

## 基于等离激元涡旋场光学诱捕增强设计

李香宇<sup>1</sup>, 王艳红<sup>2\*</sup>, 武京治<sup>2</sup>, 张鹏<sup>1</sup><sup>1</sup>中北大学仪器与电子学院, 山西 太原 030051;<sup>2</sup>中北大学信息与通信工程学院, 山西 太原 030051

**摘要** 利用同轴结构实现纳米粒子光学捕获,研究不同偏振光对光势阱的影响,并通过优化结构参数实现圆偏振下的等离激元涡旋场模式。研究表明:该同轴结构在线偏振光750 nm处透射率最大,并且在入射光强为 $1\ \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$ 时势阱深度达到 $17k_B T$ ;圆偏振光在同轴结构上方形成涡旋场,能量流势阱深度为 $8k_B T$ 。所设计的同轴结构扩大了光场作用范围,优化了光梯度力作用方向,提高了捕获低浓度小尺度粒子的效率。该研究结果对于低浓度生物分子光学捕获具有一定的参考意义。

**关键词** 激光光学; 表面等离激元; 光学捕获; 圆偏振光; 涡旋状光场

中图分类号 TN203

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS231818

## 1 引言

电磁光束可以作为光镊,使纳米粒子被光场加速、操纵和捕获。近年来,表面等离激元光镊利用表面等离激元的特殊性质,在高折射率介质和非均匀介质中实现了对微观颗粒的有效捕获和操纵<sup>[1]</sup>。基于表面等离激元的光镊包括全内反射荧光<sup>[2]</sup>(TIRF)光镊、反射式光镊<sup>[3]</sup>和近场光镊<sup>[4]</sup>等。其中:TIRF光镊通过利用全内反射原理实现对靠近金属表面颗粒的捕获和操纵;反射式光镊采用反射式衍射光学系统将捕获光聚焦到微观颗粒上,对于不同形态和尺寸的颗粒具有更强的适应性;近场光镊则通过控制光场与物质的相互作用来实现对微观颗粒的高效捕获和操纵。然而,这些方法仍存在一些问題,如光学捕获效率较低、操纵纳米级低浓度粒子时仍面临较大的挑战。传统光镊中纳米粒子布朗扩散与结构散射近场相互作用形成捕获势阱,这是一个缓慢、不确定、耗时的过程<sup>[5]</sup>,因此等离激元光镊不适用于低浓度粒子溶液的捕获和操纵。为了实现低浓度小尺度粒子光学捕获,本文通过圆偏振光操纵在无限小的尺寸内共振调谐产生涡旋状光场。局域表面等离激元(LSP)通过激发表面等离极化激元,在金属-电介质层界面与电磁波耦合产生携带轨道角动量的光场等离激元势阱<sup>[6]</sup>。这种独特的电磁模式能将光限制在衍射极限外,将轨道角动量携带的能量流传递至粒子,从而使微纳级粒子旋转。同轴结构具有广阔的应用前景,如在混合等离子波

导<sup>[7]</sup>中可以将光和等离激元模式耦合。通过控制同轴内部的介质和外部的金属层,可以实现对电磁波的引导和调控。

本文通过分析同轴结构在不同偏振模式下的电场、坡印亭矢量图分布以及纳米粒子与结构散射近场相互作用时产生的光力和势阱分布,将表面等离激元结构与涡旋状光场结合,为使用光镊进行显微操作提供了一个新的方向。与其他等离激元光镊不同,同轴结构将粒子捕获在孔径的表面而不是内部。因此,可以对捕获粒子进行下一步操作和处理<sup>[8]</sup>,为捕获和操纵低浓度溶液中微纳粒子和其他活细胞提供了一种新的途径<sup>[9]</sup>。

## 2 材料和方法

同轴结构由二氧化硅同心圆环和银层组成,银层尺寸为 $L_1 \times L_1 \times h$ ,位于折射率为1.46的二氧化硅介质基底上。如图1所示,圆环外环的直径 $d_1$ 为85 nm,内环的直径 $d_2$ 为60 nm,即环孔径为25 nm。当激光源从底部垂直照射同轴结构时,介电常数的改变导致电场分布发生变化,这种电场变化使电荷在环结构内部重新分布,在环之间形成电荷分布差异,从而导致光与环结构产生电容耦合,从而增强透射传输,同时环结构与光发生共振,实现电磁场局部增强。

采用有限时域差分(FDTD)法在400~800 nm波段对结构进行仿真计算。其中,银层长和宽均为 $1\ \mu\text{m}$ ,高度 $h$ 为150 nm,基底材料为二氧化硅。将同轴

收稿日期: 2023-11-21; 修回日期: 2024-01-05; 录用日期: 2024-01-25; 网络首发日期: 2024-02-20

基金项目: 国防科技创新特区(02-ZT-008)

通信作者: \*amyw0919@163.com

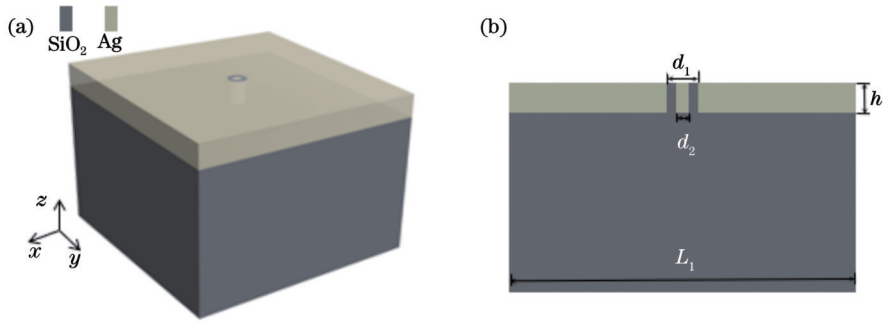


图 1 同轴结构。(a)整体示意图;(b)结构纵截面图

Fig. 1 Coaxial structure. (a) Overall diagram; (b) longitudinal cross-section of the structure

结构区域内的网格尺寸设为 2 nm,其他区域采用自动分级网格,同时整个仿真区域周围设为完美匹配层边界条件。

### 3 分析与讨论

#### 3.1 透射特性及场分布

为研究同轴结构的透射特性,改变同轴结构高度  $h$  分别为 140 nm、150 nm 和 160 nm,其他结构参数相同。在水平线性偏振光照射下,得到归一化透射特征曲线,如图 2 所示。

透射特性曲线峰值随同轴结构高度  $h$  的增加而右移, $h=150$  nm 时透射光谱在波长为 540 nm 和 750 nm 处有两个峰值。这些峰由光波传输到有限厚度的同轴孔径内发生全反射,从而产生法布里-珀罗共振模式<sup>[10]</sup>。局域表面等离子激元波动沿着金属表面传递,当外部激励频率与等离子体内部的固有频率匹配时,会引发等离子体的共振现象。峰值处的电场强度分布如图 3(a)、(b)所示,热点主要集中在结构环内侧顶部和

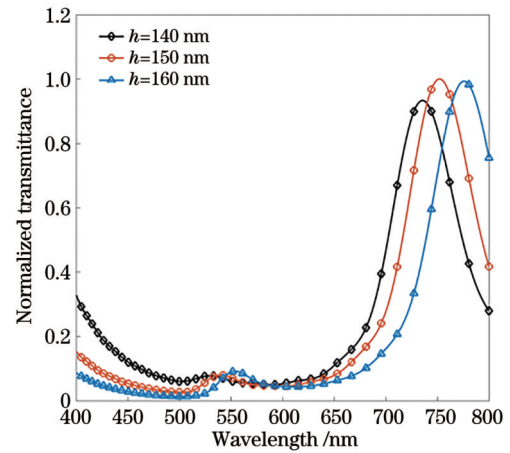


图 2 不同高度  $h$  下归一化透射特性曲线

Fig. 2 Normalized transmission characteristics at different heights

底部尖端处,在第一个峰值 540 nm 处最大电场强度为 5.5 N/C,第二个峰值 750 nm 处尖端场的最大电场强度为 16 N/C。

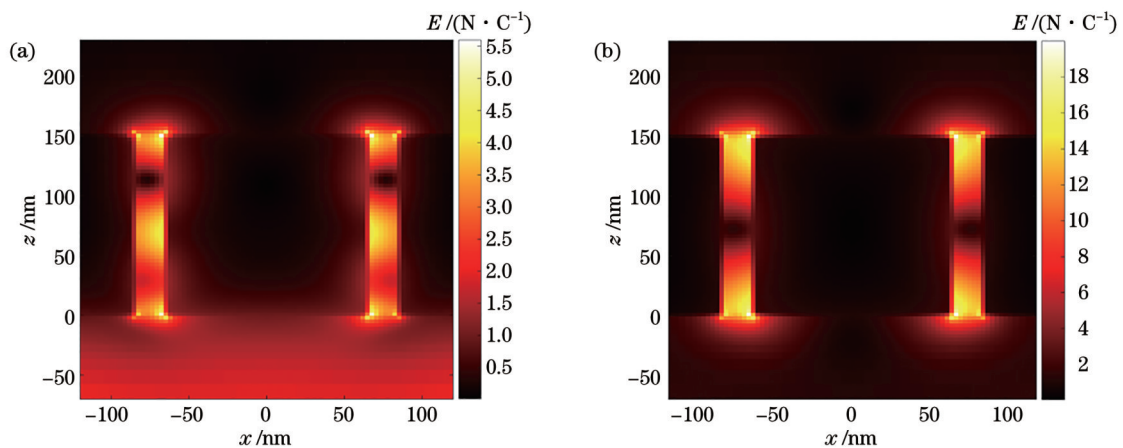


图 3 透射峰值对应同轴孔径  $x-z$  平面电场分布。(a)540 nm 峰值对应的电场;(b)750 nm 峰值对应的电场

Fig. 3 Electric field distribution in the coaxial aperture  $x-z$  plane corresponds to transmission peak value. (a) Electric field at 540 nm peak; (b) electric field at 750 nm peak

考虑到不同光源偏振条件对结构场的影响,采用水平线偏振光、垂直线偏振光和圆偏振光(左旋和右旋)作为激发源。图 4 所示为同轴孔径  $x-y$  平面方向

中心平面电场强度分布,可以看到,大部分电场被限制在同轴孔径内部,不同偏振情况产生的场强热点(最大电场强度所在位置)分布是不同的。水平线偏

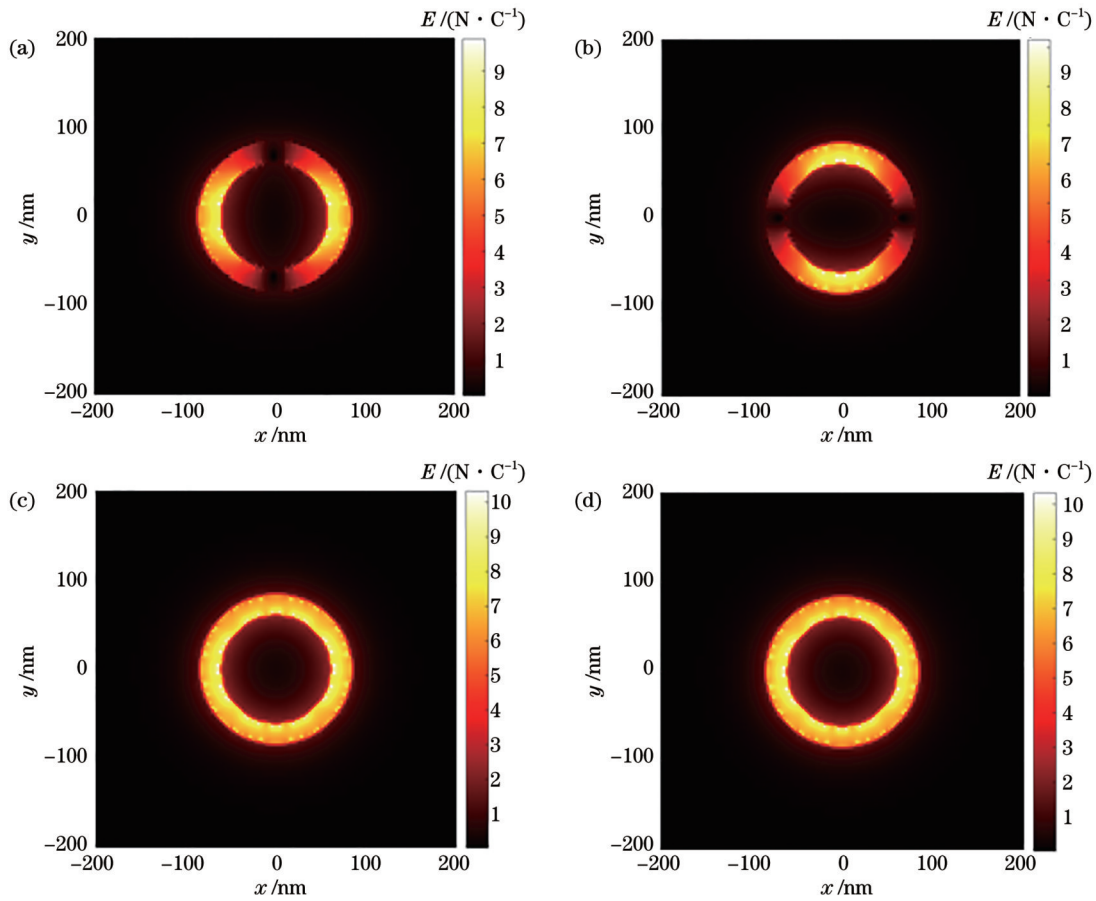


图 4 不同光源模式照射下同轴结构  $x$ - $y$  平面电场分布。(a)水平线偏振光;(b)垂直线偏振光;(c)圆偏振光(左旋);(d)圆偏振光(右旋)

Fig. 4  $x$ - $y$  plane electric field distribution of coaxial structure under different light source modes. (a) Horizontal linear polarized light; (b) vertical polarized light; (c) circularly polarized light (levorotation); (d) circularly polarized light (dextrorotation)

振光和垂直线偏振光照射情况下最大电场强度为  $9 \text{ N/C}$ , 圆偏振光(左旋和右旋)情况下最大电场强度为  $10 \text{ N/C}$ 。场强热点均被局限于同心环中, 这种现象归因于偶极子模式耦合<sup>[11]</sup>。圆偏振光由振幅相等、振动方向正交、相位差为  $\pm \pi/2$  的两束线偏振光合成, 同轴结构的电场分布随线偏振光场的入射偏振角

度改变而发生变化。

图 5(a) 所示为结构上方  $10 \text{ nm}$  处监视器探测的  $x$ - $y$  平面电场图, 水平线偏振光场集中在同轴结构两侧。坡印亭矢量  $\mathbf{S}$ , 又称为能量流密度矢量, 用来表征光束局部电磁场能量流动方式<sup>[12]</sup>, 可表示为

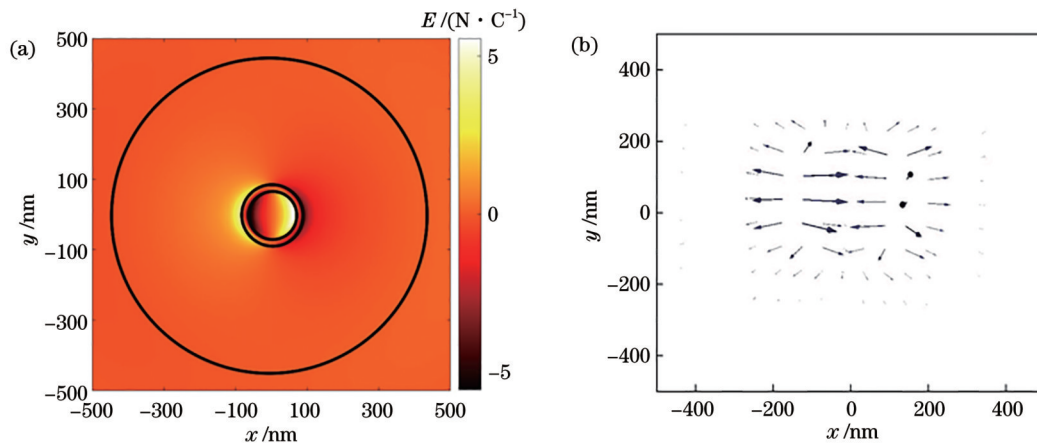


图 5 水平线偏振光  $E_z$  分量。(a)电场分布图;(b)坡印亭矢量图

Fig. 5  $E_z$  component of horizontal line polarized light. (a) Electric field distribution; (b) Poynting vector

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{H}^* \times \mathbf{E}), \quad (1)$$

式中:  $\mathbf{H}^*$  和  $\mathbf{E}$  分别表示磁场强度和电场强度; Re 表示取实部。

电磁场携带的角动量由自旋和轨道分量组成。本征自旋角动量与左旋和右旋圆极化有关, 而轨道分量来源于波场的空间涡旋相位。电磁场的总角动量( $J$ )可以写成轨道分量( $L$ )和自旋分量( $S$ )的总和<sup>[13-14]</sup>。

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} = \frac{\epsilon}{2i\omega} \int d\mathbf{r} \sum_{j=x,y,z} E_{\sigma,j}^* (\mathbf{r} \times \nabla) E_{\sigma,j} + \frac{\epsilon}{2i\omega} \int d\mathbf{r} \mathbf{E}_\sigma^* \times \mathbf{E}_\sigma, \quad (2)$$

式中:  $\sigma = \text{TE}$  或  $\text{TM}$ ;  $\epsilon$  为真空介电常数;  $\omega$  为角频率。

式(2)右侧的第一项和第二项分别为光场的轨道角动量(OAM)和自旋角动量(SAM)。由于线偏振光携带的角动量为0, 图5(b)对应线偏振光  $E_z$  分量能量流为0。为进一步优化结构设计, 改变同轴内环直径使同轴孔径为40 nm、55 nm。图6(a)~(c)所示分别为右圆偏振光(RCP)照射25 nm、40 nm和55 nm同轴孔径结构时的  $z$  分量电场, 圆偏振光照射同轴孔径时场强呈涡旋状, 由右旋入射光场产生顺时针的能量流。

圆偏振光携带的自旋角动量(SAM)经过同轴孔径时与电磁场自旋-轨道相互作用, 实现轨道角动量(OAM)在近场传播。如图6(d)~(f)所示, 与45 nm、25 nm同轴孔径结构相比, 55 nm同轴孔径结构的轨道角动量对应的右旋能量流密度更大。

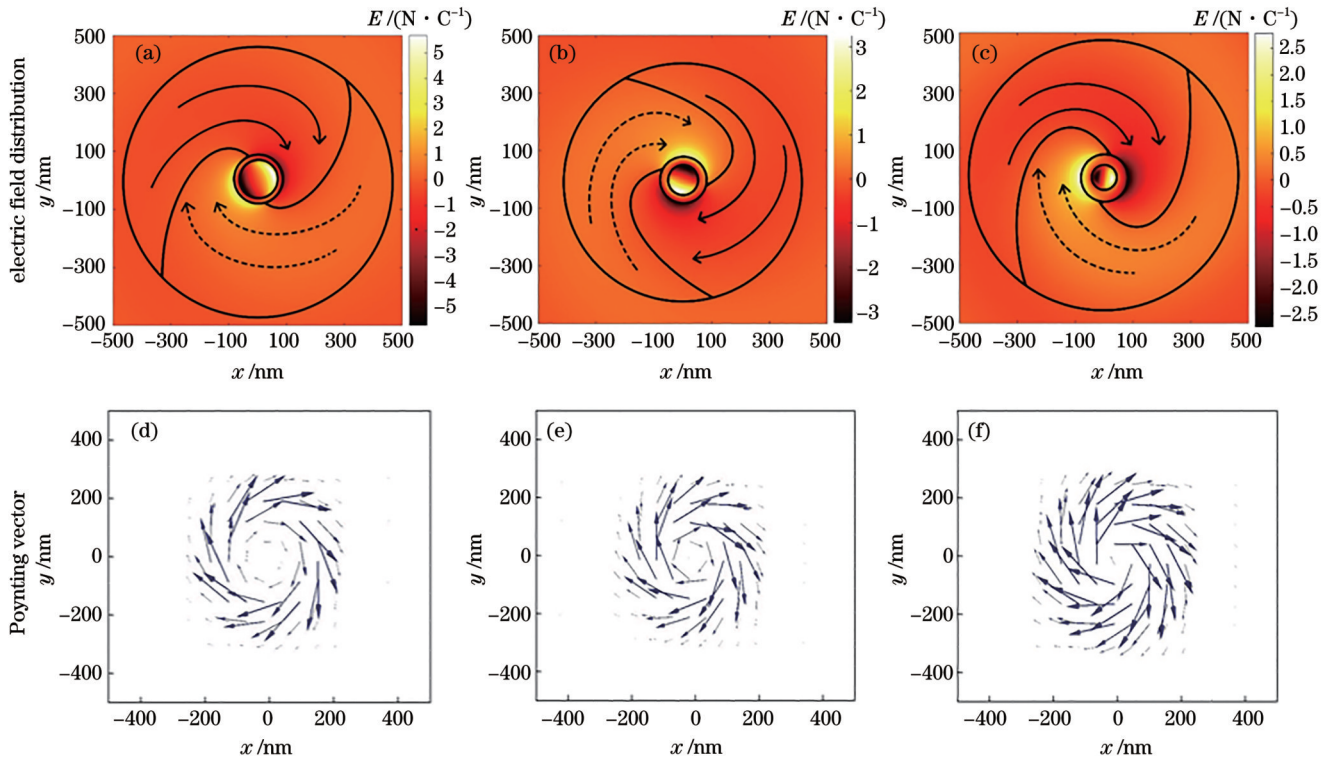


图6 在圆偏振光(右旋)下  $E_z$  分量电场图和坡印亭矢量图。(a)(d)同轴孔径为25 nm; (b)(e)同轴孔径为40 nm; (c)(f)同轴孔径为55 nm

Fig. 6  $E_z$  component electric field distribution and Poynting vector diagrams under circularly polarized light (dextrorotation). (a)(d) Coaxial aperture of 25 nm; (b)(e) coaxial aperture of 40 nm; (c)(f) coaxial aperture of 55 nm

### 3.2 粒子捕获

为证明同轴结构涡旋状等离激元能够实现对生物分子的捕获, 使用麦克斯韦应力张量<sup>[1]</sup>(MST)方法来计算10 nm半径的介电粒子在自由空间中与该结构相互作用时产生的光力。粒子的折射率( $n$ )设为2, 为蛋白质典型折射率( $n=1.6$ )和量子点折射率(如CdSe量子点的 $n=2.4$ )的中间值。同轴结构高度为150 nm, 外环圆直径 $d_1$ 为85 nm, 内环圆直径 $d_2$ 为60 nm。捕获纳米粒子的诱导光力通过动量守恒定律进行计算<sup>[15]</sup>:

$$F = \frac{d}{dt} (\mathbf{P}_{\text{mec}} + \mathbf{P}_{\text{em}}) = \oint_L \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} dL, \quad (3)$$

式中:  $\mathbf{P}_{\text{mec}}$  和  $\mathbf{P}_{\text{em}}$  分别为纳米粒子在表面内的机械动量和电磁场动量;  $L$  为任意一个包围粒子的闭合曲面;  $\mathbf{n}$  为闭合曲面  $L$  的单位法向矢量;  $\mathbf{T}$  为麦克斯韦应力张量<sup>[15]</sup>。

$$\mathbf{T} = \epsilon \mathbf{E}_{\text{out}} + \mu \mathbf{H}_{\text{out}} - \frac{1}{2} (\epsilon \mathbf{E}^2 + \mu \mathbf{H}^2) \mathbf{I}, \quad (4)$$

式中:  $\mathbf{E}_{\text{out}}$  ( $\mathbf{H}_{\text{out}}$ ) 表示电场(磁场)的输出量;  $\epsilon$  和  $\mu$  分别表示介质的介电常数和磁导率;  $\mathbf{I}$  表示单位应力张量。因此, 通过计算粒子闭合表面上的电场和磁场, 可以确

定粒子上的总光学力。

粒子在被捕获时可能会受到随机布朗运动的影响而逃逸,当稳定光学捕获时,需要约  $10k_B T$  ( $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为绝对温度,  $T=300\text{ K}$ ) 的势阱深度将其定位在光学势阱中。另外,粒子被捕获时受到的光学力能够将粒子推至捕获点,该点两侧的光学力方向发生突变。由于 3.1 节中 4 种光源模式具有对称性,因此选取水平线偏振光、圆偏振光(右旋)两种光源模式来分析纳米粒子  $x$ - $y$  和  $y$ - $z$  平面所对应的光捕获力及其势阱分布。

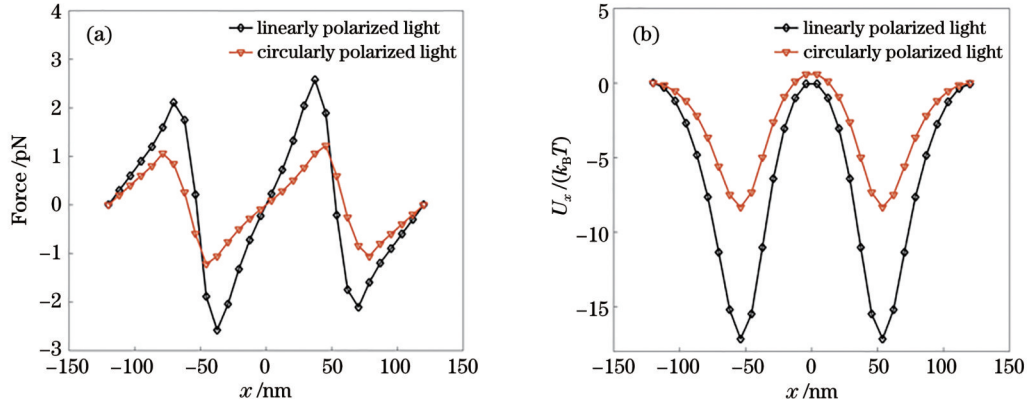


图 7 不同光源模式的  $x$ - $y$  平面光捕获力和势阱深度分布。(a) 光捕获力;(b) 势阱深度

Fig. 7 Distribution of light trapping force and potential well depth in  $x$ - $y$  plane under different light source modes. (a) Light trapping force; (b) potential well depth

在  $y$ - $z$  平面,粒子位于孔径环处沿着  $z$  方向垂直移动,粒子在  $z$  方向从  $-100\text{ nm}$  运动到  $250\text{ nm}$  时光捕获力和势阱深度如图 8 所示。从图 8(a) 可以看到:当粒子从  $-100\text{ nm}$  运动到  $75\text{ nm}$  时, $z$  方向受到的捕获力是负数,表示负作用力将粒子推向势阱中心;当粒子从

$75\text{ nm}$  运动到  $250\text{ nm}$  时, $z$  方向受到的捕获力是正数,表示正作用力将粒子推向势阱中心。因此,通过对纳米粒子受力分析可得, $x$ - $y$  平面和  $y$ - $z$  平面均存在正作用力  $F_x$  和负作用力  $F_{-x}$ ,这两种力的共同作用使得同轴结构产生势阱中心。

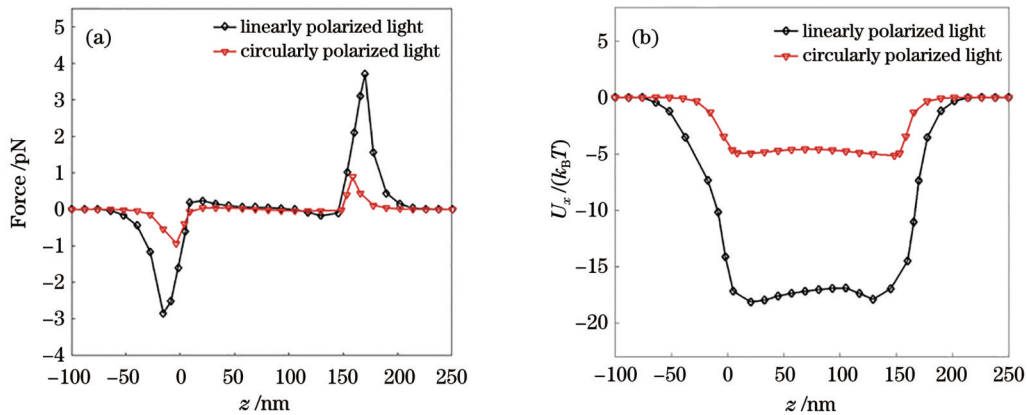


图 8 不同光源模式  $y$ - $z$  平面光捕获力和势阱深度分布。(a) 光捕获力;(b) 势阱深度

Fig. 8 Distribution of light trapping force and potential well depth in  $y$ - $z$  plane under different light source modes. (a) Light trapping force; (b) potential well depth

为了进一步研究同轴结构在满足稳定捕获时所需的入射光强条件,对结果进行归一化处理,并将粒子的受力分布利用 MATLAB 软件进行积分,得到结构的势阱分布情况。如图 7(b) 所示,在  $1\text{ }\mu\text{W}/\mu\text{m}^2$  入射光强

下,纳米粒子沿水平方向( $x$  轴)从  $-120\text{ nm}$  运动到  $120\text{ nm}$  的过程中,在  $x=-60\text{ nm}$  和  $x=60\text{ nm}$  处得到双势阱。在  $x$ - $y$  平面水平线偏振光模式下最大势阱深度为  $17k_B T$ ,圆偏振光下最大势阱深度可达到

$8k_B T$ 。图 8(b) 为纳米粒子沿垂直方向 ( $z$  轴) 从  $-100\text{ nm}$  运动到  $250\text{ nm}$  过程中得到的  $y-z$  平面势阱图, 其中水平线偏振光模式下最大势阱深度为  $17k_B T$ , 圆偏振光下最大势阱深度可达到  $5k_B T$ 。由于同轴结构具有对称性, 其表面的捕获力也具有对称性, 粒子受力与结构表面电磁场分布呈梯度相关。因此, 同轴结构可以有效地将光聚焦和限制在纳米尺度并产生双势阱, 提高纳米尺度粒子捕获效率。

## 4 结 论

采用同轴结构, 利用有限时域差分法分别计算线偏振、圆偏振两种光源下电场强度和坡印亭矢量分布图, 研究该结构在两种光模式下对纳米粒子的光学捕获性能。结果表明: 该同轴结构在线偏振光  $750\text{ nm}$  处透射率达到最大值, 并且在入射光强为  $1\ \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$  时势阱深度达到  $17k_B T$ ; 圆偏振光在同轴结构上方形成势阱深度为  $8k_B T$  的涡旋场。所设计的同轴结构抑制了低浓度溶液中纳米粒子的布朗扩散, 提高了捕获效率, 既可用于操纵纳米粒子的光镊, 又可作为进行纳米激光发射的半导体结构。

### 参 考 文 献

- [1] Yoo D, Gurunatha K L, Choi H K, et al. Low-power optical trapping of nanoparticles and proteins with resonant coaxial nanoaperture using  $10\text{ nm}$  gap[J]. Nano Letters, 2018, 18(6): 3637-3642.
- [2] Ghimire C, Guo P X. Optical tweezer and TIRF microscopy for single molecule manipulation of RNA/DNA nanostructures including their rubbery property and single molecule counting[J]. Biophysics Reports, 2021, 7(6): 449-474.
- [3] 王秀芳, 刘旭, 董太极, 等. 用于可控式粒子捕获和轴向往复运动的电流调制型单光纤光镊[J]. 光学学报, 2023, 43(14): 1406003.  
Wang X F, Liu X, Dong T J, et al. Current-modulated single fiber optical tweezers for controlled particle capture and axial reciprocating motion[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(14): 1406003.
- [4] 肖雨晴, 史阳, 李宝军, 等. 基于锥形光纤光镊的细胞操控与神经调控[J]. 中国激光, 2023, 50(15): 1507302.  
Xiao Y Q, Shi Y, Li B J, et al. Cell manipulation and neuron regulation based on tapered optical fiber tweezers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2023, 50(15): 1507302.
- [5] Hong C C, Ndukaife J C. Scalable trapping of single nanosized extracellular vesicles using plasmonics[J]. Nature Communications, 2023, 14(1): 4801.
- [6] Jiang Q B, Claude J B, Wenger J. Plasmonic nano-optical trap stiffness measurements and design optimization[J]. Nanoscale, 2021, 13(7): 4188-4194.
- [7] Ashkin A, Dziedzic J M. Observation of optical resonances of dielectric spheres by light scattering[J]. Applied Optics, 1981, 20(10): 1803-1814.
- [8] 钱文日, 张永梅. 利用超表面探测光子轨道角动量的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(23): 2300004.  
Qian W R, Zhang Y M. Research progress of detecting orbital angular momentum states of photons through metasurfaces[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(23): 2300004.
- [9] 徐厚祥, 徐彬, 熊吉川, 等. 表面等离子体共振和局域表面等离子体共振技术在病毒检测领域的研究进展[J]. 中国激光, 2022, 49(15): 1507401.  
Xu H X, Xu B, Xiong J C, et al. Research progress of surface plasmon resonance and local surface plasmon resonance in virus detection[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(15): 1507401.
- [10] 荣升, 刘洪双, 钟莹, 等. 基于光力捕获金纳米立方体的拉曼光谱增强[J]. 光学学报, 2021, 41(17): 1730003.  
Rong S, Liu H S, Zhong Y, et al. Enhancement of Raman spectra based on optical trapping of gold nanocubes[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(17): 1730003.
- [11] Hartschuh A. Tip-enhanced near-field optical microscopy[J]. Angewandte Chemie International Edition, 2008, 47(43): 8178-8191.
- [12] 杜晓燕, 杨明珊, 安娜. 关于坡印廷矢量教学的几点思考[J]. 电气电子教学学报, 2012, 34(6): 118-120.  
Du X Y, Yang M S, An N. The study on teaching of Poynting vector[J]. Journal of Electrical & Electronic Education, 2012, 34(6): 118-120.
- [13] Yang Q S, Xie Z J, Zhang M R, et al. Ultra-secure optical encryption based on tightly focused perfect optical vortex beams[J]. Nanophotonics, 2022, 11(5): 1063-1070.
- [14] Chen R P, Chew K H, Dai C Q, et al. Optical spin-to-orbital angular momentum conversion in the near field of a highly nonparaxial optical field with hybrid states of polarization[J]. Physical Review A, 2017, 96(5): 053862.
- [15] 陈聪, 王婉玲, 曾祥, 等. 微粒修饰的凹腔结构光纤探针粒子的捕获[J]. 武汉理工大学学报, 2023, 45(8): 15-19.  
Chen C, Wang W L, Zeng X, et al. Particle trapping by microparticle modified cavity fiber probe[J]. Journal of Wuhan University of Technology, 2023, 45(8): 15-19.

## Optical Trapping Enhancement Design Based on Plasmon Vortex Field

Li Xiangyu<sup>1</sup>, Wang Yanhong<sup>2\*</sup>, Wu Jingzhi<sup>2</sup>, Zhang Peng<sup>1</sup>

<sup>1</sup>School of Instrument and Electronics, North University of China, Taiyuan 030051, Shanxi, China;

<sup>2</sup>School of Information and Communication Engineering, North University of China, Taiyuan 030051, Shanxi, China

### Abstract

**Objective** Based on the light-matter interaction, optical tweezers generate strong force on micro and nano-sized particles by momentum transfer, which is non-contact and non-damage. In bioscience, optical tweezers have been applied to capture bacteria and non-invasive manipulation of organelles within a single living cell and become an effective way to detect and

control micro- and nano-scale objects. However, optically capturing and manipulating individual particles smaller than the light wavelength remains a major challenge. To overcome the light diffraction limitation, the local surface plasmons (LSPs) in the metal nanostructure can effectively focus and confine the propagating light within the nanometer scale, with better spatial locality and higher local field intensity. A plasma well is generated by the coupling of electromagnetic waves at the interface of the metal-dielectric layer by surface plasmon excitation. This unique electromagnetic pattern can limit light beyond the diffraction limit, causing the electromagnetic field to decay exponentially from the metal-dielectric interface. These two properties are crucial for optical capture applications: the former significantly reduces the volume of the captured object, and the latter enhances the production of optical forces due to the field intensity gradient. Meanwhile, we study the distribution of the electric field and Poynting vector diagram under different polarization modes and the distribution of light force and potential well generated by the interaction between nanoparticles and the scattering near the field of coaxial structure. Finally, it provides a new way for capturing and manipulating micro and nano particles and other living cells in a low-concentration solution.

**Methods** The coaxial structure consists of silicon concentric ring and a silver layer. The coaxial structure of the laser source illuminates vertically from the bottom, and the electric field distribution of online polarization, circular polarization, and different coaxial apertures under the light source and Poynting vector diagram are calculated by finite-difference time-domain (FDTD) method. Additionally, the Maxwell stress tensor method is adopted to calculate the light force generated by the interaction of dielectric particles with a 10 nm radius with the structure in free space. The optical trapping performance of the structure in two light modes is studied. The optical trapping force and potential well distribution of particles in the  $x$ - $y$  and  $y$ - $z$  planes under different light source modes are calculated. The force analysis of the nanoparticles shows that the positive force  $F_x$  and negative force  $F_{-x}$  in both the  $x$ - $y$  and  $y$ - $z$  planes cause the coaxial structure to produce the trapped particles in the center of the potential well.

**Results and Discussions** The coaxial structure is coupled with the optical field to enhance transmission and local electromagnetic field (Fig. 1). The transmission characteristic curve shifts to the right as the height of the coaxial structure  $h$  increases. When  $h=150$  nm, the transmission spectrum has two peaks at the wavelength of 540 nm and 750 nm. These peaks are transmitted by light waves into a coaxial aperture of finite thickness and are fully reflected, which brings the Fabry-Perot resonance mode. Under the action of the circularly polarized light field, the coaxial plasma structure generates a vortex light field of spin energy flow (Fig. 6). The resulting vortex field affects the spin angular momentum carried by the circularly polarized light and makes it pass through the coaxial aperture, and the orbital angular momentum is transmitted in the near field through the spin-orbit interaction of the electromagnetic field. The optical trapping force and potential well distribution of particles in the  $x$ - $y$  and  $y$ - $z$  planes under different light source modes are calculated respectively (Figs. 7 and 8). The dual trapping potential well is generated to expand the trapping region, overcome the Brownian diffusion of nanoparticles in a low-concentration solution, and improve the trapping efficiency, providing a new way for capturing and manipulating micro-nano particles and other living cells in a low-concentration solution.

**Conclusions** The distribution of electric field and Poynting vector diagram under linear polarization and circular polarization light sources are calculated by the FDTD method, with the optical trapping performance of nanoparticles under two light modes. The results show that the transmission value reaches the maximum at 750 nm, and the depth of the potential well reaches  $17k_B T$  under the incident light intensity of  $1 \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$ . Meanwhile, the circularly polarized light forms a potential well depth of  $8k_B T$  vortex field above the structure, which overcomes the Brownian diffusion of nanoparticles in a low-concentration solution and improves the capture efficiency. The results can be employed both as optical tweezers for manipulating nanoparticles and as semiconductor structures for laser emission.

**Key words** laser optics; surface plasmon; optical capture; circularly polarized light; vortex light field