

基于低损光学相变和超透镜的可控多阱光镊*

王焱¹⁾²⁾ 彭妙²⁾⁵⁾ 程伟¹⁾²⁾ 彭政¹⁾²⁾ 成浩¹⁾ 臧圣寅¹⁾ 刘浩¹⁾
任孝东¹⁾ 帅雨贝¹⁾ 黄承志^{4)†} 吴加贵^{3)‡} 杨俊波^{2)††}

1) (西南大学人工智能学院, 重庆 400715)

2) (国防科技大学物质与材料科学实验中心, 长沙 410073)

3) (西南大学物理科学与技术学院, 重庆 400715)

4) (西南大学药学院, 发光与分子传感教育部重点实验室, 重庆 400715)

5) (国防科技大学前沿交叉学科学院, 长沙 410073)

(2022年9月14日收到; 2022年10月13日收到修改稿)

为提升光镊在三维空间中对粒子的捕获性能, 本文设计和分析了新型的双阱和多阱超透镜光镊方案. 首先基于低损耗相变材料 Sb_2S_3 设计了可控超透镜双阱光镊, 并对两个半径为 250 nm 的 SiO_2 粒子所受光力进行了矢量横向分析和轴向分析. 仿真实验结果表明, 当 Sb_2S_3 在晶态下时, 超透镜捕获的两个粒子的横向光阱刚度 k_x 分别达到了约 25.7 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$) 和 37.4 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$), 轴向光阱刚度 k_z 均约为 10.0 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$); 而当 Sb_2S_3 在非晶态下时, k_x 和 k_z 值均降低到其对应晶态下的 1/10, 且此时粒子在 z 方向上不能被稳定捕获, 从而实现了在三维空间中对粒子的可控捕获. 进一步本文给出了阵列式的可控多阱光镊. 通过调控相变材料 Sb_2S_3 的晶态和非晶态, 能形成不同组合粒子的三维捕获方案. 这些新型可控光镊可实现多种方式的三维空间粒子捕获, 提高了光镊的灵活性, 为超透镜在光镊领域中的应用提供了一种新思路.

关键词: 超透镜, 光镊, 光学相变, 三维空间

PACS: 78.67.Pt, 87.80.Cc

DOI: 10.7498/aps.72.20221794

1 引言

光镊可以实现对多种粒子的非接触式捕获和操纵, 在生物学领域和物理学领域发挥着重要的作用^[1-9]. 近年来, 多阱光镊逐渐成为研究的热点^[10-13], 其在细胞分类、微粒之间的作用力测量和光镊成像打印等方面的应用, 显著提升了光镊系统的捕获

性能^[14]. 目前多阱光镊可通过全息光镊技术、多光束干涉、光纤成像等方法来实现^[15-20], 可实现对多粒子的同时捕获和操纵.

随着超表面技术的快速发展, 超透镜凭借着高集成性和超高数值孔径 (numerical aperture, NA) 等优势, 逐步应用于光镊领域, 并对纳米级粒子进行捕获和操纵^[21-26]. 然而, 在多阱光镊方面, 相应的超透镜研究较少, 且仅仅处于初步阶段.

* 国家自然科学基金 (批准号: 60907003, 61805278, 61875168)、重庆市自然科学基金杰出青年基金 (批准号: cstc2021jcyj-jqX0027)、西南大学创新研究 2035 先导计划 (批准号: SWU-XDPY22012)、中国博士后科学基金 (批准号: 2018M633704)、重庆市留学人员回国创新支持计划 (批准号: cx2021008)、国防科技大学科学基金 (批准号: JC13-02-13, ZK17-03-01)、湖南省自然科学基金 (批准号: 13JJ3001) 和新世纪优秀人才计划 (批准号: NCET-12-0142) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chengzhi@swu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: mgh@swu.edu.cn

†† 通信作者. E-mail: yangjunbo@nudt.edu.cn

2017年, Ma等^[27]实现了偏振敏感的多焦点涡旋超透镜对微粒的捕获和操纵. 2021年, Li等^[28]将光镊和光扳手集成在一个超透镜上, 形成双焦平面来对粒子进行捕获和操纵. 然而, 目前多阱光镊的超透镜不能实现对多焦点的可控操作, 只能完成一种方式的粒子捕获, 这严重限制了多阱光镊对粒子捕获的灵活性和高效性.

基于此, 本文首先设计了基于低损相变材料 Sb_2S_3 和超透镜的可控双阱光镊, 用于对粒子的可控三维 (3D) 捕获. 在入射光功率保持一定的情况下, 当 Sb_2S_3 处于晶态时, SiO_2 粒子可以被稳定的 3D 捕获; 而当 Sb_2S_3 处于非晶态时, SiO_2 粒子在 z 方向上不能被稳定捕获, 从而实现对粒子可控 3D 捕获. 在此基础上, 为进一步提升光镊的捕获性能, 本文又设计了基于低损相变材料 Sb_2S_3 和超透镜的多阱光镊, 同样实现了粒子的可控 3D 捕获, 并可灵活操纵粒子, 形成不同形状的模式.

2 基于光学相变和超透镜的可控双阱光镊

2.1 超透镜设计

相变材料通过在晶态和非晶态之间的复折射率 $n = n + ik$ 的显著变化而实现对光场的调控. 其中, $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST)^[29] 和 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Se}_4\text{Te}_1$ (GSST)^[30] 为目前常用的相变材料. 但在近红外波段, GST 的晶态损耗 ($k = 1.49$) 和非晶态损耗 ($k = 0.12$) 均较大, 而 GSST 在晶态的损耗也较大. 与之相比, Sb_2S_3 的晶态和非晶态的损耗 k 均可小于 10^{-5} , 且其相变温度 (270°C) 也较低^[31], 是极具应用前景的新型超低损耗光相变材料. 图 1 展示了本文设计的基于低损相变材料 Sb_2S_3 的超透镜结构, 可用于实现可控双阱光镊. 其中超透镜的直径为 $25\ \mu\text{m}$, 工作波长为 $1064\ \text{nm}$, 入射波长为右旋圆偏振光 (right-handed circularly polarized light, RCP), 输出光场为左旋圆偏振光 (left-handed circularly polarized light, LCP). 超透镜由低损相变材料 Sb_2S_3 纳米方柱、ITO 层和 SiO_2 基底组成, 并被分为 A ($y > 0$) 和 B ($y < 0$) 两个部分, 每个部分都可以实现 Sb_2S_3 纳米方柱晶态和非晶态之间的互相转换. 当 Sb_2S_3 的纳米方柱为红色时, 其状态为晶态, 光可以透过; 当 Sb_2S_3 的纳米方柱为蓝色时, 其状态为非晶态, 光基本不能透过. 图 1(a) 所示

为 A 和 B 两部分的 Sb_2S_3 均处于晶态时, 可以形成两个焦点. 图 1(b) 为 A 部分的 Sb_2S_3 处于晶态, B 部分的 Sb_2S_3 为非晶态时, 只在 A 部分可以形成焦点. 图 1(c) 为 A 部分的 Sb_2S_3 处于非晶态, B 部分的 Sb_2S_3 处于晶态时, 只有 B 部分可以形成焦点. 图 1(d) 为 A 和 B 两部分的 Sb_2S_3 均处于非晶态时, 两部分均没有形成焦点. 因此, 在入射光功率保持一定的情况下, 只需要调控 Sb_2S_3 的状态, 便可以灵活调整超透镜的聚焦状态.

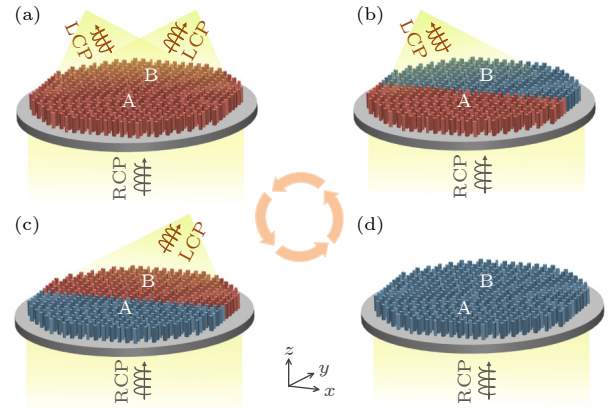


图 1 用于双阱光镊的超透镜结构图 (a) A 和 B 部分的 Sb_2S_3 均处于晶态; (b) A 部分的 Sb_2S_3 处于晶态, 而 B 部分的 Sb_2S_3 处于非晶态; (c) A 部分的 Sb_2S_3 处于非晶态, B 部分的 Sb_2S_3 处于晶态; (d) A 和 B 部分的 Sb_2S_3 均处于非晶态. Fig. 1. Structure of dual-trap optical tweezer metalens: (a) Sb_2S_3 in both parts A and B are in crystalline state; (b) Sb_2S_3 in part A is in crystalline state, while Sb_2S_3 in part B is in amorphous state; (c) Sb_2S_3 in part A is in amorphous state, and Sb_2S_3 in part B is in crystalline state; (d) Sb_2S_3 in both parts A and B are in amorphous state.

超透镜的 A ($y > 0$) 和 B ($y < 0$) 部分分别对应两种不同的相位分布, A 部分所对应的相位分布为

$$\varphi_A(x, y, \lambda) = -2\pi/\lambda \times \left[\sqrt{(x - x_A)^2 + (y - y_A)^2 + f^2} - f \right], \quad (1)$$

B 部分所对应的相位分布为

$$\varphi_B(x, y, \lambda) = -2\pi/\lambda \times \left[\sqrt{(x + x_A)^2 + (y + y_A)^2 + f^2} - f \right], \quad (2)$$

其中, (x, y) 代表超透镜表面的坐标, (x_A, y_A) 为焦点坐标, λ 为入射波波长, f 为焦距. 焦点坐标 $(x_A, y_A) = (5\ \mu\text{m}, 0)$, A 和 B 部分焦距 f 均为 $2.5\ \mu\text{m}$. $\phi(x, y, \lambda)$ 为响应相位, 采用 Pancharatnam-Berry (PB) 相位来实现.

超透镜的单元结构如图 2(a) 所示, P 为单元结构的周期, 取值为 $0.5 \mu\text{m}$, 大约为 $1/(2\lambda)$. ITO 材料拥有足够用的导电性, 可以通过电焦耳加热 Sb_2S_3 . 因此通过施加适当的电流脉冲 (约 0.3 V), 可以快速进行温度调节, 从而可以可逆调节 Sb_2S_3 的状态. ITO 层的厚度太薄会导致加工的困难, 太厚则会影响纳米方柱最后的相位调控, 因此综合考虑, T 取值为 $0.03 \mu\text{m}$. 为满足单元结构相位的 2π 分布, Sb_2S_3 纳米方柱的高度 H 设置为 $1 \mu\text{m}$. W 和 L 为 Sb_2S_3 纳米方柱的宽和长, 可由后续优化得到. 纳米方柱与 x 轴的夹角为 θ , 当入射光为 RCP 时, 根据琼斯矩阵的原理, 单元结构的出射光场为

$$\begin{aligned}
 E_{\text{out}} &= \alpha \begin{bmatrix} \cos^2\theta & \cos\theta\sin\theta \\ \cos\theta\sin\theta & \sin^2\theta \end{bmatrix}, \\
 E_{\text{RCP}} &= \alpha \begin{bmatrix} \cos^2\theta & \cos\theta\sin\theta \\ \cos\theta\sin\theta & \sin^2\theta \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \end{bmatrix} \\
 &= \frac{1}{2\sqrt{2}}\alpha (\cos 2\theta + i \cdot \sin 2\theta) \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} + \frac{1}{2\sqrt{2}}\alpha \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \\
 &= \frac{1}{2\sqrt{2}}\alpha e^{i \cdot 2\theta} E_{\text{LCP}} + \frac{1}{2\sqrt{2}}\alpha E_{\text{RCP}}, \quad (3)
 \end{aligned}$$

其中, $E_{\text{RCP/LCP}} = 1/\sqrt{2}(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)$ 表示光的偏振态, α 为传播常数. 输出光场中包含仅振幅调节的同偏振光和具有相位调制的交叉偏振光, 并且纳米方柱旋转角 θ 与 PB 相位的响应关系为 $\theta = \phi/2$. Sb_2S_3

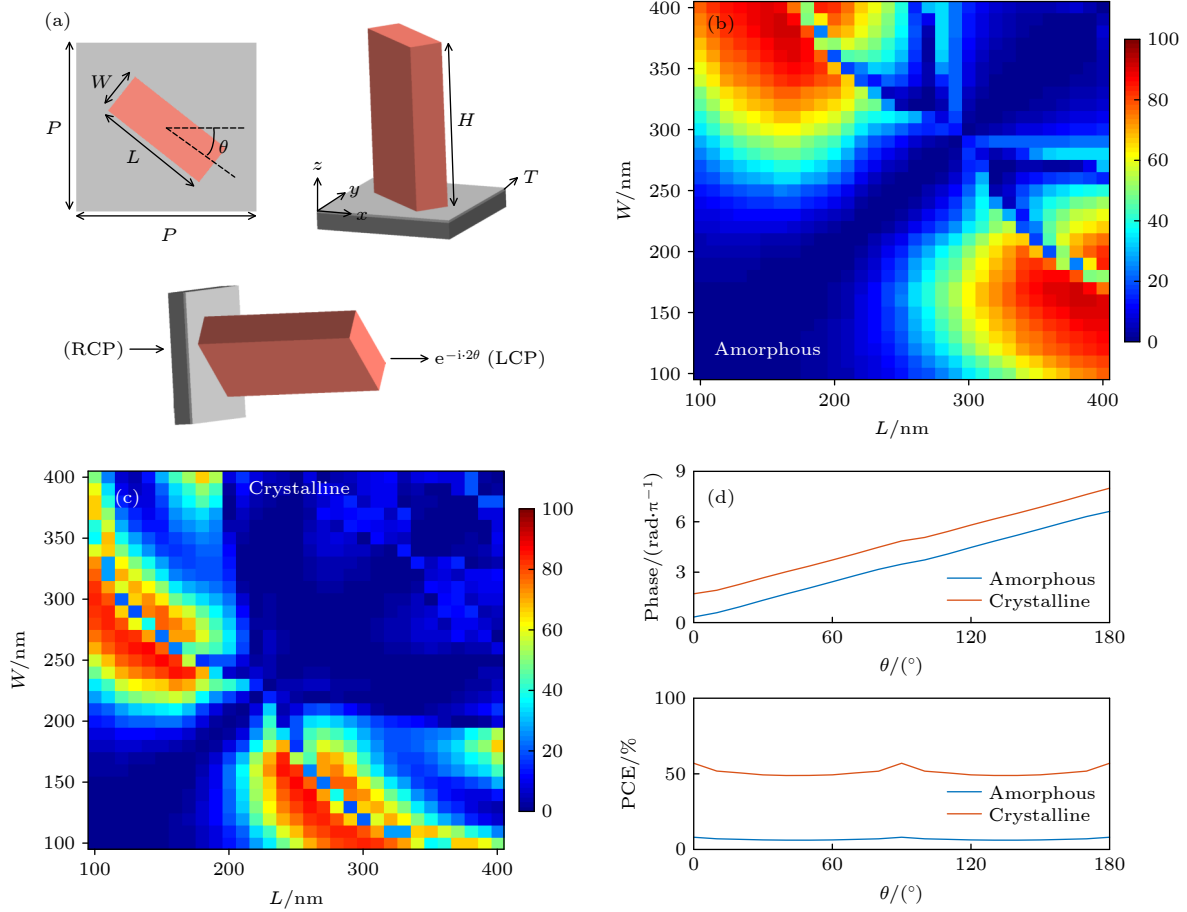


图 2 (a) 单元结构的结构图, 从上至下分别是高度 H 为 $1 \mu\text{m}$ 和不同宽度长度比 W/L 的 Sb_2S_3 , 厚度 T 为 $0.03 \mu\text{m}$ 的 ITO 层和 SiO_2 基底, 单元结构周期 P 为 $0.5 \mu\text{m}$; (b), (c) Sb_2S_3 处于非晶态和晶态下, 纳米方柱不同宽度长度比 W/L 的 PCE 图; (d) Sb_2S_3 纳米方柱 $L = 220 \text{ nm}$, $W = 160 \text{ nm}$ 时, 相位和 PCE 与旋转角 θ 的关系图

Fig. 2. (a) Structural diagrams of the unit cell, from top to bottom, Sb_2S_3 with H of $1 \mu\text{m}$ and different W/L , ITO layer with T of $0.03 \mu\text{m}$, and SiO_2 base, and unit cell P of $0.5 \mu\text{m}$, respectively; (b), (c) PCE diagrams of the nanosquare pillars with different W/L when Sb_2S_3 is in the amorphous and crystalline states, respectively; (d) the plots of phase and PCE versus rotation angle θ for Sb_2S_3 nanosquare pillars with $L = 220 \text{ nm}$ and $W = 160 \text{ nm}$.

光学相变的晶态和非晶态可以通过温度的调控来实现可逆转换, 在 1064 nm 波长下的折射率分别为 3.4 和 2.6, 并且损耗均接近 0^[32]. 为了实现超透镜在焦点处的可控和后续实验中对粒子 3D 捕获的可控, Sb₂S₃ 纳米方柱需要在非晶态下的偏振转换效率 (polarization conversion efficiency, PCE) 最小化, 因此可以选择牺牲一点晶态下的 PCE 来实现. PCE 的定义如下 (入射光为 RCP):

$$\text{PCE} = \frac{\text{transmitted power (LCP)}}{\text{total incident power (RCP)}} \times 100. \quad (4)$$

时域有限差分 (finite-difference time-domain, FDTD) 法可以用来对纳米方柱的 L 和 W 进行参数扫描, 其中 L 和 W 的变化范围均为 100—400 nm, 步长为 10 nm. 仿真边界均设置为周期性, 最小网格单元设置为 10 nm. 图 2(b), (c) 为 Sb₂S₃ 纳米方柱分别在非晶态和晶态下的 PCE. 最终设置纳米方柱的 L 为 220 nm, W 为 160 nm. 图 2(d) 展示了 $L = 220$ nm, $W = 160$ nm 的纳米方柱的相位和 PCE 随 θ 的变换. Sb₂S₃ 纳米方柱在晶态和非晶态下都完全覆盖 2π 相位分布, 且满足 $\phi = 2\theta$. PCE 与 θ 基本无关, 且 Sb₂S₃ 纳米方柱在晶态下的平均

PCE 约为 50%, 非晶态下约为 10%. 任何偏振未转换的光 (与入射偏振状态相同的偏振) 都不携带超透镜的相位信息, 对聚焦没有任何贡献. 图 3 展示超透镜在 xz 平面和 xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$) 平面的电磁场强度分布图, 一共为 4 个状态.

当超透镜 A 和 B 两部分的 Sb₂S₃ 均处于晶态时, 会形成两个焦点, 如图 3(a), (b) 所示. 实际聚焦位置分别在 $(-4.9 \mu\text{m}, 0, 3.3 \mu\text{m})$ 和 $(4.9 \mu\text{m}, 0, 3.3 \mu\text{m})$, 与原设计值相差不大. 焦点处的半峰全宽 (full width at half maxima, FWHM) 均为 $0.56 \mu\text{m}$. 当超透镜只有 A 部分的 Sb₂S₃ 处于晶态下时, 实际聚焦位置只有 $(-4.9 \mu\text{m}, 0, 3.3 \mu\text{m})$, FWHM 为 $0.54 \mu\text{m}$, 如图 3(c), (d) 所示. 当超透镜只有 B 部分的 Sb₂S₃ 处于晶态下时, 实际聚焦位置只有 $(4.9 \mu\text{m}, 0, 3.3 \mu\text{m})$, FWHM 为 $0.54 \mu\text{m}$, 如图 3(e), (f) 所示. 当超透镜 A 和 B 部分的 Sb₂S₃ 均处于在非晶态下时, x 方向上无焦点形成, 如图 3(g), (h) 所示. 特别地, 当 $z = 3.3 \mu\text{m}$, $y = 0$ 时 x 方向电磁场强度分布图 (图 3(a), (c), (e), (f) 中的红线所示) 可以体现出, 超透镜的 Sb₂S₃ 处于晶态和非晶态下焦点处强度分布最大值的对比可以达到 10, 实现了双焦点的可控.

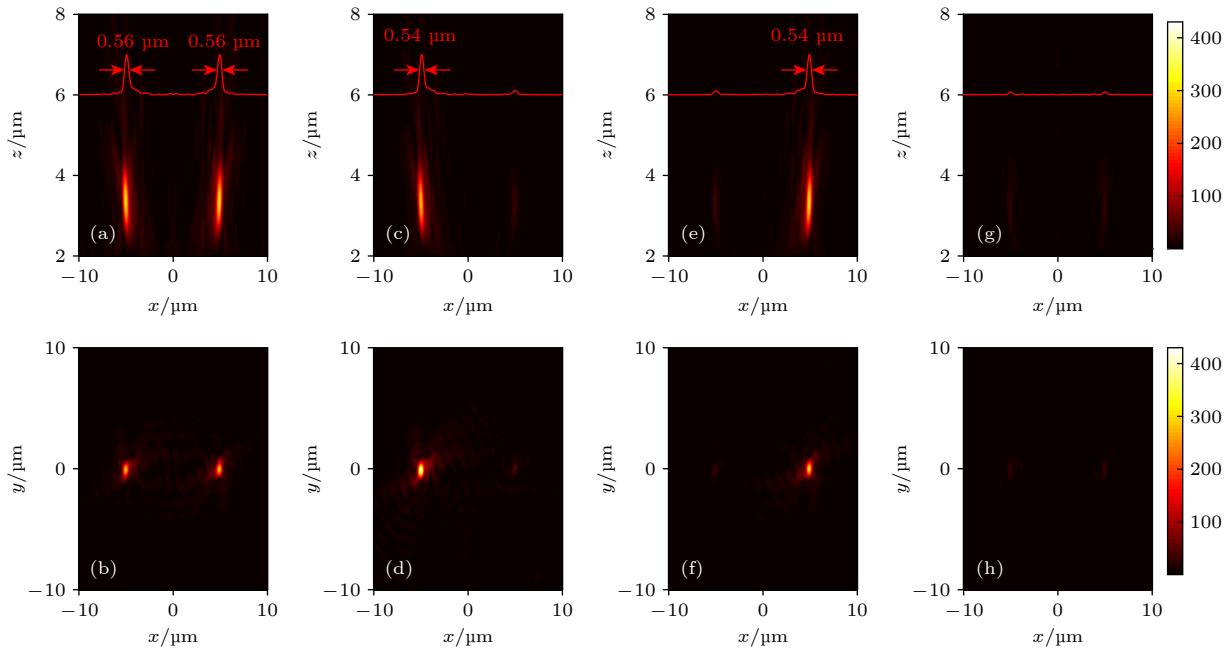


图 3 xz 平面和 xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$) 平面的电磁场强度分布图 (a), (b) A 和 B 部分的 Sb₂S₃ 均处于晶态; (c), (d) A 部分的 Sb₂S₃ 处于晶态, 而 B 部分的 Sb₂S₃ 处于非晶态; (e), (f) A 部分的 Sb₂S₃ 处于非晶态, B 部分的 Sb₂S₃ 处于晶态; (g), (h) A 和 B 部分的 Sb₂S₃ 均处于非晶态

Fig. 3. The electromagnetic field intensity distribution in the xz plane and xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$) plane, respectively: (a), (b) Sb₂S₃ in both parts A and B are in crystalline state; (c), (d) Sb₂S₃ in part A is in crystalline state, while Sb₂S₃ in part B is in amorphous state; (e), (f) Sb₂S₃ in part A is in amorphous state, and Sb₂S₃ in part B is in crystalline state; (g), (h) Sb₂S₃ in both parts A and B are in amorphous state.

2.2 光力计算

由于本仿真实验选取的粒子尺寸小于波长, 因此光力模拟采用电磁理论中的瑞利模型进行分析^[33,34]. 光力的数值计算是通过麦克斯韦应力张量 (Maxwell stress tensor, MST) 在 SiO₂ 粒子表面的虚拟闭合曲面 s 上进行积分求得. 其中光力 F 计算公式如下:

$$F_j = \oint \langle T_{ij} \rangle \mathbf{n}_j ds, \quad (5)$$

$$T_{ij} = \frac{1}{2} \text{Re} \begin{pmatrix} \varepsilon E_x^2 + \mu H_x^2 - \frac{1}{2}(\varepsilon |\mathbf{E}|^2 + \mu |\mathbf{H}|^2) & \varepsilon E_x E_y + \mu H_x H_y & \varepsilon E_x E_z + \mu H_x H_z \\ \varepsilon E_x E_y + \mu H_x H_y & \varepsilon E_y^2 + \mu H_y^2 - \frac{1}{2}(\varepsilon |\mathbf{E}|^2 + \mu |\mathbf{H}|^2) & \varepsilon E_y E_z + \mu H_y H_z \\ \varepsilon E_x E_z + \mu H_x H_z & \varepsilon E_y E_z + \mu H_y H_z & \varepsilon E_z^2 + \mu H_z^2 - \frac{1}{2}(\varepsilon |\mathbf{E}|^2 + \mu |\mathbf{H}|^2) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

光阱刚度 k 主要用来评估对粒子捕获的稳定性并通过以下公式计算^[35]:

$$F = -k(x - x_o), \quad (8)$$

其中, F 为光力, 这里取最大 F 计算, x 为当 F 为最大值时粒子的位置, x_o 为平衡点位置. 光力沿其捕获方向上的位移积分可以用势阱深度 U 来表示, 同样可以用来评估对粒子捕获的稳定:

$$U = - \int_{-\infty}^x F(x) dx, \quad (9)$$

其中, F 为光力, x 为粒子位置. 这里采用 FDTD 方法对基于光学相变和超透镜的双阱光镊进行仿真并验证其对粒子 3D 捕获的可控效果. 捕获环境为空气 ($n = 1$), 入射光功率保持在 100 mW. 图 4 展示了在超透镜的 4 种聚焦状态下, 两个半径 250 nm 的 SiO₂ 粒子在 $(-4.9 \mu\text{m}, 0, 3.3 \mu\text{m})$ 和 $(4.9 \mu\text{m}, 0, 3.3 \mu\text{m})$ 周围受到的横向光力 F_x 和轴向光力 F_z . 其中蓝色代表超透镜的 Sb₂S₃ 在非晶态下, SiO₂ 粒子受到的光力大小与 x 方向位移和 z 方向位移关系, 红色代表超透镜的 Sb₂S₃ 在晶态下, SiO₂ 粒子受到的光力大小与 x 方向位移和 z 方向位移的关系.

当 A 和 B 两部分的 Sb₂S₃ 均处于晶态时, 两个 SiO₂ 粒子在不同焦点处的 F_x 和 F_z 分布如图 4(a1), (a2) 状态 1 所示. A 部分粒子受到的最大 F_x 和 k_x 约为 0.77 pN 和 25.7 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$), B 部分粒子受到

其中 \mathbf{n} 为法向量, s 为 SiO₂ 粒子的表面积, T_{ij} 为 MST.

$$\langle T_{ij} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\varepsilon E_i E_j^* + \mu H_i H_j^* - \frac{1}{2} \delta_{ij} (\varepsilon |\mathbf{E}|^2 + \mu |\mathbf{H}|^2) \right], \quad (6)$$

其中, ε 和 μ 是常数项, 分别表示真空介电常数和磁导率, E 和 H 为电场和磁场均通过 FDTD 方法求解得到. $*$ 代表共轭复数. i 和 j 均可取 x , y 和 z 三个方向, δ_{ij} 为 Kronecker 函数. 因此 T_{ij} 可以在 x , y 和 z 三个方向上展开:

的最大 F_x 和 k_x 约为 0.86 pN 和 37.4 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$). 此外, F_z 在 z 方向上的分布不对称, 这是由于 z 方向上焦点强度分布不均匀导致的. 两个粒子受到的最大和最小 F_z 均分别约为 0.60 pN 和 0.22 pN, k_z 均约为 10.0 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$), 因此可以实现两个 SiO₂ 粒子在不同的焦点处稳定的 3D 捕获. 当 A 部分的 Sb₂S₃ 处于晶态, B 部分的 Sb₂S₃ 处于非晶态时, 两个 SiO₂ 粒子在不同焦点处的 F_x 和 F_z 分布如图 4(b1) 和图 4(b2) 状态 2 所示. A 部分粒子的 F_x 和 F_z 与其状态 1 中基本一致, 可以实现对粒子的 3D 捕获. 而 B 部分的最大 F_x 和 k_x 约为 0.08 pN 和 4 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$), 最大和最小 F_z 约为 0.08 pN 和 0.01 pN, k_z 约为 0.69 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$), 均约为其晶态下的 1/10, 并且其最小 F_z 也远小于最大 F_z , 并更接近 0, 因此粒子在 z 方向的捕获是不稳定的. 这主要是因为, 在非晶态条件下, 焦点处的光强分布不均匀导致粒子所受的散射力远大于梯度力而引起的. 当 B 部分的 Sb₂S₃ 处于晶态, A 部分的 Sb₂S₃ 处于非晶态时, 两个 SiO₂ 粒子在不同焦点处的 F_x 和 F_z 分布如图 4(c1), (c2) 状态 3 所示. B 部分粒子的 F_x 和 F_z 与其状态 1 中基本保持一致, 可以实现粒子稳定的 3D 捕获. 而 A 部分的最大 F_x 和 k_x 约为 0.06 pN 和 2.0 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$), 最大和最小的 F_z 约为 0.06 pN 和 0.01 pN, k_z 均约为 0.69 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$), 均约为其晶态下的 1/10, 同样其最小 F_z 远小于最大 F_z 并更接近 0, 从而不

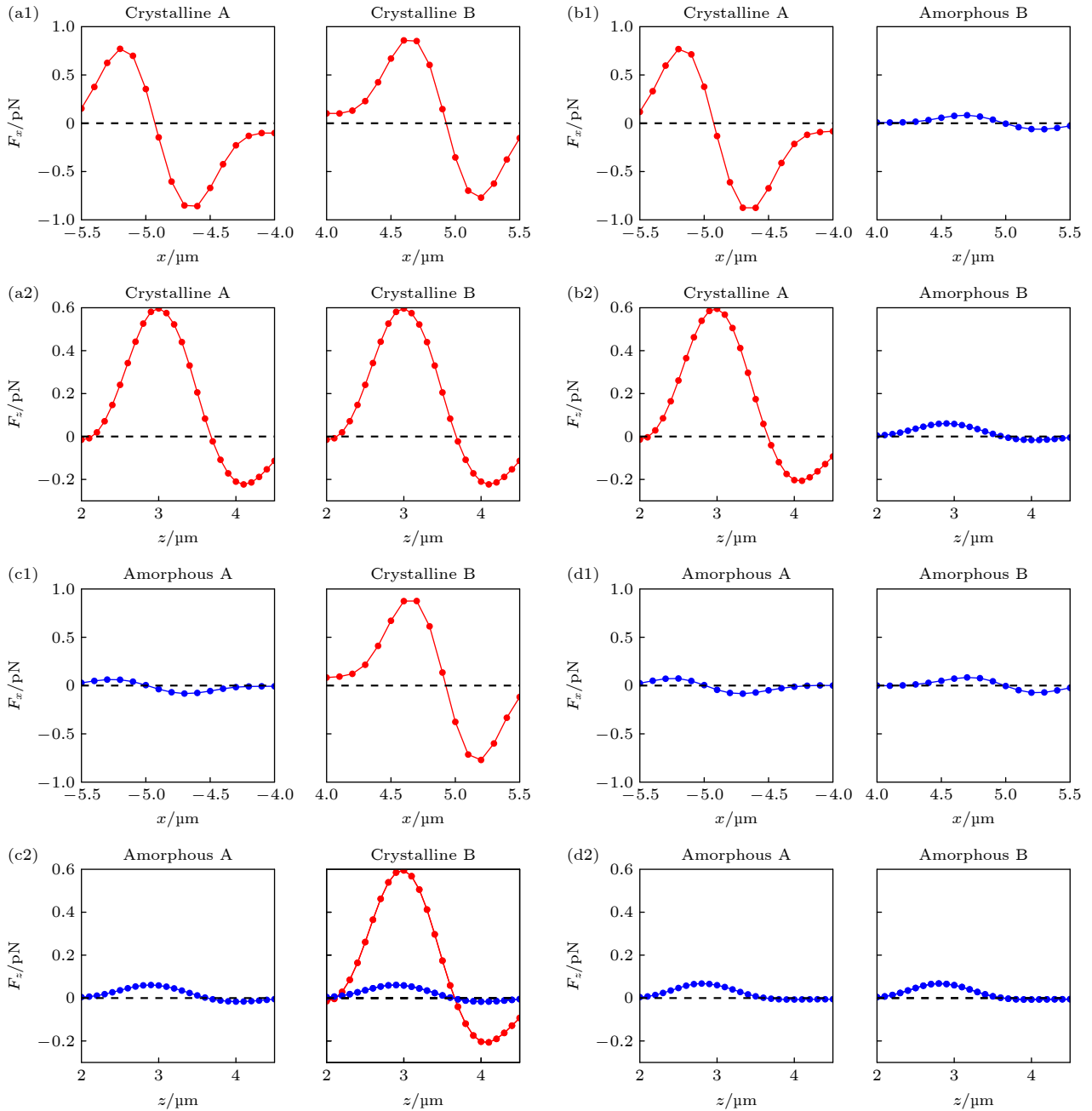


图 4 施加在粒子上 F_x 和 F_z 分别与 x 位移和 z 位移的关系图 (a) A 和 B 部分的 Sb_2S_3 均处于晶态; (b) A 部分的 Sb_2S_3 处于晶态, 而 B 部分的 Sb_2S_3 处于非晶态; (c) A 部分的 Sb_2S_3 处于非晶态, B 部分的 Sb_2S_3 处于晶态; (d) A 和 B 部分的 Sb_2S_3 均处于非晶态
 Fig. 4. Plots of F_x and F_z for the particle versus x displacement and z displacement, respectively: (a) Sb_2S_3 in both parts A and B are in crystalline state; (b) Sb_2S_3 in part A is in crystalline state, while Sb_2S_3 in part B is in amorphous state; (c) Sb_2S_3 in part A is in amorphous state, and Sb_2S_3 in part B is in crystalline state; (d) Sb_2S_3 in both parts A and B are in amorphous state.

能实现对 SiO_2 粒子的稳定的 3D 捕获. 当 A 和 B 部分的 Sb_2S_3 均处于非晶态时如图 4(d1), (d2) 状态 4 所示, A 和 B 两部分粒子受到的 F_x 和最大 F_z 分别与其在状态 3 和 2 中保持一致, 但是最小 F_z 进一步减小至 0.006 pN , 这主要是由于 A 和 B 部分的入射光均基本不能透过, 焦点处光强减弱导致的. 此外, z 方向的光强分布不均匀, 最终会使得

两个 SiO_2 粒子在 z 方向上完全不能被捕获. 此外, 半径为 250 nm 的 SiO_2 粒子重量约为 $7.9 \times 10^{-4} \text{ pN}$, 远远小于 Sb_2S_3 为晶态时粒子受到的正方向最大 F_z . 因此, z 轴的光力是可以平衡重力的. 从 4 个状态可以看出, 基于光学相变和超透镜的双阱光镊实现了对粒子的可控 3D 捕获. 并且, A 和 B 两个部分是独立的, 基本不互相影响, 因此可以通过单独

调节超透镜每个部分的 Sb_2S_3 状态来实现不用方式的粒子捕获。

由于图 3 中显示的电磁场强度分布在 y 向相较于 x 有明显的拉伸, 因此本文又分析了 A 和 B 部分在 Sb_2S_3 晶态和非晶态下 SiO_2 粒子受到的 F_y 与 y 方向位移的关系. 在图 5(a) 中, 当 A 部分的 Sb_2S_3 处于晶态时, 最大 F_y 和 k_y 约为 0.77 pN 和 11 pN/ $(\mu\text{m}\cdot\text{W})$, 平衡点为 $(-4.97 \mu\text{m}, -0.34 \mu\text{m}, 3.6 \mu\text{m})$; 而当 Sb_2S_3 处于非晶态时, 最大 F_y 和 k_y 约为 0.07 pN 和 0.8 pN/ $(\mu\text{m}\cdot\text{W})$, 均约为晶态下的 1/10. 图 5(b) 显示, 当 B 部分的 Sb_2S_3 处于晶态时, 最大 F_y 和 k_y 约为 0.76 pN 和 10.9 pN/ $(\mu\text{m}\cdot\text{W})$, 平衡点为 $(4.97 \mu\text{m}, 0.34 \mu\text{m}, 3.6 \mu\text{m})$; 而当 Sb_2S_3 处于非晶态时, 最大 F_y 和 k_y 分别约为 0.07 pN 和

0.7 pN/ $(\mu\text{m}\cdot\text{W})$, 均约为晶态下的 1/10. 其中, F_y 在 y 方向上的分布不对称, 是由于 y 方向上的焦点强度分布不均匀导致的. 由于用于双阱光镊的超透镜在设计时候的焦点位置偏离超透镜的中心位置 $(0, 0)$, 从而使得聚焦光束向设计的焦点位置发生偏斜 (图 3 中 xz 平面的电磁场强度分布图也有体现), 导致在 3 个方向上焦点强度分布不均匀.

本文进一步计算了超透镜 A 和 B 部分的 Sb_2S_3 处于晶态下的势阱深度 U , 并与 $k_B T$ 进行归一化, 其中 k_B 为玻尔兹曼常数 (1.38×10^{-23} J/K), T 为温度 (300 K)^[36]. 图 6 显示了超透镜 A 和 B 部分在晶态下的 U_x 和 U_z .

图 6(a), (b) 为超透镜 A 和 B 部分 F_x 的势阱深度. 平衡点处为最大势阱深度, A 和 B 部分的最

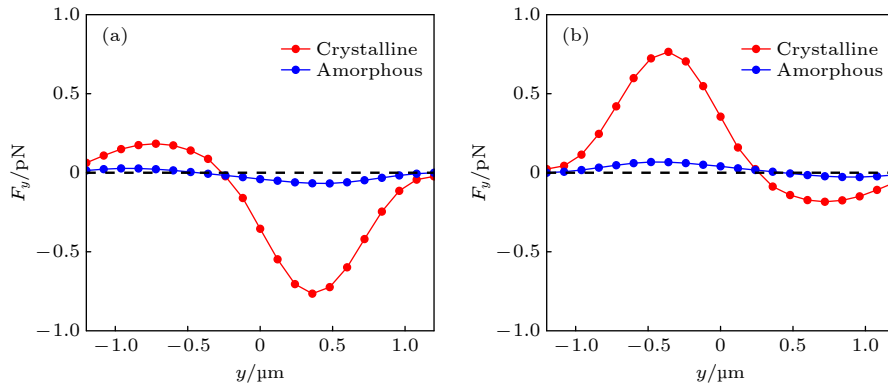


图 5 施加在粒子上 F_y 与 y 位移关系图 (a) A 部分的 Sb_2S_3 分别均处于晶态和非晶态; (b) B 部分的 Sb_2S_3 分别均处于晶态和非晶态
Fig. 5. Plots of F_y for the particle versus y displacement: (a) Sb_2S_3 in part A is in the crystalline and amorphous states, respectively; (b) Sb_2S_3 in part A is in the crystalline and amorphous states, respectively.

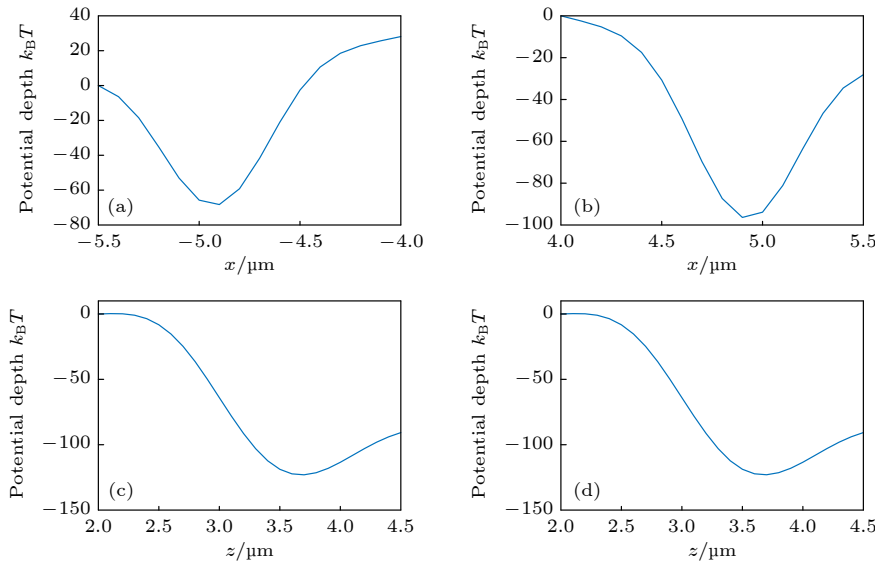


图 6 当 A 和 B 部分的 Sb_2S_3 为晶态时 F_x 和 F_z 的势阱深度图 (a), (b) F_x 的势阱深度 U_x 图; (c), (d) F_z 的势阱深度 U_z 图
Fig. 6. Potential depth plots of F_x and F_z when parts A and B are crystalline state: (a), (b) potential depth U_x plots of F_x ; (c), (d) potential depth U_z plots of F_z .

大 U_x 分别为 $68.3 \times k_B T$ 和 $96.4 \times k_B T$, 图 6(c), (d) 为超透镜 A 和 B 部分 F_z 的势阱深度, U_z 均为 $123.0 \times k_B T$. 其中, 所有的势阱深度值都远远大于 $k_B T$, 表明在用于双阱光镊的超透镜中, 当 A 和 B 部分的 Sb_2S_3 处于晶态下时, 可以实现粒子的稳定 3D 捕获. 值得注意的是, A 和 B 部分的最大 U_x 的不同是由于 xy 平面上焦点处的电磁场强度分布存在较小的不对称, 使得 B 部分沿正方向的最大 F_x (0.86 pN) 要大于 A 部分沿正方向的最大 F_x (0.77 pN). 此外 B 部分粒子朝正方向的运动位移要大于 A 部分的粒子, 因此根据 (9) 式势阱深度的计算方式, B 部分的最大 U_x 要大于 A 部分.

3 基于光学相变和超透镜的可控多阱光镊

为了进一步提高光镊系统的高效性, 本文设计了基于相变材料 Sb_2S_3 , 且直径为 $30 \mu\text{m}$ 的超透

镜, 并用于可控多阱光镊, 其设计思路与实现双阱光镊的基本相同. 超透镜被分为 9 个部分, 每个部分的相位分布公式如下:

$$\phi_i(x, y, \lambda) = -\frac{2\pi}{\lambda} \left[\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + f^2} - f \right], \quad (10)$$

其中, i 代表超透镜 9 个部分, λ 和 f 同样取值为 1064 nm 和 $2.5 \mu\text{m}$. 同样, 当每个部分的 Sb_2S_3 处于红色晶态时, 形成焦点, 当 Sb_2S_3 处于蓝色非晶态时, 则无焦点形成, 如图 7(a), (b) 所示. 并且超透镜的入射光为 RCP, 出射光为 LCP.

图 7(a) 显示了当超透镜中间部分的 Sb_2S_3 处于非晶态, 其余部分的 Sb_2S_3 均处于晶态时的结构图. 图 7(c), (d) 则显示了其在 xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$) 平面和 xz 平面上的强度分布图. 可以看出在 xy 平面上红色虚框里的焦斑强度明显小于周围的焦斑. 在 xz 平面上, 焦点的实际位置在 $z = 3.3 \mu\text{m}$, 与设计位置相差不大, FWHM 为 $0.62 \mu\text{m}$. 特别地, 晶态和非晶态下的焦点处强度分布的最大值的对

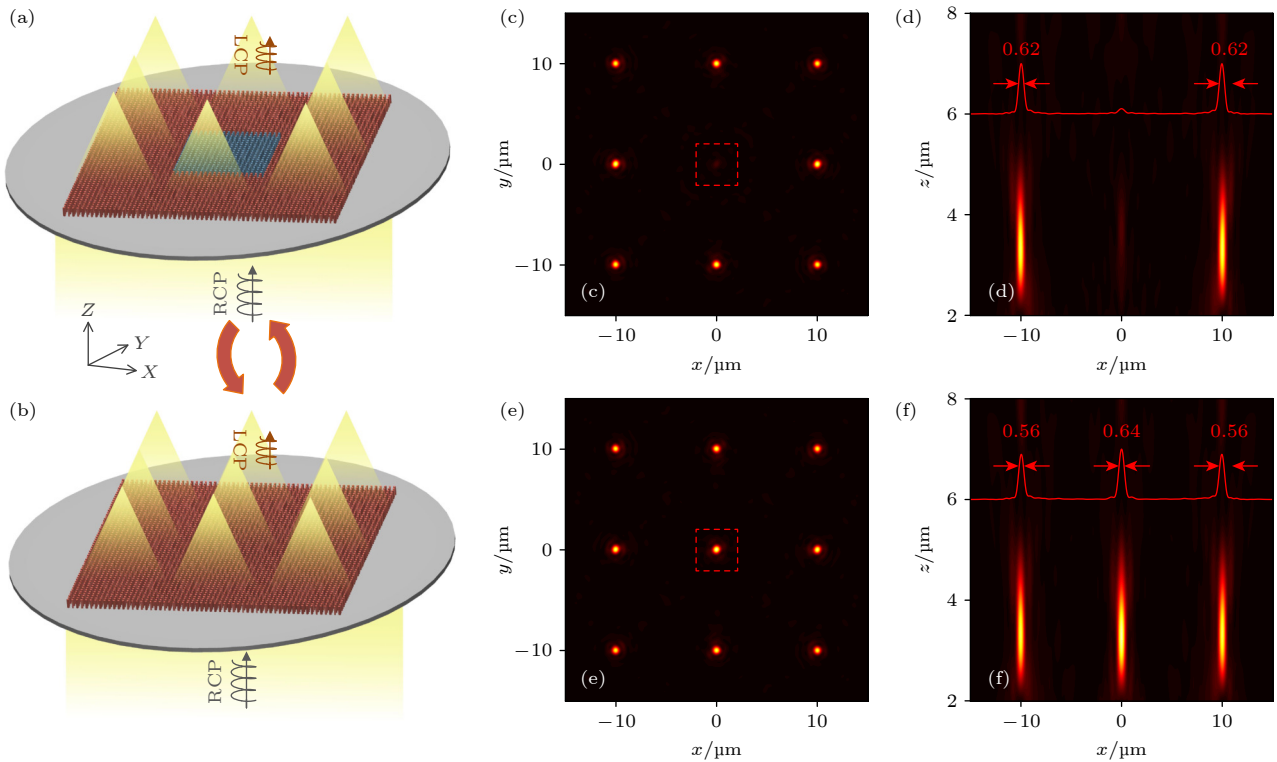


图 7 (a), (b) 用于多阱光镊的超透镜结构图, (a) 中间部分的 Sb_2S_3 处于非晶态, 其余部分的 Sb_2S_3 均处于晶态, (b) 所有部分的 Sb_2S_3 均处于晶态; (c), (d) 分别为 (a) 状态下 xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$) 平面和 xz 平面的电磁场强度分布图; (e), (f) 分别为 (b) 状态下 xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$) 平面和 xz 平面的电磁场强度分布图

Fig. 7. (a), (b) Structure of the multi-trap optical tweezer metalens, (a) Sb_2S_3 in the middle part is in the amorphous state, and Sb_2S_3 in the rest parts are in the crystalline state, (b) Sb_2S_3 in all parts are in the crystalline state; (c), (d) the electromagnetic field intensity distributions in the xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$) plane and xz plane in (a) state, respectively; (e), (f) the electromagnetic field intensity distributions of xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$) plane and xz plane in (b) state, respectively.

比可以达到 10, 实现了焦点形成和消失的可控. 图 7(b) 显示了所有部分的 Sb_2S_3 均处于晶态下的结构图, 相对应的 xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$) 和 xz 强度分布图如图 7(e), (f) 所示. 超透镜所有部分均形成焦点, 并且 FWHM 相差不大, 分别为 0.56, 0.64 和 $0.56 \mu\text{m}$.

随后本文讨论了图 7(c) 和图 7(e) 中红色虚线对应部分的 Sb_2S_3 在晶态和非晶态下, 半径为 $0.25 \mu\text{m}$ 的 SiO_2 粒子受到的 F_x 和 F_z 分别与 x 位移和 z 位移的关系, 如图 8(a), (b) 所示. 图 8(a) 为 SiO_2 粒子受到的 F_x 与 x 位移的关系. 晶态下, SiO_2 粒子受到的最大 F_x 和 k_x 分别为 0.6 pN 和 $20 \text{ pN}/(\mu\text{m}\cdot\text{W})$, 而非晶态下的最大 F_x 和 k_x 分别为 0.04 pN 和 $1.3 \text{ pN}/(\mu\text{m}\cdot\text{W})$, 仅约为其晶态下的 $1/10$, 因此, 微球的横向稳定性较弱. 图 8(b) 为 SiO_2 粒子受到 F_z 与 z 位移的关系. 晶态下, SiO_2 粒子受到的最大和最小 F_z 分别为 0.49 和 0.05 pN , k_z 为 $3 \text{ pN}/(\mu\text{m}\cdot\text{W})$, 平衡点为 $(0, 0, 5.1 \mu\text{m})$, 根据上述计算的 SiO_2 粒子的重力, z 轴的光力也是可以平衡重力的. 非晶态下, SiO_2 粒子受到的最大和最

小 F_z 分别为 0.06 和 0.007 pN , $k_z = 0.3 \text{ pN}/(\mu\text{m}\cdot\text{W})$, 均约为晶态下的 $1/10$. 并且, 由于焦点位置处的光强分布不均匀, 导致散射力远大于梯度力, 因此最小 F_z 约为最大 F_z 的 $1/10$, 基本趋近于 0, 因此粒子在 z 方向上完全不能被稳定捕获. 由此可见, 超透镜的中间部分可以实现对粒子的可控 3D 捕获. 图 8(c), (d) 为中间部分的 Sb_2S_3 处于晶态时 F_x 和 F_z 的势阱深度, U_x 和 U_z 的最大势阱深度分别为 $64.2 \times k_B T$ 和 $153.9 \times k_B T$, 证明可以实现粒子稳定的 3D 捕获. 因此可以推广到超透镜的其他 8 个部分, 实现同时对多个粒子的可控 3D 捕获.

基于上述用于多阱光镊对粒子的可控 3D 捕获的理论及仿真分析, 可以实现同时操纵和捕获多个 SiO_2 粒子并摆放成任意的图案. 图 9 展示了超透镜在 6 种聚焦状态下的 xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$) 平面和 xz 平面的强度分布图. 其中, 超透镜中的每一部分都可以控制 Sb_2S_3 晶态和非晶态的转换, 并实现对粒子的可控 3D 捕获. 因此本文可以仅通过使用同一个超透镜便可实现多种方式的粒子捕获并形成多种形状的图案, 进一步提高了光镊的高效性.

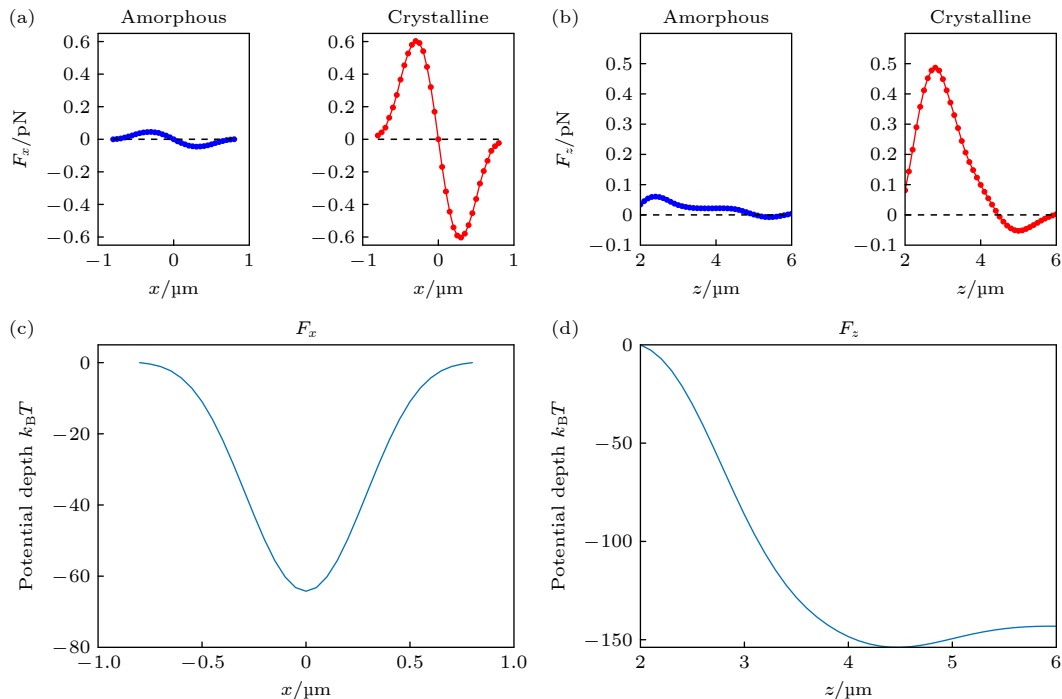


图 8 超透镜中间部分的 Sb_2S_3 在晶态和非晶态下 (a) 粒子受到的 F_x 与 x 位移的关系; (b) 粒子受到的 F_z 与 z 位移的关系; (c), (d) 超透镜中间部分的 Sb_2S_3 在晶态下状态下 F_x 和 F_z 的势阱深度图

Fig. 8. Sb_2S_3 in the middle part of the multi-trap optical tweezer metalens under the crystalline and amorphous states: (a) F_x of particles versus x displacement; (b) F_z of particles versus z displacement; (c), (d) potential depth plots of F_x and F_z for Sb_2S_3 in the middle part of the multi-trap optical tweezer metalens in the crystalline state.

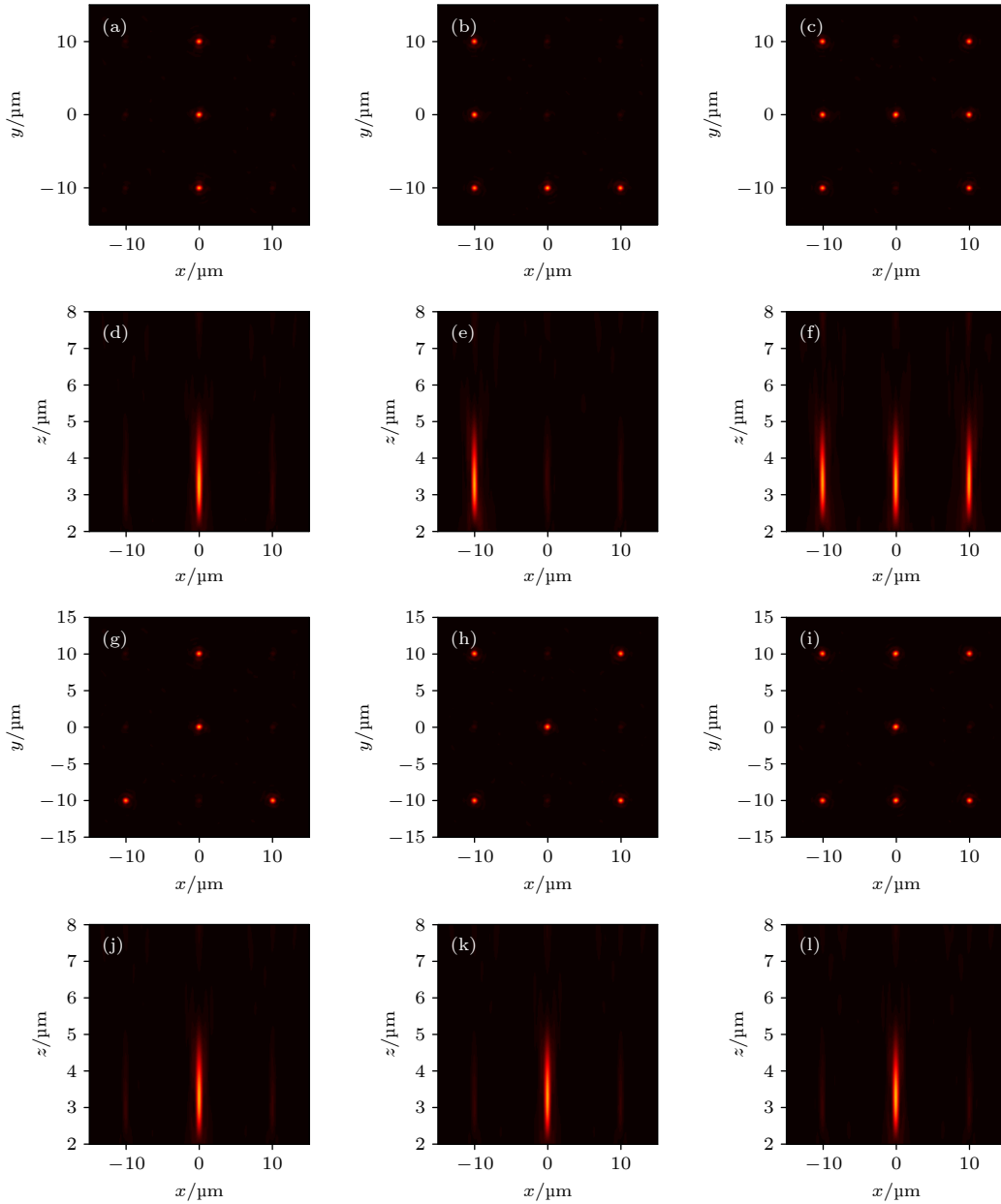


图9 超透镜其中6种聚焦状态的 xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$)平面和 xz 平面电磁场强度分布图来实现不同形状的捕获阵列 (a)—(c)和(g)—(i)为 xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$)平面强度分布图; (d)—(f)和(j)—(l)为对应的 xz 平面强度分布图

Fig. 9. Electromagnetic field intensity distribution of xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$) plane and xz plane for six focusing states of the multi-trap optical tweezer metalens to achieve different shapes of trapping arrays: (a)—(c) and (g)—(i) are xy ($z = 3.3 \mu\text{m}$) planar intensity distributions; (d)—(f) and (j)—(l) are the corresponding xz planar intensity distributions.

目前基于相变材料 Sb_2S_3 的超透镜加工可以采用电子束光刻和反应离子刻蚀对 Sb_2S_3 薄膜进行图案化^[37,38]. 其中, 超透镜采用 SiO_2 盖层, 顶部是导电的碳层. Sb_2S_3 薄膜可以通过原位衬底加热下的离子溅射而产生, 过量的硫可以通过提高衬底温度和非原位退火来缓解^[37,38]. ITO层可以溅射在 SiO_2 衬底上^[39]. 对于双焦点和多焦点的超透镜设计, 每一个区域之间可以添加薄的绝缘体材料, 这样便可以避免热传导^[40], 从而实现对不同区域

的状态调控.

4 结论

本文首先设计了基于低损相变材料 Sb_2S_3 和超透镜的可控双阱光镊. 其中, 超透镜被分为两个部分: Sb_2S_3 均处于晶态下时, A部分粒子受到的最大 F_x 和 k_x 分别约为 0.77 pN 和 $25.7 \text{ pN}/(\mu\text{m}\cdot\text{W})$, B部分粒子受到的最大 F_x 和 k_x 分别均约为 0.86 pN

和 37.4 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$), 两部分粒子的最大和最小 F_z 均分别约为 0.60 pN 和 0.22 pN, k_z 均约为 10.0 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$), 都约是其非晶态下的 10 倍, 实现了对粒子稳定的 3D 捕获. 其中, 在非晶态下由于光强分布不均匀, 粒子的最小 F_z 均小于最大 F_z 并更接近 0, 因此在 z 方向容易被光“推走”, 从而不能实现粒子稳定 3D 捕获. 在此基础上, 为进一步增加光镊系统捕获性能的高效性, 本文设计了基于相变材料 Sb_2S_3 和超透镜的可控多阱光镊. 其中, 当超透镜中间部分的 Sb_2S_3 为晶态时, 最大的 F_x 和 F_z 分别为 0.6 pN 和 0.49 pN, k_x 和 k_z 分别为 20 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$) 和 3 pN/($\mu\text{m}\cdot\text{W}$), 均约是其非晶态下的 10 倍, 同样可以实现粒子的可控 3D 捕获. 因此可以扩展到超透镜的其他部分实现多种粒子的可控 3D 捕获并形成多种形状的阵列. 可控 3D 捕获增加了超透镜光镊系统的高效性和灵活性, 可以仅通过单一的超透镜来实现粒子的不同捕获状态, 提高了光镊的实用性, 并提供了一种新的超透镜光镊的设计思路.

参考文献

- [1] Guo H L, Li Z Y 2013 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **56** 2351
- [2] Block S M, Goldstein L S B, Schnapp B J 1990 *Nature* **348** 348
- [3] Ozcelik A, Rufo J, Guo F, Li P, Lata J, Huang T J 2018 *Nat. Methods* **15** 1021
- [4] Ding X, Lin S C S, Kiraly B, Yue H, Li S, Chiang I K, Shi J, Benkovic S J, Huang T J 2012 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **109** 11105
- [5] Ohlinger A, Deak A, Lutich A A, Feldmann J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 018101
- [6] Li T, Kheifets S, Medellin D, Raizen M G 2010 *Science* **328** 1673
- [7] Juan M L, Righini M, Quidant R 2011 *Nat. Photonics* **5** 349
- [8] Zhang Y, Min C, Dou X, Wang X, Urbach H P, Somekh M G, Yuan X 2021 *Light: Sci. Appl.* **10** 1
- [9] Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, Chu S 1986 *Opt. Lett.* **11** 288
- [10] Ertas D 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1548
- [11] Duke T A J, Austin R H 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1552
- [12] MacDonald M P, Paterson L, Volke-Sepulveda K, J Arlt, W Sibbett, K Dholakia 2002 *Science* **296** 1101
- [13] Terray A, Oakey J, Marr D W M 2002 *Science* **296** 1841
- [14] Emiliani V, Sanvitto D, Zahid M, Gerbal F, Coppey-Moisand M 2004 *Opt. Express* **12** 3906
- [15] Shaw L A, Panas R M, Spadaccini C M, Hopkins J B 2017 *Opt. Lett.* **42** 2862
- [16] Curtis J E, Koss B A, Grier D G 2002 *Opt. Commun.* **207** 169
- [17] MacDonald M P, Spalding G C, Dholakia K 2003 *Nature* **426** 421
- [18] Lei M, Yao B, Rupp R A 2006 *Opt. Express* **14** 5803
- [19] Zhang Y, Liu Z, Yang J, Yuan L 2012 *Opt. Commun.* **285** 4068
- [20] Tam J M, Biran I, Walt D R 2004 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4289
- [21] Yin S, He F, Kubo W, Wang Q, Frame J, G. Green N, Fang X 2020 *Opt. Express* **28** 38949
- [22] Suwannasopon S, Meyer F, Schlickriede C, Chaisakul P, T-Thienprasert J, Limtrakul J, Zentgraf T, Chattham N 2019 *Crystals* **9** 515
- [23] Markovich H, Shishkin I I, Hendler N, Ginzburg P 2018 *Nano Lett.* **18** 5024
- [24] Wang X, Dai Y, Zhang Y, Min C, and Yuan X 2018 *ACS Photonics* **5** 2945
- [25] Kuo H Y, Vyas S, Chu C H, Chen M K, Shi X, Misawa H, Lu Y J, Luo Y, Tsai D P 2021 *Nanomaterials* **11** 1730
- [26] Chantakit T, Schlickriede C, Sain B, Meyer F, Weiss T, Chattham N, Zentgraf T 2020 *Photonics Res.* **8** 1435
- [27] Ma Y, Rui G, Gu B, Cui Y 2017 *Sci. Rep.* **7** 1
- [28] Li T, Xu X, Fu B, Wang S, Li B, Wang Z, Zhu S 2021 *Photonics Res.* **9** 1062
- [29] Ikuma Y, Shoji Y, Kuwahara M, Wang X, Kintaka K, Kawashima H, Tanaka D, Tsuda, H 2010 *Electron. Lett.* **46** 1460
- [30] Zhang Y, Chou J B, Li J, Li H, Du Q, Yadav A, Zhou S, Shalaginov M Y, Fang Z, Zhong H, Roberts C, Robinson P, Bohlin B, Ríos C, Lin H, Kang M, Gu T, Warner J, Liberman V, Richardson K, Hu J 2019 *Nat. Commun.* **10** 4279
- [31] Delaney M, Zeimpekis I, Du H, Yan X, Banakar M, Thomson D J, Hewak D W, Muskens O L 2021 *Sci. Adv.* **7** eabg3500
- [32] Delaney M, Zeimpekis I, Lawson D, Hewak D W, Muskens O L 2020 *Adv. Funct. Mater.* **30** 2002447
- [33] Chaumet P C, Nieto-vesperinas M 2000 *Opt. Lett.* **25** 1065
- [34] Haraday Y, Asakura T 1996 *Opt. Commun.* **124** 529
- [35] Dienerowitz M, Mazilu M, Dholakia K 2008 *J. Nanophotonics* **2** 021875
- [36] Novotny L, Bian R X, Xie X S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 645
- [37] Padmanabha S, Oguntoye I O, Frantz J, Myers J, Bekele R, Clabeau A, Escarra, M D 2021 *CLEO: QELS_Fundamental Science* (Optica Publishing Group), May, 2021 pJTU3A.8
- [38] Padmanabha S, Oguntoye I O, Frantz J, Myers J, Bekele R, Clabeau A, Nguyen V, Sanghrea J, Escarra M D 2022 *CLEO: Applications and Technology* (Optica Publishing Group), May, 2022 pJTU3A-69
- [39] Bai W, Yang P, Wang S, Huang J, Chen D, Zhang Z, Yang J, Xu B 2019 *Appl. Sci.* **9** 4927
- [40] Song Y, Liu W, Wang X, Wang F, Wei Z, Meng H, Lin N, Zhang H 2021 *Front. Phys.* **9** 651898

Controllable multi-trap optical tweezers based on low loss optical phase change and metalens*

Wang Yan¹⁾²⁾ Peng Miao²⁾⁵⁾ Cheng Wei¹⁾²⁾ Peng Zheng¹⁾²⁾ Cheng Hao¹⁾
 Zang Sheng-Yin¹⁾ Liu Hao¹⁾ Ren Xiao-Dong¹⁾ Shuai Yu-Bei¹⁾
 Huang Cheng-Zhi^{4)†} Wu Jia-Gui^{3)‡} Yang Jun-Bo^{2)††}

1) (*College of Artificial Intelligence, Southwest University, Chongqing 400715, China*)

2) (*Center of Material Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

3) (*School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China*)

4) (*Key Laboratory of Luminescence Analysis and Molecular Sensing, Ministry of Education, School of Pharmaceutical, Southwest University, Chongqing 400715, China*)

5) (*College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

(Received 14 September 2022; revised manuscript received 13 October 2022)

Abstract

Novel dual-trap and multi-trap optical tweezers are designed and analyzed, in order to enhance the particle trapping performance of optical tweezers in three-dimensional (3D) space. Firstly, controllable dual-trap optical tweezers are proposed based on metalens and the low-loss optical phase-change material Sb_2S_3 . The horizontal and axial analysis of the optical force acting on two 250-nm-radius SiO_2 particles are also carried out. The simulation results show that when Sb_2S_3 is in the crystalline state, the transverse optical trap stiffness k_x of two particles reaches about 25.7 pN/ $(\mu\text{m}\cdot\text{W})$ and 37.4 pN/ $(\mu\text{m}\cdot\text{W})$, respectively, and the axial optical trap stiffness k_z for each particle is about 10.0 pN/ $(\mu\text{m}\cdot\text{W})$. When the Sb_2S_3 is in the amorphous state, both k_x and k_z are about 1/10 of the counterpart of its crystalline state. As a result, the particle is not stably trapped in the z -direction, and thus enabling the controllability of trapping particles in 3D space. Furthermore, array-type multi-trap optical tweezers are proposed. By regulating the crystal state and noncrystal state of phase-change material Sb_2S_3 , it is convenient to form different combinations of 3D trap schemes. These new optical tweezers can realize 3D space particle trap in various ways, thereby improving the flexibility of optical tweezers, and providing a series of new ways of implementing the metalens-based optical tweezers.

Keywords: metalens, optical tweezers, optical phase-change, three dimensions space

PACS: 78.67.Pt, 87.80.Cc

DOI: 10.7498/aps.72.20221794

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60907003, 61805278, 61875168), the Natural Science Funds for Distinguished Young Scientists of Chongqing, China (Grant No. cstc2021jcyj-jqX0027), the Innovation Research 2035 Pilot Plan of Southwest University, China (Grant No. SWU-XDPY22012), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2018M633704), the Innovation Support Program for Overseas Students in Chongqing, China (Grant No. cx2021008), the Foundation of National University of Defense Technology, China (Grant Nos. JC13-02-13, ZK17-03-01), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 13JJ3001), and the Program for New Century Excellent Talents in University (Grant No. NCET-12-0142).

† Corresponding author. E-mail: chengzhi@swu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: mgh@swu.edu.cn

†† Corresponding author. E-mail: yangjunbo@nudt.edu.cn



基于低损光学相变和超透镜的可控多阱光镊

王焱 彭妙 程伟 彭政 成浩 臧圣寅 刘浩 任孝东 帅雨贝 黄承志 吴加贵 杨俊波

Controllable multi-trap optical tweezers based on low loss optical phase change and metalens

Wang Yan Peng Miao Cheng Wei Peng Zheng Cheng Hao Zang Sheng-Yin Liu Hao Ren Xiao-Dong Shuai Yu-Bei Huang Cheng-Zhi Wu Jia-Gui Yang Jun-Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 027801 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221794

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221794>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超透镜聚焦光环的产生及其在冷分子光学囚禁中的应用

Generation of focusing ring of metalens and its application in optical trapping of cold molecules

物理学报. 2021, 70(16): 167802 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210443>

轴向多光阱微粒捕获与实时直接观测技术

Axial multi-particle trapping and real-time direct observation

物理学报. 2018, 67(13): 138701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180460>

椭圆波束对非均匀手征分层粒子的俘获特性研究

Analysis of trapping force exerted on multi-layered chiral sphere induced by laser sheet

物理学报. 2022, 71(10): 104208 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212284>

基于相变材料超表面的光学调控

Tunable metasurfaces based on phase-change materials

物理学报. 2020, 69(15): 154202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200453>

大焦深离轴超透镜的设计与制作

Design and fabrication of off-axis meta-lens with large focal depth

物理学报. 2021, 70(19): 197802 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202235>

交变力磁力显微镜: 在三维空间同时观测静态和动态磁畴

Alternating magnetic force microscopy: simultaneous observation of static and dynamic magnetic field in three-dimensional space

物理学报. 2019, 68(16): 168502 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190510>