

# 基于纳米光学透镜的激光捕获瑞利粒子研究

刘子龙 张 波

(武汉理工大学物理系, 湖北 武汉 430072)

**摘要** 提出用纳米光学透镜替代传统光镊装置中的大数值孔径几何光学透镜来捕获瑞利粒子的设想, 基于电磁场时域有限差分方法计算了平面波经过纳米透镜后的衍射光场, 并结合点偶极子近似计算了瑞利粒子在透镜衍射光场中的受力。研究表明, 与传统光镊最好的情况(焦斑接近衍射极限)相比, 本方案的捕获效率、稳定捕获区长度和光镊的品质因子都有很大程度的改善, 尤其是出现在纳米透镜两侧的捕获区, 对瑞利粒子的捕获效率和品质因子可提高 2~3 个量级, 而且捕获粒子的受力具有强偏振相关性(不同于传统光镊), 可用来实现粒子的旋转操作。

**关键词** 衍射; 光镊; 激光捕获; 纳米透镜; 瑞利粒子

**中图分类号** O436.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0935001

## Study on Laser Trapping Rayleigh Particles Based on the Nanolens

Liu Zilong Zhang Bo

(Department of Physics, Wuhan University of technology, Wuhan, Hubei 430072, China)

**Abstract** An idea that Rayleigh particles can be captured by replacing the geometry optical lens in the traditional optical tweezers with nano-lens is proposed. We calculate the diffraction field of a plane wave passed through the nano-lens by using the finite difference time domain (FDTD) method and the radiation force acted on the Rayleigh particles in the field based on the point dipole approximation method. The results show that, comparing to best results (focal spot close to the diffraction limit) of conventional optical tweezers, the trapping efficiency, stable trapping zone length and quality factor of the proposed tweezers can be greatly improved. Especially for the two capture zones on the both sides of nano-lens, the trapping efficiency and quality factor can be improved by 2 to 3 orders of magnitude, and also the force of trapped particles has a strong polarization dependence (unlike conventional optical tweezers), which can be used to achieve rotation operation of particles.

**Key words** diffraction; optical tweezers; laser trapping; nano-lens; Rayleigh particles

**OCIS codes** 350.4855; 140.7010; 260.3090; 160.4263

## 1 引 言

1873 年麦克斯韦在其经典电磁理论中提出受光照的物体将受到光辐射压力的观点, 即光具有力学效应。20 世纪 60 年代激光器的发明使光与物质相互作用产生的力学效应真正受到人们的关注。其中有关光与物质相互作用的一个重要课题就是利用光捕获和操控微小粒子, 这些受控粒子的尺寸覆盖米氏粒子和瑞利粒子甚至微观粒子。最早开展微粒光捕获、操控的实验和理论方面研究工作的是贝尔实验室 Ashkin 领导的研究小组。Ashkin 等<sup>[1-3]</sup>通

过使激光束聚焦形成的二维光学势阱来夹持微粒以及使微粒悬浮, 随后又提出利用大数值孔径的几何光学透镜紧密聚焦单束激光形成更强的三维梯度力阱(即所谓的单光束梯度力阱或光镊)来实现介电微粒的三维捕获与操控。这种光学镊子具有高精度、非接触、无损伤以及“远程”操控的特点, 适合用于捕获和操控活体细胞、生物大分子, 从事生物学和医学研究, 诸如肌动蛋白与肌球蛋白之间相互作用特性<sup>[4]</sup>; 红细胞变形能力<sup>[5]</sup>和生物大分子结合强度的研究<sup>[6]</sup>等。

**收稿日期**: 2013-03-26; **收到修改稿日期**: 2013-04-21

**基金项目**: 中央高校基本科研业务费专项资金(2012-Ia-048)

**作者简介**: 刘子龙(1972—), 男, 博士, 副教授, 主要从事光与物质相互作用方面的研究。E-mail: liuyy\_7212@163.com

当微粒半径  $R$  远小于捕获光波长时(如瑞利粒子),光势阱的梯度力以及势阱的深度都将随粒子尺寸的减小而迅速减少(梯度力和势阱深度与  $R^2$  成正比<sup>[7]</sup>),当无法压制布朗运动时,被捕获的粒子就会逃逸<sup>[8]</sup>。提高捕获光的功率和采取更紧密的聚焦(更强的光场局域)措施可以弥补阱力的减弱。但提高功率也有可能超过粒子的损伤阈值而破坏粒子,尤其是生物粒子。在传统的光镊装置中使用高数值孔径的物镜可以使聚焦光束的焦斑尺寸达到衍射极限从而捕获纳米粒子。有文献报道使用传统光镊来操纵碳纳米管<sup>[9]</sup>、纳米级金属颗粒<sup>[10]</sup>和量子点<sup>[11]</sup>。但由于纳米粒子的捕获效率低以及受成像观察的限制,不便于实时观察操纵,此类的报道相对较少。另外,传统光镊的捕获区尺寸受衍射效应限制,在布朗运动的作用下,捕获的纳米粒子的位置仍然会有较大的起伏,给精确定位纳米粒子在阱中的位置带来一定的困难。为了捕获纳米粒子,目前已经发展了多种方法,这些方法大致有两类:1)借助于微米级的聚苯乙烯刚性小球作为“手柄”间接操控更小尺寸的粒子。这种方法多用于生物学和医学方面的研究<sup>[4-6]</sup>;2)直接操控纳米粒子,其重要代表就是表面等离子体纳米光镊<sup>[12-17]</sup>。它主要利用金属表面激发的表面等离子体波的亚波长局域(突破衍射极限)来增强光的梯度力直接捕获纳米尺寸粒子,诸如 Novotny 的金探针法<sup>[12]</sup>、Kawata 的纳米孔径法<sup>[13]</sup>等。最近,Grigorenko 等<sup>[16]</sup>又提出了一种基于局域的表面等离子体效应的纳米光镊,成功捕获了 200 nm 的聚苯乙烯颗粒。2009 年,Righini 等<sup>[17]</sup>也报道了用激光照射带特定共振结构的纳米金属天线实现亚波长捕获。虽然表面等离子体纳米光镊在激光纳米捕获方面有得天独厚的优势,但这种方法存在两个主要的不足<sup>[15]</sup>:1)热效应显著,由于激光能量被耦合进金属中的等离子体共振模式,导致金属的局部发热,热扩散进一步促使液态环境下的对流和热阻的产生,对稳定捕获造成不利影响;2)表面等离子体纳米光镊对环境折射率高度敏感,而粒子一旦被捕获,将带来周围环境折射率的变化,这会造成场强以及场强的梯度减弱,不利于粒子捕获。

最近,韩国的 Lee 等<sup>[18]</sup>研制出一种新型自组装近场纳米光学透镜。这款透镜由杯状对苯二酚(CHQ)有机分子构成,其典型尺寸(直径)在 0.05~3  $\mu\text{m}$  之间,呈薄球冠状,可实现纳米尺度的近场超分辨成像。由于尺寸的减小,纳米透镜和几何光学透镜在成像原理上存在差异:光束通过纳米圆孔发

生衍射的同时,又与透镜外侧弯曲的光线发生干涉。这种差异造成纳米透镜中光的近场聚焦,焦距变短,焦斑尺寸在亚波长级别,显示出对光场良好的限域作用,有望用于纳米光镊技术。

在上述背景下,本文利用纳米光学透镜形成的聚焦光场来捕获更小尺寸的纳米粒子——瑞利粒子。选择瑞利粒子作为研究对象是考虑到瑞利粒子受力的理论计算相对方便。思路是用纳米光学透镜取代传统光镊装置中的几何光学透镜来聚焦光场以获得亚波长级的光限域。与传统光镊相比,由于光限域效应的增强,在同等条件下(如波长、功率)基于纳米光学透镜形成的光阱的捕获效率将大幅增强。同时捕获区尺寸可突破衍射极限,将使受控粒子的操控精度提升到纳米级别,这也是纳米光镊必备的要求。实际上,在等离子体纳米光镊中,受激光照射的纳米结构(如纳米金属孔、纳米金粒)能够把光积聚在亚波长的区域,也充当了类似纳米透镜的功能。但本方案使用的纳米透镜由透明有机分子构成,两者在“聚焦”光场的原理上不同,因而不存在上述等离子体纳米光镊中的热效应对环境折射率高度敏感问题。

## 2 瑞利散射区粒子的受力

文献[18]中制备的 CHQ 纳米透镜为平凸构型的球形透镜(如图 1 所示),其厚度  $H < 0.8 \mu\text{m}$ ,直径  $D$  在 0.05~3  $\mu\text{m}$  之间。入射平面波通过纳米透镜时,由于透镜球形表面的曲率极高,为了匹配透镜内外两侧波前处的相位,光束发生激烈的扭曲,同时,通过纳米透镜的衍射光又与透镜外侧弯曲的光线发生干涉,形成光的近场聚焦。近场聚焦后的光斑尺寸将突破衍射极限(亚波长量级),能够产生很强的梯度力捕获纳米尺寸的粒子。假定捕获粒子是

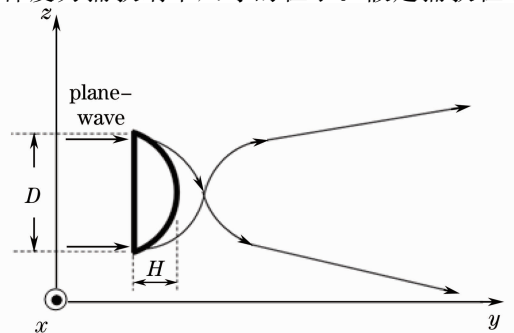


图 1 纳米透镜光束弯曲示意图

Fig. 1 Diagram curvilinear trajectories of light through nano-lens

介电常数为  $\epsilon_0 \epsilon_p$  ( $\epsilon_0$  为真空的介电常数)、半径为  $R$  的球形介电粒子,其所处环境的介电常数为  $\epsilon_0 \epsilon_s$ 。现考虑纳米粒子半径远小于波长的情形(瑞利粒子):  $R < \lambda/20$ ,  $\lambda$  是环境介质中的波长。此时,在电磁场作用下粒子可以近似为点偶极子,令其感应电偶极矩为  $\mathbf{p}$ ,则在点偶极子近似下粒子受到电磁场的辐射力可近似表示为<sup>[19]</sup>

$$\mathbf{F}(t) \approx (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

(1)式右边第一项来自场的非均匀分布,第二项为洛伦兹力。对于时谐场

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \text{Re}[\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)], \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \text{Re}[\mathbf{B}_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)], \\ \mathbf{p}(\mathbf{r}, t) &= \text{Re}[\mathbf{p}_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)], \end{aligned} \quad (2)$$

式中  $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{p}_0(\mathbf{r})$  为复振幅矢量。将(2)式代入(1)式,并取时间平均,有

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{p}_0 \cdot \nabla \mathbf{E}_0^* - i\omega \mathbf{p}_0 \mathbf{B}_0^*], \quad (3)$$

其中第一、第二项分别来自(1)式第一、第二项的时间平均。若偶极子对外部激励响应是线性的,即有

$$\mathbf{p}_0 = \alpha(\omega) \mathbf{E}, \quad (4)$$

式中  $\alpha(\omega)$  是粒子的极化率。目前在多数文献中<sup>[3,7,19]</sup> 粒子极化率  $\alpha$  的表示都直接采用静态场模型下的 Clausius-Mossotti 关系,然而实际上由于偶极子辐射电磁波存在辐射阻尼作用,相应地在静态场模型的基础上引入修正项。根据 Draine<sup>[20]</sup> 的结果,考虑偶极子的辐射阻尼之后,极化率应修正为(SI 单位制):

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0}{1 - i \frac{2}{3} \frac{k^3}{4\pi\epsilon_0\epsilon_s} \alpha_0}, \quad (5)$$

式中  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\alpha_0$  是零频场(如直流电场)的极化率,为

$$\alpha_0 = 4\pi\epsilon_0\epsilon_s R^3 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}, \quad (6)$$

此即众所周知的 Clausius-Mossotti 关系,式中  $\epsilon = \epsilon_p/\epsilon_s$ 。对于瑞利粒子,满足  $kR \ll 1$ , 此时极化率  $\alpha$  可近似为

$$\alpha(\omega) \approx \alpha_0 \left[ 1 + i \frac{2}{3} k^3 R^3 \left( \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right)^* \right]. \quad (7)$$

(7)式的第二项是考虑辐射阻尼之后的修正项,来源于偶极子的电磁散射,显然它和偶极子所受电磁散射力相关。将(4)式代入(3)式,并利用矢量恒等式,即

$$\begin{aligned} (\mathbf{E}_0 \cdot \nabla) \mathbf{E}_0^* &= \nabla(\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_0^*) - (\mathbf{E}_0^* \cdot \nabla) \mathbf{E}_0 - \\ &\quad \mathbf{E}_0 \times \nabla \times \mathbf{E}_0^* - \mathbf{E}_0^* \times \nabla \times \mathbf{E}_0, \end{aligned}$$

以及

$$(\mathbf{E}_0 \cdot \nabla) \mathbf{E}_0^* = (\mathbf{E}_0^* \cdot \nabla) \mathbf{E}_0, \quad (9)$$

可得

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \frac{1}{4} \text{Re}(\alpha) \nabla |E_0|^2 + \omega\mu \text{Im}(\alpha) \mathbf{S}_{\text{av}}, \quad (10)$$

其中  $\alpha$  由(7)式给出,  $\mathbf{S}_{\text{av}}$  代表平均坡印亭矢量。(10)式就是当纳米粒子的尺寸进入瑞利散射区时,粒子所受电磁作用力的理论计算公式,是理论计算的依据。该式第一项来自于光强的不均匀分布,正比于光强梯度,因此代表梯度力  $\mathbf{F}_{\text{grad}}$  成分,其作用是将粒子拖向势阱。显然当光强被限制在越小的空间中时,梯度力就越强;第二项来自于粒子对电磁场的散射和吸收贡献,代表散射力加吸收力  $\mathbf{F}_{\text{scat+abs}}$ , 它们正比于坡印亭矢量的大小,并沿着光的传播方向,试图把粒子推离势阱。(10)式中极化率的实部  $\text{Re}(\alpha)$  和虚部  $\text{Im}(\alpha)$  则依介质对光的吸收性质而定。一般情况下若粒子的环境介质无损耗,但粒子材料是损耗介质(如金属瑞利粒子),则  $\epsilon_0$  和  $\alpha_0$  均为复数。根据(7)式有

$$\text{Re}(\alpha) \approx 4\pi\epsilon_0\epsilon_s R^3 \text{Re}\left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\right), \quad (11)$$

$$\text{Im}(\alpha) \approx 4\pi\epsilon_0\epsilon_s R^3 \text{Im}\left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\right) + \frac{8\pi}{3} \epsilon_0\epsilon_s k^3 R^6 \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2. \quad (12)$$

(12)式右边第一项来自于粒子材料对电磁场的吸收作用,因而和电磁场的吸收力相关;第二项来自粒子对光子的散射作用,和电磁散射力相关。结合(10)~(12)式可以看出,散射力随  $R^6$  变化,吸收力和梯度力都是随  $R^3$  变化。将上面两式代入(10)式,得到梯度力为

$$\mathbf{F}_{\text{grad}} = \pi\epsilon_0\epsilon_s R^3 \text{Re}\left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\right) \nabla |E_0|^2, \quad (13)$$

吸收加散射力为

$$\mathbf{F}_{\text{scat+abs}} = \omega\mu \text{Im}(\alpha) \mathbf{S}_{\text{av}} = \omega\mu \cdot \left\{ 4\pi\epsilon_0\epsilon_s R^3 \text{Im}\left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\right) + \frac{8\pi}{3} \epsilon_0\epsilon_s k^3 R^6 \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \right\} \cdot \mathbf{S}_{\text{av}}. \quad (14)$$

右边第一项和材料的吸收相关,代表吸收力

$$\mathbf{F}_{\text{abs}} = \frac{n_s}{c} C_{\text{abs}} \mathbf{S}_{\text{av}}, \quad (15)$$

其中  $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$  为真空的光速,  $n_s = \sqrt{\epsilon_s}$  为环境介质的折射率,粒子的吸收截面为

$$C_{\text{abs}} = 4\pi k R^3 \text{Im}\left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\right), \quad (16)$$

(14)式的右边第二项和粒子对光子的散射有关,代表散射力为

$$\mathbf{F}_{\text{scat}} = \frac{n_s}{c} C_{\text{scat}} \mathbf{S}_{\text{av}}, \quad (17)$$

其中粒子的散射截面为

$$C_{\text{scat}} = \frac{8\pi}{3} k^4 R^6 \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2. \quad (18)$$

如果粒子材料亦无损耗,则电磁场的吸收截面和吸收力为0,(13)式和(14)式分别简化为

$$\mathbf{F}_{\text{grad}} = \pi \epsilon_0 \epsilon_s R^3 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \nabla |E_0|^2, \quad (19)$$

$$\mathbf{F}_{\text{scat}} = \frac{n_s}{c} C_{\text{scat}} \mathbf{S}_{\text{av}}. \quad (20)$$

(19)、(20)两式和文献[7]结果一致。另外,得到的吸收截面和散射截面的(16)、(18)式与 Draine<sup>[20]</sup>的结果是一致的。

需要指出的是,上述推导中关于场的表示只考虑了入射场而没有计入粒子的散射场。但粒子极化

率  $\alpha$  的表达式(5)式包含有散射效应的影响(即辐射阻尼),这点也可从(10)式看出:若极化率  $\alpha$  采用 Clausius-Mossotti 表述,那么对无损介质言,该式第二项为0,即散射力为0,显然这是不正确的。如果极化率  $\alpha$  使用 Draine 的表述,则可以得到正确的散射力结果,正如(20)式所示。严格地说,有关场的结果中应该考虑散射场,此时粒子所受散射力将多出一项非保守力的贡献<sup>[21]</sup>,即  $\sigma\{c\nabla \times \langle \mathbf{L}_s \rangle\}$ ,其中  $\sigma$  是粒子辐射压力的总截面,  $\langle \mathbf{L}_s \rangle = \frac{\epsilon_0}{4\omega l} \mathbf{E}_0 \times \mathbf{E}_0^*$  代表光子自旋角动量密度的平均值。散射力的这项贡献来自光子自旋角动量的非均匀分布。然而对于线偏振光入射,光子的总自旋角动量为0,因此这项的贡献恒为0。

### 3 结果与讨论

#### 3.1 纳米透镜聚焦场的分布

根据(10)式,要计算瑞利粒子在纳米透镜的聚焦场中的受力,首先需要计算出纳米透镜的场分布。由于透镜的特征尺寸接近甚至小于入射光波长,光波在透镜边界的耦合作用更强烈,标量衍射理论显然不适合,必须在特定边界条件下严格求解麦克斯韦方程才能得到透镜的场分布。采用了时域有限差

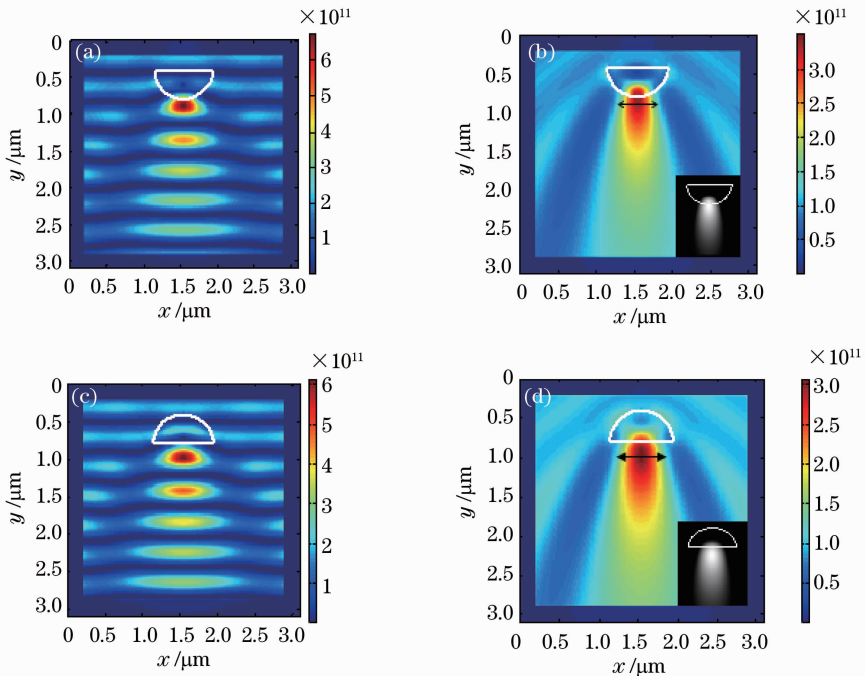


图2 平面波经纳米透镜近场聚焦后坡印亭矢量的大小。(a),(c)瞬时值;(b),(d)平均值

Fig.2 Energy-flux density at the near field focused by nano-lens. (a),(c) Instantaneous value; (b),(d) average value

分法(FDTD)计算纳米透镜的近场分布。FDTD 计算采用的空间坐标系设置如图 1 所示,模拟区域为  $150 \times 150 \times 120$  Yee 原胞,原胞大小为 20 nm(计算捕获区粒子受力时,原胞尺寸减小为 10 nm),为了保证数值稳定性,时间步长  $\Delta t = 3.4 \times 10^{-17}$  s。令入射波是  $x$  方向偏振、 $+y$  方向传输的平面波,波长 780 nm。图 2 给出了入射波通过直径  $D=800$  nm,厚度  $H=380$  nm 的纳米透镜近场聚焦后的坡印亭矢量的瞬时值[图 2(a)、(c)]和平均值[图 2(b)、(d)],图中白色曲线代表纳米透镜,黑色箭头线表示聚焦光束的横向尺寸,小插图是光强下降到峰值的一半处的光斑图。图 2(b)显示透镜的凸面朝向  $+y$  方向时,近场聚焦后焦斑的横向尺寸约 480 nm,突破了衍射极限的限制,表明纳米透镜比几何光学透镜有更好的对光束的限制力以及纳米透镜在光捕获方面的潜力。当透镜的凸面朝  $-y$  方向时,近场聚焦后焦斑的横向尺寸略大一些(约 560 nm),如图 2(d)所示。造成这种差异的原因是凸面朝  $-y$  时,近场聚焦主要来源于透镜的凸起面和平坦面上菲涅耳子波之间的相干,而凸面朝  $+y$  时,近场聚焦则主要来自凸面上的菲涅耳子波之间的相干。鉴于凸面朝  $+y$  方向时,透镜的聚焦能力要强一些,在后面的计算中主要采用这种方式。

### 3.2 纳米透镜聚焦场中瑞利粒子的受力结果

#### 3.2.1 粒子受力的对比

算出纳米透镜的近场分布之后,再依据(13)~(18)式计算瑞利粒子的受力。现考虑一个无损耗的聚苯乙烯纳米小球在纳米透镜聚焦场中的受力,其介电常数  $\epsilon_p = 2.53$ ,半径  $R = 15$  nm(小于  $\lambda/20$ ,属于瑞利粒子)。计算结果如图 3 和图 4 所示,其中纳米透镜的直径  $D = 800$  nm,厚度  $H = 380$  nm,透镜平坦面的中心坐标  $(x_0, y_0, z_0) = (0.6 \mu\text{m}, 0.2 \mu\text{m}, 0.6 \mu\text{m})$ (计算坐标系如图 1 所示),纳米透镜的光轴平行  $y$  轴(如  $x = x_0, z = z_0$ )。图 3 中黑色箭头代表辐射力方向。入射光电场  $x$  方向偏振,通过纳米透镜后,聚焦场的光强峰值位于  $(x_c, y_c, z_c) = (0.6 \mu\text{m}, 0.65 \mu\text{m}, 0.6 \mu\text{m})$ ,距离透镜的凸面仅 70 nm。图 3(a)、(b)分别给出过光强最大处且与光轴垂直的横向面内( $y = y_c$ )和包含光轴且平行  $xy$  面的纵向面( $z = z_0$ )内,纳米小球所受辐射力的分布。由于假定粒子的材料无损耗,所以聚苯乙烯瑞利粒子所受的光辐射力中只包含梯度力和散射力成分。图 3(a)清楚显示出在横向面内电磁波辐射力将把粒子吸到光轴上(光强最大),图 3(b)则表明纵向面内粒子所

受辐射力将其沿光轴推送到纳米透镜的表面附近。因此粒子一旦进入在捕获区,受捕获力的作用粒子最终将捕获在光轴上靠近透镜表面的区域。图 4(a),(c),(e)分别给出了纳米透镜的聚焦场中,粒子在透镜光轴上所受辐射力的纵向分量  $F_y$  [图 4(a)],以及过光强最大处的横向面内两个彼此正交的方向上(即  $x = x_c, y = y_c$  以及  $z = z_c, y = y_c$ )小球所受辐射力的横向分量  $F_z, F_x$  随其位置的变化关系[图 4(c),(e)]。由于粒子所受的梯度力和散射力均与入射到透镜上的功率成正比,所以为了剔除功率因素而单纯考虑光镊本身的捕获性能,计算的是每单位入射功率粒子的受力  $\mathbf{F}/P$  ( $P$  为入射功率)。光镊的捕获效率就定义为<sup>[16]</sup>  $\eta = \mathbf{F}/P$ 。图 4(a)的计算截止到透镜的表面处( $y = 0.58 \mu\text{m}$ )。在整个计算区间,粒子的轴向力都是沿  $-y$  方向将粒子推向纳米透镜。在光轴上靠近纳米透镜凸表面处(约  $0.6 \mu\text{m}$ )粒子的受力有一个不稳平衡点,其负向的轴向力最大值( $-0.13 \text{ pN} \cdot \text{W}^{-1}$ )约在  $0.8 \mu\text{m}$  处,偏离光强峰值处约  $0.15 \mu\text{m}$ 。粒子在轴上时的散射力分量[图 4(a)中虚线所示]非常小,远小于梯度力的贡献。其原因有二:1)散射力随  $R^6$  减小[见(18)式],而梯度力随  $R^3$  减小[见(13)式],散射力随粒子尺寸减小得更迅速;2)纳米透镜能增强对光束的限制作用,造成更大的光强梯度效应,由此增强的梯度力能弥补因尺寸减小造成的梯度力削弱。另外,从图 4(a),(c),(e)也发现纳米透镜的聚焦场中粒子所受最大的横向捕获力  $F_{x,\text{max}}, F_{z,\text{max}}$  比纵向捕获力  $F_{y,\text{max}}$  要大得多。这是因为纳米透镜聚集场的焦斑横向尺寸比纵向尺寸小[图 2(b)或(d)],说明横向的光强梯度大于纵向梯度。为了对比,利用文献[7]的方法也计算了该瑞利粒子在基于几何光学透镜的传统光镊中的受力。计算坐标系仿照文献[7]建立,即坐标原点在入射光束的束腰中心,但光轴为  $y$  方向。并假定  $y$  方向传播的入射光的波长同样为 780 nm,电场沿  $x$  方向偏振,入射波功率 1.5 W,经过高数值孔径物镜聚焦后,将光束会聚到接近衍射极限(光斑直径  $1.5\lambda$ )。光束会聚到接近衍射极限后,其捕获力、捕获效率也将达到极限,对于传统光镊而言,这是最好的情况了。计算结果在图 4(b),(d),(f)中给出,这三幅图所代表的意义分别和左边的图 4(a),(c),(e)相同。通过对比该瑞利粒子在纳米透镜聚焦场、[图 4(a),(c),(e)]和几何光学透镜的聚焦场中的受力[图 4(b),(d),(f)],不难得到以下结果:



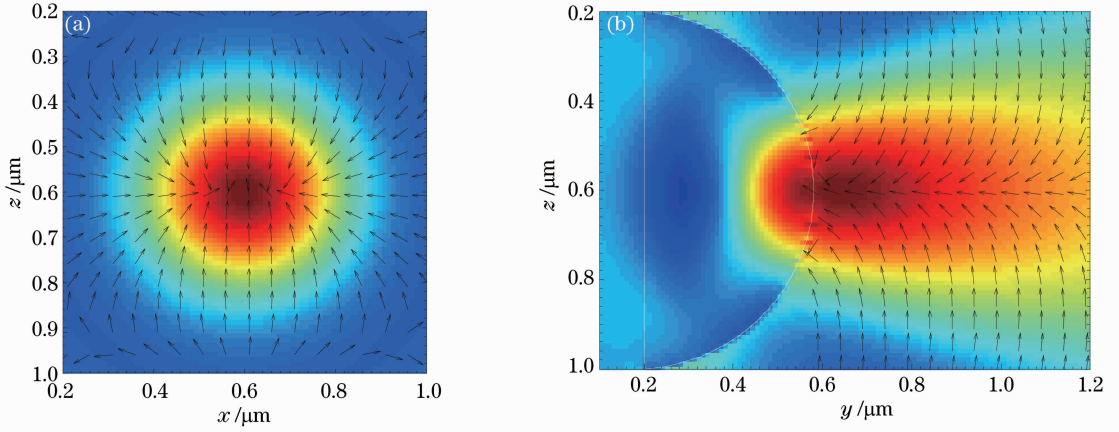


图 3 半径  $R=15\text{ nm}$  的聚苯乙烯小球在纳米透镜聚焦场中的受力

Fig. 3 Radiation force for a polystyrene sphere with radius 15 nm in the near-field formed by nano-lens

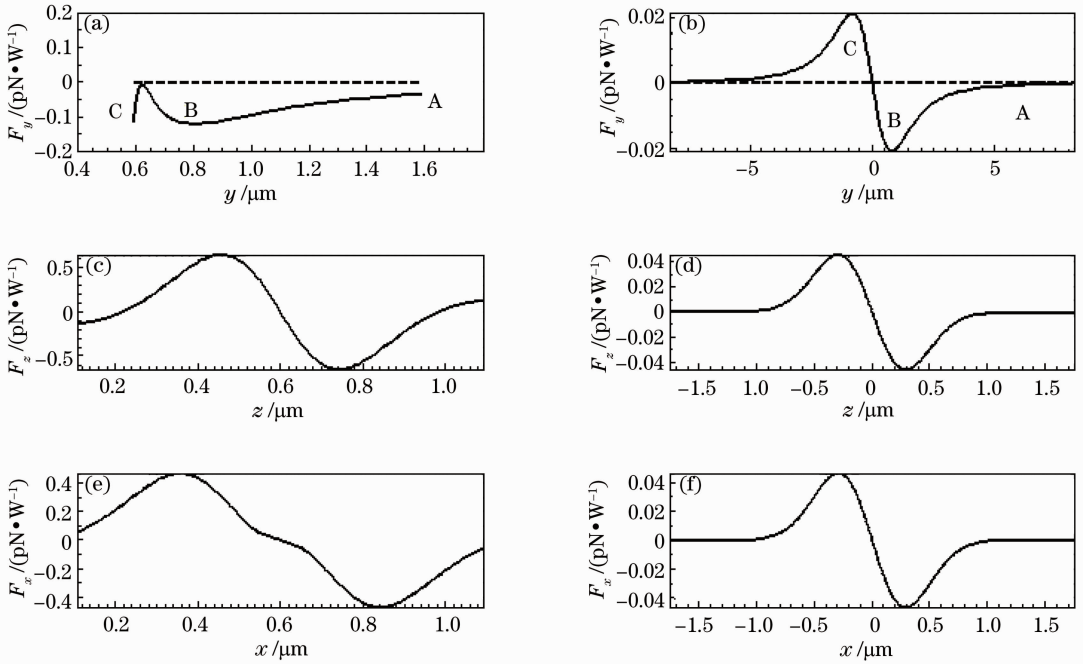


图 4 半径  $R=15\text{ nm}$  的聚苯乙烯小球所受辐射力随位置的变化关系

Fig. 4 Radiation forces for the polystyrene sphere with radius of 15 nm versus the positions of particle

1) 基于纳米透镜的最大横向捕获效率(如  $F_{x,\max}/P \approx 0.65\text{ pN}\cdot\text{W}^{-1}$ ,  $F_{z,\max}/P \approx 0.45\text{ pN}\cdot\text{W}^{-1}$ )比传统光镊至少高 1 个量级[图 4(c)、(d)、(e)、(f)];其纵向捕获效率比传统光镊约高 5 倍[图 4(a), (b)].

2) 当粒子处于图 4(a)或图 4(b)的 AB 区间时,其所受轴向捕获力  $F_y$  始终为  $-y$  方向,粒子将被吸向受力平衡位置,此区域可称为纵向捕获区;当粒子在平衡点附近的区间 BC(即捕获力达到正负最大的区间,图 4(a)的轴向力始终负,故 C 点定为透镜表面),如果外部扰动(如布朗运动、液体流动施加的粘滞力等)对粒子施加的作用力始终小于轴向力的峰

值,那么粒子将会一直约束在 BC 区间,否则粒子将逃逸。因此区间 BC 可称为纵向稳定捕获区。纵向捕获区间的长度直接影响捕获粒子的定位精度。纳米透镜的纵向稳定捕获区 BC 长度约为  $0.2\text{ }\mu\text{m}$ [图 4(a)],远小于传统光镊的纵向稳定捕获区长度[约  $1.6\text{ }\mu\text{m}$ ,图 4(b)]。另外,从图 4(c)、(d)、(e)、(f)不难发现,基于纳米透镜的光镊其横向稳定捕获区的长度也要比传统光镊稳定捕获区长度小得多。可以预见,由于稳定捕获区的长度大大减小,基于纳米透镜的光镊对纳米粒子的定位能力也将大大提升。另一方面,稳定捕获区的减小以及捕获力的增

加都意味着光镊刚度系数的增加,这对于提高光镊测力的灵敏度很有帮助。

3) 基于纳米透镜的光镊的横向捕获力、捕获效率随入射光的偏振态而异,而传统光镊则不显示偏振相关性。当入射光电场沿  $x$  方向偏振时,横向面内两个彼此正交的方向( $x$  方向和  $z$  方向)的捕获效率和稳定捕获区的长度都有差异[图 4(c)和(e)],而传统光镊在这两个正交方向上的捕获效率、稳定捕获长度是相同的,显示出纳米透镜捕获效率的偏振相关性。这种偏振相关性可能源于纳米透镜的边界衍射波。众所周知,入射光在透镜边界上产生边界衍射波,衍射图样可以认为是入射波和边界衍射波相干产生的<sup>[22]</sup>。而边界衍射波以及相应的相位变化随入射光的偏振方向而异<sup>[23]</sup>,因此和入射光相干叠加后,衍射光强的分布也和入射偏振有关,从而导致纳米透镜捕获效率的偏振相关性。显然,透镜的衍射效应越显著,这种偏振相关性也将越强。因此减少纳米透镜的尺寸或者增加入射光波长,将会出现更明显的捕获效率的偏振相关性(参见3.2.2小节末尾部分的讨论)。

### 3.2.2 纳米透镜的尺寸对捕获效率的影响

由于衍射效应的程度差异,纳米透镜的尺寸(如  $D$ 、 $H$ )以及入射光波长对纳米粒子的捕获效率均有影响。定义纳米透镜的纵横比为  $H/D$ ,计算了纳米透镜的纵横比  $H/D=0.475$ ,直径  $D$  在 200~3000 nm 之间取值时,纳米透镜的最大捕获效率  $\eta_{\max}$  ( $F_{\max}/P$ ,  $F_{\max}$  代表最大的捕获力),如表 1 所示,括号中的数据是纳米透镜两侧捕获区的相关结果。表 1 中也给出了光镊品质因子  $Q$  的计算结果以及基于纳米透镜的光捕获与传统光镊的品质因子之比  $R_Q$ 。品质因子  $Q$

定义为  $F_{\max}c/nP$  ( $n$  是粒子所处环境介质的折射率),它是反映光镊捕获性能的一个重要指标。为了作对比,表 1 中也给出了传统光镊的计算结果,传统光镊的计算参数(入射功率,束腰直径等)的设置参见 3.2.1 小节所述。计算结果表明,在纳米透镜光轴上始终存在一个稳定的捕获区域,该区域位于轴上光强最大处(焦点)的两侧,且靠近纳米透镜的凸起面(距离 20~50 nm),这说明纳米透镜的捕获效应来源于透镜对入射光的“近场聚焦”。从表 1 不难看出,在直径  $D=700$  nm 附近,轴上稳定捕获区的纵向( $y$  方向)最大捕获效率  $\eta_{\max, y}$  以及过轴上光强最大处的横向面内两正交方向( $x, z$  方向)的最大捕获效率  $\eta_{\max, z}$ 、 $\eta_{\max, x}$  都达到最大值,而且该捕获区的纵向稳定捕获长度  $L_y$  以及横向上两正交方向的稳定捕获长度  $L_{t, z}$ 、 $L_{t, x}$  也都分别达到最小。为了进一步确定在  $D=700$  nm 附近最佳的透镜直径,在图 5 中给出了捕获效率与纳米透镜直径的变化曲线。结合表 1 和图 5 不难看出,用 780 nm 的光入射时,直径 700 nm 的纳米透镜可以在其光轴上取得最佳的纳米捕获效果。若将其与传统光镊最好的捕获效果(焦斑尺寸接近衍射极限)比较,前者的轴向捕获效率约为后者的 7 倍(品质因子  $Q$  较后者提高 1 个量级,见表 1),而轴向稳定捕获区的长度仅为 180 nm,约是后者的 1/10,这对于提高纳米粒子的操控精度很有利。当  $D$  大于或小于 700 nm 时,  $\eta_{\max, y}$ 、 $\eta_{\max, z}$  和  $\eta_{\max, x}$  都随  $D$  的增加而减小,表明轴上光强的聚集程度在不断减弱,当  $D$  在 3000 nm 以上时,和几何光学透镜的区别就不大了。另一方面,当  $D$  减小到 400 nm 以下时,由于边界衍射效应

表 1 捕获效率随纳米透镜直径  $D$  的变化

Table 1 Trapping efficiency changing with diameter  $D$  of nano-lens

$D$ /nm	$\eta_{\max, y}/(\text{pN}\cdot\text{W}^{-1})$	$L_y/\text{nm}$	$\eta_{\max, z}/(\text{pN}\cdot\text{W}^{-1})$	$L_{t, z}/\text{nm}$	$\eta_{\max, x}/(\text{pN}\cdot\text{W}^{-1})$	$L_{t, x}/\text{nm}$	$Q/10^{-4}$	$R_Q$
200	0.06	240	0.24	440	0.17 (42)	210	0.72 (126)	5 (900)
300	0.09	230	0.37	420	0.28 (20)	200	1.1 (60)	8 (429)
400	0.10	220	0.46	390	0.36 (11)	200	1.4 (33)	10 (236)
500	0.12	180	0.53	350	0.42	200	1.6	12
600	0.13	160	0.61	300	0.49	190	1.8	13
700	0.14	180	0.71	280	0.55	180	2.1	15
800	0.12	220	0.65	280	0.47	480	1.9	14
900	0.10	230	0.58	300	0.41	500	1.7	13
1000	0.11	230	0.62	270	0.44	500	1.8	13
2000	0.04	820	0.24	385	0.18	540	0.72	5
3000	0.025	1130	0.15	390	0.12	550	0.5	3
Triditional tweezer	0.02	1600	0.05	580	0.05	580	0.14	1

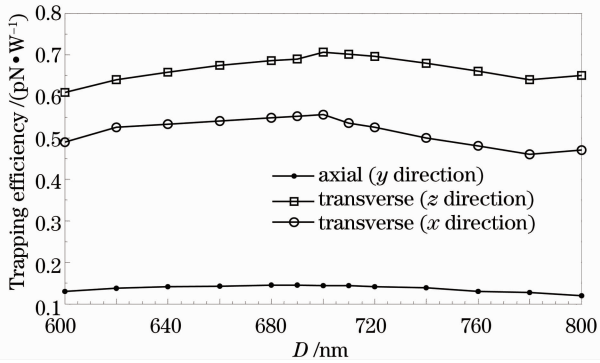


图 5 在  $D=700$  nm 附近捕获效率随纳米透镜直径  $D$  的变化曲线

Fig. 5 Trapping efficiency as a function of nano-lens diameter near  $D=700$  nm

的增强,衍射光强的分布逐渐转向透镜的两侧区域集聚,形成两个“耳”形光斑,如图 6 所示(图中白色圆形区代表透镜横截面,所用纳米透镜的直径  $D=400$  nm,厚度  $H=190$  nm)。因此透镜直径在 400 nm 以下时,纳米透镜的衍射场中将形成三个稳定捕获区:除了一个分布在光轴上相对较弱的捕获区之外还有两个强捕获区对称分布在纳米透镜的两侧。从图 6 可见透镜两侧的捕获区较窄,图 6 的上部和下部区域,粒子受力是朝外的,这些区域是非捕获区。图 7 给出了透镜侧面捕获点处的力分布曲线(图中纳米透镜直径  $D=400$  nm,厚度  $H=190$  nm)。由于对称性,图中只给出了透镜左侧捕获区沿纵向( $y$  向)和两个横向( $x$ 、 $z$  向)的受力,该捕获点在图 1 所示的坐标系中的位置是  $(x, y, z) = (430$  nm, 330 nm, 600 nm)(距离透镜的平坦面 130 nm)。图 7(a)中  $y < 330$  nm 的区域,图 7(b)中  $x > 430$  nm 的区域为透镜所在,这些区域的粒子受力没有给出。由图 7 看到,从该捕获点沿  $+y$  方向粒子的受力指

向捕获区,且最大的纵向捕获力比轴上的稳定捕获区大 30 倍。捕获点附近的另外两个横向力分量  $F_x$  和  $F_z$  也都指向捕获点且都比轴上捕获点的对应力分量大得多(见表 1)。因此总的受力效果是把粒子拖向该捕获点,最终约束在纳米透镜表面处。此外也计算了  $D=200$ 、 $300$ 、 $400$  nm 情况下,透镜两侧捕获区的捕获效率及其品质因子  $Q$ ,结果在表 1 的括号中给出。从中发现,和轴上的捕获区相比,两侧捕获区的捕获效率和品质因子提高 1~2 个量级(随  $D$  的减小而增加);和传统光镊最好的捕获情况比较,提高 2~3 个量级。从上面的分析可以得到如下结论:在波长 780 nm 的平面波照射下,如果利用轴上的捕获区捕获纳米粒子,纳米透镜直径  $D=700$  nm 时,捕获效率最佳;如果利用两侧的捕获区捕获粒子,则应尽可能减小纳米透镜的直径。

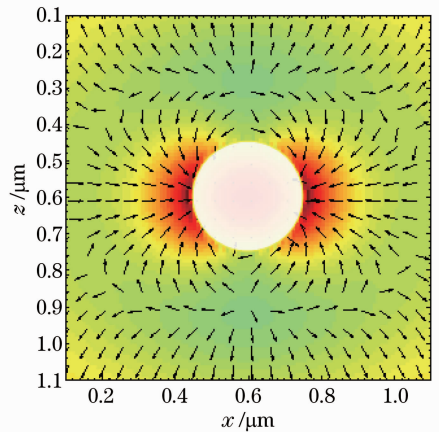


图 6 距离纳米透镜平坦面 130 nm 处的横向面上光强的分布以及聚苯乙烯粒子的受力

Fig. 6 Distribution of light intensity and force for the polystyrene particle in the transverse plane 130 nm away from the flat surface of nano-lens

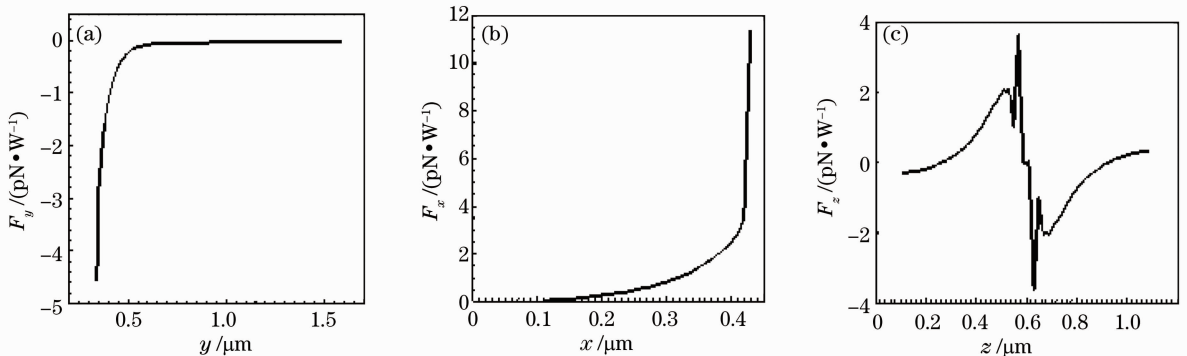


图 7 纳米透镜左侧捕获区沿三个正交方向的受力

Fig. 7 Light forces along the three orthogonal directions at the left capture zone of nano-lens



在 3.2.1 小节中讨论了纳米透镜轴上捕获区的捕获力的偏振相关性。通过计算同样也发现纳米透镜两侧的“耳”形捕获区的捕获力也出现偏振相关性。图 8 给出了入射线偏振光的偏振方向与 +x 方向的夹角  $\alpha$  依次为  $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$  4 种情况下, 距离纳米透镜平坦面 130 nm 的横向面内光强的分布以及瑞利粒子的受力情况, 透镜的直径  $D = 400$  nm, 厚度  $H = 190$  nm。图 8 中, 圆形区域表示透镜的截面, 黑色箭头线代表辐射力方向。可以看到, 随着入射光偏振方向的旋转变换, 透镜两侧的

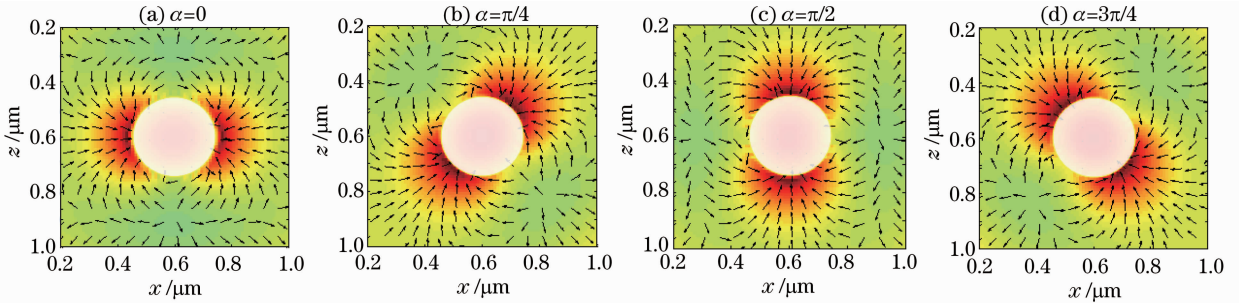


图 8 距纳米透镜平坦面 130 nm 的横向面内光强的分布以及聚苯乙烯粒子的受力

Fig. 8 Distribution of light intensity and force for the polystyrene particle in the transverse plane of 130 nm away from the flat surface of nano-lens

## 4 结 论

采用 FDTD 方法和点偶极子近似计算了瑞利粒子在纳米透镜衍射场中的受力。结果表明, 在纳米透镜的衍射光场中会出现三个粒子捕获区, 其中一个出现在透镜的光轴上且靠近透镜表面的区域, 另外两个对称分布在纳米透镜的两侧。与传统光镊最好的情况(此时透镜的焦斑接近衍射极限)相比, 轴上捕获区对纳米粒子的捕获效率与稳定捕获区间的长度都有很大的改善, 其中捕获效率提高 5~10 倍, 而稳定捕获区的长度减小 1 个数量级。两侧捕获区的捕获效率和品质因子改善的幅度更大, 达到 2~3 个数量级。这对于提高纳米粒子的操控、定位精度以及光镊测力的灵敏度都有极大的帮助。另外, 发现两侧捕获区的捕获力有强的偏振相关性, 即当旋转入射线偏振光的偏振方向时, 捕获的粒子也将绕透镜光轴随之旋转, 因此可实现纳米粒子的旋转操控, 显示出纳米透镜可应用于光驱动马达。

利用纳米透镜捕获、操控纳米粒子不会产生明显的热效应和对折射率的敏感, 弥补了主流的表面等离子体纳米光镊的不足之处。激光捕获纳米粒子的实验中一般采用染色或荧光标记等办法来识别和操控这些微粒, 由于纳米透镜具有近场放大功能(其

“耳”形光斑以及粒子的捕获区也随之转动, 显示出强烈的偏振相关性。显然, 当两侧的捕获区捕获了粒子之后, 旋转入射线偏振光的偏振方向, 那么粒子也将随之绕纳米透镜的光轴旋转, 从而能实现粒子的旋转操控。虽然对于纳米透镜光轴上的捕获区而言, 其捕获力也表现出相对较弱的偏振相关性[参见图 4(c), (e)], 但是不能实现粒子的旋转操作。有关纳米透镜在粒子的旋转操控方面的详细讨论将在后续的文章中阐述。

焦距很短), 使用纳米透镜捕获操控纳米粒子的同时可以直接对其进行观察或显示, 无需使用荧光标记的方法。纳米透镜在制作工艺上也易于集成, 可用在“芯片实验室”中对生物分子的捕获、操控, 也可借助阵列集成用于规模操控纳米粒子或纳米器件实现纳米结构的组装。

## 参 考 文 献

- 1 A Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure [J]. Phys Rev Lett, 1970, 24(4): 156-159.
- 2 A Ashkin, J M Dziedzic. Optical levitation by radiation pressure [J]. Appl Phys Lett, 1971, 19(8): 283-285.
- 3 A Ashkin, J M Dziedzic, J E Bjorkholm, *et al.*. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles [J]. Opt Lett, 1986, 11(5): 288-290.
- 4 Jeffrey T Finer, Robert M Simmons, James A Spudich. Single myosin molecule mechanics; piconewton forces and nanometre steps [J]. Nature, 1994, 368(6467): 113-119.
- 5 Yanjie Li, Cheng Wen, Huimin Xie, *et al.*. Mechanical property analysis of stored red blood cell using optical tweezers [J]. Colloids and Surfaces B: Biointerfaces, 2009, 70(2): 169-173.
- 6 Shen Weimin, Li Yinmei, Yue Jiachang, *et al.*. Measuring the adhesion of biomacromolecules by optical tweezers [J]. Applied Laser, 2004, 24(4): 233-236.  
沈为民, 李银妹, 乐加昌, 等. 光镊技术测量生物大分子间的结合强度[J]. 应用激光, 2004, 24(4): 233-236.
- 7 Yasuhiro Harada, Toshimitsu Asakura. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime [J]. Opt Commun, 1996, 124(5): 529-541.

- 8 Li Baojun, Xin Hongbao, Zhang Yao, *et al.*. Progress of optical trapping and manipulation [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(9): 0900126.  
李宝军, 辛洪宝, 张 垚, 等. 光捕获和光操控研究进展[J]. *光学学报*, 2011, 31(9): 0900126.
- 9 Jianlong Zhang, Hyun Ik Kim, Cha Hwan Oh, *et al.*. Multidimensional manipulation of carbon nanotube bundles with optical tweezers [J]. *Appl Phys Lett*, 2006, 88(5): 053123.
- 10 Faeghe Hajizadeh, S Nader, S Reihani. Optimized optical trapping of gold nanoparticles [J]. *Opt Express*, 2010, 18(2): 551–559.
- 11 Liselotte Jauffred, Andrew C Richardson, Lene B Oddershede. Three-dimensional optical control of individual quantum dots [J]. *Nano Lett*, 2008, 8(10): 3376–3380.
- 12 L Novotny, R X Bian, X S Xie. Theory of nanometric optical tweezers [J]. *Phys Rev Lett*, 1997, 79(4): 645–648.
- 13 K Okamoto, S Kawata. Radiation force exerted on subwavelength particles near a nanoaperture [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, 83(22): 4534–4537.
- 14 Peter J Reece. Plasmonics; Finer optical tweezers [J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(6): 333–334.
- 15 Mathieu L Juan, Maurizio Righini, Romain Quidant. Plasmon nano-optical tweezers [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(6): 349–356.
- 16 A N Grigorenko, N W Roberts, M R Dickinson, *et al.*. Nanometric optical tweezers based on nanostructured substrates [J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(6): 365–370.
- 17 M Righini, P Ghenuche, S Cherukulappurath, *et al.*. Nano-optical trapping of Rayleigh particles and escherichia coli bacteria with resonant optical antennas [J]. *Nano Lett*, 2009, 9(10): 3387–3391.
- 18 Ju Young Lee, Byung Hee Hong, Woo Youn Kim, *et al.*. Near-field focusing and magnification through self-assembled nanoscale spherical lenses [J]. *Nature*, 2009, 460(7254): 498–501.
- 19 Lukas Novotny. *Forces in Optical Near-Fields* [M] // *Near-Field Optics and Surface Plasmon Polaritons*. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2001. 123–141.
- 20 B T Draine. The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains [J]. *The Astrophysical Journal*, 1988, 333: 848–872.
- 21 S Albaladejo, M I Marqués, M Laroche, *et al.*. Scattering forces from the curl of the spin angular momentum of a light field [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, 102(11): 113602.
- 22 M Born, E Wolf. *Principles of Optics (7th Edition)* [M]. Yang Jiasun Transl.. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2009. 415–418.  
玻 恩, 沃尔夫. *光学原理(第7版)* [M]. 杨葭孙译. 北京: 电子工业出版社, 2009. 415–418.
- 23 Jianping Xie, Yanhui Qiu, Hai Ming, *et al.*. Light polarization effect in measurement of thin wire diameter by laser diffraction and its explanation with boundary diffraction wave [J]. *J Appl Phys*, 1991, 69(10): 6899–6903.

栏目编辑: 李文喆