

无衍射光束的产生及其应用

刘会龙 胡总华 夏菁 吕彦飞

Generation and applications of non-diffraction beam

Liu Hui-Long Hu Zong-Hua Xia Jing Lü Yan-Fei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 214204 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181227

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181227>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

贝塞尔-高斯涡旋光束相干合成研究

Generation of Bessel-Gaussian vortex beam by combining technology

物理学报.2018, 67(13): 134203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180325>

考虑钕玻璃放大器增益特性的光谱色散匀滑系统性能研究

Performance of smoothing by spectral dispersion with consideration of the gain characteristic of Nd:glass amplifier

物理学报.2017, 66(12): 124204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.124204>

高非线性光子晶体光纤中优化产生宽带紫外三次谐波

Optimization of broadband third-harmonic UV generation in highly nonlinear photonic crystal fiber

物理学报.2017, 66(4): 044205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044205>

像散飞秒贝塞尔光在石英玻璃中刻写双芯光波导的研究

Double-core optical waveguides fabricated by astigmatic femtosecond Bessel beam in silica glass

物理学报.2016, 65(19): 194210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194210>

四瓣高斯光束的 Gyrator 变换性质和矩形空心光束的产生

Gyrator transform of four-petal Gaussian beam and generation of rectangular hollow beam

物理学报.2016, 65(12): 124204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.124204>

特邀综述

无衍射光束的产生及其应用*

刘会龙¹⁾ 胡总华¹⁾ 夏菁¹⁾ 吕彦飞^{1)2)†}

1) (云南大学物理与天文学院, 昆明 650500)

2) (云南省粒子天体物理重点实验室, 昆明 650500)

(2018年6月25日收到; 2018年8月2日收到修改稿)

近年来, 随着激光技术的快速发展, 相继产生了多种在远距离传输后中心光斑保持不变的无衍射光束, 包括贝塞尔光束、高阶贝塞尔光束、马丢光束、高阶马丢光束、余弦光束、抛物线光束以及艾里光束. 无衍射光束在激光打孔、激光精密准直、光学精密控制、光学微操控、光通信、等离子体导向、光子弹产生、光通信、自聚焦光束的合成以及非线性光学等领域中有着广泛的应用. 本文介绍了各类无衍射光束的数学表达式、产生方法及对应的实验结果; 就无衍射光束的特性和应用进行了归纳和讨论; 并对其在未来的研究与应用前景中发挥的重要作用进行了简要总结与展望.

关键词: 无衍射光束, 贝塞尔光束, 马丢光束, 艾里光束

PACS: 42.60.Jf, 41.85.Ja, 42.25.-p, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.67.20181227

1 引言

1987年, Durnin^[1]首次提出“无衍射贝塞尔光束”, 该光束是自由空间标量波动方程的特殊解, 横截面光场分布具有第一类贝塞尔函数形式. 其特点是在传输过程中保持光强分布不变、具有高度局域化强度分布. 此后, 随着激光技术的发展及其应用领域的拓展, 人们发现贝塞尔光束仅仅是无衍射光束中的一种, 采用各种方法可以产生其他一系列的新型无衍射光束: 如马蒂尔光束^[2]、余弦光束^[3]、抛物线光束^[4]以及艾里光束^[5], 这些光束形成了无衍射光束的大家族. 由于该光束族具有一系列新颖且独特的性质, 如在传播过程中具有无衍射和自愈特性^[6,7]、自弯曲和横向加速特性^[5,8]等, 成为近年来的研究热点之一. 无衍射光束可以被应用在激光打孔、微粒操控、光互联和精密准直、自成像、带电粒子加速、非线性光学、等离子体通道等领域.

自20世纪90年代以来, 人们从理论上模拟出各种不同的无衍射光束, 在实验上采用诸如环缝法、利用计算机全息图、球差透镜、轴棱锥、空间光调制器、衍射元件及主动腔等各种方法进行无衍射光束的生成. 与此同时, 无衍射光束在现代光学中的应用也成为研究热点. 随着激光技术的飞速发展, 还会有新的产生无衍射光束的方法, 且其应用领域也会越来越广. 本文第2节介绍几类无衍射



吕彦飞, 1976年2月出生, 黑龙江省青冈县人, 教授, 博士生导师, 主要从事激光物理和新型激光器的研究. 先后主持并完成国家级和省部级等科研项目30余项, 以第一作者和通信作者发表SCI学术论文100余篇, 连续四年(2014—2017年)入围爱思唯尔(Elsevier)发布的“中国高被引学者榜单”.

* 国家自然科学基金(批准号: 61765015, 61475026, 61275135, 61108029)、云南省高端科技人才引进计划(批准号: 2016HE009, 2016HE010)、云南省应用基础重点研究计划(批准号: 2016FA025)和云南大学研究生科研创新项目(批准号: YDY17012)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: optik@sina.com

光束的数学表达式、产生装置及对应的实验结果;第3节简单介绍了无衍射光束的特性;第4节详细介绍无衍射光束在现代光学中的应用;第5节对本文的主要结论进行简单总结,并简要展望无衍射光束的进一步研究及其应用前景.

2 各种无衍射光束的产生

2.1 贝塞尔光束及高阶贝塞尔光束的产生

单色无衍射光的解可以表示为^[9]

$$E(x, y, z) = \frac{\exp(i\mathbf{k}_z z)}{2\pi} \int A(\theta) \exp[i\mathbf{k}_1(x \cos \theta + y \sin \theta)] d\theta, \quad (1)$$

其中 $A(\theta)$ 为复角谱分布; $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_z$ 为波矢的径向和轴向分量. 对于无衍射贝塞尔光束 $A(\theta)$ 取 $\exp(im\theta)$ 形式, 代入 (1) 式, 可以得到圆柱坐标系下贝塞尔光束是自由空间中的解, 其光场分布可用贝塞尔函数来描述, 解析表达式为

$$E(\rho, \varphi, z, t) = J_m(\alpha\rho)(\cos m\varphi + \sin m\varphi) \times [\exp(i\beta z) + \exp(-i\beta z)] \times [\exp(i\omega z) + \exp(-i\omega z)], \quad (2)$$

其中 m 为贝塞尔函数的阶数; α, β 分布为径向和轴向波矢.

图1给出了贝塞尔光束在横截面上的光场分布. 可以看出, 贝塞尔光束的光场呈现多个环状分布, 零阶贝塞尔光束中心光强为一个亮斑, 而高阶的贝塞尔光束中心光强为零. 对于贝塞尔光束的产生也有很多方法, 主要包括环缝法、利用计算机全息图、球差透镜、轴棱锥及主动腔等. 下面进行逐一介绍.

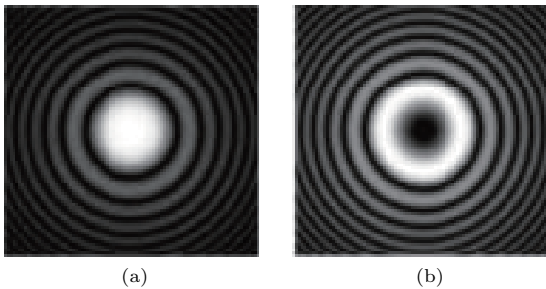


图1 贝塞尔光束的横截面光场分布 (a) 零阶贝塞尔光束; (b) 一阶贝塞尔光束

Fig. 1. Transversal intensity distribution of Bessel beam: (a) 0th Bessel beam; (b) 1th Bessel beam.

2.1.1 环缝法

1987年, Durnin等^[10]在实验上首次利用环缝法实现了贝塞尔光束, 其实验装置如图2所示, 一束平面波垂直照射在圆形环缝, 该环缝置于半径为 R 、焦距为 f 的透镜焦平面上, 则在透镜后方锥形区域内形成零阶贝塞尔光束. 该装置的缺点在于大部分能量在通过环缝时被遮挡, 贝塞尔光束的转化效率极低.

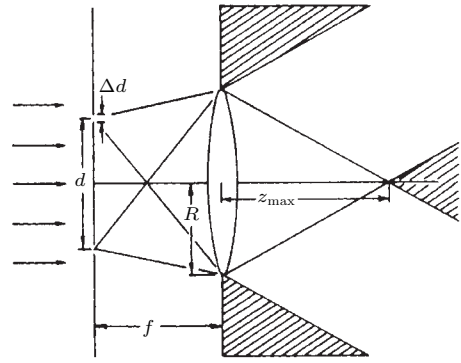


图2 环缝产生贝塞尔光束的实验装置图^[10]

Fig. 2. Experimental arrangement for the creation of Bessel beam^[10].

2.1.2 计算机全息图^[11,12]

1989年, Vasara等^[12]从理论上推导、提出并设计, 采用相位四等级量化和二元振幅的编码加工了一张全息图, 利用一台激光器和计算机生成的全息图可生成无衍射光束, 该光束的横向局域轮廓可以是任意阶的贝塞尔光束. 此方法采用单位振幅的均匀平面波入射到圆形有限孔径全息图, 其复振幅透过率函数为

$$T(\rho, \theta) = \begin{cases} A(\theta) \exp(-i2\pi\rho/\rho_0), & \rho \leq D, \\ 0, & \rho > D, \end{cases} \quad (3)$$

这里 (ρ, θ) 是 $z = 0$ 平面上的极坐标, ρ_0 是常数, $A(\theta)$ 就是 (1) 式中复值角谱函数, $T(\rho, \theta)$ 的数值大小限于0和1之间. 为了产生锥状光束, (3) 式中引入线性变化相位因子 $\exp(-i2\pi\rho/\rho_0)$. 利用柱坐标系下的菲涅耳衍射积分公式, 可以计算出均匀平面波入射到全息图后沿 z 轴方向光场分布的传输表达式, 基于稳相位原理, 可近似地估算出含有快速振荡的被积函数的菲涅耳积分, 最后得到

$$I(x, y, z) \propto z \left| \int_0^{2\pi} A(\theta) \exp[-i2\pi(x \cos \theta_1 + y \sin \theta_2)/\gamma] d\theta_1 \right|^2 = zI(x, y), \quad (4)$$

其中 $2\pi k/\gamma = 2\pi/\rho_0$, 其中 $k = 2\pi/\lambda$, λ 为波长. 除了 z 因子外, 光强的横向强度在传输过程中不会发生变化. 对于无衍射光束的产生, 该方法可以作为一种有效途径. 在有限孔径的限制条件下, 无衍射贝塞尔光束传输最远距离 $L_{\max} = \gamma D/(2\pi) = \rho_0 D/\lambda$. 利用菲涅耳积分经过数值计算, 可以得到全息图生成的贝塞尔光束的归一化轴向光强与传输距离 z 之间的关系, 如图 3 所示. 其中参数 $D = 10$ mm, 波长 $\lambda = 632.8$ nm, $\rho_0 = 1$, 计算得到 $L_{\max} = 15.8$ m.

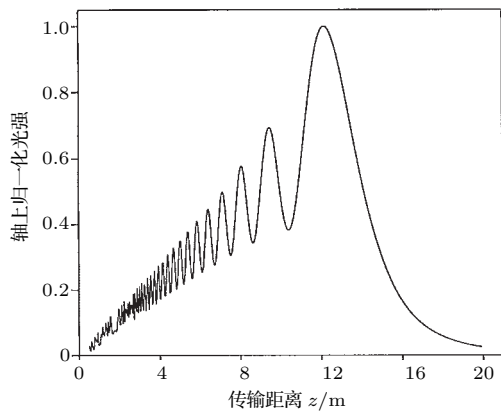


图3 数字全息产生贝塞尔光束轴上归一化光强与传输距离的关系 [12]

Fig. 3. Normalized axial intensity of the holographically generated Bessel beam as a function of the propagation distance [12].

实际上, 制作具有 (3) 式透过率函数 T 的全息图的方法是采用 Bruch 载频方法, 通过分开全息图生成的各衍射级, 此方法表征出振幅和相位是一个余弦型光栅的位置畸变和可见度变化. 另一种方法采用简单的二元振幅编码全息图, 用来生成高阶无衍射贝塞尔光束的全息图, 透过率函数如图 4 所示.

2.1.3 球差透镜 [13,14]

Herman 和 Wiggins [13] 在 1991 年采用球面像差透镜生成了零阶贝塞尔光束. 该方法应用两个球面像差透镜, 其中一个球面像差透镜中心被遮挡, 可产生长距离传输且强度稳定的无衍射贝塞尔光束. 通过微调两球面像差透镜间距, 实现无衍射光束生成范围和尺寸的控制. 设球面像差透镜的焦距与透镜孔径的比值为 F , 负透镜焦距的绝对值小于正透镜的焦距, 两个透镜的 F 数相同而焦距的符号相反. 无衍射光束的模大小 S 、位置 Z 和两透镜间距 D 之间的关系分别为

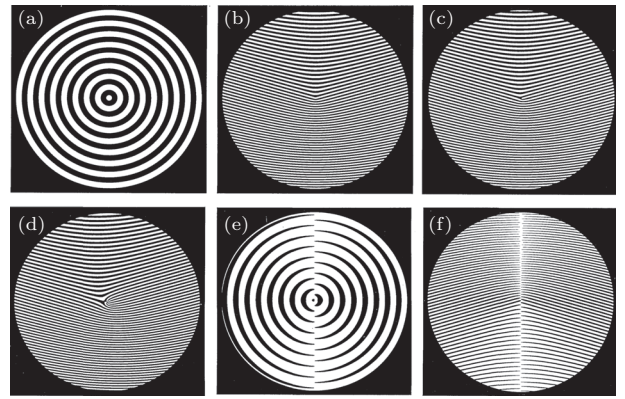


图4 数字全息产生无衍射高阶贝塞尔光束二元振幅透过率函数 (a) 共轴全息图产生 $J_0(\alpha_1\rho)$ 光束; (b) 离轴全息图产生 $J_0(\alpha_1\rho)$ 光束; (c) 离轴全息图产生 $J_1(\alpha_1\rho)$ 光束; (d) 离轴全息图产生 $J_6(\alpha_1\rho)$ 光束; (e) 共轴全息图产生 $J_1(\alpha_1\rho)\cos\phi$ 光束; (f) 离轴全息图产生 $J_1(\alpha_1\rho)\cos\theta$ 光束 [12]

Fig. 4. Binary-amplitude-coded transmission functions of holograms generating Bessel beams: (a) On-axis hologram for $J_0(\alpha_1\rho)$ beam; (b) off-axis version of the hologram in (a); (c) off-axis hologram for $J_1(\alpha_1\rho)$ beam; (d) off-axis hologram for $J_6(\alpha_1\rho)$ beam; (e) on-axis hologram generating a $J_1(\alpha_1\rho)\cos\phi$ beam; (f) off-axis version of the hologram in (e) [12].

$$\begin{cases} S \cong \frac{\pi F_1 F_2}{k \rho_1 x_2}, \\ Z = \frac{F_2^2}{x_2} + F_2, \\ D = F_1 \left(1 - \frac{\pi Z}{k \rho_1 S} \right), \end{cases} \quad (5)$$

其中 F_1 和 F_2 分别为平行光入射到两个球面像差透镜的焦距; $\rho_1 = 2\rho_{1m}/3$, ρ_{1m} 为第一个球面像差透镜径向位置中心最大遮挡直径; $x_2 = D - F_1 - F_2$. 利用球面像差透镜产生的无衍射贝塞尔光束可以是尺寸 $10 \mu\text{m}$ (范围几十厘米) 到尺寸 10 cm (范围 10^4 m).

2.1.4 谐振腔法 [15]

1991 年, Cox 和 Dibble [15] 利用固定宽度的 Fabry-Perot 谐振腔产生无衍射光束, 图 5 是该课题组采用的实验装置示意图. He-Ne 激光器发出的光通过由 20 倍透镜与 $15 \mu\text{m}$ 小孔组成的系统, 经过该系统的光可以认为是一个点光源. 之后, 发散的高斯光束直接通过空气层 Fabry-Perot 腔, 腔长 $d' = 0.635 \text{ cm}$, 绝缘体基底表面镀上厚度为 0.953 cm 的熔融石英 (折射率 $n = 1.46$), 每个表面的反射率 $R = 0.91$. 焦距为 $f_1 = 20 \text{ cm}$ 的透镜 L_1 放置在距离第二个输出表面 10.7 cm 处, 距离点光源的长度

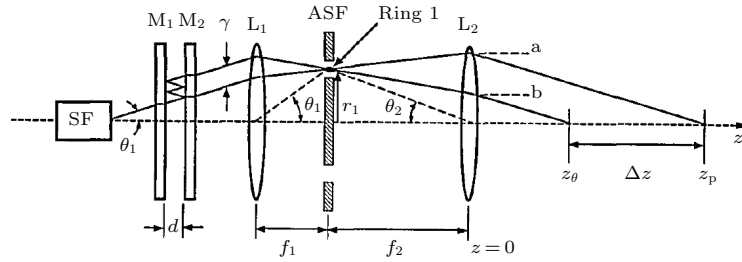


图5 谐振腔产生贝塞尔光束的装置图(SF为空间滤波器; M₁和M₂为标准具; ASF为环形空间滤波器)^[15]

Fig. 5. Diagram of the apparatus used in Bessel beam from Fabry-Perot resonator, consisting of spatial filter (SF), étalon mirrors (M₁ and M₂), annular spatial filter (ASF)^[15].

为20.1 cm. 由腔出射的平行光经透镜L₁聚焦, 形成一个Fabry-Perot环形轮廓. 第二个焦距为f₂ = 40.3 cm的透镜L₂放置在距离环形空间滤波器f₂位置上. 在z > 0位置, 可以在角度为θ₂的锥形区域内产生所需的聚焦平面波, 无衍射光束也会在该区域内形成. 把最边上最大值位置距离e⁻¹光强位置的轴上距离定义为有效的无衍射光束范围, ΔZ = Z_p - Z_e. 经过计算可以得到

$$\Delta z = \left(\frac{Fd}{\pi\sqrt{R}} \right) \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2, \quad (6)$$

其中F = π√R/(1 - R), 代入R = 0.91可以得到F的值为33.3. 经过计算衍射光束的范围为28.7 cm, 与实验值28.2 cm接近.

2.1.5 轴棱锥

用轴棱锥产生贝塞尔光束的方法具有实验装置简单、转换效率高等优点, 是目前研究中最常用的方法. 轴棱锥产生贝塞尔光束原理如图6, 光束经过轴棱锥, 即可得到经过长距离传输后其光场几乎不发生改变的贝塞尔光束. 轴棱锥产生贝塞尔光束的理论可根据相位积分来分析. 对于任何偏振的傍轴光线, 标量衍射理论是一个很好的近似. 相位积分指的是惠更斯原理的量化, 而且可以利用标准法进行处理. 将轴棱锥的平面作为一束平面波的入射面, 因此很容易得到入射面的波前相位. 为了得到光场内任意一点的光波场, 简单地对所有路径的相位因子进行求和即可. 当光波经过透镜, 可以近似看作平面波. 因此, 对于每一入射面光波可以转化成轴棱锥相应的区域, 其相位因子由光波传播到轴棱锥表面的每一点给出. 对轴棱锥出射面上的每一点和光场中的点P之间的路径进行路径积分. 满足Wenzel-Kramen-Brillouin (WKB)近似的条件下, 计算可以做进一步简化. 轴棱锥表面的

每一个区域元的z坐标都可以简化为z = -ρ tan γ, 其中γ是平面和轴棱锥表面的夹角.

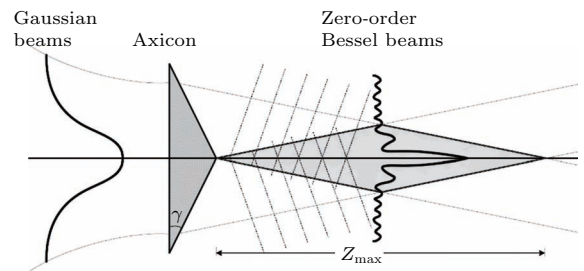


图6 轴棱锥产生无衍射贝塞尔光束

Fig. 6. Bessel beam generated from an axicon.

在标量场和WKB近似条件下, 光场P点的电场为

$$\mathbf{E}(\mathbf{P}) = \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{a} E(d\mathbf{a}) \frac{\exp\{i[\Phi(\rho) + kl(\mathbf{da} \rightarrow \mathbf{P})]\}}{l(\mathbf{da} \rightarrow \mathbf{P})} \times \cos \gamma, \quad (7)$$

其中d \mathbf{a} 是圆锥体的面元, d $\mathbf{a} = \rho d\rho d\varphi / \cos \gamma$; l(d $\mathbf{a} \rightarrow \mathbf{P}$)是链接d \mathbf{a} 到点P的直线距离; E(d \mathbf{a})和Φ(ρ)是光场的振幅和相位. 在光线经过轴锥体透镜后, 都会以近似同样的折射角发生折射, 形成圆锥形的波前面, 进而产生窄焦线. 通过对比环缝法产生贝塞尔光束和环缝法产生贝塞尔光束装置, 很容易看出轴锥体的作用近似于环缝的作用, 都是光束经过光学系统后以相同的角度发生折射而产生焦线. 通过对轴棱锥及其轴棱锥对应光学系统的设计, 可实现对轴上光强分布进行控制的光束, 其中主要包括中心光强不为零的零阶贝塞尔光束以及空心的高阶贝塞尔光束. Sun等^[16]利用单环拉盖尔-高斯光束入射带全息片的轴锥体透镜来生成高阶螺旋贝塞尔光束, 产生装置如图7所示. 图中全息片作用使线偏振高斯光束变成所需的拉盖尔-高斯光束, 全息片产生的次级衍射可由孔径滤掉, 孔径尺寸由拉盖尔-高斯光束的束腰半径决定,

单环拉盖尔-高斯光束意味着拉盖尔-高斯光束方位角模数为任意整数 l , 而径向模数为 0. 将特殊设计的轴锥体透镜放置在生成的单环拉盖尔-高斯光束束腰处, 可在图中阴影位置产生高阶螺旋贝塞尔光束. 经过衍射光学元件后生成高阶螺旋贝塞尔光束的强度为

$$I \propto k\gamma^2 z^{2l+1} J_l^2(\sigma_c) \exp \left[-2 \left(\frac{z\gamma}{\omega_0} \right)^2 \right], \quad (8)$$

其中 l 为拉盖尔-高斯光束的阶数, σ_c 为螺旋轨迹参数. 新型的高阶螺旋贝塞尔光束在传播过程中呈现中空状, 作为一个整体环围绕光轴旋转, 形状如同一个中空的弹簧.

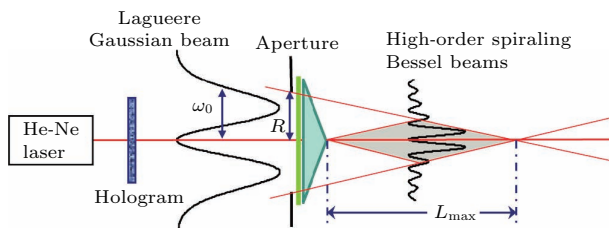


图7 轴锥体产生高阶螺旋贝塞尔光束 [16]

Fig. 7. Higher order Bessel beam generated from an axicon [16].

由于轴锥体的加工技术的限制, 产生的贝塞尔光束的无衍射距离受到限制. 因此为了增大

无衍射光束的无衍射距离, 利用梯度折射率轴锥锥 (AXIGRIN) 可产生长距离无衍射光束 [17,18], 梯度折射率轴锥锥如图 8 所示. 郑维涛等 [19] 提出利用双轴锥锥产生长距离近似无衍射光的新方法. 实验中, 光源选取波长 532 nm 绿光半导体激光器, 功率 90 mW. 两个聚焦透镜 ($f_1 = 15$ mm 和 $f_2 = 190$ mm) 组成望远系统, 光源发出的光经过望远系统准直成为平行光, 再入射到图 9 的光学系统. 其中两个轴锥锥 A_1 和 A_2 的底角分别 0.5° 和 1° , 折射率 $n = 1.516$, 聚焦透镜 L 的焦距 f 为 150 mm, 其中 $d = 800$ mm, $d_1 = 600$ mm. 相比于国外报道的成果 [20], 该方法从实验上获得的无衍射光束传输距离延长了五十多米, 中心光斑发散角减小了近 $1/22$.

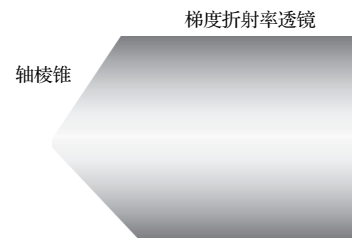


图8 梯度折射率梯度轴锥锥示意图 [18]

Fig. 8. Scheme of the AXIGRIN [18].

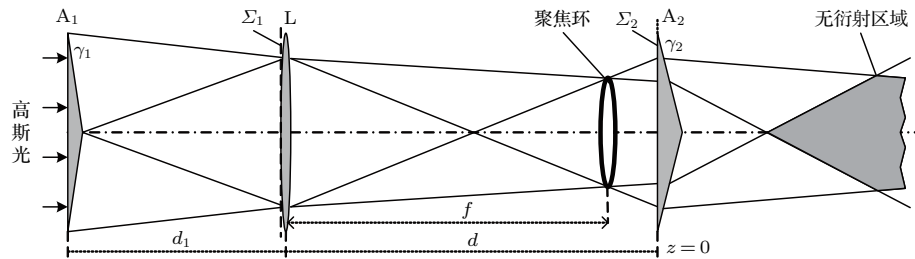


图9 产生长距离无衍射光的光路图 [19]

Fig. 9. Diagram of the apparatus generating Bessel beam with long propagation distance [19].

2.1.6 超表面

超表面 (metasurface) 可以看成是低纬度的一种超材料, 其非常容易实现且具有超出传统平面超轻成型能力. 通常由具有空间变化的几何参数和亚波长分离的平面光学谐振器阵列组成. 通过与光的相互作用, 空间变化的光学响应功能可以允许人们随意地构造光学波前 [20]. Chen 等 [21] 利用电介质超表面制作了超轴锥锥 (图 10 (a))(meta-axicon), 在可见波范围内数值孔径可高达 0.9, 不仅可以产生零阶贝塞尔光束, 而且在不添加相位元件的条件下还可以产生半宽度为波长 $1/3$ 的高阶贝塞尔光束. 此外, 如果对超表面相移器进行适当的改进,

光束横截面的光强轮廓不会因波长的改变而发生变化. Liu 等 [22] 提出了太赫兹频率编码的透射型超表面 (图 10 (b)), 可以使太赫兹波发生异常弯曲, 在正常和倾斜方向上产生出无衍射贝塞尔光束.

综上所述可以看出, 环缝法和谐振腔法产生无衍射贝塞尔光束的不足是只利用了少部分入射光束的能量, 优点是装置结构简单, 很容易实现. 就全息法而言, 虽然入射光束的能量利用率明显提高, 结构也相对比较简单, 但是对全息片的精度和制作流程要求非常严格. 球差透镜法参数比较多, 其设计、加工复杂, 较难实现, 但该装置结构简单, 使用范围广. 轴锥锥法产生的无衍射贝塞尔光束对轴锥锥的

加工精度要求高,但产生的无衍射贝塞尔光束尺寸稳定性好、结构简单,是目前用来产生无衍射光束最普遍的方法.表1将几种产生无衍射贝塞尔光束方法的优缺点进行了对比.

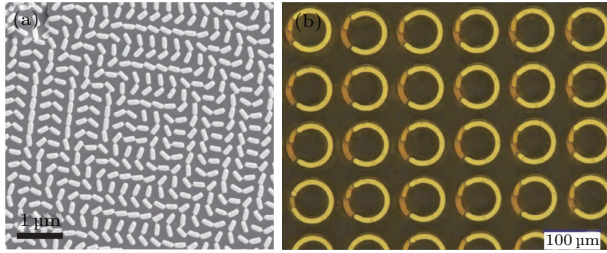


图10 构造的超表面在显微镜下的图像 (a)超轴棱锥[21];(b)投射型编码超表面[22]

Fig. 10. Microscopy images of the fabricated metasurfaces: (a) Meta-axicon [21]; (b) transmission-type coding metasurface [22].

表1 几种产生无衍射贝塞尔光束方法的优缺点

Table 1. Advantages and disadvantages of several methods for generating non-diffracting Bessel beams.

产生方法	优点	缺点
环缝法	装置结构简单,很容易实现	入射光能量利用率低
谐振腔法	装置结构简单,很容易实现	入射光能量利用率低
全息法	结构比较简单	全息片要求高
球面像差法	结构灵活,使用范围广	设计、加工复杂,较难实现
轴棱锥法	产生无衍射光束尺寸稳定性好,结构简单	器件加工精度要求高
超表面	尺寸小,结构简单	器件加工精度要求高

2.2 马丢(Mathieu)光束及高阶马丢光束

2000年,Gutiérrez-Vega等[2]报道了无衍射马丢光束.在椭圆柱坐标系下,方程(1)中的 $A(\theta)$ 取不同阶数的马丢函数 $ce_n(\theta; q)$ 时,可以得到对应的马丢光束.零阶马丢光束是 $A(\theta) = ce_0(\theta; q)$ 时,对应的光场函数表达式为

$$\begin{cases} E(\zeta, \eta, z, q) = J_{e_0}(\zeta; q)ce_0(\eta; q) \exp(ik_z z), \\ q = h^3 k_t^2 / 4, \end{cases} \quad (9)$$

这里, $J_{e_0}(\xi, q)$ 是第一类零阶径向马丢函数,其中参数 q 是因近似无衍射贝塞尔光束而设置.椭圆柱坐标和笛卡儿坐标之间的变换关系为

$$\begin{cases} x = h \cosh \zeta \cos \eta, \\ y = h \sinh \zeta \sin \eta, \\ z = z, \end{cases} \quad (10)$$

其中 ζ 和 η 分别为径向和角向坐标, $2h$ 是椭圆在椭圆柱坐标系中的两个焦点之间的距离.图11给出了不同阶数的零阶马丢光束以及高阶马丢光束的理论模拟图和实验图[23].Gutiérrez-Vega等[2]采用产生贝塞尔光束的环缝透镜系统,将平面波经零阶马丢函数调制后,入射环缝透镜系统可产生零阶近似无衍射马丢光束.由于近似无衍射马丢光束的特殊性,传统的光学元件无法得到,因此对于近似无衍射马丢光束的产生方法,Gutiérrez-Vega等

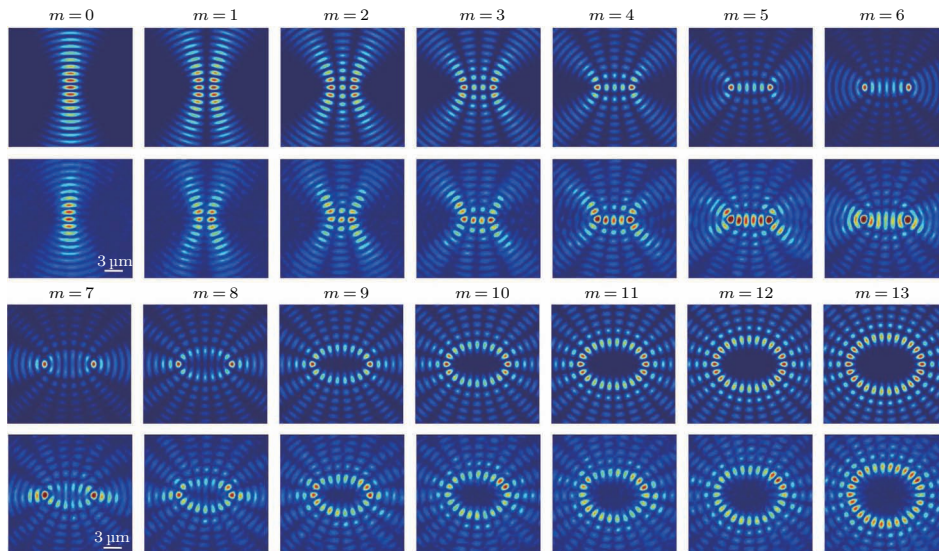


图11 理论模拟(上)和实验结果(下)得到的不同阶数的马丢光束横向光强分布(其中椭圆参数 $q = 27$) [23]

Fig. 11. Numerical calculations (upper rows) and experimental measurements (lower rows) of intensity distributions of Mathieu beams (ellipticity parameter $q = 27$) [23].

报道了三种方式,分别为计算相位全息法^[24]、基于轴棱锥的激光谐振腔方法^[25]和环缝透镜组方法^[26].此外,采用空间光调制器也可产生偶数、奇数以及螺旋马丢光束.下面就几种产生马丢光束的方法分别予以介绍.

2.2.1 计算机相位全息产生马丢光束

Chávez-Cerda等^[24]使用计算全息相位设计出所需的马丢光束的相位分布,该光速沿着光轴在一个很小角度范围内传输.制作这些全息片时,首先要制作含有灰度相位的照相底片,在全息胶片上做一个接触印,称之为漂白,将灰度级转换成光学厚度.已经制作完成的全息片,如果光学厚度对应 2π 相位的相位延迟,光强分布均匀的平面波通过全息片将会简单地呈现出一束倾斜的马丢光束的相位结构,并且倾斜方向是传播方向.但是,实际上全息片产生的相位延迟处在不同寻常的范围.因此,光束通过全息片后,分解出的衍射级次就如同一束光经过一个光栅一样.一阶衍射级次就是所需的倾斜光束,可以用一个环形口径 A_2 将其区分出来,放在透镜 L_1 的后焦平面上.制作好的全息片 H 放置在透镜 L_1 的前焦平面上,如图12所示.一阶衍射波通过第二个透镜 L_2 ,透镜 L_2 和 L_1 组成一个望远系统.同时全息片 H' 放置在透镜 L_2 的后焦平面上.

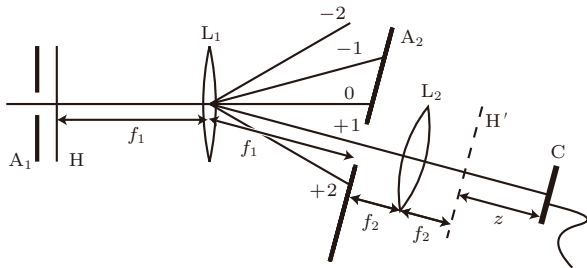


图12 实验产生高阶马丢光束的装置图^[24]
Fig. 12. Schematic of the experiment for the creation of higher-order Mathieu beams^[24].

2.2.2 轴棱锥产生马丢光束

利用轴棱锥产生近似无衍射马丢光束的方法大致可以分为主动式和被动式两类.由特定结构的谐振腔直接输出的无衍射马丢光束称为主动式.被动式是指利用特殊的光学元件将其他光束转换为近似无衍射马丢光束.图13(a)是基于轴棱锥组成的谐振腔主动产生近似无衍射马丢光束的实验装置图^[25].这种基于主动式方法不仅可以产生阶数

不同的贝塞尔高斯光束,也可以通过引入微小像散产生阶数不同的马丢-高斯光束.基于轴棱锥的激光谐振腔产生无衍射光束,需要对谐振腔进行精细地调节,操作很繁琐,不容易实现,而且可靠性差,致使获得的近似无衍射光束的光束质量不高.此外,主动式谐振腔的腔长限制了所产生的马丢光束的最大无衍射距离,所以主动式不适合产生长距离近无衍射马丢光束.李冬等^[27]则提出被动式产生无衍射马丢光束的方法,如图13(b)所示.任志君等^[28]利用锥镜的相位调制作用和胶片的振幅调制功能也可产生无衍射马丢光束.相比主动式,被动式优点比较突出,比如操作简单、所需光学元件成本较低,更适用于产生长距离近似无衍射光束.

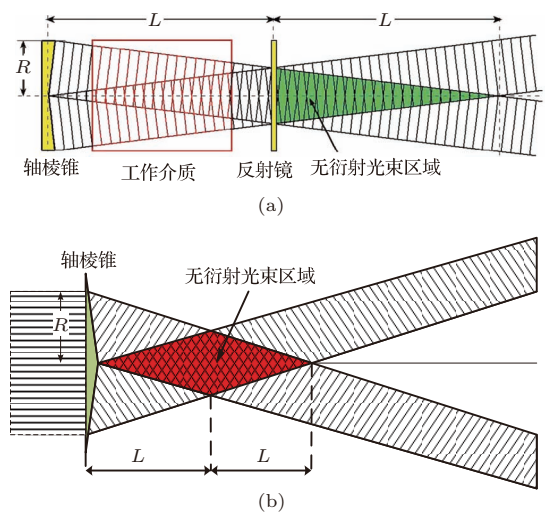


图13 轴棱锥产生马丢光束的实验装置^[27]
Fig. 13. Schematic of the experiment for the generation of Mathieu beams using an axicon^[27].

2.2.3 空间光调制器产生马丢光束^[29]

空间光调制器产生马丢光束主要利用传统的 $4f$ 滤波系统,选取反射式空间光调制器.波长 532 nm 的线性极化连续波通半波片并以大约 $\pi/15$ 的角度入射到空间光调制器上.半波片的快轴以及放置在空间光调制器后面的线偏振片 P 的方向旋转到空间光调制器的最佳位置.实验中,透镜 L_1 和 L_2 的聚焦长度分布为 25 cm ,实验装置如图14所示.图15是对马丢光束理论模拟和实验结果的对比.

对于近似无衍射马丢光束,环缝透镜也可以实现马丢光束^[26],该方法虽然简单,但因环缝对入射光能利用率较低,对于高能传输的光学系统而言不适用.基于轴棱锥产生近似无衍射马丢光束的方

法提出后, 环缝和透镜被轴棱锥所取代, 因其结构简单、入射光转换效率和损伤阈值高, 并适用的光谱宽度大, 可以用在所需光束能量高和频率不同的光学系统, 同时也被广泛用于无衍射光束的产生 [30-33].

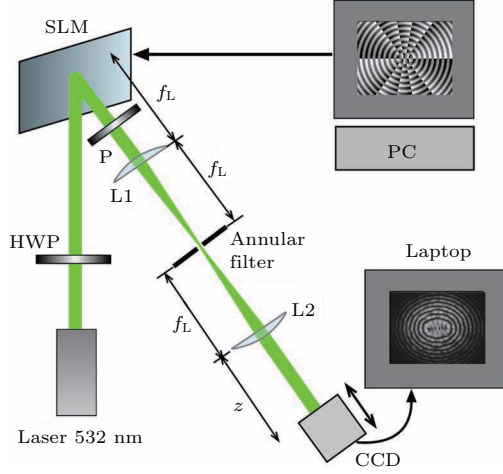


图 14 空间光调制器产生马丢光束的实验装置 [29]

Fig. 14. Schematic of experiment for the generation of Mathieu beams using a spatial light modulator [29].

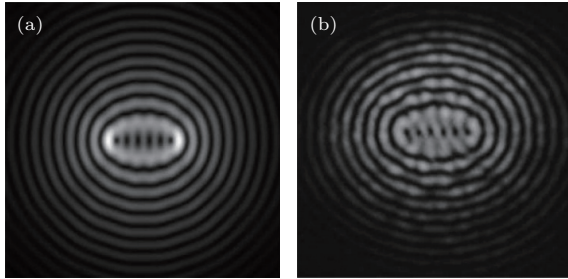


图 15 马丢光束的横向光强分布 (a) 数值模拟; (b) 实验结果 [29]

Fig. 15. Intensity distributions of Mathieu beams: (a) Numerical calculation; (b) experimental measurement [29].

2.3 余弦光束

1999年, 王绍民等 [34] 提出余弦光束, 由中心不在同一点的两束高斯球面波相干叠加而形成. 余弦-高斯光束的光束质量因子 M^2 小于 1, 可以很好地描述该课题组报道的一种新型 CO_2 激光器 [35]. 在笛卡儿坐标系下, 方程 (1) 中的 $A(\theta)$ 为 $\sum_m = \varphi - \varphi_m$, 可得到最简单的无衍射光束余弦光束的具体表达式为

$$F(\mathbf{r}_t, \mathbf{k}_t) = A \cos(\mathbf{k}_t, y), \quad (11)$$

(11) 式中 \mathbf{k}_t 代表横向波矢, A 为归一化常数. 将高斯函数调制的近似无衍射余弦光束, 称为余弦高斯光束, 其表达式为

$$CG(r) = A \exp(-r^2/\omega_1^2) \cos(k_t, y). \quad (12)$$

图 16 给出了余弦高斯光束在传输距离为 $z = 0, z = 0.6Z_{\max}$ 和 $z = 1.2Z_{\max}$ 的光强分布. 可以看出, 在传输距离 $z = 0$ 和 $z = 0.6Z_{\max}$ 时, 余弦高斯光束横向光强基本保持不变; 当 $z = 1.2Z_{\max}$ 余弦高斯光束横向光强轮廓变大. 说明超过最大无衍射距离后, 该近无衍射光束开始发散.

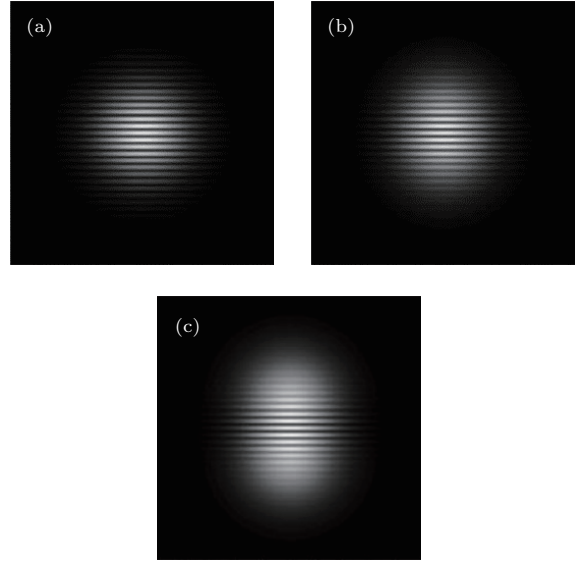


图 16 余弦高斯光束在传输距离为 (a) $z = 0$, (b) $z = 0.6Z_{\max}$, (c) $z = 1.2Z_{\max}$ 时的光强分布

Fig. 16. Transversal intensity distribution of cos-Gaussian-beam: (a) $z = 0$; (b) $z = 0.6Z_{\max}$; (c) $z = 1.2Z_{\max}$.

2.4 抛物线 (parabolic) 光束

2004年, Bandres 等 [4] 在抛物线坐标系下得到的无衍射光束. 在抛物线坐标系下, 偶数角谱 A_e 和奇数角谱 A_o 方程如下:

$$A_e(\varphi, a) = \frac{1}{2(\pi|\sin \varphi|)^{1/2}} \exp\left(ia \ln \left|\tan \frac{\varphi}{2}\right|\right), \quad (13)$$

$$A_o(\varphi, a) = \frac{1}{i} \begin{cases} -A_e(\varphi, a), & \varphi \in (-\pi, 0), \\ A_e(\varphi, a), & \varphi \in (\pi, 0). \end{cases} \quad (14)$$

代入方程 (11), 经过运算可以得到无衍射抛物线光束的表达式:

$$U_e(\xi, \eta, a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} |\Gamma_1|^2 P_e(\sigma\xi, a) P_e(\sigma\xi, -a), \quad (15)$$

$$U_o(\xi, \eta, a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} |\Gamma_3|^2 P_o(\sigma\xi, a) P_o(\sigma\xi, -a), \quad (16)$$

这里 $\sigma = \sqrt{2k_t}$, $\Gamma_1 = \Gamma[(1/4) + (1/2)ia]$, $\Gamma_3 = \Gamma[(3/4) + (1/2)ia]$, a 为抛物线的阶数, 方程前的系数是归一化时得到的. 图 17 给出了不同阶数 a 条件下, 无衍射抛物线光束的横向光强分布. 可以看出场分布关于 x 轴对称, 即 $U_{e,o}(x, -y; a) = \pm U_{e,o}(x, y; a)$, 其中正负分别对应偶数和奇数场. 不难看出, 奇数解对于任何阶数 a 沿着 x 轴消失. 对于基模 $a = 0$, y 轴则会成为对称轴. 对于 $a > 0$, 在 x 轴的正半轴则出现暗抛物线区域. 随着 a 增加, 暗抛物线则变大. 图 18 给出了实验条件下观察到的无衍射抛物线光束的横向光强分布 [36]. 对比图 17 和图 18, 实验结果和数值模拟结果几乎符合. 零阶 $a = 0$ 无衍射抛物线光束通过采用环缝法得到, 对于 $a > 0$ 高阶的无衍射抛物线光束, 则需要借助计算机全息法生成.

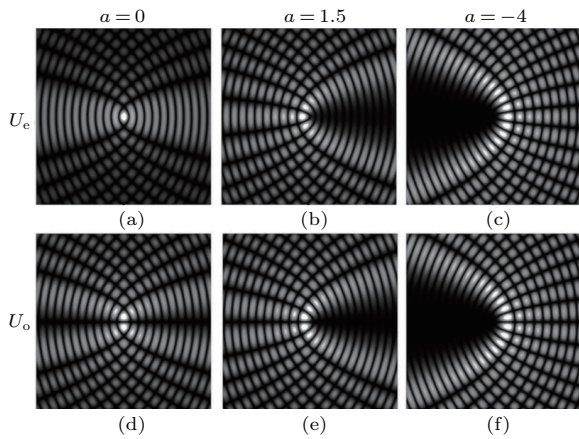


图 17 无衍射抛物线光束的横向光强分布 [4]

Fig. 17. Transversal intensity distribution of parabolic beam [4].

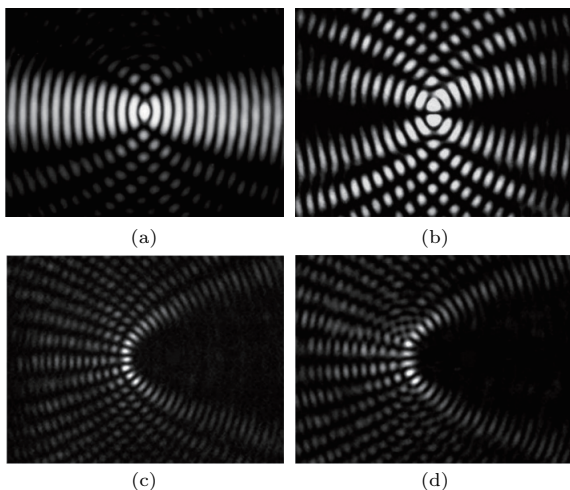


图 18 实验产生抛物线光束的横向光强分布 (a) 偶数 $a = 0$; (b) 奇数 $a = 0$; (c) 偶数 $a = 1.5$; (d) 奇数 $a = 1.5$ [36]

Fig. 18. Experimental transverse intensity profiles of parabolic beam: (a) even $a = 0$; (b) odd $a = 0$; (c) even $a = 1.5$; (d) odd $a = 1.5$ [36].

2.5 艾里光束

艾里光束是最新提出来的一种近似无衍射光束. 20 世纪 80 年代, Berry 和 Balazs [37] 在量子力学领域做了一个重要的预言: 薛定谔方程具有一个遵循艾里函数的波包解图. 由于理论上的艾里波包携带无限能量, 这在现实中并不存在, 所以这一工作没有引起研究人员的关注, 也没有引导人们在实验上产生具有自加速特性的艾里波包. 直到 2007 年, 中佛罗里达大学的 Siviloglou 等 [38] 再次对 Berry 和 Balazs 的工作进行了研究, 发现被指数“截趾”的艾里函数是薛定谔方程的解, 基于这一发现该课题组首次在实验上产生了携带有限能量的艾里光束. 作为亥姆霍兹 (Helmholtz) 方程的一个特解, 艾里光束在自由空间中解析表达式为 [5]

$$\begin{aligned} \phi(s, \xi) = & Ai \left[s - \left(\frac{\xi}{2} \right)^2 + ib\xi \right] \\ & \times \exp \left[bs - \left(\frac{b\xi^2}{2} \right) - i \left(\frac{\xi^2}{12} \right) \right. \\ & \left. + i \left(\frac{b\xi^2}{2} \right) + i \left(\frac{s\xi}{2} \right) \right], \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $s = x/x_0$ 是一个无量纲的横向坐标, x_0 为任意值, $\xi = z/kx_0^2$ 为归一化的纵向传播距离, 湮灭因子 $b > 0$. 对 (17) 式做傅里叶变换可以得到其在 k 空间的数学表达式

$$\phi(k) = \exp(-bk^2) \exp \left[\frac{i}{3} (k^3 - 3b^2k - ib^3) \right], \quad (18)$$

k 空间的分布是高斯分布与三次相位分布叠加组成. 根据 (17) 式可以得到如图 19 所示的艾里光束的光强分布.

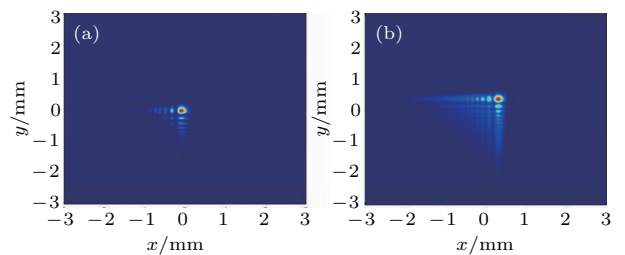


图 19 艾里光束的光强分布 (a) $z = 0$; (b) $z = 50 \text{ cm}$ [5]

Fig. 19. Transversal intensity distribution of Airy beam propagating in free space: (a) $z = 0$; (b) $z = 50 \text{ cm}$ [5].

2.5.1 空间光调制器产生艾里光束 [39]

空间光调制器产生艾里光束的实验装置如图 20 所示, 488 nm 波长的氩离子激光器产生一束高质量的线偏振高斯光束, 这束高斯光束随后被光

束扩展器准直到6.7 mm的宽度(半高全宽). 随后入射到具有立方相位膜片的空间光调制器中, 出射光经傅里叶透镜变换后, 在透镜的焦距放置电荷耦合器件(CCD)相机就可以观察到艾里光束. 光束因液晶空间光调制器损伤阈值限制, 该方法产生的艾里光束输出功率和衍射效率低, 且系统的造价昂贵, 制作过程复杂.

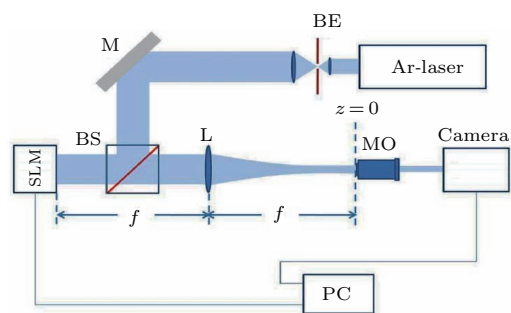


图 20 艾里光束产生的实验光路图 [39]

Fig. 20. Generation setup of Airy beams using a spatial light modulator [39].

2.5.2 基于二次非线性光子晶体也可产生艾里光束 [40]

在一定的条件下, 光束通过钽酸锂光子晶体后, 产生具有立方相位的二次谐波. 再对二次谐波进行傅里叶变换即可得到艾里光束. 通过改变抽运波长或光子晶体温度就可以对艾里光束主瓣的位置进行控制. 利用二进制相位图的高分子分散液晶 [41] 和二进制相位图电极的液晶单元 [42] 产生艾里光束. 对于基于二进制相位图的高分子分散液晶产生的艾里光束, 该系统是由电脑控制二进制图, 经过程序化的平板印刷系统转移到高分子分散液晶上, 因此产生的艾里光束易操控. 高分子分散液晶的制作多样化, 因此也可以产生不同的特殊光束. 缺点是高分子分散液晶一旦制作而成, 其调制范围就无法改变. 为了解决这一问题, 采用二进制相位图电极的液晶单元替代高分子分散液晶, 这种方法产生的艾里光束优点在于其费用低、制作过程简单和相位调节范围广, 有很好的应用前景.

2.5.3 艾里激光器

近年来, 微芯片激光器因具有体积小和单频输出特性的优势, 引起了人们的广泛关注. 其实际上是电介质涂覆在稀土掺杂、薄的激光晶体上组成的微型平面腔, 一般由红宝石激光作为抽运源. 在合适的高斯光束抽运和平面腔倾斜到一定小角度

的条件下, 就可以发射出艾里光束 [43]. 还有利用衍射光栅产生艾里光束, 如图 21 所示, 将衍射光栅作为激光器的输出镜, 对入射到其上面的光做立方相位调制. 零级衍射光反射回激光谐振腔内, ± 1 级的衍射光输出到腔外, 输出耦合光经过傅里叶透镜就可以得到艾里光束 [44]. 该方法的不足是其衍射损耗比较大, 但此方法制作简单. 为了减小衍射损耗, 可以改用高反射率的材料. 在同步抽运单谐振的光参量振荡器腔内, 对谐振的高斯光束进行立方相位调制, 再经过傅里叶变换透镜可以观察到艾里光束. 基于该方法可产生高功率、连续波艾里光束 [45], 超快艾里光束 [46], 几千兆赫兹飞秒艾里光束 [47]. 这种方法产生的高功率、高能量、波长可调谐的艾里光束在激光弯曲结构加工、弯曲等离子体通道的产生、弯曲路径上引导放电以及非线性相互作用等领域有着重要的应用. 但是该方法产生的艾里光束存在着制作成本高、系统构造复杂等缺点.

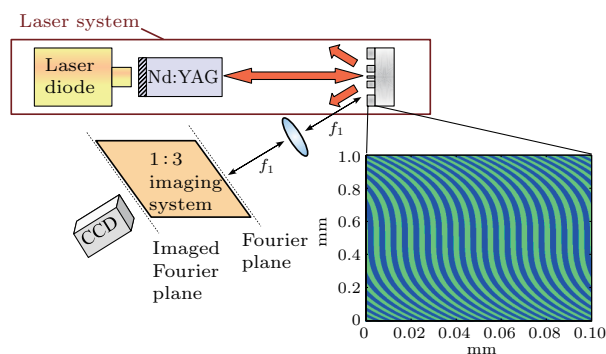


图 21 艾里激光器 [44]

Fig. 21. Airy beam-laser [44].

除了上述几种的产生方法外, 还有其他方法也可以得到艾里光束, 例如光束入射到耦合光栅中产生平面传输的等离子体激元波, 等离子体激元波进入非周期纳米凹洞阵列, 并最终在阵列两边产生等离子体激元艾里光束 [48,49]. 电子枪发射的电子先经过具有立方相位的纳米全息图调制, 再经过磁透镜也可以产生出沿弯曲的轨迹传输的电子艾里束, 这个艾里电子束同样具有艾里光束的性质 [50]. 另外, 通过满足一定条件的声光晶体时, 该晶体对入射的光束加上一个立方相位调制后经透镜即可产生艾里光束.

3 无衍射光束的特性

无衍射光束在自由空间中传输时, 光束的形状在一定的传输距离内保持不变. 因此, 被称为

“近似”无衍射光束, 当传输距离足够长时, 最终演化成为高斯光束. 无衍射光束在传输过程中主要表现为自重建特性和自加速特性.

3.1 无衍射光束的自重建特性

3.1.1 贝塞尔光束的自重建特性

Bouchal等^[51]提出了无衍射光自重建的概念并最早研究了贝塞尔光束的自重建特性. 将档屏放在入射场的源平面($z = 0$)复振幅为 U_I , 扰动场 U_D 在 $z > 0$ 空间中可以利用Babinet原理得到 $U_D = U_I - U_C$, U_C 为与档屏有关互补屏的衍射场的复振幅. 如果给定入射场, 经过档屏后光场的复振幅通过求解经典光衍射的方法可以得到, 则通过档屏的衍射场分布为

$$\lim_{z \rightarrow \infty} |U_D|^2 = \lim_{z \rightarrow \infty} (|U_I|^2 + |U_C|^2 - U_I U_C^* - U_I^* U_C). \quad (19)$$

随着传输距离的增加, 互补屏的衍射场复振幅 U_C 随着 $1/z$ 因子而减小, 最终在足够长的传输距离后 $U_C = 0$. 入射场的形式如(19)式, 其光强随着传输距离的增加而不变. 扰动场在远场的光强

分布可以写成 $\lim_{z \rightarrow \infty} |U_D|^2 = |U_I|^2$. 显而易见, 理想的无衍射光束经过档屏后在远场会自重建出原始光场. 自重建场的区域处在 $z = Z_{\min}$ 和 $z = Z_{\max}$ 之间. 距离 Z_{\min} 是档屏后面阴影区域的长度, $Z_{\min} \approx d_1 k / 2\alpha$, d_1 和 k 是档屏的横向尺度和波数. 在此之后, 对于贝塞尔光束的自重建特性鲜有报道^[52-64], 吴逢铁等^[52-56]研究了轴棱锥产生无衍射贝塞尔光的重建特性、高阶贝塞尔光的自再现、无衍射贝塞尔光聚焦后的重建. Chu^[57]根据巴比涅原理, 利用高斯吸收函数来描述障碍物, 对无衍射贝塞尔光的重建特性进行了解析研究, 从坡印亭矢量角度对自愈能力进行了物理解释. 同时, 矢量无衍射贝塞尔光束的聚焦特性也得到了研究^[64].

3.1.2 艾里光束的自重建特性

作为最新引入的无衍射艾里光束也具有自重建特性^[65-70]. 对艾里光束自重建特性的研究人们通常一方面将其主瓣挡住, 观察其自愈特性. 另一方面是将其部分次瓣挡住再研究其自愈特性. 此外, 还对艾里光束经过高斯噪声后的自愈特性进行了研究^[68]. 在不同归一化传输距离 ξ 条件下, 图22和图23分别给出了部分主瓣被挡和整个主瓣

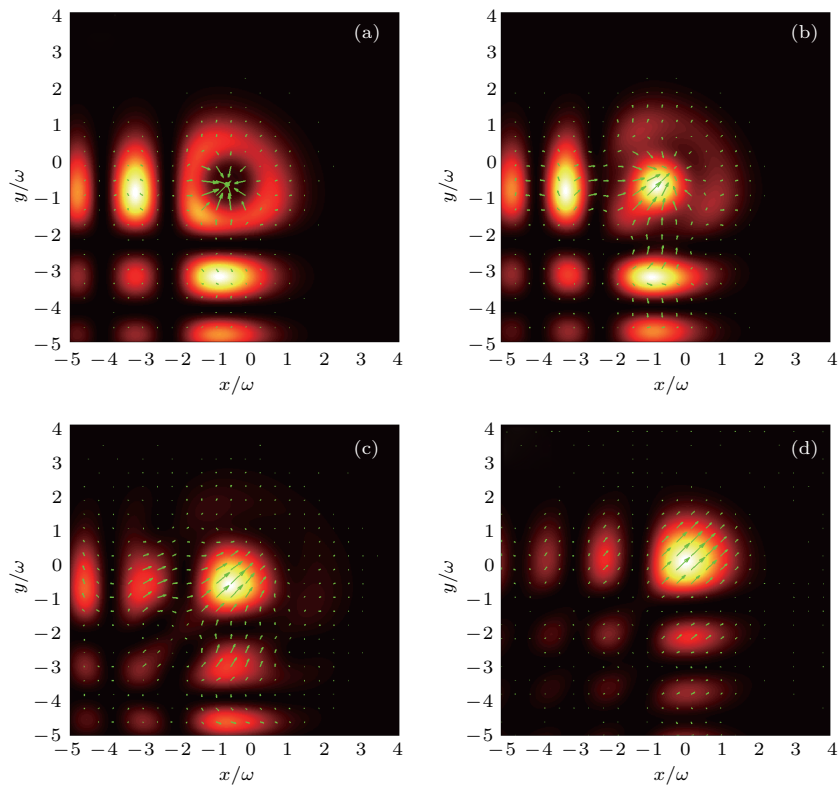


图22 部分主瓣被挡艾里光束的自愈特性 (a) $\xi = 0.1$; (b) $\xi = 0.5$; (c) $\xi = 1$; (d) $\xi = 1.5$

Fig. 22. Self-healing properties of the Airy beam with blocked the partial main lobe: (a) $\xi = 0.1$; (b) $\xi = 0.5$; (c) $\xi = 1$; (d) $\xi = 1.5$.

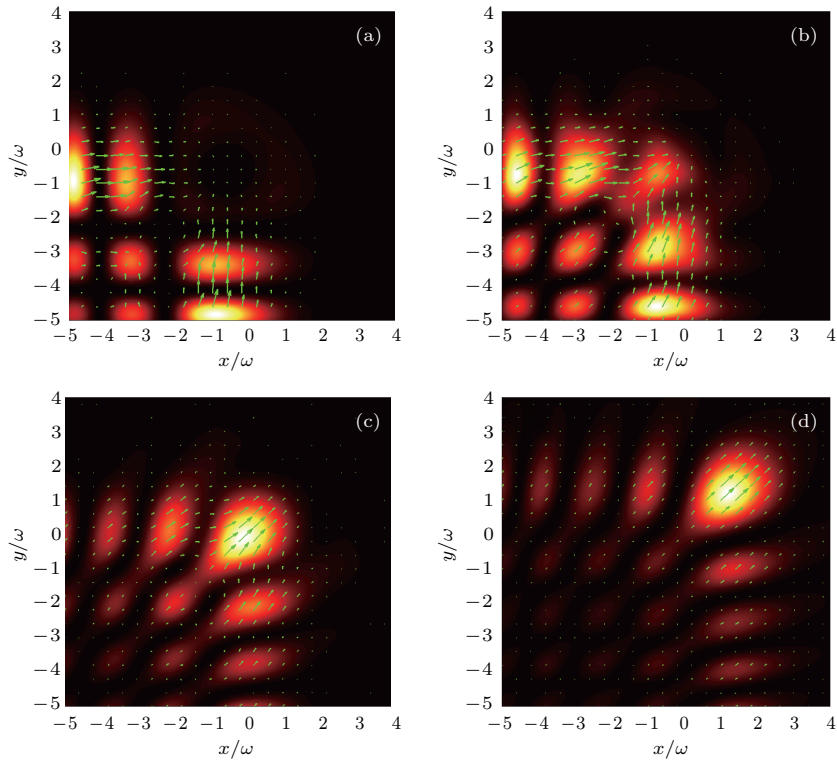


图 23 整个主瓣被挡艾里光束的自愈特性 (a) $\xi = 0.1$; (b) $\xi = 1$; (c) $\xi = 2$; (d) $\xi = 3$

Fig. 23. Self-healing properties of the Airy beam with blocked the whole main lobe: (a) $\xi = 0.1$; (b) $\xi = 1$; (c) $\xi = 2$; (d) $\xi = 3$.

被挡后艾里光束的自重建特性. 图中的箭头表示艾里光束的坡印亭矢量, 即能量流动的方向. 可以看出随着传输距离增加, 被遮挡的主瓣区域进行自我重建. 旁瓣的能量从周围区域向主瓣阻挡区域流动, 其强度分布几乎与未遮挡时一样. 当其他次瓣被遮挡时, 经过一定距离的传输后, 被阻挡区域也会自行恢复, 相对主瓣的自重建能力, 次瓣的自重建能力相对弱一些. 因为主瓣集中了光束的大部分能量, 被遮挡后自重建效果明显 [68].

3.2 无衍射光束的自加速特性

无衍射光束除了自重建特性, 还有一个特别重要的性质——自加速特性 [71–75]. 自加速特性在无衍射艾里光束上表现得特别突出. 图 24 给出了艾里光束传输过程中的光强分布, 可以看出艾里光束随着传输距离增加, 没有发生衍射现象, 整个波包沿着 a 方向发生横向平移. 这种自加速的现象也可以看成艾里光束的自弯曲特性, 可以利用等效性原理来理解, 也就是艾里光束可以被认为是一个沿着 z 方向运动的自由落体者观察静止的艾里波包, 则会表现出“向上”弯曲的特性 [76]. 自加速特性除了

艾里光束拥有外, 无衍射抛物线光束和贝塞尔光束在传输过程中也会表现出自加速的特性 [77–79]. 图 25 给出了实验上观察到在不同阶数下, 无衍射抛物线光束的自加速特性 [77]. 图 26 展示了理论和实验上得到的贝塞尔光束具有自加速特性 [80].

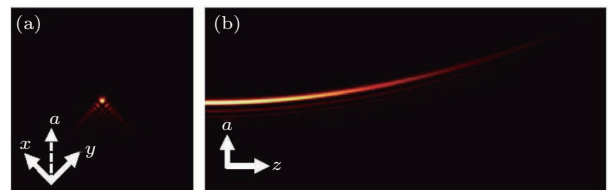


图 24 (a) 艾里光束在入射面; (b) 沿 z 轴的传输的光强分布, 其中 a 为加速方向 [76]

Fig. 24. (a) Transversal intensity distribution of Airy beam in incident surface; (b) cross section intensity distribution of Airy beam along propagating axis z , and a is acceleration direction [76].

4 无衍射光束的应用

4.1 在光学微操纵中的应用

利用介质表面的光辐射压力和折射梯度力可以实现对微粒的俘获和操纵, 在受到激光产生的梯度力和散射力的作用下, 微粒改变其运动轨迹,

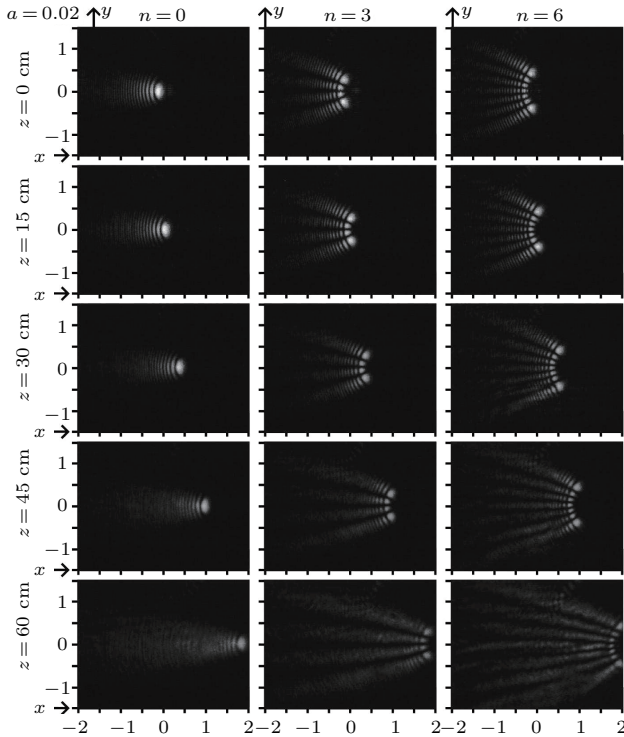


图 25 无衍射抛物线光束自加速特性的实验结果 [77]

Fig. 25. Experimental results for accelerating parabolic beams [77].

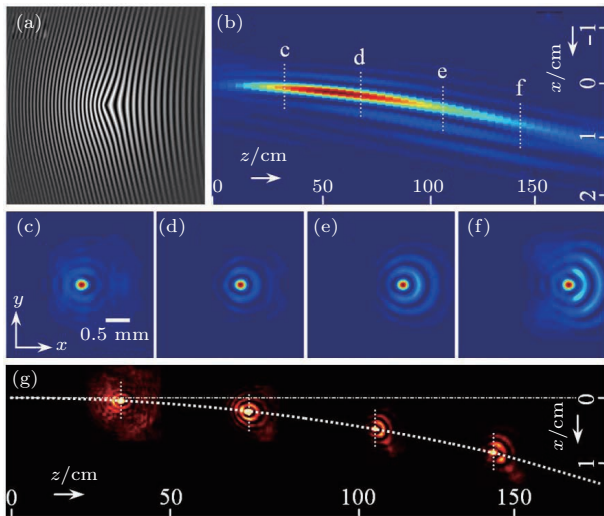


图 26 数值计算和实验观察沿着抛物线轨迹的自加速贝塞尔光束 (a) 全息图; (b) 数值模拟贝塞尔光束传输的侧面图; (c)–(f) 图 (b) 中各虚线点处光强的横截面分布; (g) 图 (b) 中各虚线点处光强的横截面分布的实验结果 [80]

Fig. 26. Numerical and experimental demonstrations of a self-accelerating Bessel-like beam along a parabolic trajectory: (a) Computer generated hologram; (b) numerically simulated side-view propagation of the generated beam; (c)–(f) snapshots of the transverse intensity patterns taken at the planes marked by the dashed lines in Fig. (b); (g) experimentally recorded transverse beam patterns at different positions marked in the pre-designed parabolic trajectory (dashed curve) corresponding to Fig. (b) [80].

使其和液体流动方向产生差异. Ashkin 等 [81–84] 最早利用光学微操纵的能力研究了光束对微粒的操控. 随着激光技术的快速发展, 新型光束不断产生使得光学微操控成为了一个重要的研究方向, 在生物和胶体的研究领域广泛使用. 利用新型光束, 尤其是无衍射光束, 在微观尺度下光镊研究中越来越重要. 无衍射光束贝塞尔光和艾里光束已经被广泛用于俘获原子和微观粒子 [85–98].

传统的高斯光束可以用来操控微粒, 对粒子进行引导排列, 竖直链接成棒状粒子 [99]. 由于无衍射的特点, 贝塞尔光束在俘获多个粒子时更有优势. 零阶和一阶贝塞尔光束沿轴重叠后, 能方便同时操纵具有不同折射率的粒子. 由于高斯光束的衍射作用, 其在粒子的空间定位等方面远不及贝塞尔光束. 贝塞尔光束捕获平面结构的微粒后会形成链状结构, 微粒很容易被准确地引导和定位在预定范围内. He 等 [100] 采用贝塞尔光束很容易地将二维结构的染色单体从目标基因中分离出来并成功转移至指定位置.

螺旋贝塞尔光束具有连续螺旋状相位波前, 这种螺旋光能将信息编码成卷, 因此能比传统激光更快地传输更多信息, 由于该光束沿螺旋模式行进, 能将信息编码成不同的涡流, 所以它能携带的信息量是线性移动的传统激光的 10 倍以上 [101]. 如果研究人员能将其缩小到与计算机芯片兼容, 有望使计算机行业产生变革. 涡流激光是许多设备, 如先进的发射机和接收机的组件, 对建造更强大的计算机和数据中心而言也不可或缺. 另外, 该螺旋光束在空间形成一个空心圆环, 适用于捕获反射、吸收低介电常数的物体, 而传统的光学镊子会对这些物体造成破坏或排斥. 由于涡旋光束光镊不存在轴向射线的辐射压力, 因此与传统的光学镊子相比, 会更有效地囚禁大型介质物体 [102]. 这一优势在探测引力波的原子干涉仪中具有重要应用价值 [103–105].

利用控制光束的形状和能量分布来实现微粒的操控, 已经发展成光学微操纵领域中重要的方法 [106]. 艾里光束光场的横截面分布是由非对称的光点列构成, 这些点列可以与微粒而产生的散射力和梯度力进行作用. 具有自弯曲、自重建能力的艾里光束, 极大地丰富了对微粒操控的手段. 相比贝塞尔光束, 巧妙利用艾里光束的自弯曲和自加速特性, 可以让粒子沿着特定的轨道运动, 也可以

让粒子移动时带有加速度,并能成功地避开一些障碍物. 比如在一些特殊应用中,沿直线传播的贝塞尔光束并不能完全满足光学微操纵的要求. 如图 27 所示^[107],要想把粒子从一个分隔的区域运送到另一个区域,如果用直线传播的光束则无法实现,利用艾里光束的自弯曲特性,粒子就可以沿着艾里光束的弯曲轨道运动,从而一个区域越过分隔的墙壁到达另一个区域. 艾里光束的自弯曲特性可用在细胞和粒子筛选领域,尤其是在复杂的生物环境中.

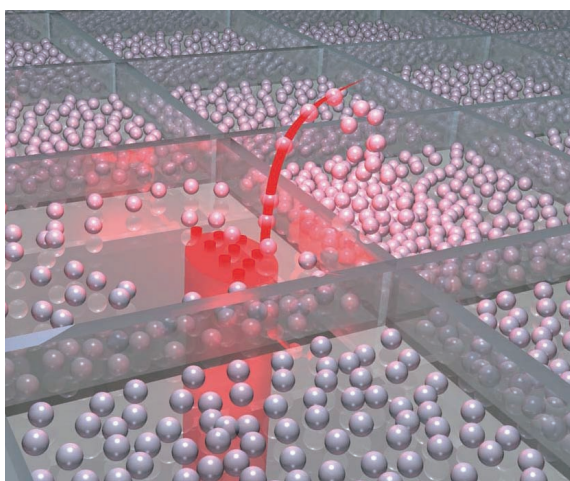


图 27 利用艾里光束弯曲轨道操控微粒^[107]

Fig. 27. Particles manipulation using self-bending of Airy beam^[107].

4.2 光学成像

McLeod^[108]曾报道过轴棱锥的成像不同于普通透镜只成像在焦点处,而是光线在不同位置处具有不同的像位置. 当光经过轴棱锥时,在沿轴线各个位置处都能连续地汇聚. 因为轴棱锥独特的成像特点,其产生的贝塞尔光束常常被研究人员用在成像系统中. Bialic 等^[109,110]利用轴棱锥进行了多光谱成像并运用多个环形线性轴棱锥进行成像,Andrew 等^[111]研究了轴棱锥的成像系统. Fahrbach 和 Rohrbach^[112,113]利用贝塞尔光束作为激发光,在其垂直的方向上得到线状激发光激发的荧光,大幅度提高了成像速度. Dufour 等^[114]采用无衍射贝塞尔光束进行了双光子荧光显微研究,提高了成像速度. 利用无衍射贝塞尔光束可以制作显微镜系统以及高度紧凑的成像系统. 从图 28 可以看出,在相同聚焦条件下,相比高斯光束,聚焦后的贝塞尔光束的中心光斑半径小于高斯光束的半径,并且贝

塞尔光束具有比高斯光束更长的焦深,对于显微成像,该优点有利于减小轴向扫描时间,提高成像速度. 将轴棱锥产生的贝塞尔光束应用在光学成像系统中,使系统所成的像在最大无衍射距离内无需调焦,增大了焦深,且系统的成像质量和成像速度可以大幅度提高^[115].

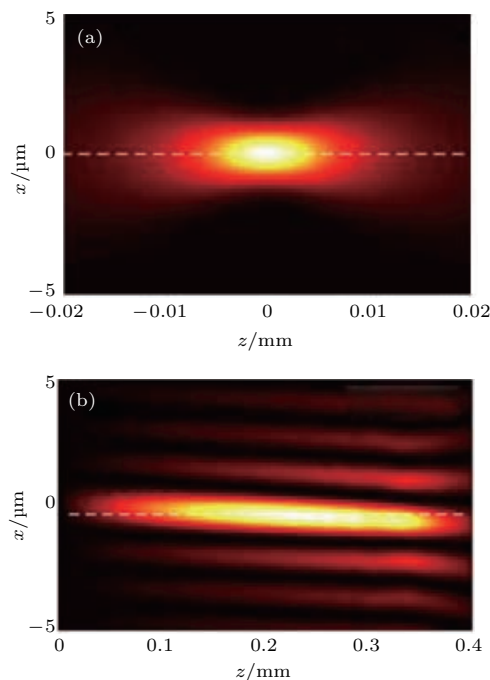


图 28 聚焦的纵向场强分布 (a) 高斯光束; (b) 贝塞尔光束^[115]

Fig. 28. Focused longitudinal field intensity distribution: (a) Gaussian beam; (b) Bessel beam^[115].

4.3 在等离子体和等离子体激元方面的应用

在遥感光谱、太赫兹波、超短脉冲压缩和大气科学中,激光产生等离子体通道具有重要的应用价值. 通常情况下,科研人员都是利用高斯光束在气体等介质中产生等离子体通道,其主要特点是直线对称型. 近似无衍射艾里光束在空气中可以产生出弯曲的等离子体通道,解决了因高斯光束产生的等离子体通道因位置不同的锥形辐射在观测面相互重叠造成对特定切面的等离子体特性不易观察和检测的问题. 利用无衍射艾里光束产生的等离子体通道由于出射角度不一样,不同切面的锥形辐射在观测面彼此错开,很容易对等离子体进行观测和研究.

利用无衍射艾里光束还可以产生和操控艾里型金属表面等离子体激元^[116,117]. 基于金属表面

的耦合光栅将飞秒艾里光束的特性“转移”给金属表面的等离子体激元,从而产生具有横向加速的艾里表面等离子体激元,通过施加线性势场可以控制器弯曲的程度和方向^[118],艾里型金属表面等离子体激元的产生为艾里光束在芯片表面进行微操控奠定了技术基础.

4.4 激光武器中光子弹的产生

自从世界第一台激光器问世以来,人们就希望用强激光脉冲作为武器来取代传统的武器.因为强激光脉冲作为武器有很多独特的优点,它可以用每秒30万公里速度打击目标,任何武器都不会达到这样快的速度.强激光脉冲武器一旦选中打击目标,就可以立刻击中.另一方面,在极短时间和极小面积上激光武器聚集的能量可以超过核武器百万倍,且发射方向还能灵活地控制.同时,强激光脉冲武器的反应时间短,可对突发的低空目标进行快速拦截.

由于衍射和色散效应的作用,强激光脉冲在传输过程中会发生时空展宽,其结果会造成激光束长距离传输后的能量密度大幅度降低.在非线性的条件下,克尔非线性对衍射和色散的影响可以进行补偿,在衍射长度和色散长度绝对相等时就会产生光子弹.但是因固有的调制和结构不稳定的影响,非线性介质中光子弹在实验上很难实现.自从艾里光束提出和实验证实之后,因其是一维空间中惟一的无衍射解,三维时空的传输问题就得到了有效解决.2010年,Chong等^[119]从实验产生了三维艾里-贝塞尔光子弹,这个光子弹具有很好的波形稳定性,由空间域中的贝塞尔分布和艾里时间脉冲波形组成.主要原理是在传播过程中不需要任何特定的材料,艾里光束在时域空间可以抑制色散,贝塞尔光束在空域空间可以抑制衍射.三维艾里型光子弹可以通过将脉冲光在时域和空域调制成艾里函数分布^[120].这个光子弹同时具有自愈和自弯曲传输的特性.不难想象,如果三维艾里型光子弹激光武器研制成功,直接可以打击躲藏在掩体背后的目标,将会在未来战场发挥重大作用.

4.5 在量子信息中的应用

普通光的轨道角动量为零,拉盖尔-高斯光束经过轴棱锥形成螺旋贝塞尔光束,产生的螺旋贝塞

尔光束(高阶贝塞尔涡旋光束)具有非零的轨道角动量,非零的轨道角动量可以携带大量信息.2012年,McLaren等^[121]研究了贝塞尔-高斯光束为基础的量子信息实验,人们可以相对比较容易和准确地操纵贝塞尔-高斯模方位和径向属性,使其成为高保真量子信息系统的替代选择.研究表明,在正确的实验条件下,相比方位基函数,贝塞尔-高斯基函数在产生和测量高纬度纠缠态方面具有一定的优势.次年,该课题组通过实验和理论概述如何利用贝塞尔-高斯模增加纠缠态的维度.为此,他们使用了经典的反投影作为一种实验手段来研究贝塞尔高斯模的投影测量,结果表明纠缠实验中重合相关性的强度可以进行预测.通过计算施密特数量来量化可测量的轨道角动量模式的数量,并证明维度对径向分量有着明确的依赖性,取得的实验结果与理论一致^[122].

4.6 在光通信中的应用

高斯光束由于发散角较大,在自由空间光通信中会造成互联能力下降和能量损耗.无衍射光束因中心光斑直径较小并且发散角为零,因此,在自由空间光通信领域具有良好的应用前景.1996年,MacDonald等^[123]发现了贝塞尔光束中心被阻挡后短距离传输后中心光强会自重现,轴上放置光接收器可以接收到组成贝塞尔光束的几个环.基于该特性,课题组将贝塞尔光束用在光互连系统中,为高速信号传播提供了一种很高效的方法.2000年,Yu等^[124]将高密度平行光束阵列用于自由空间互连.为了实现高密度互连,光束尺寸必须很小,而指定互连范围内的传播发散也必须很小.然而,对于传统的高斯光束,在自由空间中无法满足这种要求,对无衍射光束而言将可完全满足.该课题组^[124]使用全息技术实现的高密度无衍射光束阵列,可以在40 cm的传播距离内保持其中心光斑尺寸约95 μm .光束中心间的距离为250 μm ,远小于具有相同互连范围的准直高斯光束所实现的光束分离间距.小的中心凸角尺寸也可以进一步避免在高速光电探测接收器处使用聚焦透镜.2014年,Xu等^[125]借助 6×6 路多入多出均衡技术实现了在自由空间光通信中贝塞尔光束多路复用技术.2017年,Yuan等^[126]理论上计算了不同湍流强度下的高阶贝塞尔光束的光束漂移,并与实验测量结果一致.在相同的大气湍流条件下,高

阶贝塞尔光束在传输信号时误码率要小且波动也小. 除了贝塞尔光束, 艾里光束在传输时具有光束扩展小、湍流环境中抗干扰能力强、自由空间发生自聚焦等特点. 采用艾里光束作为自由空间光通信系统的信息载波, 可以解决高斯光束在传输过程中引起接收端解码错误和误码率大等一系列的问题^[127].

除了以上介绍的应用之外, 相比高斯光束, 贝塞尔光束在激光加工领域, 加工精度更高, 但是两者深径比相差不多^[128]. 根据 Courvoisier 和 Mitra 等^[129,130] 最新的报道, 相比高斯光束, 贝塞尔光束在加工高深径比的孔时具有明显的优势, 在精密加工领域有重要的应用价值. 无衍射光束在其他众多领域也有着广泛应用. 例如精密准直^[131,132]、小物体的测量^[133]、非线性光学^[133,134]、光学集成电路^[135] 以及带电粒子的加速^[136-139] 等.

5 结 论

光波在传输过程中光强保持近似不变的光束, 称之为“近似”无衍射光束. 所谓近似是指在一定传输距离内不发生衍射现象, 但是当传输距离足够长时, 衍射现象也会发生. 无衍射光束的应用范围非常广, 主要有微粒捕获和操作、激光成像、医学成像、光通信和检测等领域. 随着无衍射光束研究的不断深入, 将会在越来越多的领域得到广泛应用. 贝塞尔光束是最早发现的无衍射光束, 也是无衍射光束的代表. 艾里光束作为新发现的无衍射光束, 具有自加速、自弯曲等特性, 受到了广大研究人员的关注. 实际上, 艾里光束和贝塞尔光束有着共同点, 首先方程的解是有限能量的传输解, 其次是通过一个截趾小孔后, 都会使它们在传输过程中趋向于衍射. 其他无衍射光束像余弦光速、抛物线光束、马丢光束, 理论上讲, 这些解具有无限的能量也具有无衍射特性. 除了艾里光束和贝塞尔光束, 其他无衍射光束因光束本身的复杂性, 使得研究人员对其应用研究相对较少, 因此对余弦光速、抛物线光束、马丢光束的应用研究将会是一个研究方面. 对于无衍射光束的产生, 大多报道都是采用被动的方法将其他光束利用光学元器件转换成相应的无衍射光束, 由于光学元器件的光学损伤阈值低、造价成本高等缺点, 限制了所产生的无衍射光束的功率、能量和光束质量等. 如何产生高功率、高能量、

高光束质量的无衍射光束, 也将是研究人员关注的一个热点.

参考文献

- [1] Durnin J 1987 *J. Opt. Soc.* **4** 651
- [2] Gutierrez-Vega J C, Iturbe-Castillo M D, Chavez-Cerda S 2000 *Opt. Lett.* **25** 1493
- [3] Nadgaran H, Fallah R 2015 *Opt. Commun.* **341** 160
- [4] Bandres M A, Gutiérrez-Vega J C, Chávez-Cerda S 2004 *Opt. Lett.* **29** 44
- [5] Siviloglou G A, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 979
- [6] Kaganovsky Y, Heyman E 2010 *Opt. Express* **18** 8440
- [7] Mendoza-Hernández J, Arroyo-Carrasco M L, Méndez-Otero M M, Iturbe-Castillo M D, Chávez-Cerda S 2013 *Frontiers in Optics JW3A.31*
- [8] Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A 2008 *Opt. Express* **16** 12880
- [9] Belafhal A, Hricha Z 2004 *Phys. Chem. News* **16** 33
- [10] Durnin J, Miceli J, Eberly J H 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1499
- [11] Turunen J, Vasara A, Friberg A T 1988 *Appl. Opt.* **27** 3959
- [12] Vasara A, Turunen J, Friberg A T 1989 *J. Opt. Soc. Am. A* **6** 1748
- [13] Herman R M, Wiggins T A 1991 *J. Opt. Soc. Am. A* **8** 932
- [14] Herman R M, Wiggins T A 1992 *Appl. Opt.* **31** 5913
- [15] Cox A J, Dibble D C 1992 *J. Opt. Soc. Am. A* **9** 282
- [16] Sun Q, Zhou K, Fang G, Liu Z, Liu S 2011 *Appl. Phys. B* **104** 215
- [17] Xie Z, Armbruster V, Grosjean T 2014 *Appl. Opt.* **53** 6103
- [18] Sun C, He Y L, Chen J, Wu F T 2015 *Chin. J. Lasers* **42** 0802002 (in Chinese) [孙川, 何艳林, 陈婧, 吴逢铁 2015 中国激光 **42** 0802002]
- [19] Zheng W T, Wu F T, Zhang Q A, Cheng Z M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 144201 (in Chinese) [郑维涛, 吴逢铁, 张前安, 程治明 2012 物理学报 **61** 144201]
- [20] Hsiao H H, Chu C H, Tsai D P 2017 *Small Methods* **1** 1600064
- [21] Chen W, Khorasaninejad M, Zhu A Y, Oh J, Devlin R C, Zaidi A, Capasso F 2017 *Light Sci. Appl.* **6** e16259
- [22] Liu S, Noor A, Du L, Zhang L, Xu Q, Luan K, Wang T, Tian Z, Tang W, Han J, Zhang W, Zhou X, Cheng Q, Cui T 2016 *ACS Photon.* **3** 1968
- [23] Alpmann C, Bowman R, Woerdemann M, Padgett M, Denz C 2010 *Opt. Express* **18** 26084
- [24] Chávez-Cerda S, Padgett M J, Allison I, New G H C, Gutiérrez-Vega J C, O'Neil A T, MacVicar I, Courtial J 2002 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **4** S52
- [25] Alvarezlizonzo M B, Rodríguezmasegosa R, Gutiérrez-vega J C 2008 *Opt. Express* **16** 18770
- [26] Gutiérrez-Vega J C, Iturbe-Castillo M D, Ramírez G A, Tepichina E, Rodríguez-Dagninob R M, Chávez-Cerda S, New G H C 2001 *Opt. Commun.* **195** 35

- [27] Li D, Wu F T, Xie X X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 152401 (in Chinese) [李冬, 吴逢铁, 谢晓霞 2014 物理学报 **63** 152401]
- [28] Ren Z J, Hu H H, Wang Y Q, Li X D, Chen Y 2018 *Acta Opt. Sin.* **38** 0926001 (in Chinese) [任志君, 胡海华, 王彦强, 李晓东, 陈跃 2018 光学学报 **38** 0926001]
- [29] Ricardezvargas I, Volkeseépúlveda K, Terborg R A, Hernándezhernández R J 2010 *Appl. Opt.* **49** 6903
- [30] Cheng Z M, Wu F T, Fan D D, Fang X 2012 *Sci. Sin.: Phys. Mech. Astron.* **42** 805 (in Chinese) [程治明, 吴逢铁, 范丹丹, 方翔 2012 中国科学: 物理学 力学 天文学 **42** 805]
- [31] Arlt J, Dholakia K 2000 *Opt. Commun.* **177** 297
- [32] Sun Q G, Zhou K Y, Fang Y G, Liu Z J, Liu S T 2012 *Chin. Phys. B* **21** 014208
- [33] Chen G M, Hua L M, Lin H C, Pu J X 2011 *Chin. Phys. B* **20** 094203
- [34] Wang S M, Lin Q, Jiang X Q 1999 *Acta Phot. Sin.* **28** 367 (in Chinese) [王绍民, 林强, 江晓清 1999 光子学报 **28** 367]
- [35] Pan C, Wang A 1996 *Optik* **101** 184
- [36] López-Mariscal C, Bandres M A, Gutiérrez-Vega J C, Chávez-Cerda S 2005 *Opt. Express* **13** 2364
- [37] Berry M V, Balazs N L 1979 *Am. J. Phys.* **47** 264
- [38] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 213901
- [39] Panagiotopoulos P, Abdollahpour D, Lotti A, Couairon A, Faccio D, Papazoglou D G, Tzortzakis S 2012 *Phys. Rev. A* **86** 013842
- [40] Ellenbogen T, Voloch-Bloch N, Ganany-padowicz A, Arie A 2009 *Nat. Photon.* **3** 395
- [41] Dai H T, Sun X W, Luo D, Liu Y J 2009 *Opt. Express* **17** 19365
- [42] Luo D, Dai H T, Sun X W, Demir H V 2010 *Opt. Commun.* **283** 3846
- [43] Longhi S 2011 *Opt. Lett.* **36** 716
- [44] Porat G, Dolev I, Barlev O 2011 *Opt. Lett.* **36** 4119
- [45] Aadhi A, Chaitanya N A, Jabir M V 2016 *Sci. Rep.* **6** 25245
- [46] Chaitanya N A, Kumar S C, Aadhi A, Samanta G K, Ebrahimzadeh M 2016 *Sci. Rep.* **6** 30701
- [47] Aadhi A, Sharma V, Chaitanya N A, Samanta G K 2017 *Sci. Rep.* **7** 43913
- [48] Li L, Li T, Wang S M, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 126804
- [49] Minovich A, Klein A E, Janunts N, Pertsch T, Neshev D N, Kivshar Y S 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 116802
- [50] Fattal Y, Rudnick A, Marom D M 2011 *Opt. Express* **19** 17298
- [51] Bouchal Z, Wagner J, Chlup M 1998 *Opt. Commun.* **151** 207
- [52] Ma L, Wu F T 2011 *Chin. J. Lasers* **38** 0202011 (in Chinese) [马亮, 吴逢铁 2011 中国激光 **38** 0202011]
- [53] Liu L, Wu F T 2008 *Acta Photon. Sin.* **37** 789 (in Chinese) [刘岚, 吴逢铁 2008 光子学报 **37** 789]
- [54] Wu F T, Jiang X G, Liu B, Qiu Z X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3125 (in Chinese) [吴逢铁, 江新光, 刘彬, 邱振兴 2009 物理学报 **58** 3125]
- [55] He X, Wu F T, Li P, Sun C 2015 *Sci. Sin.: Phys. Mech. Astron.* **45** 014202 (in Chinese) [何西, 吴逢铁, 李攀, 孙川 2015 中国科学: 物理学 力学 天文学 **45** 014202]
- [56] Liu L, Wu F T 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 370 (in Chinese) [刘岚, 吴逢铁 2008 光学学报 **28** 370]
- [57] Chu X 2012 *Eur. Phys. J. D* **66** 259
- [58] Wu G, Wang F, Cai Y 2014 *Phys. Rev. A* **89** 043807
- [59] Hu H, Song J, Chen H, Wei D, Gao H, Li F 2017 *J. Opt.* **19** 065601
- [60] Sato S, Vyas S, Kozawa Y 2011 *J. Opt. Soc. Am. A* **28** 837
- [61] Qiao C, Feng X, Chu X 2016 *Opt. Commun.* **365** 24
- [62] Tao S H, Yuan X 2004 *J. Opt. Soc. Am. A* **21** 1192
- [63] Aiello A, Agarwal G S 2014 *Opt. Lett.* **39** 6819
- [64] Sogomonian S, Klewitz S, Herminghaus S 1997 *Opt. Commun.* **139** 313
- [65] Chen J, Yu Y 2010 *Opt. Commun.* **283** 1655
- [66] Chu X, Zhou G, Chen R 2012 *Phys. Rev. A* **85** 13815
- [67] Zhang L, Ye F, Cao M, Wei D, Zhang P, Gao H 2015 *Opt. Lett.* **40** 5066
- [68] Wen W, Chu X 2015 *Ann. Phys.* **360** 549
- [69] Yang B, Qin Y L, Liu X, Ren H L, Xue L L 2016 *Laser Optoelectron. Prog.* **53** 070501 (in Chinese) [杨斌, 覃亚丽, 刘鲜, 任宏亮, 薛林林 2016 激光与光电子学进展 **53** 070501]
- [70] Wang H, Fan C 2016 *J. Electron. Commun. Engineer.* **11** 9
- [71] Besieris I M, Shaarawi A M 2007 *Opt. Lett.* **32** 2447
- [72] Zhang L, Liu K, Zhong H, Zhang J, Deng J, Li Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 11843
- [73] Ren Z, Wu Q, Shi Y, Chen C, Wu J, Wang H 2014 *Opt. Express* **22** 15154
- [74] Hu Y, Siviloglou G A, Zhang P, Efremidis N K, Christodoulides D N, Chen Z G 2012 *Self-accelerating Airy Beams: Generation, Control, and Applications* (Vol. 170) (New York: Springer) p1
- [75] Peng Y, Chen B, Peng X, Zhou M L, Zhang L P, Li D D, Deng D M 2016 *Opt. Express* **24** 18973
- [76] Zhang Z, Hu Y, Zhao J Y, Zhang P, Chen Z G 2013 *Chin. Sci. Bull.* **58** 3513 (in Chinese) [张泽, 胡毅, 赵娟莹, 张鹏, 陈志刚 2013 科学通报 **58** 3513]
- [77] Davis J A, Mintry M J, Bandres M A, Cottrell D M 2008 *Opt. Express* **16** 12866
- [78] Dolev I, Libster A, Arie A 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 101109
- [79] Davis J A, Mitry M J, Bandres M A, Ruiz I, McAuley K P, Cottrell D M 2009 *Appl. Opt.* **48** 3170
- [80] Zhao J, Zhang P, Deng D, Liu J, Gao Y, Chremmos I D, Efremidis N K, Christodoulides D N, Chen Z 2013 *Opt. Lett.* **38** 498
- [81] Ashkin A 1992 *Biophys. J.* **61** 1
- [82] Ashkin A, Dziedzic J M 1987 *Science* **235** 1517
- [83] Ashkin A 2000 *IEEE J. Quantum Elect.* **6** 841
- [84] Ashkin A, Schütze K, Dziedzic J M, Euteneuer U, Schliwa M 1990 *Nature* **348** 346
- [85] Curtis J E, Koss B A, Grier D G 2002 *Opt. Commun.* **207** 169
- [86] Tao S H, Lee W M, Yuan X C 2003 *Opt. Lett.* **28** 1867

- [87] Arlt J, Garcés-Chavez V, Sibbett W, Dholakia K 2001 *Opt. Commun.* **197** 239
- [88] Mcgloin D, Garcéschávez V, Dholakia K 2003 *Opt. Lett.* **28** 657
- [89] Čižmár T, Garceschavez V, Dholakia K, Zemanek P 2004 *Proc. SPIE* **5514** 643
- [90] Čižmár T, Tsampoula X, Dholakia K 2008 *Proc. SPIE* **7038** 70380Q
- [91] Carruthers A E, Walker J, Casey A, Orr-Ewing A J, Reid J P 2011 *Frontiers in Optics FTuA1*
- [92] Ambrosio L A, Hernández-Figueroa H E 2011 *Appl. Opt.* **50** 4489
- [93] Sokolovskii G S, Losev S N, Soboleva K K, Dudelev V V, Deryagin A G, Sibbett W, Kuchinskii V I, Rafailov E U 2014 *Tech. Phys. Lett.* **40** 475
- [94] Liu W, Neshev D N, Shadrivov I V, Miroshnichenko A E, Kivshar Y S 2011 *Opt. Lett.* **36** 1164
- [95] Zhao Z, Zang W, Tian J 2016 *J. Opt.* **18** 025607
- [96] Cao R, Yang Y, Wang J, Bu J, Wang M, Yuan X C 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 261106
- [97] Zheng Z, Zhang B F, Chen H, Ding J, Wang H T 2011 *Appl. Opt.* **50** 43
- [98] Cheng H, Zang W P, Tian J G 2011 *Acta Opt. Sin.* **31** s100405 (in Chinese) [程化, 臧维平, 田建国 2011 光学学报 **31** s100405]
- [99] Gauthier R C, Ashman M, Grover C P 1999 *Appl. Opt.* **38** 4861
- [100] He W, Liu Y G, Smith M, Berns M W 1997 *Microsc. Microanal.* **3** 47
- [101] Miao P, Zhang Z, Sun J, Walasik W, Longhi S, Lit-chinitser N M, Feng L 2016 *Science* **353** 464
- [102] Grier D G 2003 *Nature* **424** 810
- [103] Chung K Y, Peters A 2001 *Metrologia* **38** 25
- [104] Dimopoulos S, Graham P W, Hogan J M, Kasevich M A, Rajendran S 2009 *Phys. Lett. B* **678** 37
- [105] Yu N, Tinto M 2011 *Gen. Relativ. Grav.* **43** 1943
- [106] Cheng H, Zang W, Zhou W, Tian J 2010 *Opt. Express* **18** 20384
- [107] Baumgartl J, Hannappel G M, Stevenson D J, Day D, Gu M, Dholakia K 2009 *Lab on A Chip* **9** 1334
- [108] Mcleod J H 1954 *J. Opt. Soc. Am.* **44** 592
- [109] Bialic E, de Bougrenet de la Tocnaye J L 2011 *Appl. Opt.* **50** 3638
- [110] Bialic E, Petiton V, de Bougrenet de la Tocnaye J L 2012 *Appl. Opt.* **51** 4775
- [111] Andrew S, Chebbi B, Golub I 2013 *Appl. Opt.* **52** 6910
- [112] Fahrback F O, Rohrbach A 2010 *Opt. Express* **18** 24229
- [113] Fahrback F O, Rohrbach A 2012 *Nat. Commun.* **3** 632
- [114] Dufour P, Piche M, de Koninck Y, McCarthy N 2006 *Appl. Opt.* **45** 9246
- [115] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, Siviloglou G A, Christodoulides D N 2009 *Science* **324** 229
- [116] Salandrino A, Christodoulides D N 2010 *Opt. Lett.* **35** 2082
- [117] Zhang P, Wang S, Liu Y, Yin X, Lu C, Chen Z, Zhang X 2011 *Opt. Lett.* **36** 3191
- [118] Ye Z, Liu S, Lou C, Zhang P, Hu Y, Song D, Zhao J, Chen Z 2011 *Opt. Lett.* **36** 3230
- [119] Chong A, Renninger W H, Christodoulides D N, Wise F W 2010 *Nat. Photon.* **4** 103
- [120] Abdollahpour D, Sunstov S, Papazoglou D G, Tzortzakis S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 253901
- [121] McLaren M, Agnew M, Leach J, Roux F S, Padgett M J, Boyd R W, Forbes A 2012 *Opt. Express* **20** 23589
- [122] McLaren M, Romero J, Padgett M J, Roux F S, Forbes A 2013 *Phys. Rev. A* **88** 033818
- [123] MacDonald R P, Boothroyd S A, Okamoto T, Chrostowski J, Syrett B A 1996 *Opt. Commun.* **122** 169
- [124] Yu C, Wang M R, Varela A J, Chen B 2000 *Opt. Commun.* **177** 369
- [125] Xu Z D, Zhou J Y, Gui C C, Wang J 2014 *Asia Commun. Photon. Conference ATTh3A.110*
- [126] Yuan Y, Lei T, Li Z, Li Y, Gao S, Xie Z, Yuan X 2017 *Sci. Rep.* **7** 42276
- [127] Chu X C, Zhao S H, Cheng Z, Li Y J, Li R X, Fang Y W 2016 *Chin. Sci. Bull.* **17** 1963 (in Chinese) [楚兴春, 赵尚弘, 程振, 李勇军, 李瑞欣, 方英武 2016 科学通报 **17** 1963]
- [128] Jiang Z P, Lu Q S, Li Z J 1996 *Opt. Technique* **1** 32 (in Chinese) [蒋志平, 陆启生, 刘泽金 1996 光学技术 **1** 32]
- [129] Courvoisier F, Zhang J, Bhuyan M K, Jacquot M, Dudley J M 2013 *Appl. Phys. A* **112** 29
- [130] Mitra S, Chanal M, Clady R, Mouskeftaras A, Grojo D 2015 *Appl. Opt.* **54** 7358
- [131] Laycock L C, Webster S C 1992 *GEC J. Res.* **10** 36
- [132] MacDonald R P, Chrostowski J, Boothroyd S A, Syrett B A 1993 *Appl. Opt.* **32** 6470
- [133] Kumar A, Varshney R K 1984 *Opt. Quantum. Electron.* **16** 349
- [134] Dolev I, Ellenbogen T, Arie A 2010 *Opt. Lett.* **35** 1581
- [135] Rose P, Diebel F, Boguslawski M, Denz C 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 101101
- [136] Scully M O, Zubair M S 1991 *Phys. Rev. A* **44** 2656
- [137] Volochbloch N, Lereah Y, Lilach Y, Gover A, Arie A 2013 *Nature* **494** 331
- [138] Li J X, Zang W P, Tian J G 2010 *Opt. Express* **18** 7300
- [139] Li J X, Zang W P, Tian J G 2010 *Opt. Lett.* **35** 3258

Generation and applications of non-diffraction beam*

Liu Hui-Long¹⁾ Hu Zong-Hua¹⁾ Xia Jing¹⁾ Lü Yan-Fei^{1)2)†}

1) (School of Physics and Astronomy, Yunnan University, Kunming 650500, China)

2) (Key laboratory of Astroparticle Physics of Yunnan Province, Kunming 650500, China)

(Received 25 June 2018; revised manuscript received 2 August 2018)

Abstract

In recent years, with the development of laser technology, various non-diffraction beams each with a central spot unchanged after a long distance propagation, have been generated, they being the Bessel beam, higher Bessel beam, Mathieu beam, higher Mathieu beam, cosine beam, parabolic beam, and Airy beam. Diffraction-free beams are widely used in laser drilling, laser precision alignment, optical precision control, optical micromanipulation, optical communication, plasma guidance, light bullet, synthesis of autofocusing beam, nonlinear optics, etc.

In this paper, the expressions, generation methods and corresponding experimental results of the various non-diffraction beams are presented. There are many ways to generate the Bessel beam, they being circular slit, computed hologram, spherical aberration lens, resonant cavity, axicon, and metasurface. The main methods of generating the non-diffraction beams are summarized, and each method is analyzed in depth from the cost of the system, and then some suggestions for improving and perfecting are made. For the generation of non-diffraction beams, the passive methods are used most to convert other beams into corresponding non-diffraction beams by optical components. Due to the low damage threshold and high cost of optical components, the power, energy and beam quality of a non-diffracting beam will be limited. How to generate a high-power, high-beam quality non-diffracting beam will be a hot research spot.

Diffractionless beams have attracted a great deal of interest due to their unique non-diffraction, transverse-accelerating (or self-bending) and self-healing property. Transverse-accelerating property refers to that non-diffraction beams propagate along a parabola trajectory. The diffractionless beams' propagation trajectory control method implemented by changing system parameters is simple and easily successful, but cannot reverse acceleration direction, and its controlling range is limited. The self-healing property means that the non-diffraction beam tends to reform during propagation in spite of severe perturbations imposed. Both the Airy beam and the Bessel beam exhibit self-healing properties during propagation. And non-diffraction beams have potential applications in many fields. In atmosphere, such as in optical communication, non-diffracting beam exhibits more resilience against perturbations.

Finally, brief summary and outlook of non-diffraction beams playing important roles in future study, and their application prospects are presented. In addition to Airy beam and Bessel beam, for other non-diffraction beams due to the complexity of the beams themselves, by comparison, their applications are investigated very little, so the applications in Mathieu beam, cosine beam, and parabolic beam will be a hot research spot.

Keywords: non-diffraction beam, Bessel beam, Mathieu beam, Airy beam

PACS: 42.60.Jf, 41.85.Ja, 42.25.-p, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.67.20181227

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61765015, 61475026, 61275135, 61108029), the Top Talents Introduction Program of Yunnan Province, China (Grant Nos. 2016HE009, 2016HE010), the Yunnan Provincial Key Program for Basic Research, China (Grant No. 2016FA025), and the Yunnan University's Research Innovation Fund for Graduate Students (Grant No. YDY17012).

† Corresponding author. E-mail: optik@sina.com