

文章编号: 0258-7025(2001)01-0089-04

# 环形光对光阱有效捕获力的提高<sup>\*</sup>

崔国强 李银妹 翁明琪 楼立人

(中国科技大学物理系选键化学实验室 合肥 230026)

**摘要** 定义了光阱的有效捕获力,然后在几何光学范围内计算了环形光束形成的光阱——空心光阱的有效捕获力,并把空心光阱与实心光阱产生的光阱有效捕获力作了比较。数值计算结果得到空心光阱的有效捕获力大大提高,光阱的稳定性也随之提高,而且空心光阱对捕获对象的热损伤效应相应减小。

**关键词** 光阱,有效捕获力,环形光

**中图分类号** O 435 **文献标识码** A

## Improvement of the Effective Trapping Force by Using Ring-beam Laser

CUI Guo-qiang LI Yin-mei WENG Ming-qi LOU Li-ren

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

**Abstract** The effective trapping force is defined and the effective force of a ring beam trap is calculated in the ray optics regime. A comparison of the effective trapping forces is also given using solid beam and ring beam. It is shown that the ring-beam gradient laser trap has a higher effective trapping force than the solid-beam laser trap and the stability of the ring-beam laser trap is improved greatly too. Also the thermal damage of the ring-beam laser trap is reduced.

**Key words** optical trap, effective trapping force, ring beam

在光阱捕获实验中,纵向即沿光传播方向的捕获效果往往较差,这是由于向后的回复力不能与前向的散射力很好平衡引起的。我们定义后向的回复力为有效捕获力,因为它直接贡献于捕获,前向的散射力为逃脱力,因为它是与回复力效应上正好相反的力。光阱的稳定捕获取决于二者的净剩余力或它们的稳定平衡效果。

回复力或有效捕获力主要来源于光在捕获物上折射引起的动量改变,在捕获物边缘上光的折射强而在中间部分折射较弱。散射力则是由光的前向冲量引起的。对一般的基模高斯光束,光的中心功率高而周边小,于是直观上设想把光的中心挖成空的(激光束横向呈环状)则既可以保证回复力的有效产生又可以减少散射力,总体捕获效果将会改善,本文数值计算证实了这个设想:光阱的有效捕获力得到了提高且其稳定性增强。

本文在几何光学范围内,以微米量级的介质球

作为捕获对象,因为它可以作为物理和生物实验中的简单模型,计算了环形光产生的光阱的有效捕获力并与高斯光产生的光阱的力<sup>[1]</sup>进行了比较。得到在同等输入能量的情况下空心光阱的有效捕获力优于实心光阱。

## 1 环形激光束的产生

环形光束的直接产生较困难,一般用多束(2, 3, 4束)激光对称地置于一圆环上来模拟,在CLEO-91<sup>[2]</sup>会议上报道过用两束激光来模拟,但使用不方便,不能推广。

四川大学的蔡邦维、吕百达等则用旋转棱镜系统实现了实心光与环形光的互相转变<sup>[3]</sup>,但旋转棱镜造价高,调节精度要求高,实验移植性不好。我们在实验中用CW Nd:YAG TEM<sub>11</sub>模和平凸腔输出的环形模来模拟,效果较好。

## 2 几何光学范围内光力的产生

在几何光学范围内,光可以被分解为具有强

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金重大项目(19890380)和 863(512-04-29)资助项目。

收稿日期:1999-08-16;收到修改稿日期:1999-11-12

度、方向和极化状态大致相同的一根根光线,它们在同一种介质内沿直线传播或者说每根光线都可以被看作具有波长为零的平面波的性质。它们在介质交界处的反射、折射和极化的规律遵循菲涅耳公式,在这个范围内衍射效应可以被忽略。

首先考虑功率为  $P$  的单根光线,其单位时间的入射功率为  $n_1 P/c$ ,以  $\theta$  角入射在介质球上的力,见图 1。作用于球上的力来源于功率为  $PR$  的反射光线及从球内出来的无穷多的折射光线  $PT^2$ ,  $PT^2 R \dots PT^2 R^n \dots$  的总和。其中  $R, T$  是菲涅耳在入

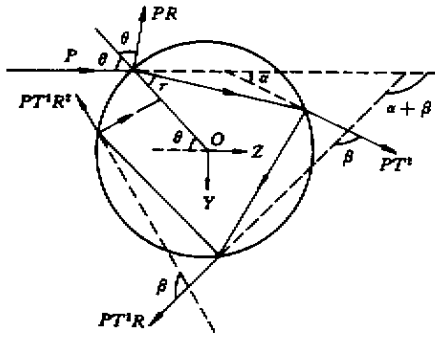


图 1 计算具有功率  $P$  的单根入射光线在介质球上产生的力的几何模型,其上标明了反射光线  $PR$  及无穷多的折射光线  $PT^2 R^n$

Fig.1 Geometry for calculating the force due to the scattering incident ray of power  $P$  by a dielectric sphere, showing the reflected ray  $PR$  and an infinite set of refracted rays  $PT^2 R^n$

射角为  $\theta$  时的表面反射和折射系数。Roosen 及其合作者<sup>[4,5]</sup>计算出了过圆心  $O$  的合力最后可分解为  $F_z$  和  $F_y$  分量

$$F_z = F_s = \frac{n_1 P}{c} \cdot \left\{ 1 + R \cos 2\theta - \frac{T^2 [\cos(2\theta - 2r) + R \cos 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos 2r} \right\} \quad (1)$$

$$F_y = F_g = \frac{n_1 P}{c} \cdot \left\{ R \sin 2\theta - \frac{T^2 [\sin(2\theta - 2r) + R \sin 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos 2r} \right\} \quad (2)$$

其中  $\theta$  和  $r$  分别是入射角和反射角。由于以上公式是对所有的散射光线求和,所以公式是精确的,因为  $R$  和  $T$  是与极化有关的,所以力也和极化有关。

对单根光线,在公式(1)中,我们定义沿着入射光线方向的  $F_z$  分量叫作这根光线的散射力分量

$F_s$ , 同样在公式(2)中我们定义垂直于入射光线方向的  $F_y$  分量为这根光线的梯度力分量  $F_g$ 。几何光学范围内光束的散射力和梯度力就是光束中每根光线的散射力和梯度力分量的矢量和。

### 3 环形光梯度阱作用于介质球上的力的计算

图 2 是环形光束作用于一直径  $\gg \lambda$  的介质球形成的梯度光阱的简单几何光学模型。光阱是由入射的环状平行光经一高  $NA$ (数值孔径)的显微物镜强聚焦形成的,图 2 给出光的焦点  $f$  位于  $Z$  轴的情况,这里我们只讨论这种情况。对实验中的 OLYMPUS UplanApo60XW  $NA = 1.2$  水浸物镜来说,入射光线的最大会聚角  $\phi_{\max} \cong 70^\circ$ 。计算介质球上的总力包括对进入孔径内的  $\phi$  和  $\phi_{\max}$  之间的每根光线求和。其中  $\beta$  是半径与  $Y$  轴的夹角。对介质球远大于波长的情况,焦点的大小(其极限为  $\lambda/2n_1$ <sup>[6]</sup>)可以被忽略。

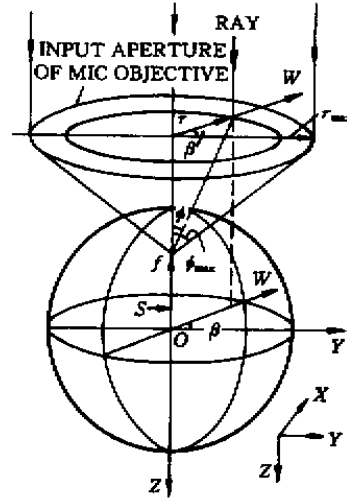


图 2 环形光梯度阱的几何光学模型,其中光的焦点位于小球的  $Z$  轴上

Fig.2 Single ring-beam gradient force trap in the ray optics model with beam focus located along the  $Z$ -axis of the sphere

以下我们将计算捕获光的焦点位于距圆心  $O$  为  $S$  的  $Z$  轴上的梯度阱的力,见图 3。

为计算和讨论方便,定义无量纲因子  $Q_s, Q_g$  和  $Q_{\text{mag}} = (Q_s^2 + Q_g^2)^{1/2}$  这里

$$F = Q \frac{n_1 P}{c}$$

式中的  $n_1 P/c$  是功率为  $P$  的入射光线在折射率为  $n$  的媒质中单位时间内的入射动量。

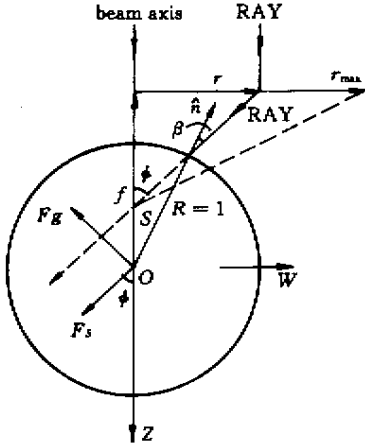


图 3 光焦点位于小球 Z 轴上的入射光产生的梯度力和散射力的几何模型

Fig.3 Geometry of an incident ray with beam focus along the Z-axis of the sphere giving rise to gradient and scattering force contributions  $F_g$  and  $F_s$

振光的力和垂直偏振光的力的平均。有效折射率定义为介质球的折射率  $n_2$  与其周围媒质折射率  $n_1$  的比值,即  $n = n_2/n_1$ 。一般生物粒子在水媒质中的  $n \approx 1.2$ 。通过对进入孔径在预定的  $\phi_{min}$  和  $\phi_{max}$  及  $\beta$  角之间的所有分布的光线积分便可求得。如图 4 所示的垂直平面  $ZW$  是从  $ZY$  平面经旋转  $\beta$  角后所得,由于它包括入射光线和小球的法线,故它就是入射面。

这里取小球的半径  $R = 1$  是因为在几何光学范围内从  $\phi_{min}$  到  $\phi_{max}$  的积分是与  $R$  无关的。对实验用的显微物镜来说  $NA = 1.2, \phi_{max} \approx 70^\circ$ , 同时近似认为进入孔径的光是均匀的,因为在实验中当光路很长时可以把光作为平面波处理。

图 4 给出了计算结果,图中用无量纲因子  $Q_s, Q_g$  和  $Q_t$  表示出对称散射力分量、非对称的梯度力分量及总力,其中  $S$  和  $(-S)$  分别表示焦点在球心以上和在球心以下。一实心光阱的各项力用点线表示在图中,一空心光阱( $\phi_{min} = 60^\circ$ )的各项力用实线表示,以示比较。括号中的  $R$  代表环形光阱, $S$  代表实心光阱。

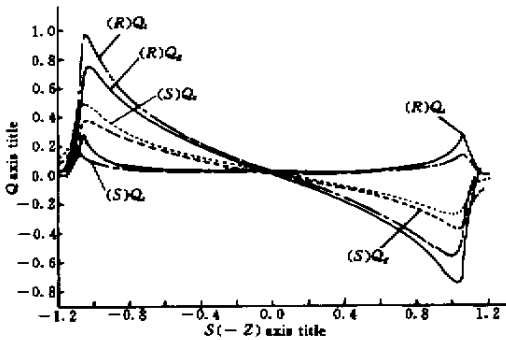


图 4 均匀充满孔径的实心光和环形光作用于有效折射率  $n = 1.2$  的介质球上产生的梯度力、散射力及总力,其中实线代表最小会聚角为  $60^\circ$  的环形光产生的力,点线则代表实心光产生的相应的力

Fig.4 Values of the scattering force  $Q_s$ , gradient force  $Q_g$ , and total force  $Q_t$ , exerted on a sphere of index of refraction  $n = 1.2$  by traps with a uniformly filled input solid beam and ring-beam focused along the Z-axis at position  $+S$  above and  $-S$  below the center of the sphere. The solid line is the ring-beam trap with minimum angle  $60^\circ$  and the point is the solid-beam trap

### 4 结果讨论

从图 4 可以看出光阱的捕获力主要集中在小球的线度范围内,有效捕获力和总力都约在小球的边缘  $S \approx 1.03$  处达到最大值,但空心光阱的力更加局域且力的最大值都大于相应的实心光阱的力。这些也证明大的回复力或有效捕获力是由于光线在小球边缘处有较大的折射引起的,这些光线在小球边缘处的汇聚角接近显微物镜的最大会聚角  $\phi_{max} = 70^\circ$ 。故实验中使用较大  $NA$  的物镜也可提高光阱的有效捕获力,但这种方法会受到物镜制造的限制,不方便。

表 1 给出了在不同的最小会聚角  $\phi_{min} = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$  情况下的空心光阱的各项力与实心光阱的相应力的比较。

从表 1 看出,随着会聚的最小角的增加或环形光环的变窄,在同等输入功率情况下空心光阱的梯度力  $Q_{gmax}$  大大增加,而散射力  $Q_{smax}$  增加不大,总力也相应增加,有效捕获力提高。

由于同等输入功率下空心光阱的各项力提高,或者说在实现同等捕获力的情况下,空心光阱所需的输入功率减小,这对于减小光阱对捕获粒子的热损伤效果提供了一种很有效的实验手段。因为热

考虑一圆偏振的光入射在一有效折射率  $n = 1.2$  的小球上的典型情况,圆偏振光的力是平行偏

损伤对许多活体生物实验是很麻烦的,在长时间生物活体操作下,保持生物样品的活性是非常重要的。

表 1 实心光阱和有不同最小会聚角的环形光阱的比较,有效折射率  $n = 1.2$

Table 1 Performance of the solid beam trap and the ring-beam trap with different minimum angle with  $n = 1.2$

$\phi_{\min}$	$[Q_{g\max}]$	$S_{\max}$	$[Q_{s\max}]$	$S_{\max}'$	$[Q_{t\max}]$	$(-S)_{t\max}$
		Solid-beam	Traps			
	-0.3750	1.036	0.1329	1.062	0.4899	1.048
		Ring-beam	Traps			
20°	-0.3882	1.036	0.1371	1.062	0.5065	1.048
40°	-0.4454	1.034	0.1568	1.062	0.5801	1.048
60°	-0.7502	1.030	0.2773	1.062	0.9760	1.046

由于空心光阱的各项力的最大值出现的位置减小,同时最大力大大提高,从图 4 来看势垒的高度增加而宽度减小,势阱更加局域,所以整体上空心光阱的分布更加合理,既光阱的稳定性得到提高。

实验中利用 CW Nd:YAG 平凸腔输出的环形模和平凸腔输出的基模做了初步的对比实验,实验条件和结果如下:

实验条件:

对环形激光束和实心激光束用相同的输入功率(在进入显微镜物镜处)250 mW。实心激光光斑直径和环形激光的外径都为 4 mm,环形光的环宽难以精确确定,约为 2 mm。

实验结果:

用移动精度为 1  $\mu\text{m}$  的自动化显微平台,通过逃逸速度来间接衡量光阱捕获力的大小,即通过逐步加大光阱对已捕获的油滴的拖动速度,当在某个速度下油滴刚好可以逃脱光阱的束缚,则定义此临界速度为逃逸速度。进一步利用 Stokes 公式可以推出与捕获力平衡的临界粘滞力。结果如下:

对环形光:

油滴直径( $\mu\text{m}$ )	逃逸速度( $\mu\text{m}/\text{s}$ )
$\phi 20$	15 ~ 20
$\phi 25$	25

对实心光:

油滴直径( $\mu\text{m}$ )	逃逸速度( $\mu\text{m}/\text{s}$ )
$\phi 20$	10
$\phi 20$	8

可见环形光给出的逃逸速度大于实心光给出的相应结果。由于平凸腔输出环形模不是很稳定,对比实验只给出了初步结果,与理论基本符合,给予了数值计算一定的支持,同时促使我们去设计更好的环形光束。最近我们研制的镜面光阑方便实现了实心光束与环形光束的互相转变,而且环的宽度可以方便控制,相信随着这项技术的完善,光阱在物理和生物及其他相关领域中会更加有用。

致谢 实验过程中得到了中国科学技术大学强激光实验室吴鸿兴教授等的大力帮助,在此给予衷心的感谢。

## 参 考 文 献

- 1 A. Ashkin. Force of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophys. J.*, 1992, **61** 569 ~ 582
- 2 M. Hori, S. Sato, S. Yamaguchi *et al.*. Two-crossing laser beam trapping of dielectric particles using compact laser diodes. *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 1991 (Optical Society of America, Washington, D. C.). Technical Digest., 1991, **10** 280 ~ 282
- 3 Cai Bangwei, Lü Baida, Zhang Bin *et al.*. Propagation and transformation properties of axicon optical system for laser beams. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1994, **A21**(1) 21 ~ 25 (in Chinese)
- 4 G. Roosen. Optical levitation of spheres. *Can. J. Phys.*, 1979, **57**(9) 1260 ~ 1279
- 5 G. Roosen, C. Imbert. Optical levitation by means of two horizontal laser beams: a theoretical and experimental study. *Phys. Lett. A*, 1976, **59**(1) 6 ~ 8
- 6 S. M. Mansfield, G. S. Kino. Solid immersion microscope. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **57**(24) 2615 ~ 2616