

局域空心光束的光场缺陷调控及粒子捕获研究

付文升¹, 张希纯¹, 朱尚典¹, 吕金光², 马晓辉¹, 张贺^{1*}¹长春理工大学高功率半导体激光国家重点实验室, 吉林 长春 130022;²中国科学院长春光学精密机械与物理研究所应用光学国家重点实验室, 吉林 长春 130033

摘要 设计了一种尺寸可调谐的局域空心光束,通过轴棱锥与透镜距离的调节改变局域空心光束的尺寸,通过矩形光阑的调节使局域空心光束产生缺口。用 MATLAB 模拟了局域空心光束在调控中的尺寸变化和开闭口变化,以及轴棱锥之后的贝塞尔光束的变化,通过模拟和实验分别展示了局域空心光束由形成到闭合的过程。用 MATLAB 模拟了金粒子在局域空心光束中受到的梯度力、散射力以及二者的合力,然后根据横向梯度力与纵向梯度力判断粒子通过缺口进入光场后的首次捕获情况,并根据分析计算出了能够囚禁住的金粒子的尺寸。

关键词 光学设计; 局域空心光束; 尺寸调谐; 光场缺陷; 粒子囚禁; 梯度力; 散射力

中图分类号 O436 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/CJL202249.1305002

1 引言

局域空心光束光镊^[1-2]技术已被广泛应用于生命和纳米科学领域。光镊作为一种物理工具,可以在不直接接触微粒的情况下产生微力,从而可以精确地对微粒进行操控^[3-5]。应用需求的不断增加对光镊技术^[6-8]提出了更多要求,需要采用新的光场调控技术来产生各种可调谐的光陷阱。传统的轴棱锥-透镜光学系统可以产生用于捕获粒子的封闭的局域空心光束。但是,一旦局域空心光束形成,粒子就很难通过光壁进入光陷阱中,而且传统的局域空心光束产生后无法自由调控尺寸。因此,产生一种可以自由开闭的局域空心光束,允许粒子通过其缺口进入,并可以根据缺口的变化控制粒子的捕获和逃逸,对于实现粒子的捕获具有重要意义。

本研究团队发现,使用矩形光阑对入射的圆高斯光束进行调制后获得的光束再经过轴棱锥-透镜光学

系统后产生的局域空心光束可以自由地调控尺寸,且具有开口特性。缺口的形成不仅对粒子的进入具有潜在应用价值,便于粒子囚禁,还对局域空心光束的多功能应用具有重要意义。本文分析了矩形高斯光束穿过轴棱锥后的光束以及聚焦在入射透镜上的光束的分布特性,模拟了局域空心光束从开始产生到闭合的过程;同时根据光束特性对粒子进行受力分析,分别对粒子受到的梯度力与散射力进行计算,分析了粒子由局域空心光束缺口进入到被稳定囚禁的过程。

2 光学系统的实验装置与理论分析

实验装置如图 1 所示。采用 BE05-10-a 型变焦扩束器(5×~10×)对 He-Ne 激光器(632.8 nm)的输出光束进行扩束,采用长宽比分别为 0.9、0.6、0.3 的矩形孔径光阑^[9-13](矩形光阑长度固定为 6 mm,根据长宽比 0.9、0.6、0.3 分别将宽度设为 5.4、3.6、

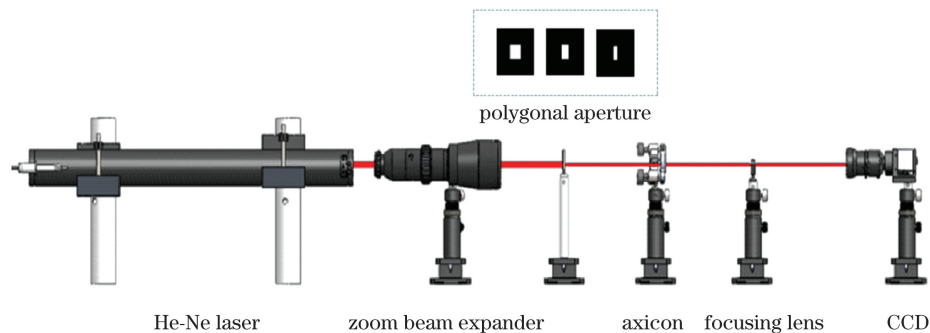


图 1 不同长宽比的矩形孔径光阑光学系统

Fig. 1 Optical system of rectangular aperture with different aspect ratios

收稿日期: 2021-10-26; 修回日期: 2021-12-01; 录用日期: 2021-12-22

基金项目: 应用光学国家重点实验室开放基金(SKLA02020001A17)

通信作者: *zhanghe@cust.edu.cn

1.8 mm)对入射光束进行调制。AX125-A 型轴棱锥由折射率 $n = 1.47$ 的熔融石英制成,底角 $\gamma = 5^\circ$ 。AL1210-A 型聚焦透镜($f = 10$ mm)放置在轴棱锥后。当研究光学系统中的贝塞尔光束时,需要在实验装置中将聚焦透镜拆除;当研究光学系统中的局域空心光束时,需要安装聚焦透镜。采用 WP-HD200DS 型 CCD 摄像机检测光斑。

激光器出射的高斯光束的光场表达式为

$$E_1(x, y) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \cdot \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right], \quad (1)$$

其中,

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2 \times \lambda^2}{\pi^2 \times w_0^4}}, \quad (2)$$

式中: w_0 为激光光束的束腰半径; λ 为入射光束的波长; E_0 为振幅常数,为方便计算可令 $E_0 = 1$ 。激光器出射的光束通过扩束镜后仅被扩束,在通过光阑之前没有发生其他任何变化。矩形光阑的透光孔径函数^[14]为

$$T(x, y, 0) = \begin{cases} 1, & (x, y) \in L, \\ 0, & \text{else} \end{cases}, \quad (3)$$

其中,

$$L = \{(x, y, 0) \mid |x| \leq L_1/2, |y| \leq L_2/2\}, \quad (4)$$

式中: L_1 和 L_2 分别为矩形光阑的长和宽。因此,产生的矩形光束的光场表达式为

$$E_2(x, y) = E_1(x, y) T(x, y, 0). \quad (5)$$

通过轴棱锥之后的光场^[15]的表达式为

$$E_3(x, y, z) = \frac{\exp(ikz)}{ikz} \exp\left[\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right] \iint_{0^r}^{r^r} E_2(x_0, y_0) \exp[-ik(n-1)\gamma r] \cdot \exp\left[\frac{ik}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right] \exp\left[\frac{2i\pi}{\lambda z}(xx_0 + yy_0)\right] dx dy, \quad (6)$$

式中: γ 为轴棱锥的底角; r 为矩形光束的对角线长度; k 为波数, $k = 2\pi/\lambda$; x_0, y_0 为入射光通过轴棱锥后在观察平面中的坐标变量。因此,可以得到聚焦透镜之后的局域空心光束的光场分布^[15]为

$$E_4(x, y, z) = \frac{\exp(ikz)}{ikz} \exp\left[\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right] \iint_{0^r}^{r^r} E_3(x_1, y_1) \exp\left[-\frac{ik}{2f}(x^2 + y^2)\right] \cdot \exp\left[\frac{ik}{2z}(x_1^2 + y_1^2)\right] \exp\left[-\frac{2i\pi}{\lambda z}(xx_1 + yy_1)\right] dx dy, \quad (7)$$

式中: f 为透镜的焦距。

3 数值模拟与实验结果

为了研究和观察光学系统中矩形光阑的调控作用,本文通过理论分析和仿真模拟得到了矩形光束入射轴棱锥之后的光场分布。采用 MATLAB 软件对式(1)~(7)进行数据解析,最终得到了这种由特殊形貌的光束入射轴棱锥后衍射而成的光斑形状,如图 2 所示。 z_0 为透镜距轴棱锥的距离, R 为焦平面处局域空心光束的最大径向尺寸。矩形光束经过轴棱锥后形成的衍射光束不再保持中心光斑极强和传播过程中不发散的特性。由于光阑的孔径截断效应,衍射光束的中心能量出现缺失。衍射光束经过轴棱锥之后形成了“扇形”光场分布,经过聚焦透镜后产生了携带有缺口的局域空心光束。矩形光阑的长宽比 σ 不同,会在阻挡光束的方向产生缺口。 $\sigma = 0.9$ 时,轴棱锥后的模拟光斑图和聚焦透镜后焦平面上的模拟光斑图分别如图 2(a)和图 2(b)所示; $\sigma = 0.6$ 时,轴棱锥后的模拟光斑图和聚焦透镜后焦平面上的模拟光斑图分别如图 2(c)和图 2(d)所示; $\sigma = 0.3$ 时,轴棱锥后的模拟光斑图和聚焦透镜后焦平面上的模拟光斑图分别如图 2(e)和图 2(f)所示。

图 2 显示了经矩形光阑处理的高斯光束入射轴棱锥透镜系统后形成的局域空心光束的仿真结果^[16-17]。传统轴棱锥法产生的贝塞尔光束的最大无衍射距离 z_{\max} 的表达式为

$$z_{\max} = \frac{a}{(n-1)\gamma}, \quad (8)$$

式中: n 为轴棱锥的折射率; γ 为轴棱锥的底角; a 为入射光束的半径。由几何关系可以得到焦平面处空心光束的最大径向尺寸为

$$R = f[(n-1)\gamma], \quad (9)$$

空心光束的长度为

$$\Delta z = z_1 - z_2 = \frac{z_{\max}}{\left(\frac{z_0}{f^2} - \frac{1}{f}\right)\left(\frac{z_{\max}}{f^2} + \frac{1}{f} + \frac{z_0}{f^2}\right)}, \quad (10)$$

式中: z_0 为轴棱锥和会聚透镜之间的距离。图 3 为局域空心光束最大径向尺寸 R 、局域空心光束长度 Δz 与 z_0 之间的关系示意图,其中 r_1 为入射轴棱锥前的光束半径。

在聚焦透镜之后, $z_1 \sim z_2$ 之间形成了局域空心光束。在 z_1 处,透镜聚焦的圆锥波叠加形成了具有很高中心强度和很小光斑半径的准贝塞尔光束。随着传播距离的增加,两个聚焦锥波不再彼此叠加,而是开始分

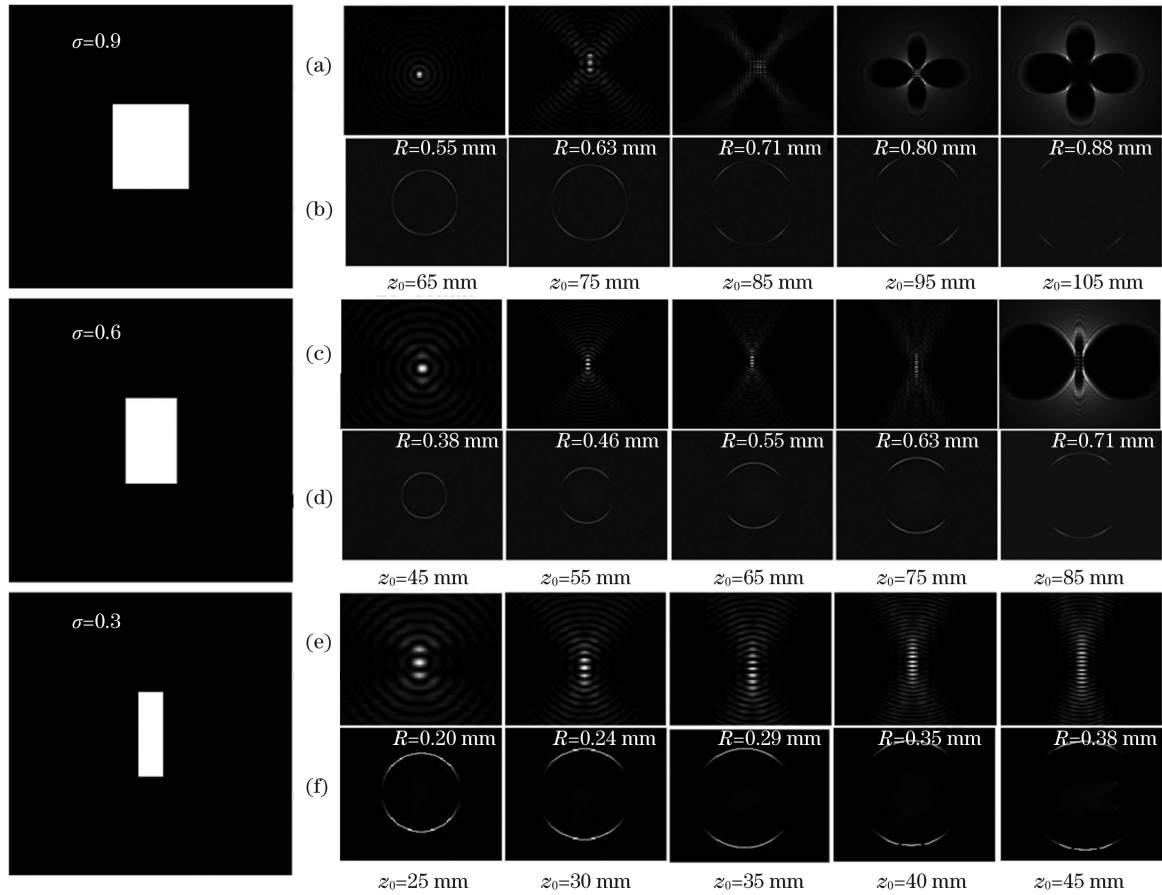


图 2 经长宽比 σ 分别为 0.9、0.6、0.3 的矩形光阑调控后, 光束在轴棱锥后的模拟光斑图以及在聚焦透镜后焦平面上的模拟光斑图。(a)(c)(e)轴棱锥后的模拟光斑图;(b)(d)(f)聚焦透镜后焦平面上的模拟光斑图

Fig. 2 Simulated light spot maps behind axial pyramid and on focal plane behind focusing lens after the light is regulated by rectangular apertures with length-width ratio of 0.9, 0.6, and 0.3, respectively. (a)(c)(e) Simulated light spot maps behind axial pyramid; (b)(d)(f) simulated light spot maps on focal plane behind focusing lens

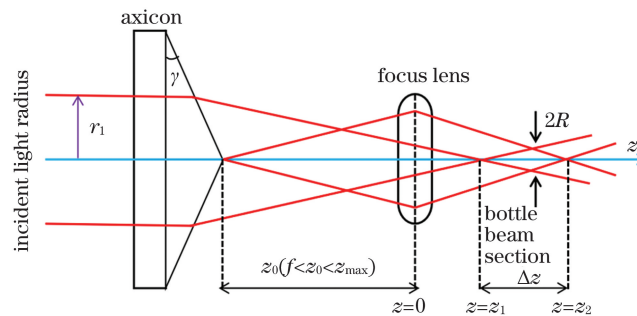


图 3 R 、 Δz 与 z_0 的关系示意图

Fig. 3 Relationship among R , Δz , and z_0

离, 并且中心处非重叠区域的强度为零。局域空心光束从 z_1 开始产生, 随着传播距离变大, 中心的暗区域变得越来越大。 z 为聚焦透镜后的视场距离, 当 $z = 10$ mm 时, 局域空心光束的空心半径达到最大值。如图 4 所示, 当中空区域最大时, 光束分布就像一个非常薄的环。当光束的透射距离超过 10 mm 时, 局域空心光束的中央暗区逐渐缩小, 直至 z_2 处的两个锥波再次重叠时光束关闭。当 $\sigma = 0.9$ 时, 由于光阑对光束四周的遮挡近似均匀, 所以局域空心光束周围产生了 4 个尺寸较小的缺口。随着 σ 逐渐

变小, 光阑对光束横向的阻挡程度变大, 导致横向的能量缺失较纵向多, 因此局域空心光束的两边产生缺口。随着光阑的遮挡程度变大, 缺口尺寸逐渐变大^[18]。

为了验证数值模拟结果的准确性, 本研究团队搭建了图 1 所示的实验装置, 通过实验得到了矩形光束入射轴棱锥之后的光场分布, 如图 5 所示。将图 4 所示的模拟结果与图 5 所示的实验结果进行对比, 可以发现模拟和实验得到的局域空心光束的三维密闭区域从产生到消失的现象一致。

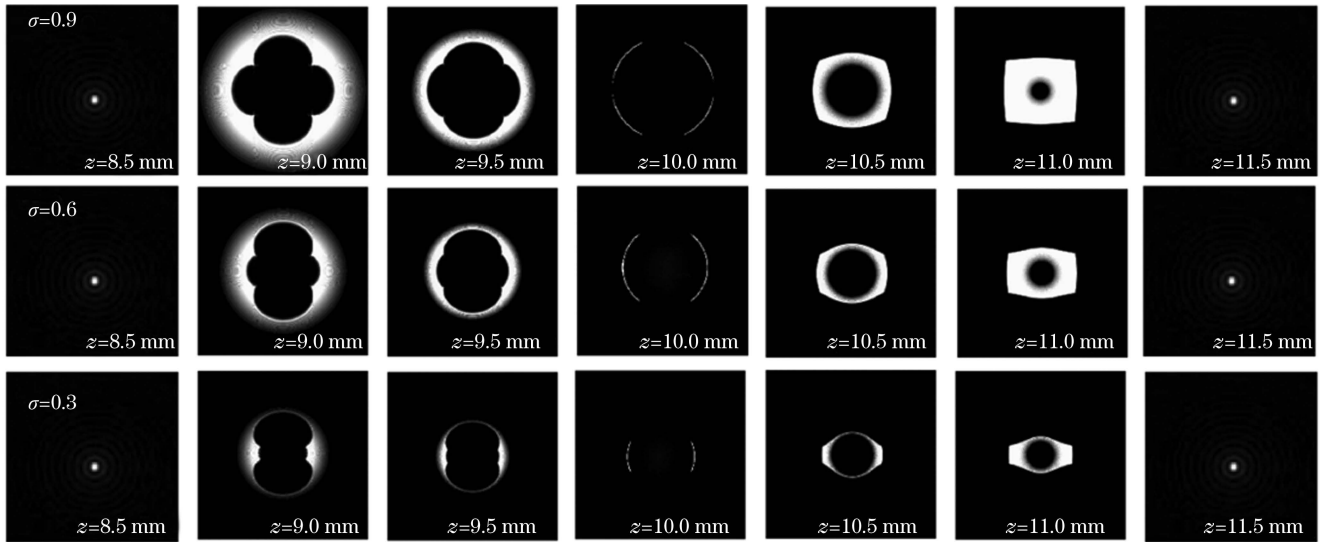


图 4 模拟得到的长宽比不同的矩形光阑形成的局域空心光束的三维密闭区域从开始到闭合的过程

Fig. 4 Simulated process from beginning to closing of three-dimensional closed region of a localized hollow beam formed by rectangular apertures with different length-width ratios

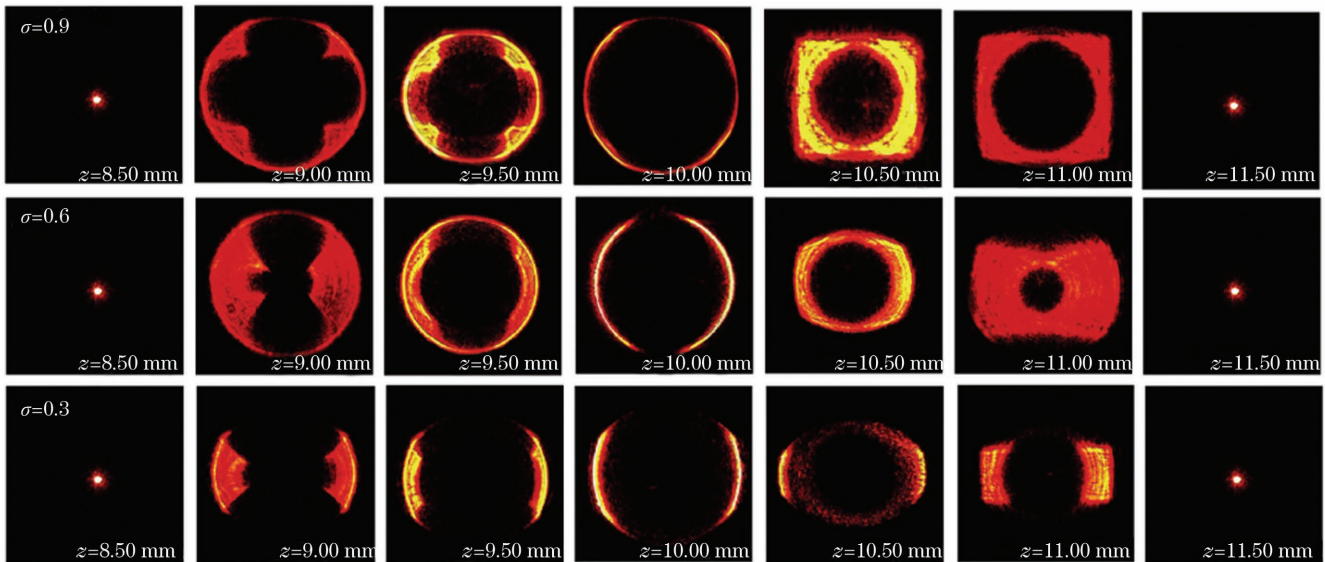


图 5 实验得到的长宽比不同的矩形光阑形成的局域空心光束的三维密闭区域由开始到闭合的过程

Fig. 5 Experimental process from beginning to closing of three-dimensional closed region of a localized hollow beam formed by rectangular apertures with different length-width ratios

4 粒子囚禁

局域空心光束对微粒的稳定捕获或操控来自光场对微粒产生的辐射力^[19]。光捕获是由局域空心光束形成的三维密闭区域完成的。局域空心光束中心附近的微粒与光子发生动量交换,产生辐射力。这种辐射力包括两种^[20]:一种是微粒对光进行反射、折射、吸收时,产生的与光传播方向相同的散射力;另一种是梯度力(光束经过高数值孔径物镜后在形成光斑的同时会产生极高的电场强度梯度,此时微粒会受到一个沿着电场强度负梯度的力,此力就是所谓的“梯度力”)。要想稳定地捕获粒子,就必须满足梯度力大于散射力这一条件。如图 6 所示,当梯度力 F_{grad} 的值大于散射力 F_{scat} 的值时,位于局域空心光束中心上方和下方的粒

子都会被推向中心。

要想稳定地捕获粒子,激光束需要具备很大的纵向梯度光强分布,进而,激光束就需要被高数值孔径的物镜聚焦,只有这样才能实现梯度力和散射力的平衡,使被捕获的微粒在局域空心光束中心处有一个力的平衡点。数值孔径(又称“物方孔径”)是用于描述物镜和聚光镜特性的一个数值,可由一个简单的计算公式得出,即

$$NA = n_m \cdot \sin \theta, \quad (11)$$

式中: n_m 代表物镜前端的透镜到标本之间介质的折射率,本实验中的介质采用的是乙醇,其折射率 $n_m = 1.35$; θ 指的是物镜的孔径半角。当微粒尺寸 r_p 远小于光波长时,在某个瞬间,入射光的电磁矢量在散射体中的位置可以看作是均匀的,散射体外场和内场的相

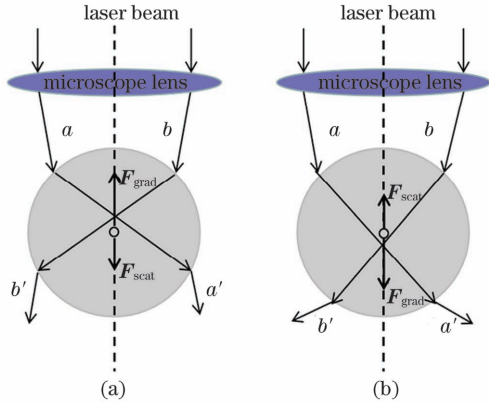


图 6 光与粒子的相互作用。(a)局域空心光束的中心在微粒中心的上方;(b)局域空心光束的中心在微粒中心的下方
Fig. 6 Interaction between light and particle. (a) The center of localized hollow beam is above the center of particle; (b) the center of localized hollow beam is below the center of particle

位差异可以忽略,散射微粒可等效成瑞利偶极子。此时,散射微粒的偶极矩^[21]可以表示为

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}_1, t) = 4\pi n_2^2 \varepsilon_0 r_p^3 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t), \quad (12)$$

式中: $m = \frac{n_1}{n_2}$ 为微粒与介质的相对折射率,其中 n_1 为金粒子的折射率, n_2 为液体环境的折射率; ε_0 为真空介电常数; $\mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t)$ 为坐标矢量 \mathbf{r}_1 在 t 时刻的电场矢

量。稳态时,金粒子所受的光散射力和梯度力的大小^[22]可分别表示为

$$F_{\text{scat}} = \frac{8\pi n_2^5 k_0^4 r_p^6}{3c_0} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 I(\mathbf{r}_1), \quad (13)$$

$$F_{\text{grad}} = \frac{2\pi n_2 r_p^3}{c_0} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \nabla I(\mathbf{r}_1), \quad (14)$$

式中: c_0 为真空中的光速; k_0 为真空中光束的波数, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为真空中光的波长; r_p 为金粒子的半径; $I(\mathbf{r}_1)$ 为 \mathbf{r}_1 处的光强; $\nabla I(\mathbf{r}_1)$ 为 \mathbf{r}_1 处的光强梯度。可以看出,散射力与 r_p^6 成正比,梯度力与 r_p^3 成正比,即:随着颗粒半径增大,散射力相比梯度力增大得更快。当散射力大于梯度力时,粒子逃逸。梯度力可分为纵向梯度力 $F_{\text{grad-z}}$ 与横向梯度力 $F_{\text{grad-x}}$,纵向梯度力为光束传播方向的梯度力,横向梯度力为光壁产生的梯度力。

在局域空心光束调节过程中,根据式(8)~(10),影响局域空心光束尺寸的是透镜到轴棱锥的距离,局域空心光束的长度会影响光场梯度。如图 7 所示,在 $\sigma = 0.9$ 的系统中,当轴棱锥与透镜之间的距离 z_0 分别为 50、100、150 mm 时放入直径为 150 nm 的金粒子,此时纵向梯度力 $F_{\text{grad-z}}$ 比散射力 F_{scat} 大一个数量级,满足梯度力大于散射力的条件,粒子可以被稳定囚禁。此外, z_0 越大,局域空心光束的尺寸越大,最大焦平面尺寸越大,提供的纵向梯度力越大。

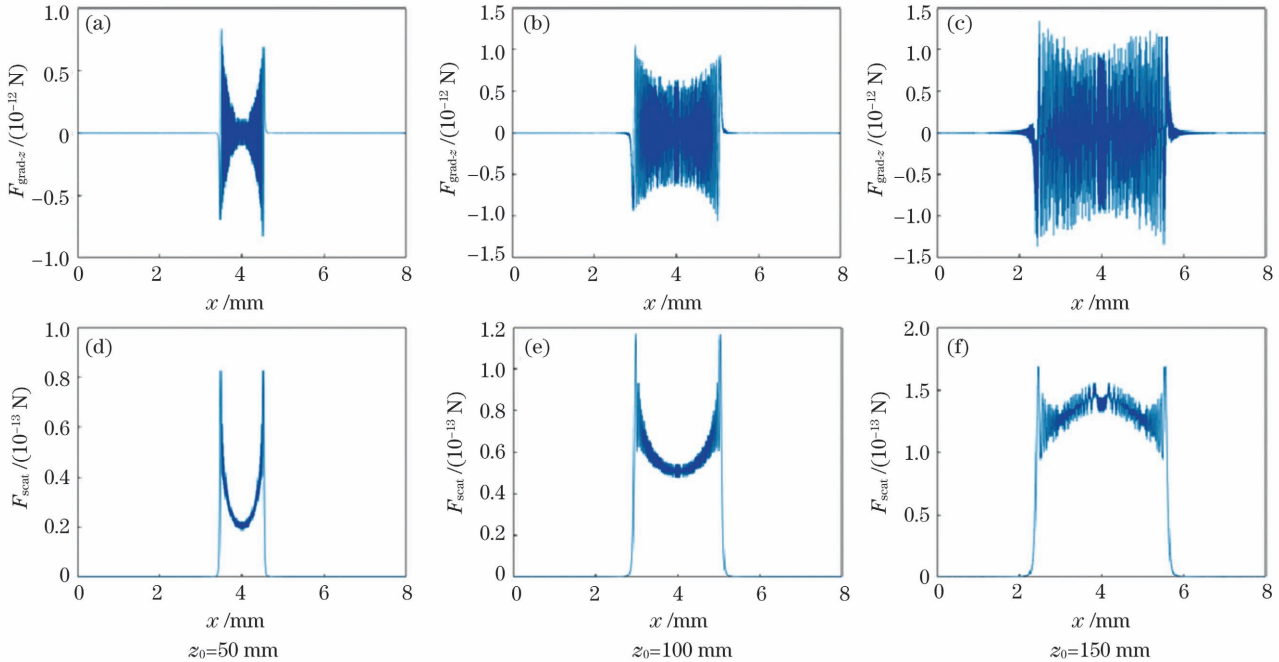


图 7 $\sigma = 0.9$ 时,局域空心光束中的纵向梯度力与散射力。(a)~(c)纵向梯度力;(d)~(f)散射力

Fig. 7 Longitudinal gradient force and scattering force in localized hollow beam at $\sigma = 0.9$. (a)~(c) Longitudinal gradient force; (d)~(f) scattering force

在矩形光阑长宽比 σ 分别为 0.3、0.6、0.9 的系统中,光阑的改变只会改变最大焦平面开口的大小,与局域空心光束的尺寸无关,因此只会影响横向梯度力而不会改变纵向梯度力。当粒子在液体中运动时,横向

梯度力不仅要克服重力,还需要克服布朗力。当横向梯度力大于粒子重力与布朗力^[21]时,最终会将粒子捕获在中心。布朗力的计算公式为

$$F_B = (12\pi\eta r_p k_B T)^{1/2}, \quad (15)$$

式中: η 为乙醇的黏滞系数, $\eta = 2.96 \times 10^{-4} \text{ Pa}\cdot\text{s}$; k_B 为玻尔兹曼常数, $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$; T 为温度, $T = 300 \text{ K}$ 。

以半径为 150 nm 的金粒子为例, 其所受重力 $G = 2.73 \times 10^{-15} \text{ N}$, 在液体中受到的布朗力 $F_B = 2.63 \times 10^{-15} \text{ N}$, 粒子由 $z_0 = 85 \text{ nm}$ 的局域空心光束缺口进入。当光阑长宽比 $\sigma = 0.6$ 时, 横向梯度力恰好等于重力与布朗力之和, 金粒子恰好位于能够捕获的临界点; 增大光阑长宽比 σ 就会增大横向梯度力, 粒子被囚禁

得更加稳定; 减小光阑长宽比 σ 就会降低横向梯度力, 粒子就会逃逸。以此证明粒子首次捕获的过程。如图 8(a) 所示, 光阑长宽比 σ 为 0.9 时, 横向梯度力远大于重力与布朗力之和, 粒子被稳定囚禁; 当将光阑长宽比 σ 减小为 0.6 时, 横向梯度力等于重力与布朗力之和, 此时粒子刚好能够被囚禁; 当将光阑长宽比 σ 减小为 0.3 时, 横向梯度力小于重力与布朗力之和, 粒子逃逸。

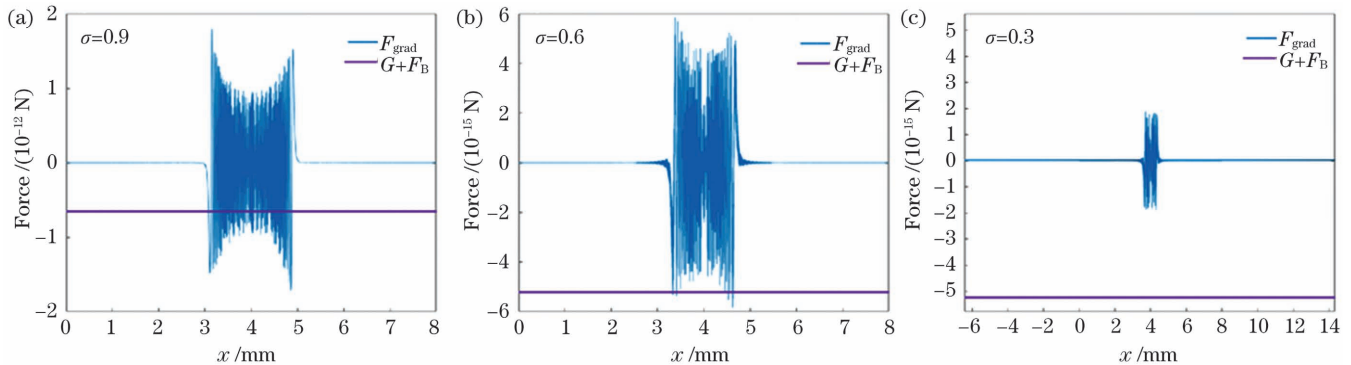


图 8 光阑长宽比 σ 分别为 0.9、0.6、0.3 时, 半径为 150 nm 的金粒子在局域空心光束中所受横向梯度力 ($F_{\text{grad}-x}$) 以及重力与布朗力之和 ($G+F_B$) 的对比图

Fig. 8 Comparison diagrams of transverse gradient force ($F_{\text{grad}-x}$) and gravity plus Brownian force ($G+F_B$) on a gold particle with radius of 150 nm in localized hollow beam when length-width ratio is 0.9, 0.6, and 0.3, respectively

5 结 论

本研究团队设计了一种尺寸可调谐的局域空心光束, 可以通过调节轴棱锥与透镜的距离来改变局域空心光束的尺寸, 通过调节矩形光阑的长宽比使局域空心光束产生缺口。用 MATLAB 模拟了局域空心光束在调控中的尺寸变化以及在轴棱锥之后的贝塞尔光束的尺寸变化, 并用模拟和实验分别展示了局域空心光束由形成到闭合的过程。在尺寸调节的局域空心光束中对金粒子所受梯度力、散射力以及合力进行模拟, 当梯度力大于散射力时, 粒子能够被稳定囚禁, 以此计算局域空心光束能囚禁的金粒子的尺寸。改变轴棱锥与透镜之间的距离会影响局域空心光束的尺寸, 计算了尺寸不同的局域空心光束的纵向梯度力与散射力, 证明了纵向梯度力受局域空心光束尺寸的影响。通过对不同长宽比的矩形光阑产生的带缺口的局域空心光束的横向梯度力与重力进行对比, 证明了可以通过调整局域空心光束缺口的大小选择粒子, 达到了使粒子通过缺口进入并根据缺口的变化控制粒子捕获和逃逸的目的。

参 考 文 献

[1] Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, et al. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles[J]. Optics Letters, 1986, 11(5): 288-290.
 [2] Ashkin A, Dziedzic J M, Yamane T. Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams [J]. Nature, 1987, 330(6150): 769-771.
 [3] Grier D G. A revolution in optical manipulation [J]. Nature,

2003, 424(6950): 810-816.
 [4] Moffitt J R, Chemla Y R, Smith S B, et al. Recent advances in optical tweezers[J]. Annual Review of Biochemistry, 2008, 77: 205-228.
 [5] Brunner M, Dobnikar J, von Grünberg H H, et al. Direct measurement of three-body interactions amongst charged colloids[J]. Physical Review Letters, 2004, 92(7): 078301.
 [6] 梁言生, 姚保利, 雷铭. 全息光镊在生物学研究中的应用[J]. 中国激光, 2020, 47(2): 0207020.
 Liang Y S, Yao B L, Lei M. Applications of holographic optical tweezers in biological research [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(2): 0207020.
 [7] 韩翔, 陈鑫麟, 熊威, 等. 真空光镊系统及其在精密测量中的研究进展[J]. 中国激光, 2021, 48(4): 0401011.
 Han X, Chen X L, Xiong W, et al. Vacuum optical tweezers system and its research progress in precision measurement [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(4): 0401011.
 [8] 王根旺, 管延超, 王扬, 等. 纳米操作技术研究及应用进展[J]. 中国激光, 2021, 48(8): 0802018.
 Wang G W, Guan Y C, Wang Y, et al. Recent progress in research and application of nano-manipulation technologies [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(8): 0802018.
 [9] 李润泉, 王智, 崔蔡, 等. 正六边形多孔阵列的涡旋光衍射[J]. 光学学报, 2018, 38(10): 1005002.
 Li R Q, Wang Z, Cui C, et al. Diffraction of vortex beam by regular hexagonal multi-hole array [J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(10): 1005002.
 [10] 杨渤, 程化, 陈树琪, 等. 基于傅里叶分析的超表面多维光场调控[J]. 光学学报, 2019, 39(1): 0126005.
 Yang B, Cheng H, Chen S Q, et al. Multi-dimensional manipulation of optical field by metasurfaces based on Fourier analysis [J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(1): 0126005.
 [11] 李占成, 刘文玮, 程化, 等. 基于光学人工微结构的光场调控研究[J]. 物理实验, 2019, 39(12): 1-10.
 Li Z C, Liu W W, Cheng H, et al. Manipulating optical waves based on artificial nanostructures [J]. Physics Experimentation, 2019, 39(12): 1-10.

- [12] 潘岳, 丁剑平, 王慧田. 新型矢量光场调控: 简介、进展与应用[J]. 光学学报, 2019, 39(1): 0126001.
Pan Y, Ding J P, Wang H T. Manipulation on novel vector optical fields: introduction, advances and applications[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(1): 0126001.
- [13] 高源, 丁剑平, 王慧田. 多模态矢量光场的三维空域调控(特邀)[J]. 光子学报, 2022, 51(1): 0151101.
Gao Y, Ding J P, Wang H T. Manipulation of multimodal vector optical fields in three-dimensional space (invited) [J]. Acta Photonica Sinica, 2022, 51(1): 0151101.
- [14] Li R Q. Diffraction characteristics of optical vortex through different aperture[D]. Beijing: Beijing Jiaotong University, 2018.
- [15] 林兴磊, 吕金光, 陈东林, 等. 基于特殊形貌光源的衍射效应对空心光场的调控研究[J]. 中国激光, 2021, 48(13): 1305001.
Lin X L, Lü J G, Chen D L, et al. Modulation of hollow light field by diffraction effect based on special shape light source[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(13): 1305001.
- [16] 杨智焜, 马晓辉, 房俊宇, 等. 半导体激光可调谐局域空心光束[J]. 中国激光, 2018, 45(11): 1105001.
Yang Z K, Ma X H, Fang J Y, et al. Tunable bottle beam of semiconductor laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(11): 1105001.
- [17] 杨智焜. 基于局域空心光束的光镊技术研究[D]. 长春: 长春理工大学, 2020.
Yang Z K. Research on optical tweezers technology based on bottle beam[D]. Changchun: Changchun University of Science and Technology, 2020.
- [18] 宁效龙, 王志章, 裴春莹, 等. 非线性晶体产生的空心光束中大尺寸粒子囚禁与导引[J]. 物理学报, 2018, 67(1): 018701.
Ning X L, Wang Z Z, Pei C Y, et al. Trapping and guiding of large-size particles in hollow beams produced by nonlinear crystals[J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(1): 018701.
- [19] 赵承良. 激光光束及其对微粒辐射力的研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2009.
Zhao C L. The study of the laser beam and the radiation force on the particles[D]. Hangzhou: Zhejiang University, 2009.
- [20] Neuman K C, Block S M. Optical trapping[J]. The Review of Scientific Instruments, 2004, 75(9): 2787-2809.
- [21] 张行行. 聚焦奇点光束对瑞利微粒辐射力的研究[D]. 太原: 太原科技大学, 2018.
Zhang X X. Study of radiation forces of focused singularities beams on Rayleigh spherical particles [D]. Taiyuan: Taiyuan University of Science and Technology, 2018.
- [22] Harada Y, Asakura T. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime [J]. Optics Communications, 1996, 124(5/6): 529-541.

Optical Field Defect Regulation and Particle Capture of Localized Hollow Beam

Fu Wensheng¹, Zhang Xichun¹, Zhu Shangdian¹, Lü Jinguang², Ma Xiaohui¹, Zhang He^{1*}

¹ National Key Laboratory of High Power Semiconductor Lasers, Changchun University of Technology, Changchun 130022, Jilin, China;

² National Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optical and Precision Machinery and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, Jilin, China

Abstract

Objective Localized hollow beam optical tweezers techniques have been widely used in life and nanosciences as physical tools to generate microforces without direct contact and realize the precise manipulation of microparticles. The expanding application needs have created more requirements for the optical tweezers technology, necessitating new optical field regulation techniques for producing various tunable optical traps. In conventional axial cone-lens optical systems, closed localized hollow beams can be generated to capture particles. However, once the localized hollow beams form, it is difficult for the particles to pass through the light wall into the light trap. Furthermore, the size cannot be freely regulated after the conventional localized hollow beams are produced. Therefore, this paper proposes the production of a localized hollow beam that freely opens and closes, allowing the particles to enter through the gap and controlling the particle capture and escape using the change in the gap. This is important for capturing particles and more conducive to such an operation.

Methods We added a rectangular appendix in a conventional axial cone-lens optical system. We found that by modulating the incident circular Gaussian beam using the axial-cone optical appendix, the localized hollow beam generated after the axion-lens optical system could regulate and had opening properties. We simulated the distribution properties of the local rectangular Gaussian beam by simulating the beam passing through the axis cone and the beam after focusing on the incident lens. Next, we analyzed the causes and influences of localized hollow beam defects and experimentally verified the localized hollow beam from generation to closure. The particles were first analyzed using the beam properties in both longitudinal and transverse directions in localized hollow beams. The longitudinal gradient and scattering forces were calculated in the beam propagation direction, and gravity was calculated in the transverse direction to analyze the particle process from the gap into the stable confinement.

Results and Discussions The incident circular Gaussian beam is modulated using a rectangular aperture, and the size and orientation of the gap are adjusted by changing the length-width ratio of the rectangular aperture. This ensures that the localized hollow beam generated after passing the axial cone-lensing optical system freely regulates the size. Furthermore, we

increase the localized hollow beam light field gradient using a high numerical aperture lens, and analyze the gradient force, scattering force, and gravity of the particles in a liquid environment. In this paper, the process of particles from entering the bottle beam to stable trapping is recorded by analyzing the lateral and longitudinal forces (Fig.7).

Conclusions We designed a size-tunable bottle beam. To be more specific, the size of the bottle beam can be changed by adjusting the distance between the axicon and the lens. Besides, the gap can be generated by adjusting the length-width ratio of the rectangular aperture. We use MATLAB to simulate the size change of the bottle beam in the adjustment and the Bessel beam change of the beam after the axicon. Furthermore, we demonstrated the process of the bottle beam from forming to closing with the help of simulation and experiments. Experimental results show that the simulation of gradient, scattering, and resultant forces in size-adjusted localized hollow beams creates a particle passage through the gap and controls particle capture and escape according to the change of the gap.

Key words optical design; localized hollow beam; size regulation; optical field defects; particle confinement; gradient force; scattering force