文章编号 2095-1531(2018)01-0100-08

参数可控长距无衍射光束的生成方法研究

马国鹭[1*],刘丽贤[1],杨贵洋[1],赵 斌[2]
(1. 西南科技大学 制造过程测试技术教育部重点实验室,四川 绵阳 621010;
2. 华中科技大学 机械工程学院,湖北 武汉 430074)

摘要:为了消除光学器件几何参数对无衍射光束传播特性调整的限制,实现长距空间中无衍射光束传播时特性参数的可控性,首先,通过研究 axicon 折射阴影区的电场分布特征,发现 axicon 无衍射区外过临界面后的近轴区域虽处于几何折射阴影近轴区域内,但仍存在光强服从第一类零阶贝赛尔函数分布的球面波;以此为基础,提出了一种不受传播空间距离限制的无衍射光束的生成方式;最后,在近12 m的尺度范围内进行无衍射光传播特性参数测试,发现其实验参数与理论计算值的差值不超过 0.1 μm。该无衍射光通过对第一类零阶贝塞尔函数分布的球面衍射光斑准直生成,本质上区别于传统的干涉无衍射光束生成方式,易于生成大尺度空间无衍射光束。该无衍射光生成方式适合用于非能量使用情况下大尺度空间的直线基准、光束空间通讯等领域,具有较大的价值与意义。

关 键 词:无衍射光束;参数可控;长距传播;泊松衍射斑
中图分类号:TP394.1; TH691.9 **文献标识码**:A doi:10.3788/CO.20181101.0100

Generating method of non-diffracting beam with long-distance propagation and controllable parameters

MA Guo-lu[1*], LIU Li-xian[1], YANG Gui-yang[1], ZHAO Bin[2]
(1. *Ministry of Education Key Laboratory of Testing Technology for Manufacturing Process, Southwest University of Science and Technology (SWUST), Mianyang* 621010, *China*;
2. *Department of Instrumentation, School of Mechanical Engineering, Huazhong University of Science and Technology (HUST), Wuhan* 430074, *China*)
* *Corresponding author, E-mail: maguolu*999@163.*com*

Abstract: In order to eliminate the restriction of optical device geometrical parameters on the propagation characteristics of non-diffracting beams and to achieve the controllability of the characteristic parameters of non-diffracting beams propagating in long-distance space, the generation method of parameter controlled non-diffracting beam over long distance is studied in this paper. First of all, by studying the electric field distribution of the axicon refraction shadow area, it is found that although the paraxial area beyond the critical surface

收稿日期:2017-08-11;**修订日期**:2017-10-17
基金项目:国家自然科学基金项目(No. 61505169);四川省教育厅重点项目(No. 15ZA0116);四川省与教育部共建重点实验室资助项目(No. 13zxzk06);西南科技大学自然科学基金(No. 14zx7160)
Supported by National Natural Science Foundation of China (No. 61505169); Key Projects in Sichuan Province Department of Education (No. 15ZA0116); Key Project of Fundamental Co-construction of Sichuan Province in China (No. 13zxzk06); Natural Science Foundation of Southwest University of Science and Technology (No. 14zx7160)

of the axicon non-diffractive area is in the paraxial area of the geometric refraction shadow, there is still a spherical wave whose intensity follows first kind of zero-order Bessel function distribution. On this basis, a non-diffracting light generation method is proposed which is not limited by the distance of the propagation space. Finally, the parameters of the non-diffracing light propagation characteristics are tested in the range of nearly 12 m, and it is found that the difference between the experimental and theoretical values is less than 0.1 μm. The non-diffracting beam is generated by collimating spherical diffracted light spots of the first kind of zero-order Bessel function distribution, which is essentially different from the traditional method of generating interference and non-diffracting light beams and is easy to generate large-scale space non-diffracting beams. In general, this method is particularly suitable for the use in non-energy conditions, such as large-scale linear reference space, beam space communications, and has enormous engineering application value.

Key words: non-diffracting beam; parameter controllable; long distance propagation; poisson diffraction spot

1　引　言

无衍射光是麦克斯韦电磁方程中的一簇特解[1],其光速传播并始终保持焦点状态[2-3]且在被障碍物阻隔后具有自重建特性[4-5],零阶贝塞尔函数形式的严格解奠定了在自然界中生成无衍射光束的基础。其一,无衍射光束空间传播特性不变性,在精密测量领域中采用高斯光束的几乎全部场合均可采用无衍射光束代替,克服高斯光束的离焦、畸变以及焦深局限等不足,实现了测量仪器高精度测量大量程目标[6-8];其二,无衍射光在球面透镜的变换作用下,在大深径比加工的激光加工、激光医疗等领域的应用有独特效果[7,9];利用其自重建特性可作为光学捕捉和光学扳手等工具,应用于原子囚禁和原子引导[10-11];其三,将来可望应用在宇航通讯、能量传输、电磁波炮弹或电磁波子弹等领域,特别是在微机电与纳米技术领域[12-13]。

尽管理想的无衍射光束因需耗费无穷能量而不可实现,但可在实验上实现近似无衍射光束。根据 G. Indebefouw 提出的无衍射光束生成的必要条件——将电磁场的空间频率域限制在一个圆环上,无衍射光束有如下几种生成方式:第一种,J. Durnin 提出的薄环缝-透镜法[14-15],将薄环缝置于凸透镜的后焦面上,以实现横向空间频率的选择,该生成方式下的光束无衍射空间传播距离反比与环缝的宽度,但精密理想环缝制作困难;第二种,利用一个 Fabry-Perot 干涉仪,通过选择干涉环的方式实现纵向空间频率的选择[16-17],该方式生成的无衍射光束空间传播距离受限于干涉仪板间距与透镜的焦距,生成方式复杂;第三种,利用计算机制作二进制全息片的方式实现准无衍射光束的生成[18-19],由于高质量的全息片制作困难,该方式下生成的无衍射光束传播特性参数受限于全息片的质量;第四种,axicon 法[20-21],是最简洁的无衍射光束生成方式,也最广泛的应用方式,其光束的无衍射传播距离反比与锥面与底面的夹角,正比于有效孔径。

尽管如此,上述的任何无衍射光束生成方式,要实现在大尺度空间(数米-百米)中传播的无衍射光束,因器件几何参数精度要求高,不易制造而难以实现(譬如,宽度为零的理想环缝、极小锥角等的制作),极大地限制了无衍射光束在各领域的应用。因此,探寻长距空间中高能量传播效率的无衍射光束生成方法,对于无衍射光在大尺度空间领域中的应用有着重要意义。鉴于此,本文利用 axicon 折射阴影区的光束呈贝塞尔分布的球面波特性,提出一种能在大尺度空间中传播的无衍射光束的生成方式。

2　在 axicon 阴影区生成的近似无衍射光束的结构

如图 1 所示,平面波垂直入射于 axicon 底面后,axicon 的透过率函数为公式(1)[22]:

$$t(\rho) = \begin{cases} \exp[-\mathrm{i}k(n-1)\rho\theta] & \text{for } \rho < R \\ 0 & \text{for } \rho \geqslant R \end{cases}, \tag{1}$$

式中，n、η 分别为 axicon 的折射率，圆锥面与底面的夹角；ρ 为纵截面上的极径；$k=2\pi/\lambda$ 为波数；λ 为照射平面波的波长。

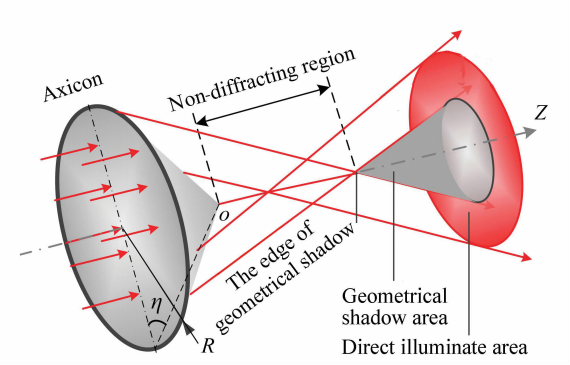

图 1 axicon 光场分区

Fig. 1 Division of intensity distribution for axicon

根据菲涅尔衍射理论，在 axicon 锥镜后，距其顶点 o 在 z 处纵向截极坐标平面 (ρ',ω') 上的光强衍射积分可描述为公式(2)：

$$E_z(\rho',\omega')=\frac{\exp(\mathrm{i}kz)}{\mathrm{i}\lambda z}\iint_{\delta}t(\rho)\cdot\exp\left\{\mathrm{i}\frac{k}{2z}[\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos(\omega-\omega')]\right\}\rho\mathrm{d}\rho\mathrm{d}\omega\,. \tag{2}$$

将式(1)代入式(2)可得公式(3)：

$$E_z=\frac{2\pi\exp(\mathrm{i}kz)}{\mathrm{i}\lambda z}\int_0^R\varphi(\rho)\exp[\mathrm{i}kf(\rho)]\mathrm{d}\rho\,, \tag{3}$$

式中，$f(\rho)=\dfrac{\rho^2+\rho'^2}{2z}-(n-1)\eta\rho$，

$\varphi(\rho)=\rho J_0\left(k\dfrac{\rho\rho'}{z}\right)$。

结合第一类零阶贝塞尔函数的定义式 $\int_0^{2\pi}\exp[\mathrm{i}x\cos(\xi-\xi_0)]\mathrm{d}\xi=2\pi\mathrm{J}_0(x)$，并根据对含大数 $k=2\pi/\lambda$ 的一维振荡函数积分进行渐近积分展开，采用分步积分，对式(3)振荡函数积分渐近积分近似处理后，平面波垂直入射于 axicon 底面后，其顶点 o 的近轴光场分布分为无衍射区、临界面与折射阴影区，无衍射区的光强分布根据稳相法的相关理论，沿 Z 轴不同位置的复振幅分别对应如下：

在 $z<z_{\max}$ 区域内(无衍射区)：

$$E_z(\rho',\omega')\approx k\psi\sqrt{z\lambda}\exp(\omega' t)\mathrm{J}_0[k\psi\rho']\times\exp[\mathrm{i}f_1(z,\rho')]+\zeta(\rho')\,, \tag{4}$$

式(4)中：

$$\zeta(\rho')=\frac{R}{\psi z-R}\mathrm{J}_0\left(\frac{kR\rho'}{z}\right)\times\exp\left[\mathrm{i}k\left(z+\frac{\rho'}{2z}+\frac{R^2}{2z}-\psi R\right)\right],$$

$\psi=(n-1)\eta$，该项由 axicon 的参数决定，

$$f_1(z,\rho')=zk+k\frac{\rho'^2}{2z}-k\frac{\psi^2 z}{2}-\frac{\pi}{4};$$

在 $z=z_{\max}$ 区域内(临界点)：

$$E_z(\rho',\omega')\approx\frac{1}{2}k\psi\sqrt{z\lambda}\exp(\omega' t)\times\mathrm{J}_0[k\psi\rho']\exp[\mathrm{i}f(z,\rho')]\,, \tag{5}$$

在 $z>z_{\max}$ 区域内(几何阴影区)：

$$E_z(\rho',\omega')\approx\frac{R}{\psi z-R}\exp(\omega' t)\times\mathrm{J}_0\left(\frac{kR\rho'}{z}\right)\exp[\mathrm{i}kf_2(z,\rho')]\,, \tag{6}$$

式(6)中，$f_2(z,\rho')=z+\dfrac{\rho'^2}{2z}+\dfrac{R^2}{2z}-\psi R$。

在上述 3 个区域中，第一个区域光斑的空间分布随传播恒定不变，也即是定义的无衍射区或者陈述为 Focal Segment，其中 $\zeta(\rho')$ 相对于式(4)中第一项贡献量十分微小，可略去。

本文着重关注于 axicon 临界点与几何阴影区，根据式(5)，其相位项 $f_1(z,\rho')$ 与非衍射区(non-diffracting region)的相位相同，其光场分布仍然服从第一类零阶贝赛尔函数且与无衍射区的分布参数一致，仅是其强度有所减弱；同理根据式(6)，在近轴几何阴影区中的光场分布也仍为第一类零阶段贝赛尔函数，但是观察相位项 $f_2(z,\rho')$ 中各项，由于 $\rho'\ll z,\rho'^2/2z$ 可近似为零，$f_2(z,\rho')\approx z+\dfrac{R^2}{2z}-\psi R$。由于 ψR 为常数项，其空间相位为平面波相位因子 z 与球面波相位因子 $R^2/2z$ 之和；因此，在沿传播光轴 z 方向上 f_{d} 处，放置焦距为 f_{d} 的凸透镜，即可消去球面波相位因子 $R^2/2z$ 项，可对 axicon 折射阴影区的第一类零阶贝塞尔函数准直，也即实现了在近轴区域内光强分布满足第一类零阶贝塞尔函数分布的同时，在传播方向上恒定不变，即实现了所定义的光束传播的无衍射，实现了一种在大尺度空间中传播的无衍射光束，如式(7)描述：

$$E_z(\rho',\omega') \approx \frac{R}{\psi z - R} J_0\left(\frac{kR\rho'}{f_d}\right) \exp[\mathrm{i}kz - \psi R - \omega' z]. \quad (7)$$

3　实验生成近似无衍射光束

3.1　axicon 几何阴影近轴区光强分布验证

为了获得 axicon 的近轴折射阴影区光强分布情况,与准无衍射光束的生成情况,搭建了实验平台。采用波长 λ 为 632.8 nm 的 HeNe 激光器,经过光学准直扩束后,垂直照射在锥角 $\eta = 0.5°$,半径为 12.7 mm,折射率 n 为 1.54 的 axicon;并将光敏面大小为 7.15 mm × 5.28 mm、像元尺寸为 4.4 μm × 4.4 μm 的 CCD 图像传感器,安装在 axicon 的几何折射阴影区内(如图 2 中的 A1 区)的导轨上($z > z_{max}$,根据采用的 axicon 锥镜参数,$z_{max} = 2\,916$ mm),CCD 沿光束传播方向的 z 轴移动,并多次记录各位置处捕获的图像信息,如图 3 所示。图 3(a)为 $z = 1\,200$ mm $< z_{max}$,曝光时间为 0.1 ms 时的结果;图 3(b)为 $z = 2\,916$ mm $= z_{max}$,曝光时间为 1 ms 时的结果;图 3(c)~3(f)为 $z > z_{max}$时,z 分别为4 582、5 076、7 285 与11 797 mm,对应曝光时间分别为 2.2、3、6.3 与 16.5 ms 时,在光轴半径 1.32 mm 的近轴区域内,由图像传感器CCD捕获的泊松衍射斑图像。在axicon无衍

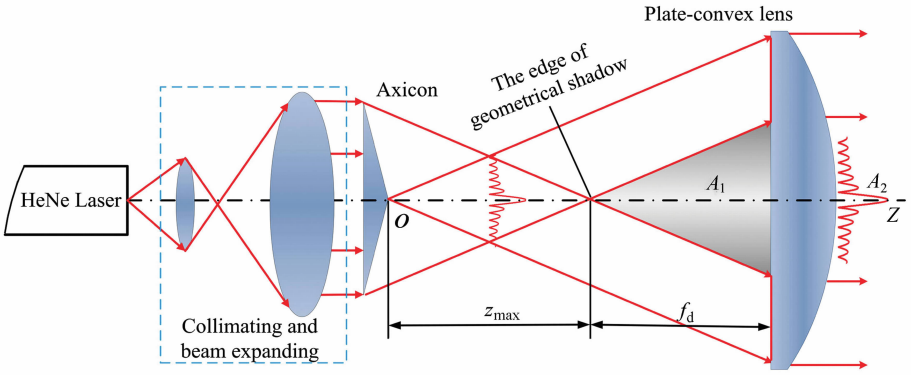

图 2　生成近似无衍射光束的实验装置

Fig. 2　Experimental setup used to generate quasi-non-diffracting beams

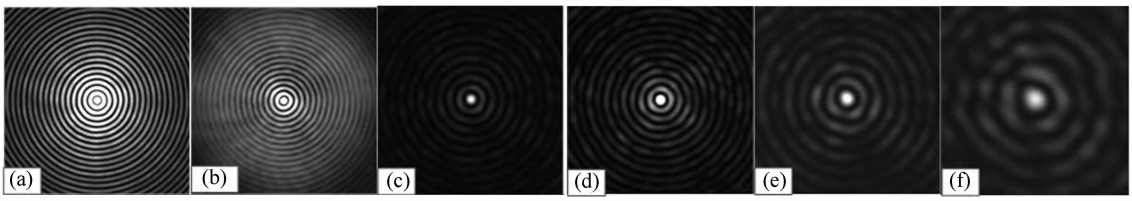

图 3　axicon 近轴折射阴影区不同横截面处的光强分布。图像传感器(CCD)的曝光时间用 ET 表示,在近轴区所有图像的大为 1.32 mm × 1.32 mm:(a)$z = 1\,200$ mm $< z_{max}$, ET = 0.1 ms; (b)$z = 2\,916$ mm $\approx z_{max}$, ET = 1 ms; (c)$z = 4\,582$ mm, ET = 2 ms; (d)$z = 5\,076$ mm, ET = 3 ms; (e)$z = 7\,285$ mm, ET = 10 ms; (f)$z = 11\,797$ mm, ET = 40 ms。图片(c)~(f)是超出最大无衍射距离的 Arago-Poisson 衍射点

Fig. 3　Intensity distributions in paraxial refraction shadow area of axicon at different longitudinal sections. The ET is used to represents corresponding exposure time for image sensor(CCD), and the shot-size of all images is 1.32 mm × 1.32 mm in paraxial region:(a)$z = 1\,200$ mm $< z_{max}$, ET = 0.1 ms; (b)$z = 2\,916$ mm $\approx z_{max}$, ET = 1ms; (c)$z = 4\,582$ mm, ET = 2 ms; (d)$z = 5\,076$ mm, ET = 3 ms; (e)$z = 7\,285$ mm, ET = 10 ms; (f)$z = 11\,797$ mm, ET = 40 ms. The figure (c)~(f) are Arago-Poisson diffraction spots, which shoot in out of the region of non-diffracting area

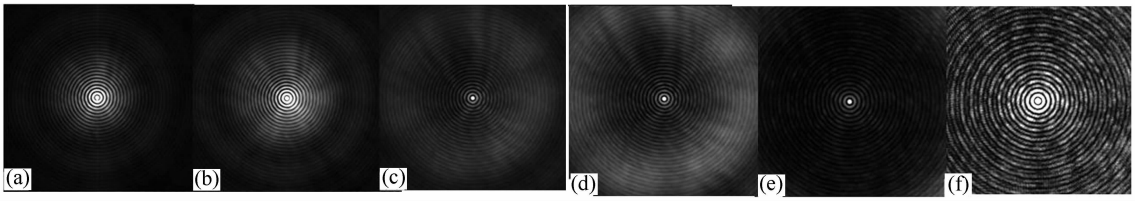

图 4 axicon 从无衍射区过渡到几何折射阴影区光强分布随传播距离变化情况。用 ET 表示 CCD 的曝光时间,在近轴区所有图像的大为 2.89 mm × 2.89 mm:(a)$z=2\ 866<z_{max}$, ET = 0.5 ms; (b)$z=2\ 916\approx z_{max}$, ET = 2 ms; (c)$z=3\ 095>z_{max}$, ET = 2 ms; (d)$z=3\ 615>z_{max}$, ET = 5 ms; (e)$z=3\ 704>z_{max}$, ET = 20 ms; (f)$z=4\ 147>z_{max}$, ET = 100 ms; 图(b) ~ (d)为 axicon 无衍射临界点处的光强分布

Fig. 4 Intensity distribution changes with propagation distance for axicon transition from non-diffraction area to geometrically refracted shadow area. Where the ET is used to represents the exposure time of the CCD, and the shot-size of all images is 2.89 mm × 2.89 mm in paraxial region:(a)$z=2\ 866<z_{max}$, ET = 0.5 ms; (b)$z=2\ 916\approx z_{max}$, ET = 2 ms; (c)$z=3\ 095>z_{max}$, ET = 2 ms; (d)$z=3\ 615>z_{max}$, ET = 5 ms; (e)$z=3\ 704>z_{max}$, ET = 20 ms; (f)$z=4\ 147>z_{max}$, ET = 100 ms; The figure (b) ~ (d) is the distribution of intensity in paraxial critical point of the axicon′s non-diffracting

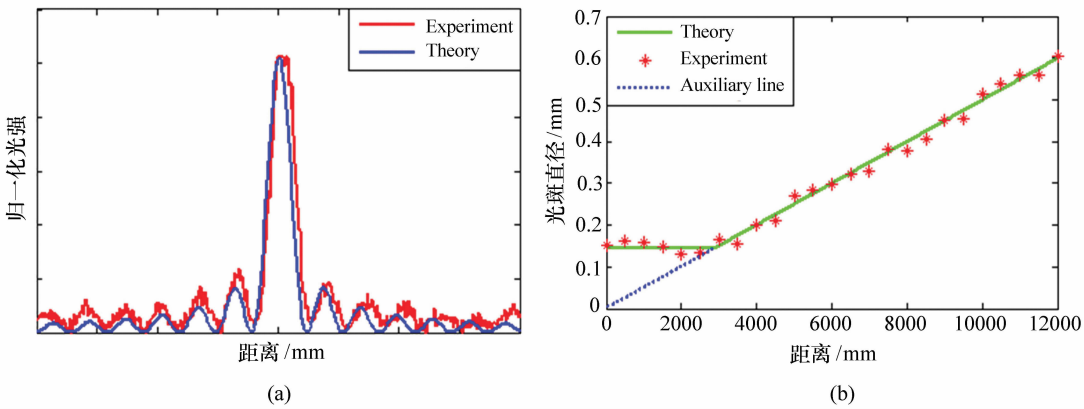

图 5 axicon 几何折射阴影区测试曲线:(a)对应于图 3(c)光强沿径向的归一化光强分布与第一类理想零阶贝赛尔函数对比曲线;(b)实验测试的 axicon 衍射斑直径随传播方向距离变化曲线

Fig. 5 Experimental curves in geometrical shadow area of the axicon lens. (a) Comparison curves of radial intensity distribution and the first kind ideal zero-order Bessel function for Fig. 3(c); (b) Observed diameters of diffraction spot for axicon lens varies with distance along the z-axis

射临界点附近,无衍射光束在截面上光强分布随传播距离的变化如图 4 所示,其中图 4(a)中在 axicon 无衍射区间之内 $z=2\ 866$ mm,沿径向上的光强分布按照贝塞尔曲线分布;图 4(b)为在 axicon 无衍射临界点 $z=2\ 916$ mm时光强分布;图 4(c) ~4(f)为在刚过无衍射临界点时光强分布及光斑尺寸变化情况。光斑在无衍射区及临界点时尺寸与周期保持恒定不变,但在临界点处各周期上的光强分布趋于均匀化,沿径向的光强不再符合贝塞尔函数的分布形式。随着临界点距离的远离,光斑大小与周期也线性增大,其对应的变化情况如图 5 所示。

图 5(a)描述了 axicon 近轴折射阴影区的衍射斑在径向上的光强分布,图 5(b)为 CCD 在沿轴向上的不同位置处捕获的衍射光斑中心直径大小随传播距离的曲线图。从实验结果表明:axicon

折射阴影近轴区所产生的阿拉戈-泊松衍射光斑的中心直径与传播距离成线性关系;尽管由于背景噪声、镜片质量等因素导致在径向上的局部光强分布有偏差,但两者的整体分布趋势吻合程度较高。

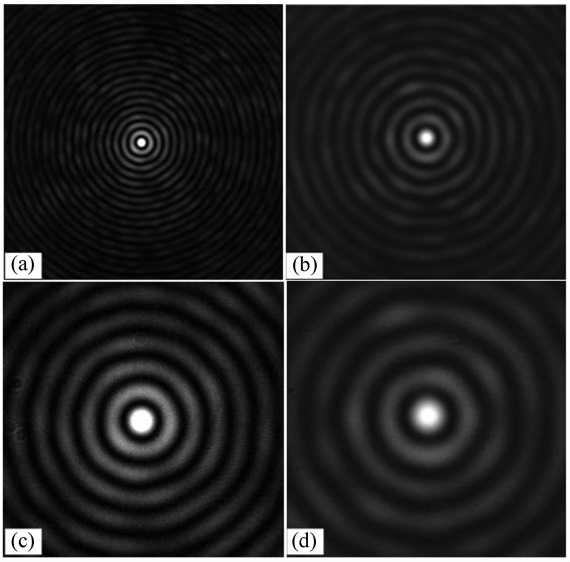

图 6　不同后焦距 f_d 的薄平凸透镜所生成的无衍射光图像(a)f_d = 250 mm;(b)f_d = 500 mm;(c)f_d = 750 mm;(d)f_d = 1 000 mm

Fig. 6　Non-diffracting beam images generated through thin plano-convex lenses with different back focal lengths. (a) f_d = 250 mm; (b) f_d = 500 mm; (c) f_d = 750 mm; (d) f_d = 1000 mm

3.2　准无衍射光束的生成试验验证

根据式(7)axicon 折射阴影区的衍射斑不仅服从第一类零阶贝赛尔函数分布,且相位中含有极径的二次项,也即是含有球面波相成分,且已在上述实验中已被验证,如图 2 所示。现将临界面置于焦距为 f_d = 250 mm 薄平凸透镜的后焦平面处,将 CCD 图像传感器安置在薄平凸透镜近轴区域,如图 2 中的 A2 区,在不同距离处捕获图像并记录,类似地更换焦距为 500 mm、750 mm 与 1 000 mm的平凸透镜,并同样地将临界面置于各个平凸透镜的后焦平面处,结果如图 6 所示。经图像处理计算得出各中心光斑半径分别对应为 4.82 μm、9.65 μm、14.55 μm 与 19 μm,根据式(7)可得半径 $\rho' = 2.405\lambda f_d/(2\pi R)$,计算可得理想状态下准无衍射光斑所对应的直径大小依次为 4.768 μm、9.536 μm、14.304 μm 与19.072 μm,可见实验与理论计算结果非常吻合。实验结果表明:在薄平凸透镜后面的近轴区域内光强分布为第一类零阶贝赛尔函数,且其强度分布不随传播距离的变化而改变,完全具备无衍射光束的特征。通过此方式可实现无衍射光束的生成,变更不同的薄透镜,并将临界面调整至其后焦面处即可实现当前截面处传播特征参数下的无衍射光束。

4　结　论

本文关注于 axicon 几何阴影区的光强分布特征,发现在近轴阴影区内仍然存在第一类零阶贝塞尔函数形式分布的衍射斑,且其相位中含有球面波项,根据该衍射斑特征,提出了一种理论上无衍射长度不受传播影响的无衍射光束生成方法,并对此进行了无衍射光束生成理论分析及相应的实验验证。该方式所生成无衍射光束的衍射斑光强相对于直接照射所合成的无衍射光束的衍射斑弱,且存在其整体光强会随传播距离线性衰减,在实际应用中可通过增强激光光束照射功率与提高光电探测器的灵敏度来改善;该生成方式突破了受光学器件参数约束而被限制的空间无衍射传播距离,并且可通过更换不同焦距的平凸透镜则实现无衍射光束传播特性参数的调整与改变。相对于直接更换不同几何结构参数的 axicon,便携性更好,成本更低;在近 12 m 的尺度范围内进行无衍射光传播特性参数测试,其实验参数与理论计算值差不超过 0.1 μm。该无衍射光束的生成方式是利用 axicon 几何折射阴影区的泊松衍射斑进行准直,实现准无衍射光束的生成,其实现的无衍射光束能量上转换效率低,因此该方式生成的无衍射光束尤其适合非能量使用情况下大尺度空间的直线基准、光束空间通讯等领域的使用。

参考文献:

[1]　DURNIN J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. the scalar theory[J]. *J. Opt. Soc. Am.* A,1987,4(4):651-654.

[2] SERVANDO L A, CESAR R V, BENJAMIN P G, *et al*.. Quasi-one-dimensional optical lattices for soliton manipulation [J]. *Opt. Lett.*, 2014, 39(22): 6545-6548.

[3] SELCUK A, ARNOLD C L, BERNARD P, *et al*.. Generation of high quality tunable Bessel beams using a liquid-immersion axicon[J]. *Opt. Commun.*, 2009, 282(16): 3206-3209.

[4] 王硕琛,梅小华,吴逢铁,等. 无衍射光束簇[J]. 华侨大学学报,2016,2:149-154.
WANG SH C, MEI X H, WU F T, *et al*.. The bunch of non-diffracing beam[J]. *Journal of Huaqiao University*, 2016, 2: 149-154. (in Chinese)

[5] TURUNEN J, VASARA A, FRIBERG A T. Holographic generation of diffraction-free beams[J]. *Appl Opt.*, 1988, 27: 3959-3962.

[6] 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]. *Opt. Precision Eng.*, 2015, 23(2): 363-370. (in Chinese)

[7] 刘华. 利用汉克尔变换设计高斯光束整形衍射元件的应用研究[J]. 中国光学,2016,9(2):277-283.
LIU H. Gaussian beam shaping diffractive optical element designed by Hankel transformation[J]. *Chinese Optics*., 2016, 9(2): 277-283. (in Chinese)

[8] 张健,栗孟娟,阴刚华,等. 用于太空望远镜的大口径薄膜菲涅尔衍射元件[J]. 光学 精密工程,2016,24(6):1289-1296.
ZHANG J, LI M J, YIN G H, *et al*.. Large-diameter membrane Fresnel diffraction elements for space telescope[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2016, 24(6): 1289-1296. (in Chinese)

[9] 吕强,李文昊,巴音贺希格,等. 基于衍射光栅的干涉式精密位移测量系统[J]. 中国光学,2017,10(1):39-50.
LV Q, LI W H, BAYANHESHIG, *et al*.. Interferometric precision displacement measurement system based on diffraction grating[J]. *Chinese Optics*., 2017, 10(1): 39-50. (in Chinese)

[10] GREENGARD A, SCHECHNER Y Y, PIESTUN R, *et al*.. Depth from diffracted rotation[J]. *Opt. Lett.*, 2006, 31(21): 181-183.

[11] 马国鹭,刘丽贤,赵斌. 基于无衍射光的空间入射角测量及其自动标定[J]. 仪器仪表学报,2016,37(8):1906-1912.
MA G L, LIU L X, ZHAO B. Measurement and automatic calibration of spatial incident angle based on non-diffracting L beam[J]. *Chinese Journal of Science Instrument*, 2016, 37(8): 1906-1912. (in Chinese)

[12] DAVIS J A, CARCOLE E, COTTRELL D M, *et al*.. Intensity and phase measurements of nondiffracting beams generated with a magneto-optic spatial light modulator[J]. *Appl. Opt.*, 1996, 35(4): 593-598.

[13] OZTAS Z, YUCE C. Discrete parametric oscillation and nondiffracting beams in a Glauber-Fock oscillator[J]. *Physics Letters* A, 2016, 380(40): 3307-3311.

[14] ZIOLKOWSKI R W, LEWIS D K, COOK B D, *et al*.. Evidence of localized wave transmission[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62(2): 147-150.

[15] COX A J, DIBBLE D C. Nondiffracting beam from a spatially filtered Fabry-Perot resonator[J]. *J. Opt. Soc. Am.* A, 1992, 9(2): 282-286.

[16] LÓPEZ-MARISCAL C, GUTIERREZ-VEGA C. The generation of nondiffracting beams using inexpensive computer-generated holograms[J]. *J. Phys Am.*, 2007, 75(1): 36-42.

[17] DAVIS J A, CARCOLE E, COTTRELL D M. Nondiffracting interference patterns generated with programmable spatial light modulators[J]. *Appl. Opt.*, 1996, 35(4): 599-602.

[18] INDEBETOUW G. Nondiffracting optical fields: some remarks on their analysis and synthesis[J]. *J. Opt. Soc. Am.* A, 1989, 6(1): 150-152.

[19] JAROSZEWICZ Z, ROM N DOPAZO J F, GOMEZ-REINO C, *et al*.. Uniformizaion of the axial intensity of diffraction axicons by poly chromatic illumination[J]. *Appl. Opt.*, 1996, 35(7): 1025-1031.

[20] BRZOBOHATÝ O,ČIŽMÁR T,ZEMÁNEK P,*et al*.. High quality quasi-bessel beam generated by round-tip axicon[J]. *Opt. Express*,2008,16(17):12688-12700.

[21] MA G L,ZENG G Y,ZHAO B,*et al*.. Arago-Poisson diffraction spot observed in the shadow area of an axicon lens[J]. *J. Opt.*,2015,44(4):391-396.

马国鹭(1981—),男,四川巴中人,博士,副教授,2009 年于西南科技大学获得硕士学位,2014 年于华中科技大学获得博士学位,主要从事大尺度空间中几何量精密测量、光电精密检测等方面的研究。E-mail:maguolu999@163.com