

干涉理论对聚焦无衍射光产生周期局域空心光束的描述

杜团结 吴逢铁 王涛 李攀 李冬 何西

(华侨大学信息科学与工程学院福建省光传输与变换重点实验室, 福建 厦门 361021)

摘要 利用干涉理论对无衍射贝塞尔光束经轴棱锥线聚焦后产生的周期局域空心光束进行描述。计算了产生的局域空心光束的最大无衍射距离。采用几何光学理论和干涉理论对轴棱锥聚焦无衍射光束进行分析, 并利用 MathCAD 软件对沿传输距离变化的光强分布和一个周期内光强的演变情况及对应的光斑图进行数值模拟。实验中采用一个底角为 1° 的轴棱锥来产生无衍射贝塞尔光束, 再经第二个底角为 2° 的轴棱锥对无衍射贝塞尔光束进行聚焦, 通过显微镜和 CCD 照相机系统对光束进行观察和拍摄, 实验和模拟结果相吻合。

关键词 几何光学; 干涉理论; 线聚焦; 贝塞尔光束; 周期局域空心光束; 光强分布

中图分类号 O436.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0908001

Description of Interference Theory on Generated Period Bottle Beam by Focus Non-Diffracting Beams

Du Tuanjie Wu Fengtie Wang Tao Li Pan Li Dong He Xi

(Fujian Key Laboratory of Optical Beam Transmission and Transformation, College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Xiamen, Fujian 361021, China)

Abstract Description of interference theory on generated period bottle beam by focus non-diffracting beams is used. The biggest non-diffracting distance of bottle beam is calculated. The non-diffracting beam focused by axicon is analyzed by geometrical optics theory and interference theory. The intensity distributions along the propagation distance, the intensity evolution of the bottle beams in a complete period and the corresponding spot diagram are simulated by the MathCAD software. In terms of experiments, non-diffracting Bessel beam is generated by an axicon with base angle of 1° , and then is focused by another axicon with base angle of 2° . The beam is observed by a microscope and is photographed by a CCD camera. The experimental results are agree well with theoretical analysis.

Key words geometric optics; interference theory; line focus; Bessel beam; period bottle beam; intensity distribution

OCIS codes 080.5692; 140.3460; 180.3170; 260.3160

1 引 言

1954 年 McLeod^[1]首次提出了一种非球面线聚焦透镜——轴棱锥, 可用于产生无衍射贝塞尔^[2-3]光束。无衍射贝塞尔光束经过整形可以产生局域空心光束^[4], 它是一束在传播方向上有着光强极小(甚

至为零)的暗中空区域, 在此区域外围绕着高强度光的一种特殊空心光束。由于局域空心光束具有三维封闭的暗中空区域和极大的强度梯度, 可以捕获进而操控微小粒子, 实现对微粒的全方位三维操作。如果作为激光导管^[5]和光学扳手^[6]等工具, 尤其是

收稿日期: 2013-04-02; **收到修改稿日期**: 2013-04-22

基金项目: 国家自然科学基金(61178015)、福建省自然科学基金(2012J01278)、泉州市科技重点项目(2011G9)

作者简介: 杜团结(1988—), 男, 硕士研究生, 主要从事激光传输与光束变化的理论和技术等方面的研究。

E-mail: tuanjie0327@139.com

导师简介: 吴逢铁(1958—), 男, 博士, 教授, 主要从事光束传输与变换、短脉冲技术及非线性光学等方面的研究。

E-mail: fengtie@hqu.edu.cn(通信联系人)

作为光镊^[7]操纵微粒,具有非接触、低损伤等优点,使操纵活体物质成为可能。空心光束在生物医学领域已有成功的应用,还可以用于激光囚禁微观粒子和中性原子、分子等^[8],在生命科学和纳米科技中也发挥着巨大的作用。目前,用于产生局域空心光束的方法有多种,如:激光器直接输出局域空心光束法^[9]、高斯光束和拉盖尔高斯光束干涉法^[10]、利用两束不同波矢的贝塞尔光干涉^[11-12]和特殊轴棱锥^[13-14]法等。

杜团结等^[15]提出一种产生周期局域空心光束的新方法,即无衍射贝塞尔光束经过轴棱锥线聚焦产生周期局域空心光束,利用汉开尔波理论和衍射积分理论对无衍射贝塞尔光束的线聚焦特性进行了分析,并在实验上进行了验证。本文从另一角度给出一种新的描述方法,即利用干涉理论对无衍射贝塞尔光束经轴棱锥线聚焦后产生的周期局域空心光束进行描述。数值模拟了沿传输距离变化的光强分布、一个周期内光强的演变情况及局域空心光束的形成过程,对聚焦后光束的相关参数进行分析,计算得到其 Talbot 距离为 2.476 mm 和产生的局域空心光束的最大无衍射距离为 131.8 mm。设计实验光路对无衍射贝塞尔光束经过轴棱锥的聚焦特性进行验证,并利用显微镜和 CCD 照相机系统对聚焦后的光束进行观察和拍摄,实验和模拟结果相吻合。

2 理论分析与模拟

光波在无源的自由空间传播时,其电场 E 满足标量亥姆霍兹波动方程

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \cdot E(r, t) = 0, \quad (1)$$

其解为

$$E(\rho, \varphi, z, t) = \exp[i(\beta z - \omega t)] J_0(\alpha \rho), \quad (2)$$

式中 $\alpha = k_r$, $\beta = k_z$, α 和 β 分别为径向和纵向的波矢分量; $\beta^2 + \alpha^2 = k^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2$, k 为波数, J_0 为零阶贝塞尔函数, c 为光速, ω 为光波的频率, ρ, φ, z 分别为柱

坐标中的径向距离、方位角及轴向距离,其中 $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ 。

用轴棱锥对无衍射贝塞尔光束进行聚焦,如图 1 光路图所示,其中轴棱锥 1 的底角为 γ_1 ,轴棱锥 2 的底角为 γ_2 。由几何光学分析可知,在经过轴棱锥后,将产生两束贝塞尔光束,即图中 $OABC$ 和 $ODEF$ 两个菱形区域。而这两束无衍射光束相互叠加干涉,将产生具有 Talbot 效应的局域空心光束,即在重叠区域内也会有周期局域空心光束产生。设 $OABC$ 区域内的无衍射光束的径向波矢分量为 k_{r_1} , $ODEF$ 区域内的无衍射光束的径向波矢分量为 k_{r_2} 。两束无衍射贝塞尔光束的纵向波矢分量分别为 $k_{z_1} = \sqrt{k_1^2 - k_{r_1}^2}$, $k_{z_2} = \sqrt{k_2^2 - k_{r_2}^2}$, $k_{r_1} = k_1(n-1)(\gamma_2 + \gamma_1)$, $k_{r_2} = k_1(n-1)(\gamma_2 - \gamma_1)$, 波数 $k_1 = k_2 = \frac{2\pi}{\lambda}$ 。

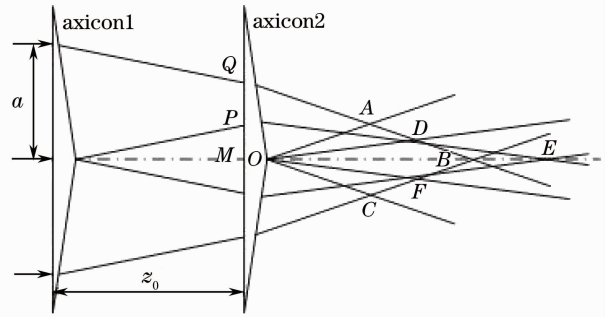


图 1 经轴棱锥聚焦的贝塞尔光束

Fig. 1 Bessel beam focused by axicon

图 1 中设两轴棱锥之间的距离为 z_0 ,由几何光学计算可得, M 点 P 点之间距离 $l_{MP} = z_0(n-1)\gamma_1$, M 点与 Q 点之间距离 $l_{MQ} = a - z_0(n-1)\gamma_1$,则在轴棱锥 2 对光束聚焦后,所产生的两束无衍射贝塞尔光束的最大无衍射距离分别为 $Z_{\max 1} = \frac{l_{MP}}{(n-1)(\gamma_2 - \gamma_1)}$, $Z_{\max 2} = \frac{l_{MQ}}{(n-1)(\gamma_2 + \gamma_1)}$ 。产生自成像 Talbot 效应的光学局域空心光束的最大无衍射距离为

$$Z_{B, \max} = \min(Z_{\max 1}, Z_{\max 2}). \quad (3)$$

设图 1 中两个菱形区域 $OABC$ 和 $ODEF$ 所示的两束贝塞尔光束进行干涉叠加的光场 E_1 和 E_2 分别为

$$E_1(\rho, k_{r_1}, k_{z_1}, z, t) = \exp[i(k_{z_1} z - \omega t + \Phi_1)] J_0(k_{r_1} \rho), \quad (4)$$

$$E_2(\rho, k_{r_2}, k_{z_2}, z, t) = a \exp[i(k_{z_2} z - \omega t + \Phi_2)] J_0(k_{r_2} \rho). \quad (5)$$

则相干叠加后的光场强度为^[16]

$$I = |E_1(\rho, k_{r_1}, k_{z_1}, z, t) + a E_2(\rho, k_{r_2}, k_{z_2}, z, t)|^2, \quad (6)$$

其中 a 为两束光的振幅之比, Φ_1 、 Φ_2 为两光束的初位相为常数。

对(6)式整理可得

$$I(\rho, z) = J_0^2(k_{r_1}\rho) + a^2 J_0^2(k_{r_2}\rho) + 2aJ_0(k_{r_1}\rho)J_0(k_{r_2}\rho)\cos[(k_{z_1} - k_{z_2})z + (\Phi_1 - \Phi_2)]. \quad (7)$$

由(7)式可以得出其振荡周期(或称 Talbot 距离)为

$$Z_T = \left| \frac{2\pi}{k_{z_1} - k_{z_2}} \right|, \quad (8)$$

其与两相干的贝塞尔光束的纵向波矢分量差值有关。令 $a=1$, 对(7)式进行化简得

$$I(\rho, z) = J_0^2(k_{r_1}\rho) + J_0^2(k_{r_2}\rho) + 2J_0(k_{r_1}\rho)J_0(k_{r_2}\rho)\cos[(k_{z_1} - k_{z_2})z + \theta], \quad (9)$$

令 $\theta = \Phi_1 - \Phi_2$, 故 θ 也为常数。根据(9)式进行数值模拟, 两束同频率贝塞尔光干涉叠加后沿传输方向上的三维光强变化, 数值模拟选用的参量为 $\theta = 0$, $\gamma_1 = 1^\circ$, $\gamma_2 = 2^\circ$, $k_{r_1} = k_1(n-1)(\gamma_2 + \gamma_1)$, $k_{r_2} = k_2(n-1)(\gamma_2 - \gamma_1)$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $k_{z_1} = \sqrt{k_1^2 - k_{r_1}^2}$, $k_{z_2} = \sqrt{k_2^2 - k_{r_2}^2}$, 其中波数 $k_1 = k_2 = \frac{2\pi}{\lambda}$ 。由(3)式可以计算出局域空心光束的最大无衍射距离为 $Z_{B, \max} = \min(Z_{\max 1}, Z_{\max 2}) \approx \min(230 \text{ mm}, 131.8 \text{ mm}) = 131.8 \text{ mm}$ 。可得三维轴向光强传播图, 如图 2 所示。

通过计算, 理论上得到局域空心光束重建的空间周期为 $Z_T = \left| \frac{2\pi}{k_{z_1} - k_{z_2}} \right| = 2.476 \text{ mm}$ 。由图 2 可知, 无衍射贝塞尔光束经过轴棱锥聚焦后产生周期局域空心光束, 重建周期约为 2.5 mm, 与理论计算值相吻合。对图 2 中的一个周期内的局域空心光束

进行切片模拟得到不同距离处的横向光强二维分布图, 如图 3(a)~(e)所示, 其对应的三维光强分布图如图 4(a)~(e)。由图 3、图 4 可知整个局域空心光束的形成过程, 即光束轴上光强由最大逐渐变暗直至为零后又逐渐变大的整个过程。

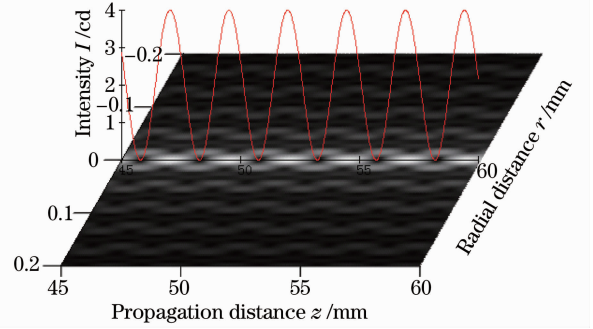


图 2 周期局域空心光束的三维轴向光强分布
Fig. 2 Three-dimensional axial intensity distribution of period bottle beam

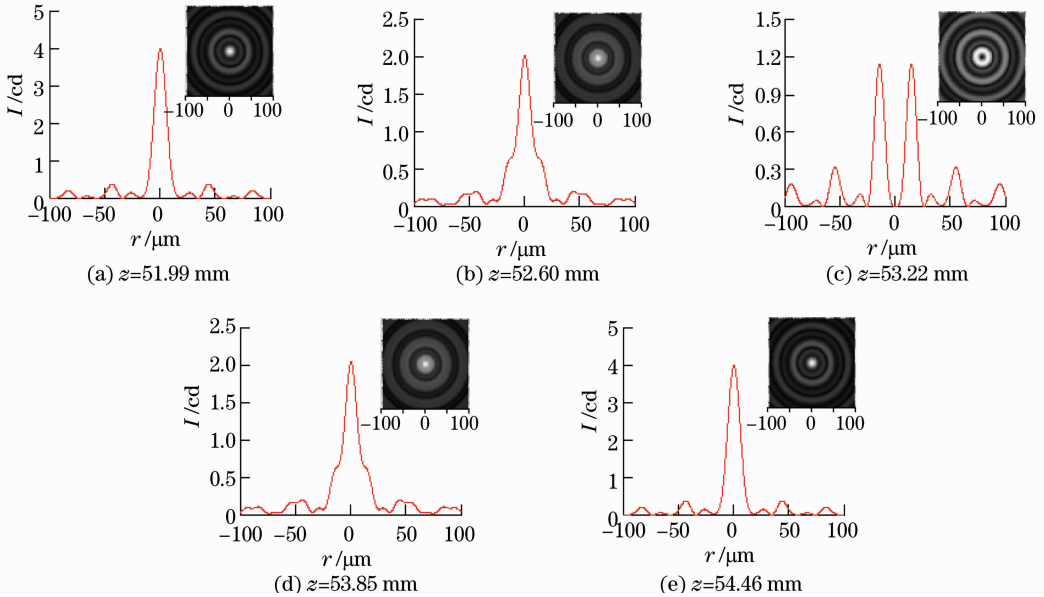


图 3 一个完整周期内二维光强分布
Fig. 3 Two-dimensional intensity distribution in a complete period

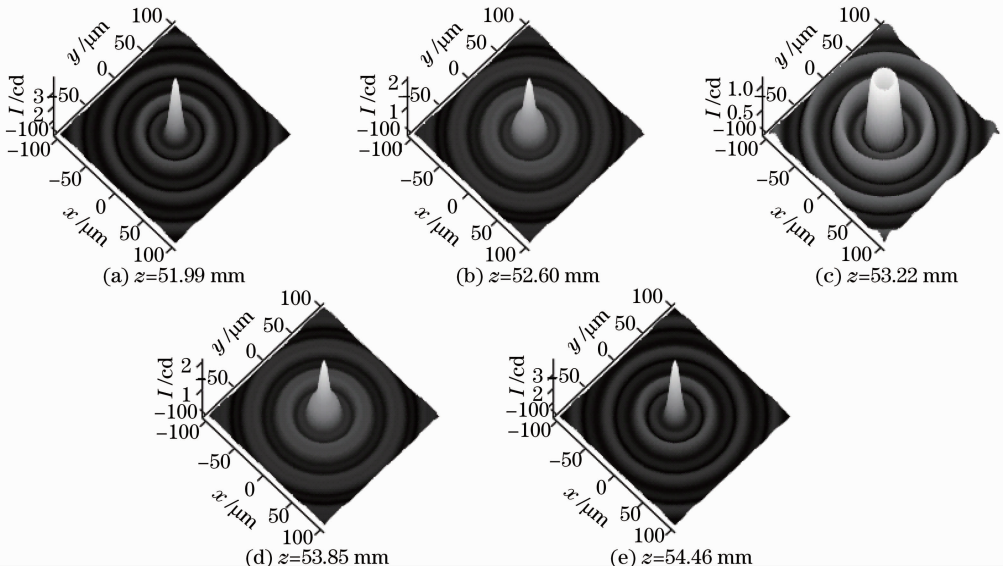


图 4 一个完整周期内的三维光强分布

Fig. 4 Three-dimensional intensity distribution in a complete period

3 实验验证

设计如图 5 所示的实验装置并搭建光学系统, 其中准直扩束系统中两透镜的焦距分别为 $f_1 = 15 \text{ mm}$, $f_2 = 190 \text{ mm}$, 光阑的孔径为 $\phi = 10 \text{ mm}$, 两轴棱锥的底角分别为 $\gamma_1 = 1^\circ$, $\gamma_2 = 2^\circ$, 两轴棱锥之间的距离为 $Z_0 = 230 \text{ mm}$.

在轴棱锥 2 后面用显微镜和照相机系统拍摄到 $z = 51.99 \text{ mm}$, $z = 52.60 \text{ mm}$, $z = 53.22 \text{ mm}$, $z = 53.85 \text{ mm}$, $z = 54.46 \text{ mm}$ 处的光斑图, 如图 6 所示。

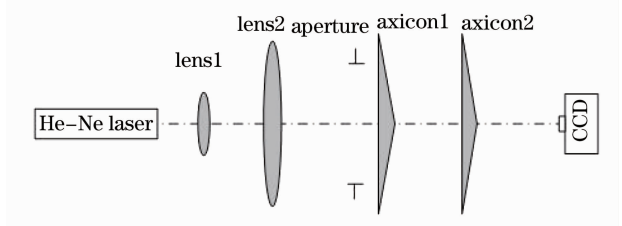


图 5 实验装置图

Fig. 5 Experimental facility

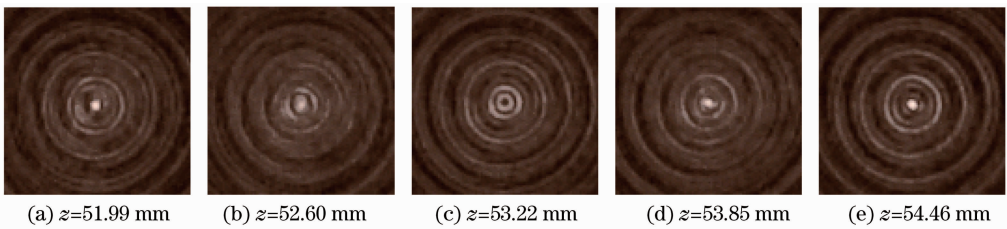


图 6 一个周期内的实验光斑图

Fig. 6 Experimental spot diagram in a period

由图 6 可知, 这组光斑图从图 6(a) 中轴上光强极大逐渐变小直到图 6(c) 中轴上光强极小, 最后又恢复到图 6(e) 光强极大。图 6(a) 至图 6(e) 整个过程用了 2.47 mm 覆盖了一个空心光束完整的振动周期, 完成了一个周期的演变过程, 中心光强极小在 $z = 53.22 \text{ mm}$ 处。比较图 3 和图 6 可知, 实验拍摄得到的局域空心光束对应位置的光斑图与理论模拟相吻合。

4 结 论

提出利用干涉理论对无衍射贝塞尔光束经轴棱锥线聚焦后产生的周期局域空心光束进行描述。无衍射贝塞尔光束经过轴棱锥聚焦后, 可以产生两束不同波矢分量的无衍射贝塞尔光束。基于两束同频率不同波矢分量的贝塞尔光束干涉理论, 对干涉后的光场分布及光斑情况进行数值模拟, 并计算得到它的 Talbot 距离为 2.476 mm 及其最大无衍射距

离为 131.8 mm。这为微小粒子在多层面俘获和操作上提供了有力的工具。实验上先用一个 $\gamma_1 = 1^\circ$ 的轴棱锥产生无衍射光,再由 $\gamma_2 = 2^\circ$ 的轴棱锥对产生的无衍射光进行聚焦,并在第二个轴棱锥后面不同位置处拍摄了截面光强分布图,实验结果与理论模拟很好地吻合。研究结果对周期局域空心光束在光学微操控领域的应用提供了一定的参考。

参 考 文 献

- 1 J H McLeod. Theaxicon; a new type of optical element [J]. *J Opt Soc Am A*, 1954, 44(8): 592–597.
- 2 J Durnin. Exact solutions for nondiffracting beams [J]. *J Opt Soc Am A*, 1987, 4(4): 651–654.
- 3 Cheng Zhiming, Wu Fengtie, Fan Dandan, *et al.*. Non-diffraction Bessel-like beam generated by green LED source [J]. *Sci Sin Phys Mech Astron*, 2012, 42(8): 805–811.
程治明, 吴逢铁, 范丹丹, 等. 绿光 LED 产生无衍射 Bessel 光束 [J]. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2012, 42(8): 805–811.
- 4 Cheng Zhiming, Wu Fengtie, Fang Xiang, *et al.*. Theory and experiment of generating multi-bottle beam with higher light intensity gradient [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(11): 1114001.
程治明, 吴逢铁, 方翔, 等. 产生多个高光强梯度局域空心光束的理论及实验 [J]. *光学学报*, 2012, 32(11): 1114001.
- 5 S A Tatarikova, W Sibbett, K Dholakia. Brownian particle in an optical potential of the washboard type [J]. *Phys Rev Lett*, 2003, 91(3): 038101.
- 6 M P MacDonald, L Parerson, K Volke-Sepulveda, *et al.*. Creation and manipulation of three-dimensional optically trapped structures [J]. *Science*, 2002, 296(5570): 1101–1103.
- 7 S K Mondal, S S Pal, P Kapur. Optical fiber nano-tip and 3D bottle beam as non-plasmonic optical tweezers [J]. *Opt Express*, 2012, 20(15): 16180–16185.
- 8 D G Grier. A revolution in optical manipulation [J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 810–816.
- 9 P T Tai, W F Hsieh, C H Chen. Direct generation of optical bottle beams from a tightly focused end-pumped solid-state laser [J]. *Opt Express*, 2004, 12(24): 5827–5833.
- 10 J Arlt, M J Padgett. Generation of a beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottle beam [J]. *Opt Lett*, 2000, 25(4): 191–193.
- 11 S Chavez-Cerda, M A Meneses-Nava, J Miguel-Hickmann. Interference of traveling nondiffracting beams [J]. *Opt Lett*, 1998, 23(24): 1871–1873.
- 12 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.
- 13 B P S Ahluwalia, W C Cheong, X C Yuan, *et al.*. 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.
- 14 Cheng Zhiming, Wu Fengtie, Fang Xiang, *et al.*. Multi-Bottle beam generated by vaulted axicon [J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(21): 214201.
程治明, 吴逢铁, 方翔, 等. 圆顶轴棱锥产生多个局域空心光束 [J]. *物理学报*, 2012, 61(21): 214201.
- 15 Du Tuanjie, Wang Tao, Wu Fengtie. Line focusing characteristics of axicon illuminated by non-diffracting Bessel beam [J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(13): 134103.
杜团结, 王涛, 吴逢铁. 轴棱锥对无衍射光束的线聚焦特性 [J]. *物理学报*, 2013, 62(13): 134103.
- 16 B S Ahluwalia, W M Lee. Collinear non-diffracting beams: classification and properties [C]. *SPIE*, 2010, 7613: 76130U.

栏目编辑: 张腾