为中心的圆周上, $\langle S_r \rangle$ 的代数和为零,由此可见,在强聚焦情况下,虽然有很强的 E_z 分布,但光能量仍然沿 z 方向穿过焦平面.


 图5 焦平面上 $\langle S_z \rangle$ 的分布 (a) $\langle S_z \rangle$ 分布的三维图; (b) $\langle S_z \rangle$ 随 r 的变化曲线

3.3 光子轨道角动量的分布

电磁波具有动量和角动量, 根据经典电磁场理论, 电磁场动量密度和轨道角动量密度分别为

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \mathbf{E} \times \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \mathbf{S}, \quad \mathbf{J}_{\text{orb}} = \mathbf{r} \times \mathbf{P} = \frac{\mathbf{r} \times \mathbf{S}}{c^2}.$$

在 z 方向, 轨道角动量密度的时间平均值为

$$\langle J_{z\text{orb}} \rangle = \frac{1}{c^2} r \langle S_\varphi \rangle. \quad (13)$$

另外, 对光子来说还有自旋角动量, 单个光子沿 z 方向的自旋角动量为 [24]

$$j_{z\text{SP}} = \frac{-i\hbar(E_x E_y^* - E_y E_x^*)}{|E_x|^2 + |E_y|^2}, \quad (14)$$

$j_{z\text{SP}}$ 的大小取决于 E_x 与 E_y 的相位差. $j_{z\text{SP}}$ 与光子数密度 $\left(\frac{w}{\hbar kc}\right)$ 相乘即可得到自旋角动量密度 $J_{z\text{SP}}$. z 方向总角动量分布密度为

$$\langle J_z \rangle = \frac{1}{c^2} r \langle S_\varphi \rangle + \frac{1}{k\hbar c} j_{z\text{SP}} \langle w \rangle, \quad (15)$$

$\langle w \rangle$ 是能量密度时间平均值. 由上文的计算我们已经知道: E_{x0} 与 E_{y0} 的相位相同时, 在焦平面上输出的 E_x 与 E_y 的相位也相同, $j_{z\text{SP}} = 0$, 同时 $\langle S_\varphi \rangle$ 也很小, 因此, 直接通过波晶片把线偏振光转变为径向矢量光束时, $\langle J_z \rangle = 0$. 但是, 如果入射到波晶片的两个光振动有相位差 δ 时, 计算发现, $\langle S_z \rangle$ 的分布不变, $\langle S_\varphi \rangle$ 的分布将随 δ 而变化, E_x 与 E_y 的相位差分布也随 δ 而变化. 在波晶片前加上一个索累 (Soleil) 补偿器, 可以方便地调节相位差 δ , 从而改变 $\langle J_z \rangle$ 的分布. 计算结果表明: 在焦平面上, $\langle J_z \rangle$ 呈现不均匀的分布, 在 x, y 轴上, $\langle J_z \rangle = 0$; 在一、三象限和二、四象限 $\langle J_z \rangle$ 的符号相反, $|\langle J_z \rangle|$ 的最大值在 $\varphi = \pm\pi/4$ 的直线上. 图 6 (a), (b) 分别是 $\delta = \pm\pi/2$ 时焦平面上 $\langle J_z \rangle$ 的等值线分布, 在直线 $\varphi = \pm\pi/4$ 上, $r = 0.37 \mu\text{m}$ 处, $|\langle J_z \rangle|_{\text{max}} = 1.30 \times 10^{-12} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$, 该点处单个光子的平均角动量为 $2.54\hbar$. $\langle J_z \rangle_{\text{max}}$ 的大小随 δ 而变化, 图 6 (c) 是在直线 $\varphi = \pi/4$ 上 $\langle J_z \rangle_{\text{max}}$ 随 δ 变化的归一化曲线. 在光与物质相互作用时, $\langle J_z \rangle$ 的存在, 为相互作用的粒子提供了沿光传输方向的光学扭矩, 上述结果说明: 利用 Soleil 补偿器, 能方便地调节 $\langle J_z \rangle$ 的大小和方向, 从而改变粒子的旋转力度和旋转方向, 对研究原子或分子在光场中的转动有重要的意义.

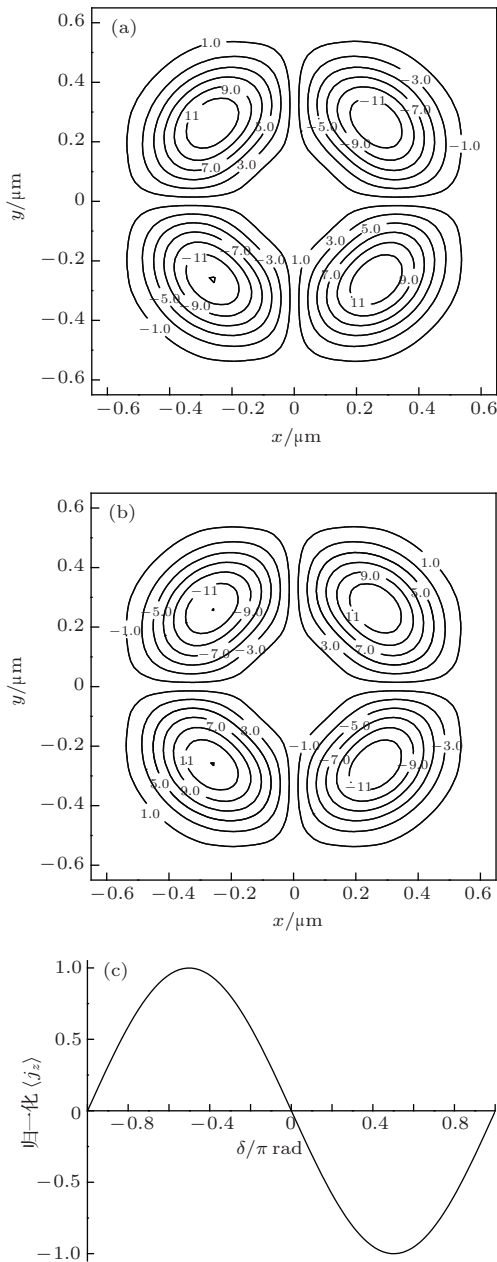


图6 焦平面上光子角动量密度 $\langle J_z \rangle$ 的分布 (a) $\delta = \pi/2$; (b) $\delta = -\pi/2$ 的 $\langle J_z \rangle$ 等值线(单位: $10^{-13} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$); (c) $\langle J_z \rangle_{\text{max}}$ 随 δ 变化的归一化曲线

4 波晶片产生角向偏振矢量光束

利用波晶片不仅能产生轴对称径向矢量空心光束, 也能产生角向矢量空心光束. 把入射线偏振光的电矢量方向改为与 x 轴方向成 -45° 角, $E_{x0} = -E_{y0}$, 晶体的光轴沿 x 轴方向, o 光电矢量沿 y 轴方向, e 光沿 $-x$ 轴方向, 波晶片对 o 光和 e 光的相位分布不变. 数值模拟计算的结果表明: $\langle S_z \rangle$ 的分布与图 5 相同, 电磁场的分布发生了变化, 但只要把 3.1 节中计算所得到的各电场分量乘以 $\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}$ 就得到相应磁场分量, 磁场各分量乘以

$\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ 就得到相应电场分量. 在焦平面上, 电场的纵向分量为零, 电场矢量的分布如图 7(a), 呈轴对称角向偏振, $|E_\varphi|^2$ 的分布与图 2 中 $|H_\varphi|^2$ 的分布相似, $r = 0.25 \mu\text{m}$ 处, $|E_\varphi|_{\text{max}}^2 = 7.95 \times 10^{14} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2}$; 磁场出现了很强纵向分量, $|H_z|^2$ 的分布与图 4 中 $|E_z|^2$ 的分布相似, 在焦点上, $|H_z|_{\text{max}}^2 = 6.78 \times 10^9 \text{ A}^2 \cdot \text{m}^{-2}$; 横向分量为轴对称径向偏振, 图 7(b) 是横向磁场矢量分布, $|H_r|^2$ 的分布与图 2 中 $|E_r|^2$ 的分布相似, 在 $r = 0.25 \mu\text{m}$ 处, $|H_r|_{\text{max}}^2 = 3.32 \times 10^9 \text{ A}^2 \cdot \text{m}^{-2}$.

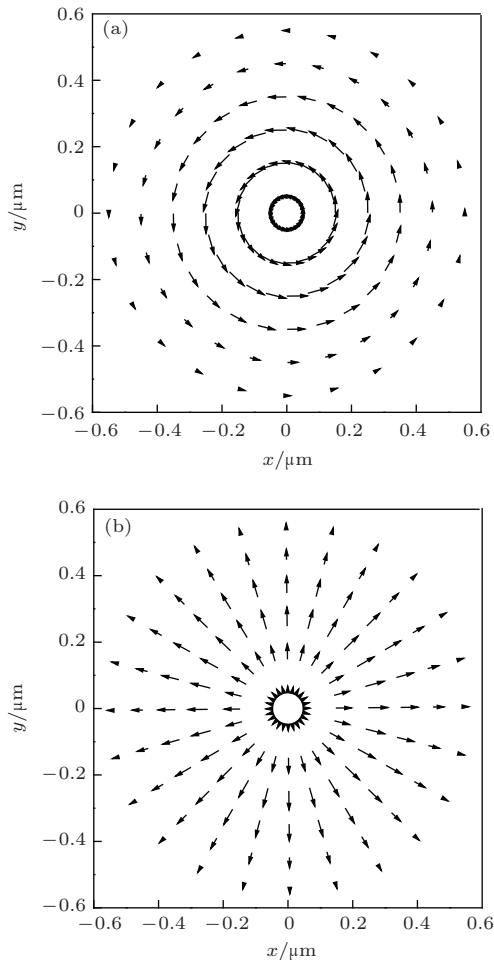


图 7 焦平面上电磁矢量的分布 (a) 角向磁矢量分布图; (b) 径向磁矢量分布图

5 结论与潜在应用讨论

根据晶体的双折射性质, 设计晶片的厚度, 在同一波晶片上对 o 光和 e 光分别生成相位板, 线偏振光照射波晶片, 能够转换为具有旋转对称性的径向和角向矢量空心光束, 光路简单, 调节方便. 应用 Richards-Wolf 经典矢量衍射模型, 模拟计算了强聚焦情况下的电磁场分布, 用弧形波晶片产生的

径向矢量光束有很强的纵向电场, 角向矢量光束有很强的纵向磁场, 与理想的径向或角向矢量光束被强聚焦相比, 所得到的电磁场分布基本一致 [18]. 根据电磁场的分布, 我们计算了反映光能量传播的坡印廷矢量 $\langle \mathbf{S} \rangle$ 的分布, $\langle \mathbf{S} \rangle$ 的纵向分量 $\langle S_z \rangle$ 呈现空心分布, $\langle S_z \rangle$ 有很高的强度和梯度、很小的暗斑半径, $\langle \mathbf{S} \rangle$ 的横向分量 $\langle S_r \rangle$ 和 $\langle S_\varphi \rangle$ 虽然与 o 光和 e 光的相位差 δ 有关, 但无论 δ 取何值, 在以 z 轴为中心的圆柱面上, $\langle S_r \rangle$ 和 $\langle S_\varphi \rangle$ 各自的代数和为零, 说明宏观光能量只沿着 z 方向穿过焦平面. 调节 o 光和 e 光的相位差 δ 还能够在局域获得较大的光子角动量分布.

从数值计算得到的具体数据上看, 用功率为 0.5 W 的激光照明, $\langle S_z \rangle$ 的最大值达到 $\sim 10^{11} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 量级, 最大梯度达到 $\sim 10^{18} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ 量级, 暗斑半径仅为 0.24λ . 用于聚焦冷原子或冷分子, 有很高的光学偶极势和很强的梯度力, 同时有很高的分辨率. 以聚焦 ^{138}Ba 原子为例, 在失谐量高达 $\sim 10^{13} \text{ Hz}$ 量级的超大失谐情况下, 光学偶极势可达 850 mK, 光与 ^{138}Ba 原子相互作用的梯度力高达原子重量的 4.5×10^7 倍. 产生角向矢量空心光束时, 纵向强磁场达到 $\sim 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$, 在磁性粒子的光学囚禁也有很好的应用价值. 另外, 调节输入光的相位差, 可实时调节局域光子轨道角动量密度 $\langle J_z \rangle$ 的分布, 对研究原子、分子等微观粒子在光场中的转动也有一定的意义. 总之, 本方案在原子、分子光学的研究中有较好的应用前景.

参考文献

- [1] Zhao W Q, Tang F, Qiu L R, Liu D L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 054201 (in Chinese) [赵维谦, 唐芳, 邱丽荣, 刘大礼 2013 物理学报 **62** 054201]
- [2] Qiwen Z 2004 *Opt. Express* **12** 3377
- [3] Molloy J E, Dholakia K, Padgett M J 2003 *J. Mod. Opt.* **50** 1501
- [4] Meier M, Romano V, Feurer T 2007 *Appl. Phys.* **86** 329
- [5] Morris J E, Caxruthers A E, Mazilu M, Reece P J, Cizma T 2008 *Opt. Express* **16** 10117
- [6] Yan J, Lu Y H, Wang P 2010 *Acta. Opt. Sin.* **30** 3597 (in Chinese) [阎杰, 鲁拥华, 王沛 2010 光学学报 **30** 3597]
- [7] Dartora C A, Zamboni R, Nobrega K Z, Reeamani E, Hernandez F 2003 *Opt. Commun.* **222** 75
- [8] Rijuparna C, Ajay G 2006 *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 2278
- [9] Zhang R M, Zhao D 2006 *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 919
- [10] Cai Y J, Zhang L 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 1398
- [11] Machavariani G, Lumer Y 2007 *Opt. Lett.* **32** 1468

- [12] Marwan A A, Matthias H, Moritz V 2011 *Opt. Express* **19** 5039
- [13] Hernandez R I, Gutierrez J C, Guizar M, Bandres M A 2006 *Opt. Express* **14** 8974
- [14] Chafiq A, Hrieha Z, Belafhal A 2007 *Opt. Commun.* **275** 165
- [15] Lerman G M, Lilach Y, Levy U 2009 *Opt. Lett.* **34** 1669
- [16] Li H R, Yin J P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 083204
- [17] Li H R, Yin J P 2011 *Opt. Lett.* **36** 1755
- [18] Wang Z, Gao C Q, Xin J T 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124209 (in Chinese) [王铮, 高春清, 辛璟焘 2012 物理学报 **61** 124209]
- [19] Tang X C, Gao J C, Wang K, Fang M 2013 *Laser & Optoelectronics Progress* **50** 030001 (in Chinese) [唐新春, 高健存, 王坤, 方茗 2013 激光与光电子学进展 **50** 030001]
- [20] Chen G J, Zhou Q Q, Ji X M, Yin J P 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 083701 (in Chinese) [陈国钧, 周巧巧, 纪宪明, 印建平 2014 物理学报 **63** 083701]
- [21] Machavariani G, Lumer L 2007 *Opt. Lett.* **32** 1468
- [22] Zhang Y L, Li X Y, Zhu J Q 2009 *Chin. J. Lasers* **36** 129 (in Chinese) [张艳丽, 李小燕, 朱健强 2009 中国激光 **36** 129]
- [23] Richards B, Wolf E 1959 *Proc. Roy. Soc.* **253** 358
- [24] Allen L, Padgett M J, Babiker M 1999 *Progress in Opt. IV* **39** 291

Study on the properties of vector beams generated by a curved wave plate in the strong-focusing regime*

Zhou Qiao-Qiao¹⁾ Shi Jian-Zhen¹⁾ Ji Xian-Ming^{1)2)†} Yin Jian-Ping²⁾

1) (Science College, Nantong University, Nantong 226019, China)

2) (State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

(Received 27 August 2014; revised manuscript received 12 October 2014)

Abstract

We propose a new scheme to generate the axisymmetric vector beam. A curved wave plate, designed by using the birefringence properties of a crystal, can generate two different phase distributions with respect to the o-light and e-light, and it then can transform the linearly polarized light into the radial or azimuthal vector beam with the property of rotational symmetry. The above scheme has the advantage of having a simple light path and can be adjusted conveniently. According to Richards-Wolf's model of the classical vector diffraction, we calculate the distributions of the diffracted electromagnetic field that is illuminated by a hollow Gaussian beam and focused by a lens with high numerical aperture. Results show that the hollow vector beam has a very high intensity and intensity gradient and longitudinal distribution of the electric or magnetic field even if illuminated by the laser with a power of 0.5 W. In addition, real-time adjusted distributions of the photon angular momentum can be generated. This scheme has good application prospects in the manipulations of the microscopic particles.

Keywords: vector beam, atomic optics, wave plate, hollow Gaussian beam

PACS: 37.10.Gh, 37.10.Jk, 42.79.Kr

DOI: 10.7498/aps.64.053702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11034002, 11274114), the National Key Basic Research and Development Program of China (Grant No. 2011CB921602), the Open Research Fund of State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University.

† Corresponding author. E-mail: jixm@ntu.edu.cn