

不同轴棱锥的光传输特性

江新光 吴逢铁 邱振兴

(华侨大学信息科学与工程学院, 福建 泉州 362021)

摘要 由衍射理论和干涉理论及其几何光学系统地研究几种不同轴棱锥的光传输特性。分别对传统轴棱锥、开诺全息型轴棱锥、椭圆轴棱锥和梯度轴棱锥的特性进行相关的模拟分析。结果表明,开诺全息型轴棱锥可以得到传输距离更长的无衍射光束,椭圆轴棱锥可以把斜入射光束转换成无衍射光束,而梯度轴棱锥可以把入射光束直接转换成应用更为广泛的空心光束。

关键词 轴棱锥; 开诺全息型轴棱锥; 椭圆轴棱锥; 梯度轴棱锥

中图分类号 O436.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092906.1659

Optical Transport Characteristics with Different Axicon Models

Jiang Xinguang Wu Fengtie Qiu Zhenxing

(College of Information Science & Engineering, Huaqiao University, Quanzhou, Fujian 362021, China)

Abstract Optical transport characteristics with different axicon models were studied systematically based on the diffractive and interferential theory and geometry optics. The characteristics of traditional axicon, kinoform-axicon, elliptical axicon and gradient-axicon were simulated and analyzed respectively. Based on the simulation analysis results, propagation-invariant beams with long non-diffracting distance was generated by kinoform-axicon; beams oblique incidence were also converted to non-diffracting beams by elliptical axicon; and bottle beams with much more extensive application can be obtained directly by gradient-axicon.

Key words axicon; Kinoform-axicon; elliptical axicon; gradient-axicon

1 引 言

自从 1954 年 J. H. McLeod^[1] 提出轴棱锥这个光学元件以来,人们就开始对轴棱锥自身设计及其应用进行研究^[2]。J. Durnin^[3] 提出无衍射贝塞尔(Bessel)光之后,轴棱锥的一个重要的应用就是产生近似无衍射 Bessel 光,因此轴棱锥的设计大多是针对产生 Bessel 光束而进行的。轴棱锥产生无衍射光束的传输距离与轴棱锥的底角成反比,与入射光斑半径成正比^[4]。但是设计加工中微小轴棱锥底角加工难度很大,开诺全息型轴棱锥降低了加工难度,却很好地提高了无衍射光束的传输距离^[5]。轴棱锥产生近似无衍射光束还有一个要求就是入射光束必须严格的垂直入射,入射光束稍微的倾斜都会带来无衍射光束的畸变^[6]。而椭圆轴棱锥可以把斜入射光束转变成无衍射光束,这使得轴棱锥产生无衍射光束的应用

更加灵活实用^[7]。无衍射光束除了具有高亮度的长聚焦特性外,还有自重建特性,2002 年 Nature 上 V. Garcés-Chavez 报道了利用 Bessel 光的自重建特性实验二维空间上多层面微粒操控,可是这只能对粒子实行二维的操控^[8],而空心光束可以对微粒进行三维的操控,因此近年来空心光束在光镊应用方面得到了深入的研究^[9]。设计梯度轴棱锥模型可以把垂直入射的高斯光束直接转换成空心光束,这种方法具有转换效率高,装置简单等显著优点^[10]。本文分别对传统轴棱锥、开诺全息型轴棱锥、椭圆轴棱锥和梯度轴棱锥的特性进行相关的模拟分析。

2 理论分析和数值模拟

2.1 传统轴棱锥

图 1 是传统轴棱锥形成零阶 Bessel 光束的示

收稿日期: 2008-10-23; 收到修改稿日期: 2008-12-15

基金项目: 国家自然科学基金(60477041)和福建省自然科学基金计划(A0710011)资助课题。

作者简介: 江新光(1983-),男,硕士研究生,主要从事光束传输与变换等方面的研究。E-mail: xgjiang@126.com

导师简介: 吴逢铁(1958-),男,博士,教授,主要从事光束传输与控制、短脉冲及其非线性效应等方面的研究。

意图。由惠更斯菲涅耳衍射积分可以计算高斯光束经过轴棱锥的衍射场。

光束正入射到轴棱锥上，已知轴棱锥的振幅透过率

$$t(\rho) = \begin{cases} \exp[-ik(n-1)\gamma\rho], & \rho \leq R \\ 0, & \rho > R \end{cases} \quad (1)$$

由菲涅耳衍射积分公式可以求的最大无衍射距离内的无衍射光束的光场为^[6]

$$E(r) \approx (\sqrt{\lambda z}) \exp\left\{-\frac{[(n-1)\gamma z]^2}{\omega^2}\right\} J_0(ar) \alpha \exp\left(\frac{ikr^2}{2z}\right) \exp\left\{-i\left[\frac{k(n-1)^2\gamma^2 z}{2} + \frac{\pi}{4}\right]\right\} - \frac{a \exp(-a^2/\omega^2) J_0(kar/z)}{a - (n-1)\gamma z} \exp\left(\frac{ikr^2}{2z}\right) \exp\left\{ik\left[\frac{a^2}{2z} - (n-1)\gamma a\right]\right\}, \quad (2)$$

式中 $k=2\pi/\lambda$ 是波数, λ 为波长, a 是通过轴棱锥的光束半径, ω 为高斯光束的束腰半径, r 为场的径向距离, z 是轴向距离, 坐标原点取在轴棱锥的顶点处, n 是轴棱锥介质折射率, γ 是轴棱锥的底角, $\alpha=k(n-1)\gamma$ 为波矢 k 沿光轴 z 的分量。于是, 光强分布为

$$I(r) \approx a^2 \lambda z \exp\left\{-\frac{2[(n-1)\gamma z]^2}{\omega^2}\right\} J_0^2(ar) + \left[\frac{a \exp(-a^2/\omega^2) J_0(kar/z)}{a - (n-1)\gamma z}\right]^2 - \frac{2\sqrt{\lambda z} a \alpha \exp\{-[(n-1)\gamma z]^2/\omega^2\} \exp(a^2/\omega^2) J_0(ar) J_0(kar/z)}{a - (n-1)\gamma z} \cos\left\{\frac{k}{2z}[a - (n-1)\gamma z]^2 + \frac{\pi}{4}\right\}, \quad (3)$$

根据(3)式就可以模拟出相应的近似无衍射光束纵向光强分布图(如图 2 所示), 图 3 模拟的是轴棱锥产生无衍射光束的横向截面光强特性图, 模拟参数选择: $\lambda=632.8 \text{ nm}$, $a=5 \text{ mm}$, $\gamma=1^\circ$ 或 $\gamma=2^\circ$, $n=1.5$, $\omega=5 \text{ mm}$ 。

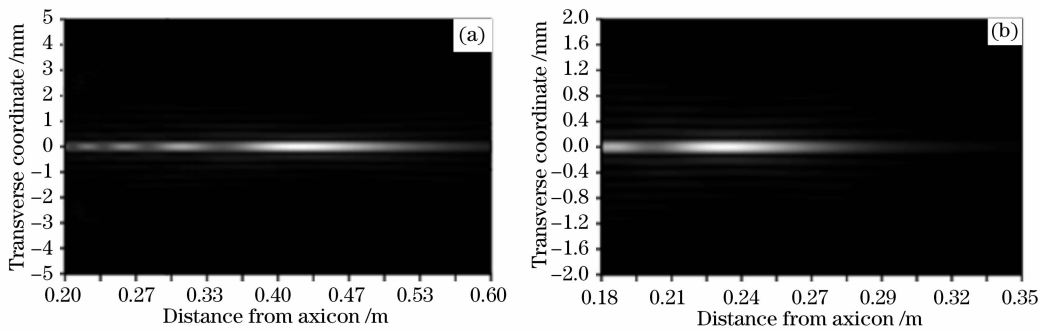


图 2 轴棱锥产生近似无衍射光束的纵向传播光强分布图。(a) $\gamma=1^\circ$; (b) $\gamma=2^\circ$

Fig. 2 Longitudinal optical intensity profile of the nondiffracting beam with the axicon. (a) $\gamma=1^\circ$; (b) $\gamma=2^\circ$

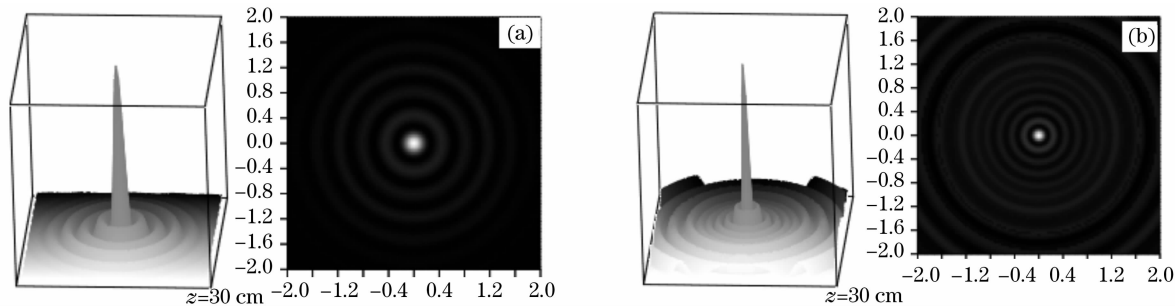


图 3 轴棱锥产生近似无衍射光束在 $z=30 \text{ cm}$ 的横向截面光斑图。(a) $\gamma=1^\circ$; (b) $\gamma=2^\circ$

Fig. 3 Transverse optical intensity profile of the nondiffracting beam with the axicon at $z=30 \text{ cm}$. (a) $\gamma=1^\circ$, (b) $\gamma=2^\circ$

2.2 开诺全息型轴棱锥

为了提高无衍射光束的传输距离, 可以通过增

大入射光束孔径, 或者减小轴棱锥底角。可是在微型光学器件中, 要加工一个连续的良好锥表面会

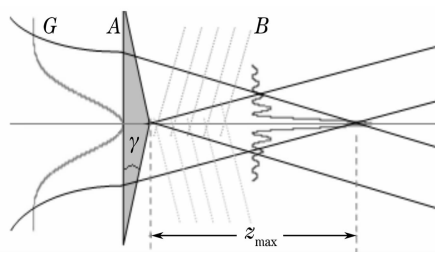


图 1 轴棱锥形成零阶 Bessel 光束的示意图
Fig. 1 Schematic diagram of J_0 Bessel beam with an axicon

受到结构和加工误差的限制。利用电子束刻蚀技术加工制造的大孔径开诺全息型微型轴棱锥，可以产生长距离传输的无衍射光束^[5]。图 4 是开诺全息型微型轴棱锥的示意图。

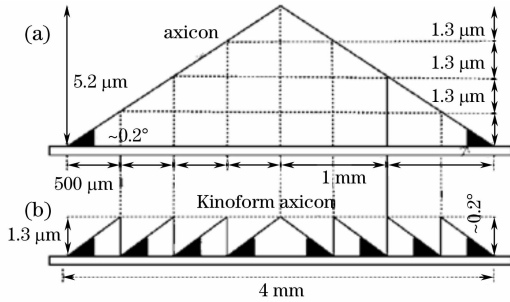


图 4 (a)轴棱锥示意图;(b)等价开诺全息型轴棱锥
Fig. 4 (a) schematic of the axicon; (b) equivalent Kinoform-axicon

开诺全息型技术就是利用波长级厚度对光束的相位没有任何改变。波长为 λ 的光束入射到折射率为 n 的介质中，它的相位改变 Δ 跟介质厚度 t 的关系为

$$\Delta = (2\pi/\lambda) \times (n - 1) \times t, \quad (4)$$

因此要使相位改变 2π ，则介质厚度 t' 应该为

$$t' = \lambda/(n - 1), \quad (5)$$

如果 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $n = 1.5$, 那么 $t' \approx 1.3 \text{ }\mu\text{m}$ ，因此开诺全息型轴棱锥只要加工成 $1.3 \text{ }\mu\text{m}$ 厚度，如果

通光孔径为 4 mm , $\gamma = 0.2^\circ$ ，那么无衍射距离可以达到 2.3 m 。通过这种变换设计，微型轴棱锥的加工难度降低了，实用性能更高了。

2.3 椭圆轴棱锥

图 5 是椭圆轴棱锥模型。设椭圆的长半轴为 R ，短半轴为 R' ， ϵ 为长半轴与短半轴的差值，即 $\epsilon = R - R'$ ($\epsilon > 0$)，用参数 θ 形式表示椭圆方程，当 ϵ 很小时， $\tan \gamma \approx \gamma$ ，且 $\gamma(\theta, \epsilon)$ 可表示为

$$\gamma(\theta, \epsilon) \approx \frac{h}{\{(R \cos \theta)^2 + [(R - \epsilon) \sin \theta]^2\}^{1/2}} \approx \frac{h}{R - \epsilon \sin^2 \theta}, \quad (6)$$

以场分布为 $E(\rho) = \exp(-\rho^2/\omega^2)$ ，光腰半径为 ω 的高斯光入射，利用稳相法可以求得经过轴棱锥后的衍射光场^[6]

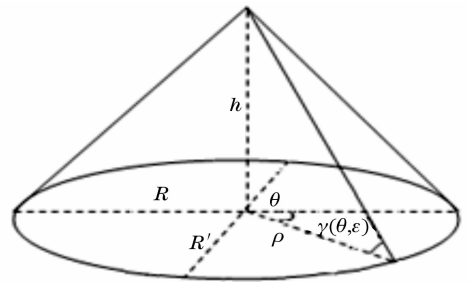


图 5 椭圆轴棱锥及参数图

Fig. 5 Elliptical axicon and its parameters

$$E(r, \phi, z) \propto \sqrt{\lambda z} \int_0^{2\pi} \left[(n - 1) \frac{h}{R - \epsilon \sin^2 \theta} z + r \cos(\theta - \phi) \right] \exp \left[-\frac{(n - 1)^2 h^2 z^2}{\omega^2 (R - \epsilon \sin^2 \theta)^2} \right] \times \exp \left\{ -ik \left[\frac{(n - 1)^2 h^2 z}{2(R - \epsilon \sin^2 \theta)^2} \right] + \frac{(n - 1) h r \cos(\theta - \phi)}{R - \epsilon \sin^2 \theta} \right\} d\theta, \quad (7)$$

根据(7)式可以得到满足条件 $z < z_{\max}$ 的衍射光场的光强为

$$I(r, \phi, z) \propto \lambda z \left| \int_0^{2\pi} \left[(n - 1) \frac{h}{R - \epsilon \sin^2 \theta} z + r \cos(\theta - \phi) \right] \exp \left[-\frac{(n - 1)^2 h^2 z^2}{\omega^2 (R - \epsilon \sin^2 \theta)^2} \right] \times \exp \left\{ -ik \left[\frac{(n - 1)^2 h^2 z}{2(R - \epsilon \sin^2 \theta)^2} \right] + \frac{(n - 1) h r \cos(\theta - \phi)}{R - \epsilon \sin^2 \theta} \right\} d\theta \right|^2, \quad (8)$$

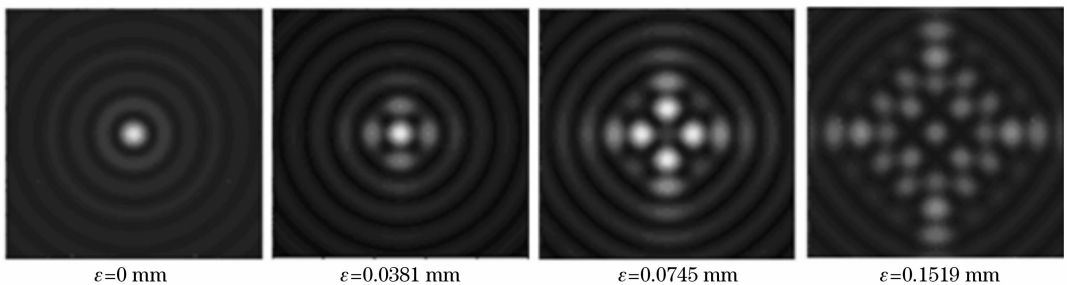


图 6 理论模拟不同 ϵ 轴棱锥的衍射光斑图

Fig. 6 Diffraction beam patterns of different manufacture error of elliptical axicon by theoretical simulation

图 6 的数值模拟给出了不同 ϵ 的衍射光斑图, 由实验参数进行理论模拟, 参数为 $z=200$ mm, $R=10$ mm, $\gamma=2^\circ$ (则 $h=R\tan\gamma$), $n=1.458$, $w=10$ mm, $\lambda=632.8$ nm。

从模拟图形可以看出, 椭圆轴棱锥衍射形成的光斑图跟圆轴棱锥光束斜入射的衍射效果一样^[6]。同时从几何光学分析可知, 圆轴棱锥的斜入射与椭圆轴棱锥的正入射产生的效果确实相同, 根据这个原理反向推理, 椭圆轴棱锥的斜入射就可以把斜入射光束转换成近似理想的零阶 Bessel 光束, 这个在文献^[6]有详细的分析报道。

2.4 梯度轴棱锥

图 7 为梯度轴棱锥形成空心光束的示意图。从图 7 可以看到, 轴棱锥顶点部分形成虚线的表示无衍射光束, 底端部分形成实线的表示无衍射光束, 中间被加粗黑体线包围的区域就是相干叠加的自再现空心光束区域。

利用衍射相干理论可以计算这个叠加场。梯度轴棱锥的整个光场分布, 可以认为是顶点部分形成的无衍射场和底端部分形成的无衍射光场相干叠加的结果, 因此它们的光强分布可近似表示为^[10]

$$I(r, z) = J_0(k_{r1}r)^2 + J_0(k_{r2}r)^2 + 2J_0(k_{r1}r)J_0(k_{r2}r)\cos[(k_{z1} - k_{z2})z]. \quad (9)$$

利用(9)式可以分别模拟相应的纵向剖面光强分布图(图 8)。模拟参数选择: $d_2=1$ mm, $d_1=5$ mm, $n=1.5$, $\gamma_1=0.5^\circ$, $\gamma_2=0.4^\circ$, $\lambda=632.8$ nm。

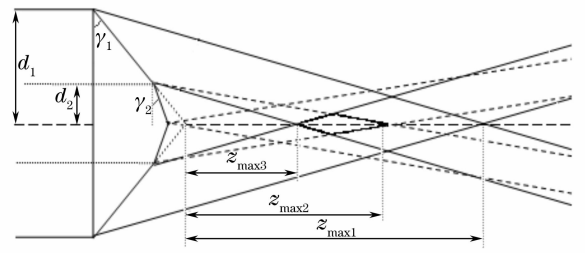


图 7 梯度轴棱锥形成自再现空心光束示意图
Fig. 7 Schematic diagram of an embedded optical void formation process with a gradient-axicon

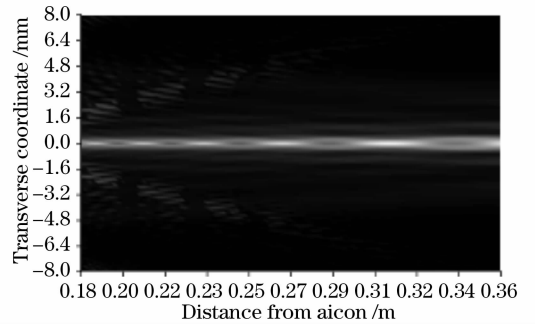


图 8 自再现空心光束的纵向剖面光强分布图
Fig. 8 Longitudinal intensity distribution of self-imaging bottle beams by a gradient-axicon

从图 8 可以看到, 相干 Bessel 光束中心形成了自再现空心光束。在模拟中选择简单的参数进行模拟, 给出了 5 个空心光束, 如果改变参数, 可以得到更多的空心光束。同时也注意到, 每个空心光束的尺寸不尽相同, 随着传输距离的增大, 空心光束的尺

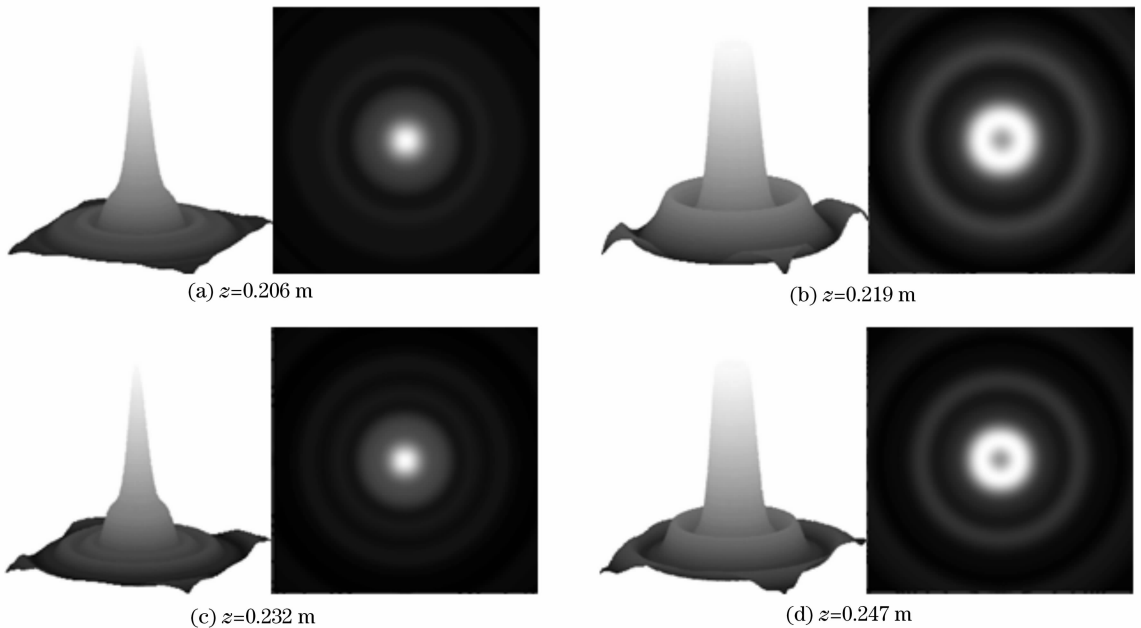


图 9 自再现空心光束不同距离的横向截面光强分布图
Fig. 9 Transverse intensity distribution of self-imaging Bottle beams at different distance

寸也随之增大。

图 9 模拟的是空心光束的截面光强分布图。其中图 9(a) 和图 9(c) 描述的是链接空心光束的 Bessel 光束的横向光强分布图; 图 9(b) 和图 9(d) 分别是在距离 $z=0.219\text{ m}$ 和 $z=0.247\text{ m}$ 两个临近的空心光束的横截面光强分布图。从截面光强分布可以看到, 空心光束中心强度几乎为零, 跟周围光强形成了很大的梯度, 可用于有效地冷却中性原子、分子, 甚至能实现全光学冷却与囚禁玻色-爱因斯坦凝聚, 这些在生命科学和纳米科技中有非常重要的应用。

3 结 论

本文分别对传统轴棱锥、开诺全息型轴棱锥、椭圆轴棱锥和梯度轴棱锥的特性进行相关的模拟分析。从模拟分析中可以看到, 把轴棱锥加工成开诺全息型降低了加工难度和误差, 同时可以获得传输距离更长的无衍射光束。椭圆轴棱锥可以把斜入射光束转换成无衍射光束, 因此通过精密控制旋转轴棱锥可以更加灵活地应用产生无衍射光束。而梯度轴棱锥可以把入射光束直接转换成空心光束, 这种产生空心光束的方法装置简单, 易于控制, 转换效率高。

参 考 文 献

- 1 J. H. McLeod. The axicon: a new type of optical element[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1954, **44**(8): 592~597
- 2 R. M. Herman, T. A. Wiggins. Production and uses of diffractionless beams[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1991, **8**(6): 932~942
- 3 J. Durnin. Exact solutions for nondiffracting beams[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1987, **4**(4): 651~654
- 4 Wu Fengtie, Zeng Xiahui. Bottle beam with Talbot effect generated by interfering Bessel beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(1): 174~178
吴逢铁, 曾夏辉. 相干贝塞尔光产生具有塔尔博特效应的局域空心光束[J]. *光学学报*, 2008, **28**(1): 174~178
- 5 X.-C. Yuan, B. P. S. Ahluwalia, W. C. Cheong *et al.*. Direct electron beam writing of kinoform micro-axicon for generation of propagation-invariant beams with long non-diffracting distance [J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2007, **9**(3): 329~334
- 6 Jiang Xinguang, Wu Fengtie, Liu Bin. Modification of the aberration nondiffraction beams in the manufacture error of an elliptical axicon[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(11): 1538~1542
江新光, 吴逢铁, 刘彬. 轴棱锥椭圆加工误差产生畸变无衍射光的修正[J]. *中国激光*, 2007, **34**(11): 1538~1542
- 7 Rieko Arimoto, Caesar Saloma. Imaging properties of axicon in a scanning optical system[J]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(10): 6653~6657
- 8 D. G. Grier. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam [J]. *Nature*, 2002, **419**(9): 145~147
- 9 C-H Chen, P-T Tai. Bottle beam from a bare laser for single-beam trapping[J]. *Appl. Opt.*, 2004, **43**(10): 6001~6006
- 10 B. P. S. Ahluwalia, W. C. Cheong, X.-C. Yuan. Design and fabrication of a double-axicon for generation of tailorable self-imaged three-dimensional intensity voids[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(7): 987~989