

## 激光与光电子学进展

## 双轴锥镜光束变换分析

田丽, 楼宇丽\*, 刘思齐

昆明理工大学理学院激光信息处理技术与应用重点实验室, 云南 昆明 650500

**摘要** 基于轴锥镜和瑞利-索末菲矢量衍射理论,对无衍射光的产生及产生后的光场进行详细的理论分析。采用数值模拟对两束无衍射光的空间光场分布和轴上光强分布曲线进行仿真,基于锥镜加工工艺,对锥镜的锥角和第一、第二轴锥镜出射后的光束进行光场分析。结果表明:当第一轴锥镜的锥角小于第二轴锥镜时,出射光束在干涉重合区的光强为两部分光场的耦合叠加,并产生新的无衍射光束;反之,出射后的两束无衍射光不重合,继续保持各自的无衍射特性。其次,出射光束沿垂直于传输方向上的横截面上呈同心圆环分布,且同心圆环的半径随传输距离的改变而改变。从理论和模拟上均实现了两束无衍射光束的强度分布、光束分布及圆环环径的可调,这对无衍射光束应用于大尺度空间精密测量、粒子微操纵等领域具有重要的指导意义。

**关键词** 矢量衍射理论; 双轴锥镜; 无衍射光; 圆环的半径

中图分类号 O436.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP230650

## Analysis Of Beam Transformation of Biaxial Conical Mirror

Tian li, Lou Yuli\*, Liu Siqu

Key Laboratory of Laser Information Processing Technology and Application, College of Science, Kunming University of Science and Technology, Kunming 650500, Yunnan, China

**Abstract** Based on the axial cone mirror and the Rayleigh-Sommerfeld vector diffraction theory, a detailed theoretical analysis of the generation of non-diffracted light and the light field after the generation is carried out. The spatial light field distribution and the on-axis light intensity distribution curve of the two non-diffracted beams are simulated by numerical simulation, and based on the processing technology of the conical mirror, the light field analysis of the conical angle of the conical mirror and the beam emitted from the first and second axis conical mirrors are carried out. The results show that when the conical angle of the first-axis conical mirror is smaller than that of the second-axis conical mirror, the light intensity of the outgoing beam in the interference coincidence region is a coupled superposition of the two parts of the light field, and a new non-diffracted beam is generated; conversely, the two diffraction-free beams do not coincide and continue to maintain their respective non-diffracted characteristics. Second, the outgoing beams are distributed in concentric rings along a cross-section perpendicular to the transmission direction, and the radius of the concentric rings varies with the transmission distance. In this paper, the intensity distribution, beam distribution and ring diameter of the two non-diffracted beams are tuned both theoretically and numerically, which is an important guideline for the application of non-diffracting beams in large scale space precision measurements and particle micromanipulation.

**Key words** vector diffraction theory; biaxial conical mirror; non-diffracted light; the radius of the circle

## 1 引言

目前,最为常见的柱矢量光束有径向偏振光、角向偏振光和传统偏振光,但最为典型、研究最多的是径向偏振光和角向偏振光。径向偏振光与传统的均匀偏振光相比,具有特殊的光学偏振态分布,沿光轴对称的电场呈轴对称分布,不会发生电场矢量串扰的现象,广泛应用于捕捉和操控金属粒子、金属切割、提高显微镜的

分辨率等方面<sup>[1-3]</sup>。Youngworth等<sup>[4]</sup>在研究高数值孔径的透镜对径向偏振光的聚焦特性时,发现产生径向分量的同时也能够产生一定强度的轴向分量;Kozawa等<sup>[5]</sup>利用高数值孔径透镜聚焦双环径向偏振光,在聚焦场内获得了局域空心光束。因此,利用轴锥镜聚焦径向偏振光时会表现出一些独特的聚焦特性。

轴锥镜因光能利用率高、转换方式快捷、光损伤阈值大等特点<sup>[6-7]</sup>,广泛应用于无衍射光束的生成系统,

收稿日期: 2023-02-16; 修回日期: 2023-03-23; 录用日期: 2023-04-03; 网络首发日期: 2023-04-13

通信作者: louyulil@163.com

而无衍射光是一种在传输过程中光斑图案不随传播距离变化而变化的特殊光束<sup>[8-9]</sup>,它具有中央光斑小、方向性好、传输距离远的特性,应用前景广阔。吴逢铁等<sup>[10-13]</sup>运用梯度轴锥镜、阶变折射率轴锥镜生成局域空心光束,并对光强分布和光束传输转换特性进行了详细研究;郑维涛等<sup>[14]</sup>提出利用双轴棱锥产生长距离近似无衍射光的新方法,该方法获得的无衍射光束传输距离延长了 50 多米;余京京等<sup>[15]</sup>提出一种双锥面轴棱锥结构,能产生长距离的无衍射太赫兹贝塞尔光束,相比于传统轴锥镜无衍射距离增加了 82.63 mm; Ahluwalia 等<sup>[16-17]</sup>也基于双轴锥镜生成自成像局域空心光束,实现粒子的微操作,上述的局域空心光束实质上是一种新的无衍射光束,它是光束通过双轴锥镜产生两束不同波矢角的无衍射光束,其光场横截面仍为类似单级无衍射光束的多级同心圆环状分布,而在纵向却呈近似周期变化的特殊光强分布<sup>[18]</sup>,其特殊的光强分布还可以实现光学微操作、激光打孔、激光精确准直、激光光镊<sup>[19-23]</sup>等。基于此,本文根据双轴锥镜的物理特性,探究径向偏振光束经过双轴锥镜后的光强分布及光学传输特性。

## 2 基本原理

### 2.1 双轴锥镜元件

轴锥镜是一种典型的非球面光学元件,具有圆锥形回转对称结构,可以实现对光束的线性聚焦。图 1 为一束光束垂直入射到传统轴锥镜的光路示意图,其中,  $R$  为轴锥镜的通光半径,  $\alpha$  为轴锥镜的底角,  $n$  为轴锥镜的材料折射率,  $z$  为光轴,  $\rho_0$  为柱坐标系下锥镜表面的极半径。光束经轴锥镜后转换成具有相同偏转角  $\gamma$ 、上下对称的两束光出射,这两束光相干叠加形成近似无衍射的贝塞尔光束<sup>[24]</sup>,而轴锥镜后的菱形区域为近似无衍射区,  $Z_{\max}$  表示沿光轴的最大无衍射距离。

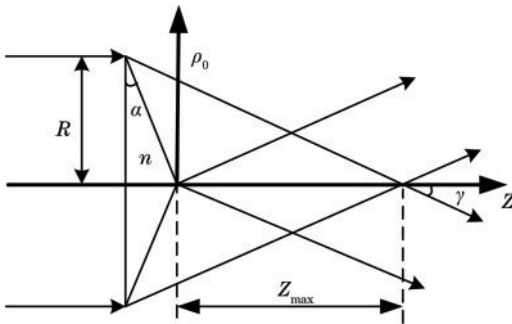


图 1 入射光垂直入射到传统轴锥镜的光路示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the optical path of the parallel light perpendicular to the traditional axicon mirror

由几何关系可知,偏转角的表达式为

$$\gamma = (n - 1)\alpha. \quad (1)$$

最大无衍射距离为

$$Z_{\max} \approx \frac{R}{\gamma} = \frac{R}{(n - 1)\alpha}. \quad (2)$$

由式(1)和式(2)可以看出,出射光束的偏转角  $\gamma$  与轴锥镜底角  $\alpha$ 、轴锥镜的折射率  $n$  成正比,而无衍射光束的最大距离  $Z_{\max}$  与通光半径  $R$  近似成正比,而与出射光束的偏转角  $\gamma$  近似成反比<sup>[25]</sup>。利用单点金刚石车床将轴锥镜加工成复合锥面:底角为  $\alpha_1$ 、通光半径为  $R_1$  的锥镜称为第一轴锥镜;底角为  $\alpha_2$ 、通光半径为  $R_2$  的锥镜称为第二轴锥镜,且满足通光半径  $R_1 < R_2$ ,如图 2 所示。

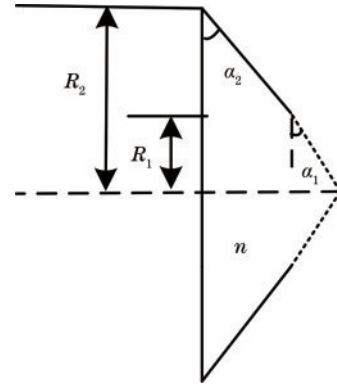


图 2 双轴锥镜示意图

Fig. 2 Schematic diagram of biaxial conical

由轴锥镜法生成无衍射光束的原理可知,光束经图 2 后一部分被第一轴锥镜的锥面折射形成无衍射光,另一部分被第二轴锥镜折射形成另一束无衍射光,如图 3 所示,其中,  $Z_{\max1}$  和  $Z_{\max3}$  分别表示为第一轴锥镜和第二轴锥镜的最长无衍射距离,  $Z_{\max2}$  为第二轴锥镜临界点的距离。

$$\begin{cases} Z_{\max1} = \frac{R_1}{(n - 1)\alpha_1} \\ Z_{\max2} = \frac{R_1}{(n - 1)\alpha_2} \\ Z_{\max3} = \frac{R_2}{(n - 1)\alpha_2} \end{cases} \quad (3)$$

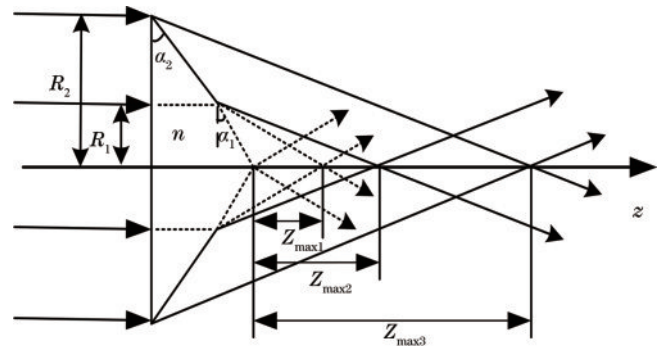


图 3 双轴锥镜生成两束无衍射光束示意图

Fig. 3 Schematic diagram of two non-diffracting beams generated by biaxial conical mirror

根据式(1)和式(3)分析折射率  $n$  相同的双轴锥镜产生无衍射光的偏折情况以及光束在  $z$  轴的分布情况:当  $\alpha_1 = \alpha_2$  时,光束的偏折能力相同,经双轴锥镜

后的分布情况与传统轴锥镜(图 1)的分布情况一致,且第一轴锥镜的最大无衍射距离  $Z_{\max 1}$  与第二轴锥镜临界点的距离  $Z_{\max 2}$  相同,故产生的无衍射光束可以类比于传统轴锥镜产生的无衍射光束;当  $\alpha_1 < \alpha_2$  时,第一轴锥镜的偏折能力弱于第二轴锥镜,于是光束经双轴锥镜后的最大无衍射距离  $Z_{\max 1}$  大于第二轴锥镜临界点的距离  $Z_{\max 2}$ ,由于锥镜的偏折特性,沿  $z$  轴产生的两束无衍射光束有部分重叠,重叠部分的光束叠加后,产生新的无衍射光;当  $\alpha_1 > \alpha_2$  时,第一轴锥镜的偏折能力强于第二轴锥镜,故光束经双轴锥镜后的最大无衍射距离  $Z_{\max 1}$  小于第二轴锥镜临界点的距离  $Z_{\max 2}$ ,基于锥镜的偏折特性,沿  $z$  轴方向产生的两束无衍射光束独立分布,互不干涉,遵守无衍射光束的规律。

## 2.2 径向偏振光沿双轴锥镜上的光场分布

入射的径向偏振光的电场矢量<sup>[26]</sup>表达式为

$$\mathbf{E}(\rho_0) = \frac{\rho_0}{\omega} \exp\left(-\frac{\rho_0^2}{\omega^2}\right) \mathbf{e}_{\rho_0}, \quad (4)$$

式中:  $\omega$  为高斯光斑半径;  $\mathbf{e}_{\rho_0} = \mathbf{e}_{x_0} \cos \varphi + \mathbf{e}_{y_0} \sin \varphi$ ;  $\mathbf{e}_{\rho_0}$ 、 $\mathbf{e}_{x_0}$  和  $\mathbf{e}_{y_0}$  分别为  $\rho_0$ 、 $x_0$  及  $y_0$  方向上的单位矢量,  $\rho_0$ 、 $\varphi$  是柱坐标系下的极半径和极角;  $x_0$ 、 $y_0$  对应着直角坐标系  $x$ 、 $y$  坐标。

假设光束沿  $z$  轴正向传播,双轴锥镜的振幅透过率函数可表示为

$$t(\rho_0) = \begin{cases} \exp[-ik(n-1)\alpha_1\rho_0], & 0 < \rho_0 \leq R_1 \\ \exp[-ik(n-1)\alpha_2\rho_0], & R_1 \leq \rho_0 \leq R_2 \end{cases}, \quad (5)$$

式中:  $n$  为轴锥镜的折射率;  $\alpha_1$  为第一轴锥镜的底角;  $\alpha_2$  为第二轴锥镜的底角;  $\lambda$  为波长;  $k$  为波数。

由瑞利-索末菲矢量衍射理论并结合文献<sup>[27]</sup>可知,径向偏振光经过双轴锥镜聚焦后,电场矢量的径向分量和轴向分量的表达式分别为

1) 入射区域满足  $0 < \rho_0 \leq R_1$  时:

$$\begin{aligned} E_{\rho 1}(\rho, z) &= \frac{-kz}{r^2} \exp(ikr) \int_0^{R_1} \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi_1) J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) d\rho_0 \\ E_{z 1}(\rho, z) &= \frac{-ik}{r^2} \exp(ikr) \int_0^{R_1} \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi_1) \\ &\quad \left[ \rho_0 J_0\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) + i\rho J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) \right] d\rho_0, \end{aligned} \quad (6)$$

式中:  $\xi_1 = \frac{-\rho_0^2}{\omega^2} - ik(n-1)\alpha_1\rho_0 + \frac{ik\rho_0^2}{2r}$ ,  $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ 。

2) 入射区域满足  $R_1 < \rho_0 \leq R_2$  时:

$$\begin{aligned} E_{\rho 2}(\rho, z) &= \frac{-kz}{r^2} \exp(ikr) \int_{R_1}^{R_2} \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi_2) J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) d\rho_0 \\ E_{z 2}(\rho, z) &= \frac{-ik}{r^2} \exp(ikr) \int_{R_1}^{R_2} \frac{\rho_0^2}{\omega} \exp(\xi_2) \times \\ &\quad \left[ \rho_0 J_0\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) + i\rho J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) \right] d\rho_0, \end{aligned} \quad (7)$$

式中:  $\xi_2 = \frac{-\rho_0^2}{\omega^2} - ik(n-1)\alpha_2\rho_0 + \frac{ik\rho_0^2}{2r}$ ,  $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ 。

$E_{\rho 1}(\rho, z)$  和  $E_{\rho 2}(\rho, z)$  表示径向分量的光场,  $E_{z 1}(\rho, z)$  和  $E_{z 2}(\rho, z)$  表示轴向分量的光场,  $\rho_0$  为物平面上的坐标,  $\rho$ 、 $z$  为观察面坐标,  $J_0$  为第一类 0 阶 Bessel 函数,  $J_1$  为第一类 1 阶 Bessel 函数。由式(6)、(7)可看出,偏振光束入射双轴锥镜后的光场分为两部分:一部分为入射区域满足  $0 < \rho_0 \leq R_1$  时的光场,另一部分为入射区域满足  $R_1 < \rho_0 \leq R_2$  时的光场,总的光场分布为上述两部分的光场干涉叠加。同时式(6)、(7)均与极角无关,说明径向偏振光经双轴锥镜聚焦后的光场分布仍具有完美的轴对称特征,因此,径向偏振光实际聚焦后生成的光束仍为径向偏振光。此外,径向偏振光经双轴锥镜聚焦后的轴向光场分布远小于径向光场的分布,故轴向光场可忽略不计<sup>[27]</sup>,后边讨论的光场均为径向偏振光的径向光场。

综上所述,径向偏振光经双轴锥镜后的总光强分布表达式为

$$I(\rho, z) = |E_{\rho 1}(\rho, z) + E_{\rho 2}(\rho, z)|^2. \quad (8)$$

## 3 数值模拟

根据式(8),通过 Matlab 编程进行数值模拟:  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ 、 $\omega = 5 \text{ mm}$ 、 $n = 1.5$ 、 $R_1 = 2 \text{ mm}$ 、 $R_2 = 7 \text{ mm}$ 、 $\alpha_1 = 1^\circ$ 、 $\alpha_2 = 1.5^\circ$  时,由式(3)得,  $Z_{\max 1} \approx 229 \text{ mm}$ 、 $Z_{\max 2} \approx 152 \text{ mm}$ 、 $Z_{\max 3} \approx 534 \text{ mm}$ ,通过双轴锥镜后沿  $z$  轴的光强分布如图 4(a) 所示;  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ 、 $\omega = 5 \text{ mm}$ 、 $n = 1.5$ 、 $R_1 = 2 \text{ mm}$ 、 $R_2 = 7 \text{ mm}$ 、 $\alpha_1 = \alpha_2 = 1.5^\circ$  时,由式(3)得,  $Z_{\max 1} \approx 152 \text{ mm}$ 、 $Z_{\max 2} \approx 152 \text{ mm}$ 、 $Z_{\max 3} \approx 534 \text{ mm}$ ,通过双轴锥镜后沿  $z$  轴的光强分布如图 4(b) 所示;  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ 、 $\omega = 5 \text{ mm}$ 、 $n = 1.5$ 、 $R_1 = 2 \text{ mm}$ 、 $R_2 = 7 \text{ mm}$ 、 $\alpha_1 = 2^\circ$ 、 $\alpha_2 = 1.5^\circ$  时,由式(3)得,  $Z_{\max 1} \approx 114 \text{ mm}$ 、 $Z_{\max 2} \approx 152 \text{ mm}$ 、 $Z_{\max 3} \approx 534 \text{ mm}$ ,通过双轴锥镜后沿  $z$  轴的光强分布如图 4(c) 所示。图 4 的结果表明理论与模拟相吻合。

通过双轴锥镜后产生的光场符合第一类 1 阶 Bessel 函数的分布,而 1 阶 Bessel 光束其光斑中心区域为暗斑,呈多级同心圆环分布。根据 Bessel 函数 1 阶零点分布,可以求解第一类 1 阶 Bessel 函数分布的圆环半径。由于 1 阶 Bessel 函数的第一个零点的自变量约为 3.8317,故 1 阶 Bessel 光束的圆环半径<sup>[28]</sup>为

$$r_1 \approx \frac{3.8317}{k(n-1)\alpha} = \frac{0.6098\lambda}{(n-1)\alpha}. \quad (9)$$

根据式(9)可知,双轴锥镜  $\alpha_1 = 1^\circ$ 、 $\alpha_2 = 1.5^\circ$  时的圆环半径分别约为 0.0442 mm 和 0.0295 mm,双轴锥镜  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1.5^\circ$  时的圆环半径约为 0.0295 mm,双轴锥镜  $\alpha_1 = 2^\circ$ 、 $\alpha_2 = 1.5^\circ$  时的圆环半径分别约为 0.0221 mm 和 0.0295 mm。此数值可用于验证模拟结果的准确性。

基于图 4(a),模拟径向偏振光垂直于  $z$  轴的光强截面分布曲线图,如图 5 所示,长虚线表示入射光束通

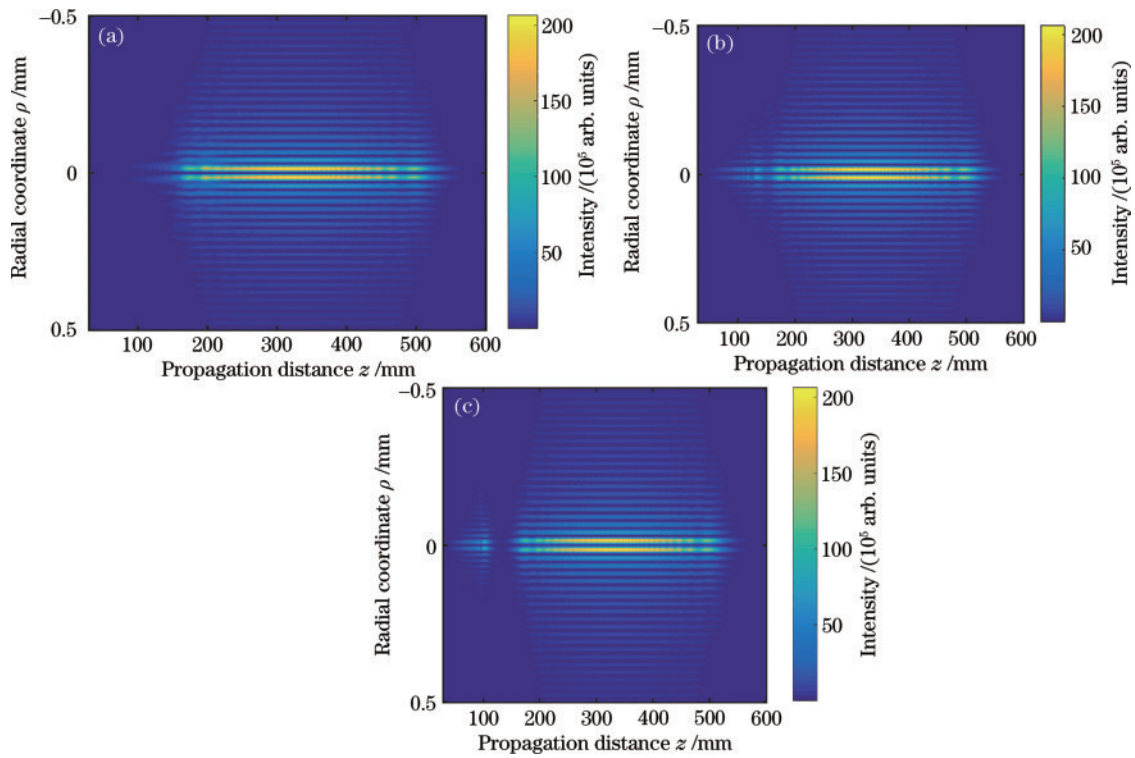


图 4 径向偏振光通过双轴锥镜后沿  $z$  轴的光强分布图。(a)  $\alpha_1 = 1^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$ ; (b)  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1.5^\circ$ ; (c)  $\alpha_1 = 2^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$   
 Fig. 4 Light intensity distribution of radially polarized light along the  $z$  axis after passing through the biaxial conical mirror.

(a)  $\alpha_1 = 1^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$ ; (b)  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1.5^\circ$ ; (c)  $\alpha_1 = 2^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$

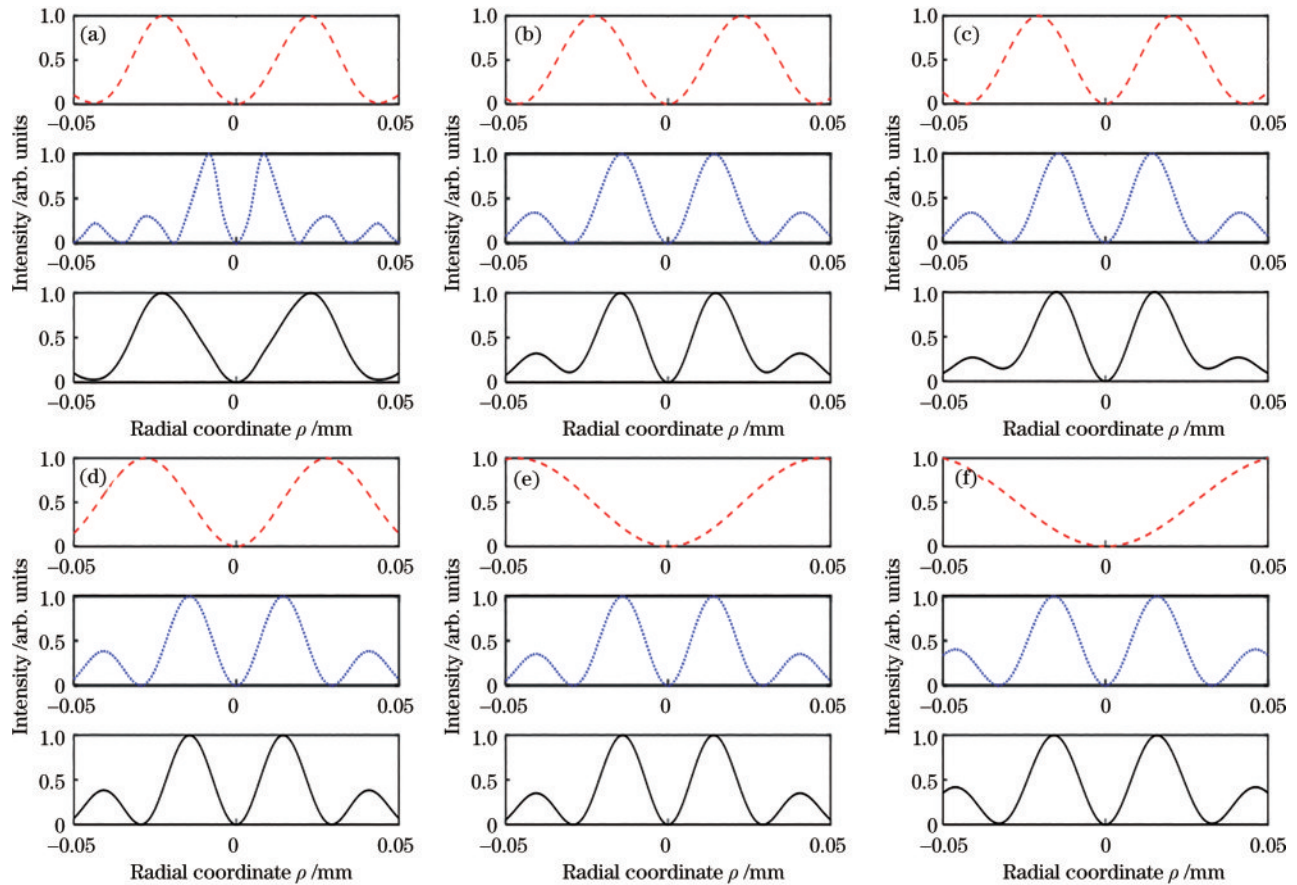


图 5 径向偏振光通过  $\alpha_1 = 1^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$  双轴锥镜后沿  $z$  轴的光强截面分布曲线图。(a)  $z = 100$  mm; (b)  $z = 180$  mm; (c)  $z = 200$  mm;  
 (d)  $z = 300$  mm; (e)  $z = 500$  mm; (f)  $z = 600$  mm

Fig. 5 Cross-section distribution curve of light intensity along the  $z$ -axis after radially polarized light passes through  $\alpha_1 = 1^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$  biaxial conical mirror. (a)  $z = 100$  mm; (b)  $z = 180$  mm; (c)  $z = 200$  mm; (d)  $z = 300$  mm; (e)  $z = 500$  mm; (f)  $z = 600$  mm

过第一轴锥镜  $\alpha_1 = 1^\circ$  的光强截面曲线,短虚线表示入射光线通过第二轴锥镜  $\alpha_2 = 1.5^\circ$  的光强截面曲线,实线表示入射光束通过双轴锥镜后,在  $z$  位置叠加后的总光强截面曲线。基于理论分析,第一轴锥镜出射光束的最大无衍射距离  $Z_{\max 1} \approx 229$  mm,第二轴锥镜出射光束的最大无衍射距离  $Z_{\max 2} \approx 534$  mm,临界距离  $Z_{\max 3} \approx 152$  mm。当传播距离  $z < Z_{\max 1}$  时,出射后的 Bessel 光束符合第一轴锥镜的光束分布,如图 5(a)~(c) 中的长虚线分布曲线所示;当传播距离  $Z_{\max 2} < z < Z_{\max 3}$  时,出射后的 Bessel 光束符合第二轴锥镜的光束分布,图 5(b)~(e) 中的短虚线分布曲线可以说明这一变化规律。其次,从图 5 实线可以明显看出:叠加后的光强随传输距离的增加,曲线逐渐往中心收拢,超出  $Z_{\max 3}$  后,总光强截面分布曲线逐渐往外延伸。此外,从图 5 可以直观看出,在无衍射范围内,不同传输距离处的横向光场保持不变,曲线的中心半宽几乎保持不变,超出该范围后,横向光场发生变化。

在锥角  $\alpha_1 < \alpha_2$  的双轴锥镜中,径向偏振光通过双轴锥镜后沿  $z$  轴方向传播,产生的无衍射光束垂直于传播方向横截面的光强保持同心圆环状分布,且在第一、二轴锥镜的无衍射区域内圆环半径保持不变,超出无衍射区域后圆环半径随传输距离的变化而变化,而在这一过程中,圆环半径总体呈由大到小再变大的变

化过程,模拟的半径如表 1 所示。而传输距离  $z = 180$  mm 和  $z = 200$  mm 处,是两束无衍射光叠加产生了新的无衍射光束,故圆环半径增大。根据理论值分析,锥角为  $\alpha_1 = 1^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$  的圆环半径分别约为 0.0442 mm 和 0.0295 mm,与模拟的半径近似相等。

表 1  $\alpha_1 = 1^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$  在不同距离处的圆环半径

Table 1 $\alpha_1 = 1^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$ ring radius at different distances						
$z$ /mm	100	180	200	300	500	600
Radius /mm	0.0439	0.0304	0.0318	0.0294	0.0292	0.0328

基于图 4(b) 模拟出径向偏振光通过轴锥镜后垂直于  $z$  轴的光强截面分布曲线图,如图 6 所示,长虚线表示第一轴锥镜  $\alpha_1 = 1.5^\circ$  的光强截面分布曲线,短虚线表示第二轴锥镜  $\alpha_2 = 1.5^\circ$  的光强截面分布曲线,实线表示光束通过双轴锥镜后在该位置叠加后总光强的截面分布曲线。第一轴锥镜  $\alpha_1 = 1.5^\circ$  出射光束的最大无衍射距离  $Z_{\max 1} \approx 152$  mm,临界距离  $Z_{\max 2} \approx 152$  mm,第二轴锥镜  $\alpha_2 = 1.5^\circ$  出射光束的最大无衍射距离  $Z_{\max 3} \approx 534$  mm。从图 6 可以看出,在无衍射区域内,不同传输距离处的横向光场保持不变,超出无衍射距离后,光强截面分布曲线的横向光强发生改变。而总光强的截面分布曲线(实线)近似保持不变,而在这一过程中,圆环的中心分布几乎保持不变,如图 6(a)~

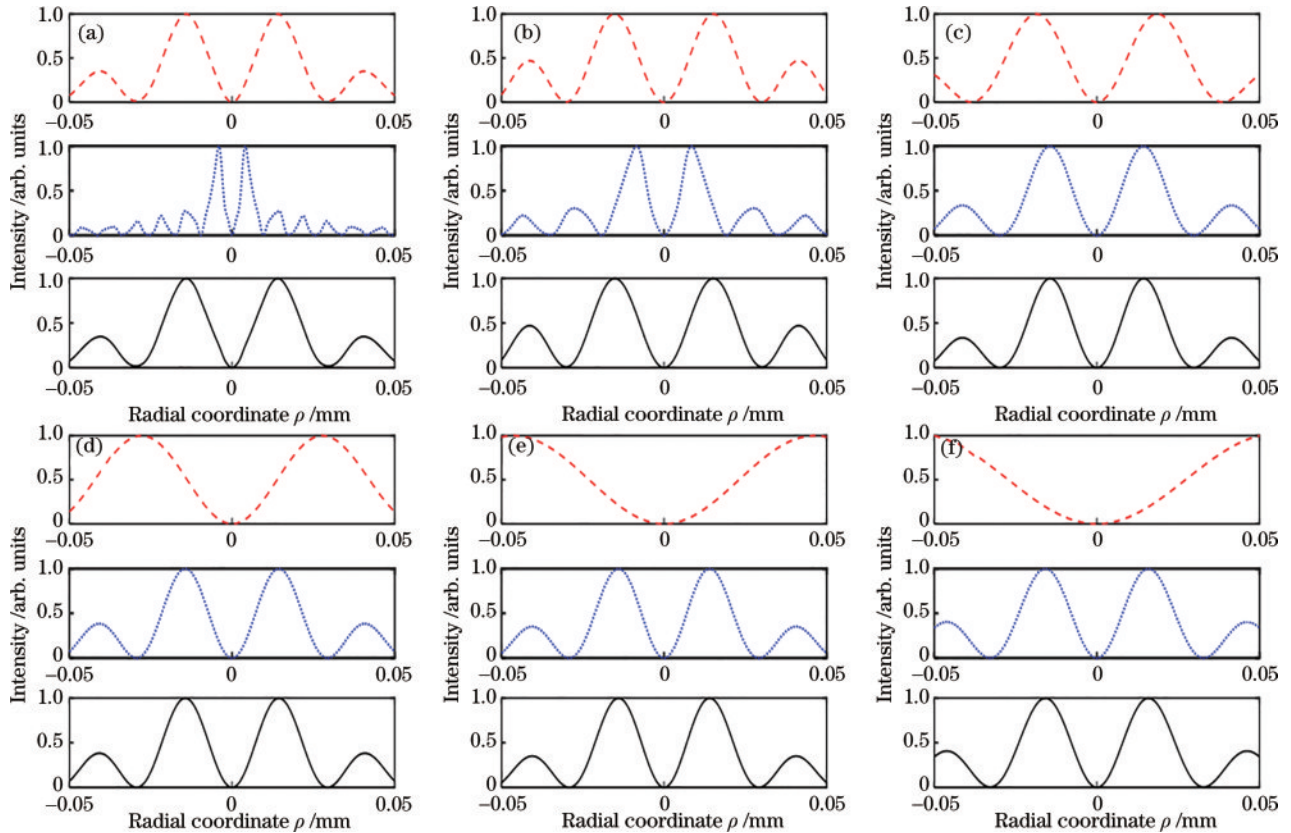


图 6 径向偏振光通过  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1.5^\circ$  双轴锥镜后沿  $z$  轴的光强截面分布曲线图。(a)  $z = 50$  mm; (b)  $z = 100$  mm; (c)  $z = 200$  mm; (d)  $z = 300$  mm; (e)  $z = 500$  mm; (f)  $z = 600$  mm

Fig. 6 Cross-section distribution curve of light intensity along the  $z$ -axis after radially polarized light passes through  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1.5^\circ$  biaxial conical mirror. (a)  $z = 50$  mm; (b)  $z = 100$  mm; (c)  $z = 200$  mm; (d)  $z = 300$  mm; (e)  $z = 500$  mm; (f)  $z = 600$  mm

(e)实线所示,这与传统轴锥镜产生的结果相同,超出无衍射距离后,总光强截面分布曲线逐渐往外延伸,如图 6(f)实线所示。

当锥角  $\alpha_1 = \alpha_2$  时,在无衍射区域内,圆环的中心分布几乎保持不变,且垂直于传输方向上横截面上的圆环半径保持不变,超出无衍射区域后圆环的半径变大。根据理论值分析,锥角为  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1.5^\circ$  的圆环半径约为 0.0295 mm,实验模拟的半径如表 2 所示。

基于图 4(c)模拟径向偏振光通过双轴锥镜后垂直于  $z$  轴的光强截面分布曲线,如图 7 所示,长虚线表

表 2  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1.5^\circ$  在不同距离处的圆环半径

Table 2  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1.5^\circ$  ring radius at different distances

$z$ /mm	50	100	200	300	500	600
Radius /mm	0.0298	0.0294	0.0298	0.0298	0.0292	0.0328

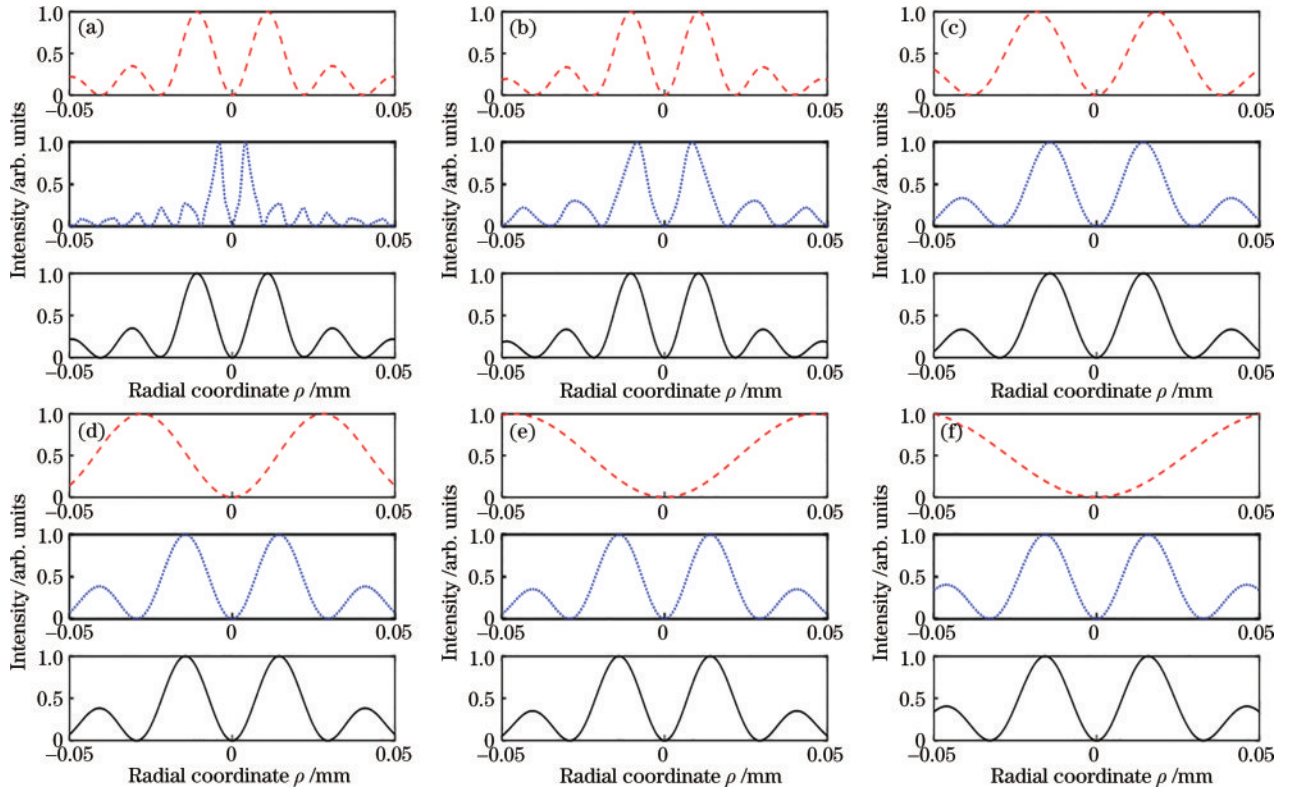


图 7 径向偏振光通过  $\alpha_1 = 2^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$  的双轴锥镜后沿  $z$  轴的光强截面分布曲线图。(a)  $z = 50$  mm; (b)  $z = 100$  mm; (c)  $z = 200$  mm; (d)  $z = 300$  mm; (e)  $z = 500$  mm; (f)  $z = 600$  mm

Fig. 7 Cross-section distribution curve of light intensity along the  $z$ -axis after radially polarized light passes through  $\alpha_1 = 2^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$  biaxial conical mirror. (a)  $z = 50$  mm; (b)  $z = 100$  mm; (c)  $z = 200$  mm; (d)  $z = 300$  mm; (e)  $z = 500$  mm; (f)  $z = 600$  mm

从图 7 可以看出,当锥角  $\alpha_1 > \alpha_2$  时,径向偏振光通过双轴锥镜后沿  $z$  轴的传播过程中,垂直于传输方向横截面的光强保持同心圆环状分布,在第一、二轴锥镜的无衍射区域内圆环半径近似保持不变,超出无衍射区域后圆环半径随传输距离的增加而增大。根据理论值分析,锥角为  $\alpha_1 = 2^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$  的圆环半径分别约为 0.0221 mm 和 0.0295 mm,实验模拟的半径如表 3 所示。

示第一轴锥镜  $\alpha_1 = 2^\circ$  的光强截面分布曲线,短虚线表示第二轴锥镜  $\alpha_2 = 1.5^\circ$  的光强截面分布曲线图,实线表示光束通过双轴锥镜后在该位置叠加后总光强的截面分布曲线。第一轴锥镜  $\alpha_1 = 2^\circ$  出射光束的最大无衍射距离  $Z_{\max 1} \approx 114$  mm,第二轴锥镜  $\alpha_2 = 1.5^\circ$  出射光束的最大无衍射距离  $Z_{\max 2} \approx 534$  mm,临界距离  $Z_{\max 3} \approx 152$  mm。当传播距离  $z < Z_{\max 1}$  时,出射后的 Bessel 光束符合图 7(a)~7(b)长虚线的曲线分布;当传播距离  $Z_{\max 2} < z < Z_{\max 3}$  时,出射后的 Bessel 光束符合图 7(c)~(e)短虚线的曲线分布;超出无衍射距离后,光强截面分布曲线的横向光场发生改变,如图 7(c)~(f)长虚线和图 7(a)~(b)、(f)短虚线所示。从图 7 可以明显看出:叠加后的光强截面分布曲线(实线)随着传输距离的增加,曲线逐渐往两边延伸。

表 3  $\alpha_1 = 2^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$  在不同距离处的圆环半径

Table 3  $\alpha_1 = 2^\circ, \alpha_2 = 1.5^\circ$  ring radius at different distances

$z$ /mm	50	100	200	300	500	600
Radius /mm	0.0221	0.0217	0.0298	0.0294	0.0292	0.0328

## 4 结 论

基于轴锥镜生成无衍射光束的原理,利用径向偏振光的理论对双轴锥镜进行理论推导、数值模拟,并从

几何光学出发分析了双轴锥镜在不同底角下产生的无衍射光束,所得结果与几何光学分析结果吻合。当锥角  $\alpha_1 < \alpha_2$  时,通过双轴锥镜产生的两束无衍射光,沿传播方向有部分光束重合且重合后产生新的无衍射光束,且垂直于传输方向的横截面上产生新的圆环半径,它的半径大小介于锥角  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  的半径之间;当锥角  $\alpha_1 > \alpha_2$  时,通过双轴锥镜产生的两束无衍射光,沿传播方向上形成一个零光强分布的区域,且垂直于传输方向的横截面呈同心圆环分布,圆环的半径随传输距离的增加而增大。综上所述,不同底角的双轴锥镜产生不同的两束无衍射光束,同心圆环半径也随传输距离改变而改变,但在无衍射范围内同心圆环半径不变。从理论和模拟上均实现了两束无衍射光束的强度分布、光束分布及圆环半径的可调,这对无衍射光束应用于大尺度空间精密测量、粒子微操纵等领域具有重要的指导意义。

## 参 考 文 献

- [1] Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure[J]. *Physical Review Letters*, 1970, 24(4): 156-159.
- [2] Niziev V G, Nesterov A V. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1999, 32(13): 1455-1461.
- [3] Meier M, Romano V, Feurer T. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation[J]. *Applied Physics A*, 2007, 86(3): 329-334.
- [4] Youngworth K S, Brown T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams[J]. *Optics Express*, 2000, 7(2): 77-87.
- [5] Kozawa Y, Sato S. Focusing property of a double-ring-shaped radially polarized beam[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(6): 820-822.
- [6] 江新光, 吴逢铁. 像散对轴棱锥衍射特性的影响与修正[J]. *物理学报*, 2008, 57(7): 4202-4207.  
Jiang X G, Wu F T. Influence of astigmatism on the diffraction property of the axicon and its correction[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, 57(7): 4202-4207.
- [7] 马国鹭, 曾国英, 赵斌. 基于无衍射姿态探针和全站仪组合测量空间隐藏坐标[J]. *光学精密工程*, 2015, 23(2): 363-370.  
Ma G L, Zeng G Y, Zhao B. Measurement of space coordinates in hidden parts by combining non-diffracting attitude probe and total station[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2015, 23(2): 363-370.
- [8] Durnin J. Exact solutions for nondiffracting beams I The scalar theory[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1987, 4(4): 651-654.
- [9] 赵斌, 李柱. 同轴共轭透镜对斜入射平行光的聚焦衍射特性[J]. *光学学报*, 1999, 19(3): 299-305.  
Zhao B, Li Z. The focus diffraction property of axicon illuminated by inclined plane wave[J]. *Acta Optica Sinica*, 1999, 19(3): 299-305.
- [10] 吴逢铁, 刘彬, 卢文和, 等. 贝塞耳光束相干产生局域空心光束的实验研究[J]. *中国激光*, 2009, 36(11): 2899-2901.  
Wu F T, Liu B, Lu W H, et al. Experiment study on bottle beam generated by interfering Bessel beams[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2009, 36(11): 2899-2901.
- [11] 吴逢铁, 江新光, 刘彬, 等. 梯度轴棱锥产生单个 Bottle beam[J]. *物理学报*, 2009, 58(4): 2410-2414.  
Wu F T, Jiang X G, Liu B, et al. Single bottle beam generated by a gradient axicon[J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(4): 2410-2414.
- [12] 马亮, 吴逢铁. 阶变折射率轴棱锥产生局域空心光束[J]. *物理学报*, 2010, 59(9): 6096-6100.  
Ma L, Wu F T. A bottle beam generated by a step refractive index axicon[J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, 59(9): 6096-6100.
- [13] 冯聪, 吴逢铁, 谢晓霞. 柱透镜聚焦高阶 Bessel 光束产生焦散光束[J]. *光子学报*, 2016, 45(12): 1226002.  
Feng C, Wu F T, Xie X X. High-order Bessel beam focused by cylindrical lens generated caustic optical beam[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2016, 45(12): 1226002.
- [14] 郑维涛, 吴逢铁, 张前安, 等. 双轴棱锥产生长距离近似无衍射光的新技术[J]. *物理学报*, 2012, 61(14): 144201.  
Zheng W T, Wu F T, Zhang Q A, et al. A new technique for generating non-diffracting beam with long propagation distance using two axicons[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(14): 144201.
- [15] 余京京, 任姣姣, 张丹丹, 等. 双锥面轴棱锥产生长无衍射距离的太赫兹贝塞尔光束[J]. *光学学报*, 2023, 43(7): 0726001.  
Yu J J, Reng J J, Zhang D D, et al. Terahertz Bessel beams with long non-diffracting distance generated by biconical axicon[J]. *Acta Optica Sinica*, 2023, 43(7): 0726001.
- [16] Ahluwalia B P S, Cheong W C, Yuan X C, et al. Design and fabrication of a double-axicon for generation of tailorable self-imaged three-dimensional intensity voids[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(7): 987-989.
- [17] Kampmann R, Chall A K, Kleindienst R, et al. Optical system for trapping particles in air[J]. *Applied Optics*, 2014, 53(4): 777-784.
- [18] 杨贵洋, 马国鹭, 曾国英. 双级无衍射光束的生成理论与实验研究[J]. *光子学报*, 2018, 47(7): 0708003.  
Yang G Y, Ma G L, Zeng G Y. Generation theory and experimental study of two stage non-diffracting beam[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2018, 47(7): 0708003.
- [19] Mitra S, Chanal M, Clady R, et al. Millijoule femtosecond micro-Bessel beams for ultra-high aspect ratio machining[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(24): 7358-7365.
- [20] Ma G L, Zeng G Y, Zhao B. Arago-Poisson diffraction spot observed in the shadow area of an axicon lens[J]. *Journal of Optics*, 2015, 44(4): 391-396.
- [21] 马国鹭, 曾国英. 基于无衍射探针的空间坐标测量及其不确定度分析[J]. *光学学报*, 2015, 35(5): 0512005.  
Ma G L, Zeng G Y. Research and uncertainty analysis of probe based on non-diffracting beam for measuring coordinates[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(5): 0512005.
- [22] 朱晓彤, 郑鹏程, 谢向生. 基于贝塞尔光束的复合光场

- 调控超衍射聚焦[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(21): 2105001.
- Zhu X T, Zheng P C, Xie X S. Super-diffraction focusing controlled by composite light field based on Bessel beam[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(21): 2105001.
- [23] 兰燕平, 胡俊涛, 孙卓, 等. 光学焦散线的任意无衍射结构光场调控[J]. 光学学报, 2023, 43(13): 1326001.
- Lan Y P, Hu J T, Sun Z, et al. Manipulation of non-diffracting beams with arbitrary transverse shapes based on optical caustics[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(13): 1326001.
- [24] Scott G, McArdle N. Efficient generation of nearly diffraction-free beams using an axicon[J]. Optical Engineering, 1992, 31(12): 2640-2643.
- [25] 刘岚, 吴逢铁, 曾夏辉. 无衍射光束的轴上光强和最大准直距离[J]. 华侨大学学报(自然科学版), 2007, 28(4): 350-352.
- Liu L, Wu F T, Zeng X H. Study on the on-axis intensity and the maximum collimated distance for a non-diffraction beam[J]. Journal of Huaqiao University (Natural Science), 2007, 28(4): 350-352.
- [26] Ma Y Z, Wu R B. Characterizing polarization properties of radially polarized beams[J]. Optical Review, 2014, 21(1): 4-8.
- [27] 刘庆伟, 李重光, 楼宇丽, 等. 双曲线顶点对轴锥镜聚焦柱矢量光束的影响[J]. 中国激光, 2020, 47(4): 0409001.
- Liu Q W, Li C G, Lou Y L, et al. Influence of hyperbolic vertex on axicon-focusing cylindrical vector beams[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(4): 0409001.
- [28] 陈晓雪, 楼宇丽, 李重光, 等. 轴锥镜光束变换特性分析[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(17): 1705001.
- Chen X X, Lou Y L, Li C G, et al. Analysis of characteristics of a beam transformed by an axicon[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(17): 1705001.