

无衍射光束及二元旋转棱镜器件的设计

周 静 施文敏* 徐大雄 龙 品

(北京邮电学院应用科技系, 北京 100088)

提要 由旋转棱镜(axicon)器件生成的无衍射光束(diffracton-free beams)横截面上的光强分布具有传播不变性,因而具有相当广泛的应用前景。介绍了无衍射光束及其特性,提出二元 axicon 的设计方法,并给出了计算机模拟的设计结果。

关键词 无衍射光束,旋转棱镜, Bessel 光束, 旋转棱镜

1 引 言

无衍射光束具有相当广泛的应用前景: 1) 由于它高度的方向性,可被用在需要高度定向或高精度准直的系统; 2) 利用无衍射光束的透射光探测大物体; 3) 利用其散射光探测小物体; 4) 用于测定平面镜或球面反射镜的方位; 5) 用于激光加工技术。旋转棱镜是简单而实用的产生无衍射光束的光学器件。与传统的旋转棱镜相比,二元旋转棱镜设计简单,制作方法规范,容易微型化,且可批量复制。还能与其它器件复合构成具有特殊功能的二元器件,因此研制二元旋转棱镜具有实用的价值。

2 无衍射光束及其生成方法

1987 年 Durnin 找到自由空间波动方程的一组特解,它是无限大自由空间中的无衍射扩散光波, Durnin 称之为无衍射光束,其数学表达式为

$$I(x, y, z \geq 0, t) = \exp[i(\beta z - \omega t)] \cdot \int_0^{2\pi} A(\varphi) \cdot \exp[i\alpha(x \cdot \cos(\varphi) + y \cdot \sin(\varphi))] \cdot d\varphi / 2\pi \quad (1)$$

其中 $\alpha^2 + \beta^2 = (\omega/c)^2$, $A(\varphi)$ 是 φ 的任意复函数,易见 $\exp[i(\beta z - \omega t)]$ 是光束的传播因子,光束是沿 z 轴传播的。当 $A(\varphi)$ 与 φ 无关时,令 $A(\varphi) = 1$,则上式可写成

$$E(x, y, z \geq 0, t) = \exp[i(\beta z - \omega t)] \cdot J_0(\alpha\rho) \quad (2)$$

$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$,若 β 为实数,在时间平均下,(2) 式的光强分布为

$$I(x, y, z) = E(x, y, z) \cdot E^*(x, y, z) = I(x, y, 0) = J_0^2(\alpha\rho) \quad (3)$$

上式表明,光束在与 z 轴正交的每个平面上的光强分布相同,这就是“无衍射”的意义所在。式

* 现在广东省邮电管理局。

中 J_0 是零阶第一类 Bessel 函数, 这种无衍射光束也称为 Bessel 光束。由 Bessel 函数的性质知, 光束横截面上光斑的直径为

$$2W = 1.5\pi/\alpha \quad (4)$$

$0 < \alpha < (\omega/c)$, 当 $\alpha = \omega/c = 2\pi/\lambda$ 时(瞬时光场, λ 为波长), 光斑尺度达到可能的最小值, 其直径在波长的量级上, 可见 Bessel 光束具有极小的光斑, 而且不发生衍射扩散。

从严格意义上讲, 由(2)式表示的无衍射光束不是平方可积的, 它包含了无穷的能量, 实验上是不可能实现的。然而, 实验及数值计算都已证实, 在相当大的传播范围内, 无衍射光束在有限孔径近似下仍可保持无衍射的主要特征。

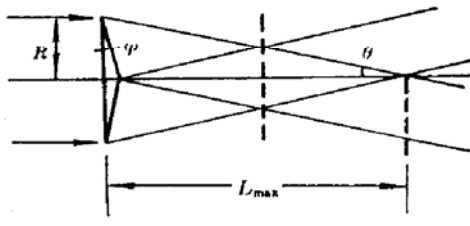


Fig. 1 The optical paths illustrating the production of the Bessel beam by using an axicon

产生 Bessel 光束的方法已有数种, 较为简单且实用的方法之一是用 J. H. Mcleod 早在 1954 年提出的旋转棱镜生成 Bessel 光束。图 1 是平面波入射旋转棱镜生成无衍射 Bessel 光束的光路图。对于棱角很小的旋转棱镜, 入射到其前表面的平面波光场中, 沿每一径向上的各点的光场经棱镜折射后将形成一系列折向光轴的平面波, 故整个入射光波经旋转棱镜后将形成无数列折向光

轴的平面波, 它们的波矢都位于一个圆锥的表面上, 且所有的波矢交于一点, 这正是 Bessel 光束的定义特征。因为所有这些平面波均在光轴上相交, 故合成一光强较大的亮线。理想情况下, 若这些平面波均为无限大平面波光场, 则光轴上各点的合成光强显然是处处相等的, 即为无衍射光束。如前所述, 这种无限大光场实际是不可能存在的, 但 J. H. Mcleod 的实验及我们的数值计算都已证实, 在相当大的传播范围内, 有限孔径近似下无衍射光束仍可保持其主要特征。

图 1 中, R 为入射平面波光束的半径, φ 是旋转棱镜的棱角, θ 为平面波经过旋转棱镜折射后的偏转角, L_{\max} 为生成的 Bessel 光束的最远传播距离。

当 φ 很小时有

$$\theta = (n - 1)\varphi \quad (5)$$

其中 n 为旋转棱镜材料的折射率。由几何分析容易得出参数 α 和 L_{\max} 为

$$\alpha = (2\pi/\lambda) \cdot \sin\theta, \quad L_{\max} = R/\tan\theta \quad (6)$$

3 二元旋转棱镜的设计

因为平面波的偏折等价于在入射波的波振面上加一个沿某一方向(波振面于折射面的交线方向)线性增加的位相因子, 对于小棱角旋转棱镜的折射可用沿其径向线性增加的位相因子来代替, 位相因子的线性变化率与偏折角大小有关, 可结合几何分析求出。所以若将旋转棱镜做成纯位相器件, 则其透过率函数为

$$t(\varphi) = \exp[i2\pi(\rho/\rho_0)] \quad (7)$$

式中 ρ_0 为常数, 它是棱镜上位相变化 2π 的圆环的宽度, 即为棱镜的空间周期。间隔为 ρ_0 的棱镜上的环产生的出射光的光程差为 λ , ρ_0 的取值由偏折角度(实际是棱镜的棱角)决定。在近轴条件下, 由图 1 可得

$$\theta = \lambda/\rho_0 \ll 1 \quad (8)$$

代入(5)式,可求得棱镜的棱角

$$\varphi = [1/(n-1)](\lambda/\rho_0) \quad (9)$$

图 2 为位相型旋转棱镜的截面图,棱镜上半径为 ρ 的环处的厚度为

$$\begin{aligned} d(\rho) &= \{\rho_0 - [\rho - \text{INT}(\rho/\rho_0) \cdot \rho_0]\} \cdot \varphi \\ &= [1 - (\rho/\rho_0) + \text{INT}(\rho/\rho_0)] \cdot [\lambda/(n-1)] \end{aligned} \quad (10)$$

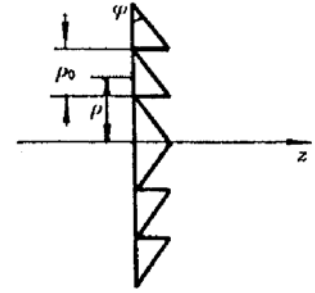


Fig. 2 The cross section of a phase axicon

将棱镜的位相分布按 $\Delta\rho$ 量化后可得

$$\begin{aligned} d(\rho_s) &= [1 - (s \cdot \Delta\rho/\rho_0) + \text{INT}(s \cdot \Delta\rho/\rho_0)] \cdot [\lambda/(n-1)], \\ s &= 0, 1, 2, \dots, R/\Delta\rho \end{aligned} \quad (11)$$

3.1 各级等位相环的厚度

设位相量化级数为 k , 则 $\Delta\rho = \rho_0/k$, 那么各级位相对应的棱镜的厚度为

$$d(\rho_s) = [1 - (s/k) + \text{INT}(s/k)] \cdot [\lambda/(n-1)]$$

同一周期中相邻位相级对应的厚度差为

$$\Delta d = d(\rho_s) - d(\rho_{s+1}) = \lambda/[(n-1) \cdot k] \quad (12)$$

取 $n = 1.5$, $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$, 若光刻的误差为 $x = \pm 0.03 \mu\text{m}$, 表 1 给出了几组 $\Delta d, k$ 及 $x/\Delta d$ 的对应值。

Table 1

k	2	4	8	16
$\Delta d (\mu\text{m})$	0.633	0.317	0.159	0.800
$x/\Delta d (\%)$	4.76	9.52	19.0	38.0

3.2 ρ_0 的选择

ρ_0 的取值受多方面因素的制约,从实用的方面考虑,光斑的半径及光束的传播距离都与 ρ_0 有关,由(4),(6),(8)式可得光斑的半径及光束的传播距离为

$$W = (3/8)\rho_0, \quad L_{\max} = R \cdot \rho_0/\lambda \quad (13)$$

ρ_0 大,则光斑半径大,传播距离远; ρ_0 小,则光斑半径小,传播距离短。可根据需要选择 ρ_0 的取值。

从理论上及光刻技术方面考虑, ρ_0 还与波长 λ , 光刻精度, 量化级数 k 有关。由(8)式有 $\rho_0 \gg \lambda$, 若取 $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$, $\rho_0 = 10\lambda = 6.33 \mu\text{m}$, 则光刻精度为 $1 \mu\text{m}$ 时, 量化级数最多只能取 4。然而, 高质量的旋转棱镜需要高位相级数, 在光刻精度有限的情况下, 只能增大 ρ_0 , 这又将使光斑半径增大, 所以应综合考虑各参数 (W, L_{\max}, λ, k , 光刻精度) 后, 对 ρ_0 做出合适的选择。表 2 给出了一组参数对应值。 $R = 10 \text{ mm}$, $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$, 光刻精度为 $1 \mu\text{m}$, 表中 k 为可取的最大位相量化级数。要想制作高位相级数, 且能产生细窄光束的旋转棱镜, 提高光刻精度, 降低光刻误差是关键。

另外, ρ_0 的取值还应考虑到衍射效应, 当 ρ_0 小到波长量级时, 衍射效应将破坏远场的细小光斑, 也就是缩短了传播距离, 所以应根据需要做综合考虑, 选取合适的 ρ_0 值。

Table 2

ρ_0	5 μm	50 μm	1 mm	2 mm
k	4	32		
W (μm)	1.88	18.8	375	750
L_{max}	79.0 mm	790.0 mm	15.8 m	31.6 m

4 计算机模拟的设计结果

对于上述二元旋转棱镜的设计方法及设计结果,可用下式的 Fresnel 衍射积分加以数值模拟验证。在近轴条件下,Fresnel 衍射积分可写为

$$I(z, r) = \left(\frac{2\pi}{\lambda z} \right)^2 \cdot \left| \int_0^R \exp \left[-i2\pi \left(\frac{\rho^2}{2\lambda z} - \frac{\rho}{\rho_0} \right) \right] \cdot J \left(\frac{2\pi r \rho}{\lambda z} \right) \rho d\rho \right|^2$$

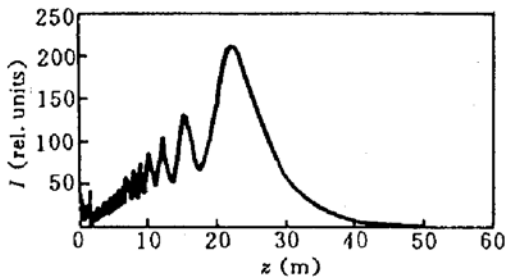


Fig. 3 The optical intensity distribution along the optical axis when a plane wave illuminates the axicon

取 $R = 10$ mm, $\rho_0 = 2$ mm, $\lambda = 0.633$ μm , $n = 1.5$,位相量化级数为 16。由表 2 可知,此时光斑半径 $W = 750$ μm ,传播距离: $L_{\text{max}} = 31.6$ m。图 3 是这个旋转棱镜沿光轴 (z 轴) 的光强分布,它表明旋转棱镜在各轴点上的光强是不均等的,越靠近 $z = L_{\text{max}}$ 的轴点上的光强值越大,这是因为离旋转棱镜远的轴点上的光强是由入射到旋转棱镜外环的光线会聚而成,而靠近旋转棱镜的轴点上的光强是由入射到旋转棱

镜内环的光线会聚而成,显然,等宽度的外环比内环包含更多的能量。图 4(a), (b), (c), (d) 分别是旋转棱镜在 $z = 10$ m, 20 m, 30 m, 55 m 四个横截面上的光强分布。可见设计及模拟的结果与理论基本相符。

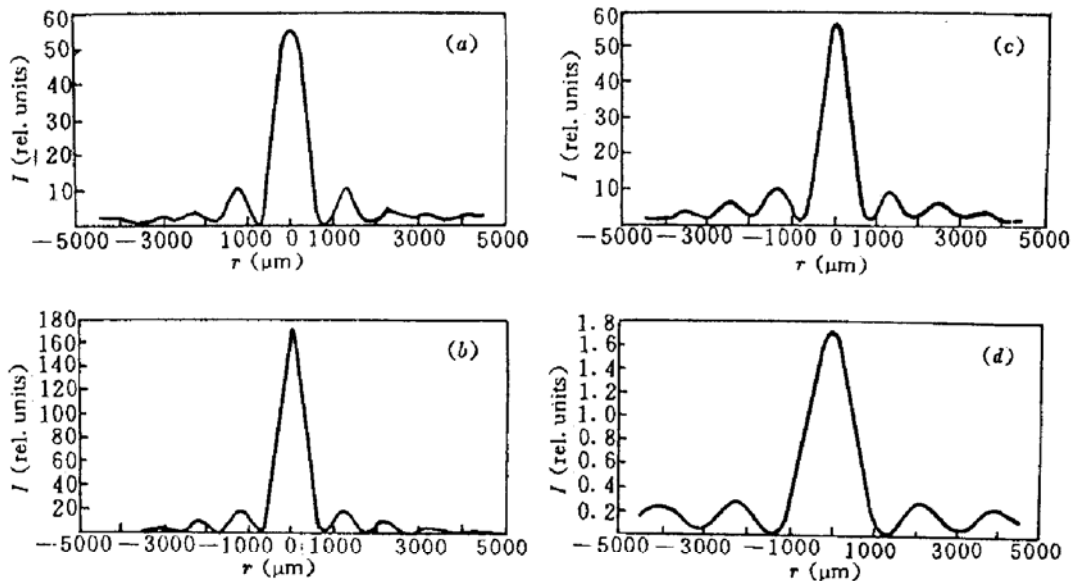


Fig. 4 (a), (b), (c), (d) are the lateral optical intensity distributions of the axicon at $z = 10$ m, 20 m, 30 m and 55 m

参 考 文 献

- 1 R. M. Herman *et al.*. Production and uses of diffractionless beams. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1991, **8**(6) : 932~942
- 2 J. H. Mcleod. The axicon; a new type of optical element. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1954, **44** : 592~597
- 3 J. Durnin *et al.*. Diffraction-free beams. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58** : 1499~1501

Diffraction-free Beams and the Design of a Binary Axicon

Zhou Jing Shi Wenmin Xu Daxiong Long Pin

(*Applied Physics Department, Beijing University of Posts & Telecommun.*, Beijing 100088)

Abstract The diffraction-free beam produced by an axicon has constant size and intensity distributions. Therefore it could be exploited for practical use in many areas. The diffraction-free beam and its properties were introduced in this paper. Finally, the designing method of a binary axicon and computer based simulation results are presented.

Key words diffraction-free beam, axicon, Bessel beam