

强吸收纳米粒子团簇的光泳力悬浮及热泳力下的迁移行为^{*}

黄雪峰¹⁾ 刘敏¹⁾ 卢山¹⁾ 张敏琦¹⁾ 李盛姬^{2)†} 罗丹¹⁾

1) (杭州电子科技大学物理系, 杭州 310018)

2) (杭州电子科技大学材料与环境工程学院, 杭州 310018)

(2024 年 2 月 23 日收到; 2024 年 5 月 9 日收到修改稿)

为了探索空气中强吸收纳米粒子团簇在激光作用下的悬浮以及迁移行为, 提出采用反向传输的双贝塞尔光束对纳米粒子团簇进行捕获及悬浮, 而后释放团簇, 观察和计算分析团簇的迁移行为. 两束贝塞尔光束由锥透镜和偏振分光方式产生, 进行反向水平布置, 形成三维光阱, 光阱刚度可通过调节两束贝塞尔光束的功率比进行控制. 悬浮室内的粒子通过微弱气流进行流化, 而后被光阱捕获和悬浮. 采用高速摄像机对团簇的悬浮及迁移过程进行记录, 然后通过图像分析来获取粒子运动参数. 以强吸收性超细煤粉粒子团簇为对象, 首先对其进行悬浮和释放迁移的实验研究, 而后对团簇所受的光泳力、重力、浮力、曳力以及热泳力进行计算和分析. 实验和计算的结果表明: 强吸收性纳米粒子团簇在激光作用下产生的光泳力占主导作用; 团簇能够被稳定地悬浮在反向传输的双贝塞尔光束形成的三维势阱中, 通过调整悬浮的位置而达到与重力、浮力、曳力等的动态平衡; 利用悬浮的相对不稳定性分析评价强吸收性粒子团簇的稳定性, 超细煤粉粒子团簇的最小相对不稳定性可达 0.075; 通过对团簇释放后的高速图像进行分析, 可获得团簇的迁移运动参数, 从而测量出团簇所受的热泳力; 对于等效粒径为 13—21 μm 的超细煤粉粒子团簇, 其热泳力量级为 10^{-11} — 10^{-10} N, 随着团簇粒径的增大, 热泳力线性增大, 与理论计算结果趋势一致. 通过利用激光对粒子进行悬浮和释放的方式为热泳力的测量和研究提供了一种新的研究思路, 也为气体介质中粒子的控制和输运展现了一种新的操控手段.

关键词: 激光悬浮, 光泳力, 热泳力, 强吸收性纳米团簇

PACS: 42.62.-b, 89.30.ag

DOI: 10.7498/aps.73.20240288

1 引言

光镊是利用高度会聚的激光在其焦点处的辐射压力捕获微/纳米粒子的光学技术^[1]. 通常使用透镜和物镜将经过扩束的激光高度会聚, 从而使激光在焦点处的光强梯度足够大, 当微/纳米粒子被激光照射时, 粒子受到辐射压力的作用被捕获至光束最大光强区域, 即光阱^[2]. 辐射压力包括沿光束

传播方向的散射力和沿光强梯度变化方向的梯度力. 当粒子被高斯光束照射且未处于最强光强处时, 会受到沿光强梯度变化方向的力, 其合力使粒子向光轴运动, 且当粒子在光束照射范围内时, 越远离光轴, 受到的指向光轴的力越大, 同时粒子还受到沿光束传播方向的散射力的作用. 而当粒子处于光束光轴处时, 粒子的任意水平截面受到激光对称照射, 所受水平方向的梯度力平衡, 仅受沿光束传播方向的散射力^[3,4].

^{*} 浙江省自然科学基金 (批准号: LY24E060006) 和国家重大科研仪器研制项目 (批准号: 52027809) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: shengjili@hdu.edu.cn

对于强吸收性的微/纳米粒子,除了受到高度汇聚激光束的辐射压力作用之外,还会受到激光诱导的光泳力作用^[5].激光照射到吸收性较强的微/纳米粒子表面上时,引起微/纳米粒子表面局部温度升高,由于自身的不均匀性,表面被光不均匀加热,则向光侧的表面温度大于背光侧的表面温度.在空气中的气体分子与粒子表面发生碰撞之后,粒子表面较热一面的气体分子比较冷一面的气体分子以更快的速度从粒子表面反弹,产生光泳力,导致粒子沿着光传播的方向运动(正向光泳).因此可利用光泳力来实现强吸收的微/纳米粒子的捕获、悬浮或迁移^[6-8].光泳力强烈依赖于压力和材料的吸收,比辐射压力(散射力和梯度力)高几个数量级^[9,10].

当激光从强吸收性的微/纳米粒子移除后,粒子表面两侧存在的温差逐渐减弱而趋向均匀,但粒子周围气体的热导率远小于粒子的热导率,因此在粒子周围薄薄的界面气体层将会产生温差,从而导致微/纳米粒子发生迁移,即热泳现象^[11].稀薄气体和小粒子之间的缓慢相对运动问题在云物理、气溶胶科学和环境工程等诸多领域受到广泛关注.传统意义上,气体分子系统被认为是等温的,可由麦克斯韦^[12]使用气体动力学理论进行检验,其在连续状态上的热滑移为粒子的热泳和光泳的产生提供了作用机制.热泳效应和光泳效应可通过气体^[13]的动力学理论来部分解释.气体热区域的高能量分子比来自冷区域的动量大,从而导致粒子向与表面温度梯度相反的方向迁移.因此,对于热泳粒子总是朝着气体温度降低的方向移动^[14].

通过测量光泳力从正到负的反转点可以用来确定物理性质,如复折射率和气溶胶粒子的化学组成^[15].在相干光束作用下,气溶胶粒子的光泳现象被应用于大气监测中^[16],结果发现,考虑到辐射传输,由于正光泳和负光泳的影响,平流层气溶胶粒子可能在重力作用下上升,而其他气溶胶粒子下降的速度比单独在重力作用下快得多.对于锅炉中煤粉的燃烧,辐射能可占煤粉炉总热通量的95%左右,燃烧环境中小颗粒光泳的驱动力明显大于热泳^[17].因此,研究强吸收性微/纳米粒子的光泳和热泳行为对于大气监测、煤粉燃烧高效清洁利用等具有重要意义.

由于粒子周围介质温度梯度很小,而导致热泳力量级很小,对其进行准确测量存在巨大的挑战.

从文献的报道来看,关于热泳力的理论模型和计算的研究较多,但对热泳力测量的研究还相对较少.在液相介质中,Frueh等^[18]和Burelbach等^[19]对均质和非均质小球的热泳力和光泳力进行了测量,结果表明粒子表面在热泳中起着复杂的作用,不能仅仅通过表面电势来解释.在气相介质中,Li等^[20]利用经典平板式热泳沉降装置对亚微米的KCl粒子在空气、CO₂和氦气等不同气氛中的热泳力进行了测量,获得了无因次热泳力与克努森数(kn)之间的关系.Li等^[21]利用电动悬浮装置对空气中邻苯二甲酸二辛酯液滴、金属镍、聚苯乙烯以及玻璃小球的热泳力进行了测量,获得了 kn 数在0.05—20之间的热泳力.Zheng等^[22]也利用电动悬浮装置对微米级聚苯乙烯小球团聚体在空气中的热泳力进行了类似的测量.Bosworth等^[23]利用两平行加热板的简易装置对粒径为5.1 cm的粒子在真空以及氩气中产生的负光泳力进行了测量,表明压强对热泳力具有较大影响,负热泳力最高为 10^{-5} N量级.

纳米粒子由于静电吸附等作用而形成团簇,在实际应用中通常以团簇的形式出现,因此本文以强吸收性超细煤粉团簇为实验对象,通过自行搭建的反向传输的双贝塞尔光束悬浮装置对其进行悬浮,测试团簇悬浮的稳定性;然后关闭悬浮激光束让其自由运动,对其迁移行为进行观察和分析.通过分析高速摄像机获取的图像,计算粒子迁移的运动参数来对热泳力进行测量.最后利用经典的光泳力和热泳力模型,对强吸收性粒子的光泳力和热泳力进行数值计算,同时分析和讨论有效重力、曳力,对不同粒径时热泳力影响的实验和数值计算结果进行对比,验证模型的适用性.

2 实验及方法

2.1 材料

为了评估激光悬浮系统对强吸收性纳米粒子团簇悬浮的可靠性,采用中值粒径约70 nm的超细煤颗粒形成的团簇进行测试.图1(a)为随机选择的超细煤粉颗粒的扫描电子显微镜照片,可见其表面呈层片状.超细煤粉之间存在相对较大的范德瓦耳斯力与静电力,所以通常以团簇的形态出现,见图1(b).

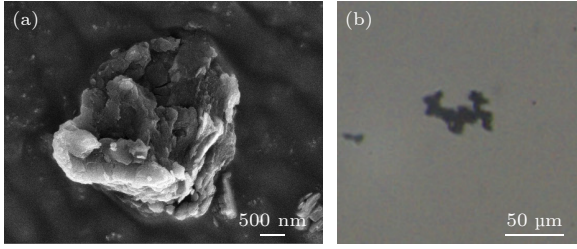


图 1 (a) 超细煤粉颗粒的扫描电子显微镜图片; (b) 超细煤粉团簇的图片

Fig. 1. (a) Scanning electron microscope picture of a super fine pulverized coal particle; (b) picture of pulverized coal cluster.

2.2 实验装置

强吸收性纳米粒子团簇的悬浮实验装置示意图如图 2 所示, 包括悬浮模块和成像模块. 对于悬浮模块, 激光器 (长春新产业光电技术有限公司, 波长 532 nm, 模式 TEM₀₀, 功率 2 W) 出射的激光经过扩束镜、光阑进入锥透镜, 将高斯光束转变为贝塞尔光束; 而后通过半波片、偏振棱镜、全反镜产生两束反向传输的贝塞尔光束; 最后通过平凸透镜和长焦物镜将光束高倍压缩, 生成微米尺度的三维光阱, 用于捕捉和悬浮强吸收性的纳米粒子团簇.

对于成像模块, 纳米粒子团簇的悬浮状态以及被释放后自由运动状态的观测采用高速摄像机 (美国 Vision Research 公司, VEO E310L) 以 10000 f/s 的帧率进行拍摄. 为了清晰地呈现粒子的轮廓以及运动轨迹, 采用透射式亮视场科勒照明方式. 在高速摄像机前插入陷波滤光片, 滤除悬浮激光对测量

带来的影响. 拍摄镜头采用倍率可调 (10—40 倍) 的成像物镜, 倍率根据拍摄视场进行选择, 同时采用标尺对拍摄图像像素进行标定.

采用弱空气流将超细煤粉流化, 然后打开悬浮激光器, 对下落的煤粉团簇进行捕获和悬浮. 同时开启高速摄像机, 对团簇的悬浮状态进行拍摄. 待团簇进入稳定的悬浮状态后, 关闭悬浮激光器, 则团簇从光阱区域中被释放, 而进入自由运动状态. 通过分析煤粉的运动特性可分析和测量热泳力的大小和方向, 具体的数据处理方法见 2.3 节.

2.3 数据处理方法

2.3.1 悬浮稳定性的数据处理方法

强吸收性粒子团簇在悬浮状态下, 由于光源不稳定以及环境等因素的微弱干扰, 存在一定的波动. 为了表征悬浮粒子的波动特性, 采用相对不稳定性 RI 的概念来描述, 可表达为

$$RI = \frac{L_{\max}}{D_p}, \quad (1)$$

式中 L_{\max} 代表团簇在悬浮区内质心运动最远的距离, D_p 为粒子的等效粒径, 可表示为

$$D_p = \frac{4S_p}{L_p}, \quad (2)$$

式中, S_p 和 L_p 分别代表粒子的面积和周长. RI 数值越大粒子波动越剧烈, 反之, 悬浮稳定性越好. 具体的图像和数据处理方法请参考之前的工作 [24].

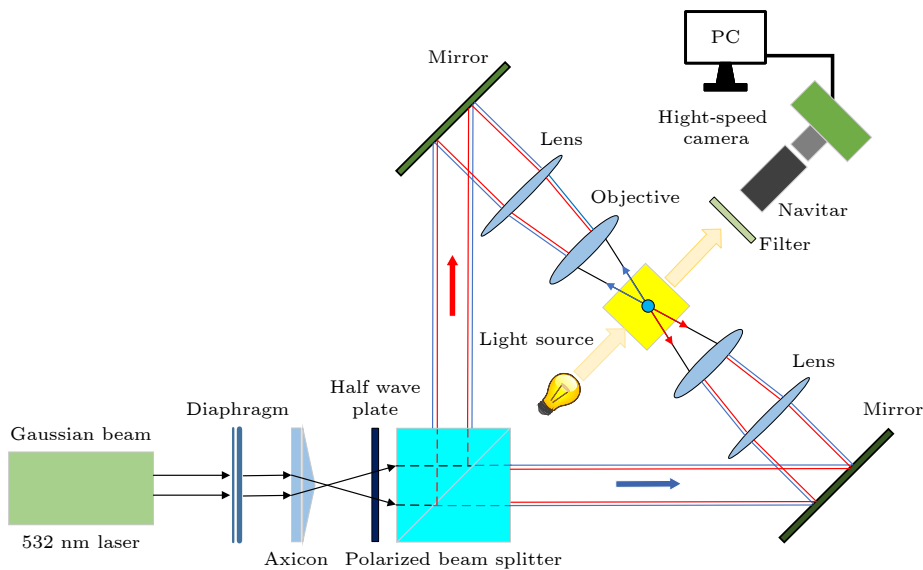


图 2 实验装置示意图

Fig. 2. Schematic of experimental setup.

2.3.2 迁移运动参数提取方法

悬浮激光器与高速摄像机保持同步, 延迟误差小于 74 ns. 在团簇稳定悬浮后关闭悬浮激光器, 利用高速摄像机对团簇从光阱逃逸而发生迁移的过程进行拍摄, 经过图像处理及坐标转换得到团簇质心运动的实际位移. 关闭悬浮激光器时, 高速摄像机拍摄的图像 (第 0 帧) 时刻为 0 时刻, 第-1 帧与第 0 帧之间团簇质心坐标计算出来的速度为迁移初速度, 第 n 帧与第 $n-1$ 帧之间团簇质心坐标计算出来的位移为短时迁移位移. 根据位移和时间数据进行一次和二次求导, 可获得团簇运动的速度和加速度.

2.3.3 热泳力测量方法

由于团簇的尺寸为数十微米, 因此其运动及受力可利用牛顿第二定律进行分析. 团簇迁移运动过程中的受力如图 3 所示, 包括热泳力 F_T 、曳力 F_D 、有效重力 F_g . 团簇处于悬浮波动或迁移状态时, 与悬浮室内空气存在相对运动, 会受到空气的阻碍运动, 这个阻力被称为曳力, 曳力的方向与团簇运动方向相反. 将曳力和热泳力在水平与竖直方向进行分解. 在水平方向的受力包括热泳力与曳力的水平分量 F_{Tz} 与 F_{Dz} , 竖直方向的受力包括热泳力与曳力的竖直分量 F_{Ty} 与 F_{Dy} , 有效重力 F_g .

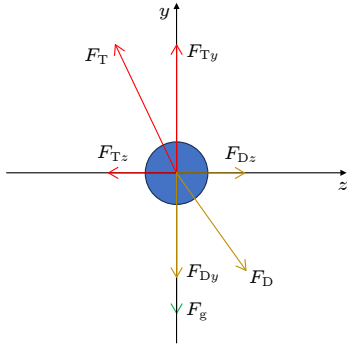


图 3 迁移过程中团簇受力分析示意图

Fig. 3. Schematic of force analysis on a cluster during migration.

假设水平方向上的加速度为 a_z 、竖直方向上的加速度为 a_y , 根据牛顿第二定律, 在水平方向上:

$$F_{Tz} + F_{Dz} = m \cdot a_z. \quad (3)$$

在竖直方向上:

$$F_{Ty} + F_{Dy} + F_g = m \cdot a_y, \quad (4)$$

其中, 速度 $v = s'$, 加速度 $a = v' = s''$. 由于浮力和

重力方向相反, 因此简化起见, 将浮力与重力的合力称为有效重力, 即

$$F_g = -m(1 - \chi)g, \quad (5)$$

其中 m 为团簇质量, g 为重力加速度. 空气与团簇的密度比 $\chi = \rho_t / \rho_p$. 在室温 15 °C 时, 空气密度约为 1.2 kg/m³; 由工业分析及元素分析获得煤粉的物质组成, 则团簇的密度约为 1.5 × 10³ kg/m³. 可知 $\chi = 8 \times 10^{-4}$.

团簇受到的曳力可表示为

$$F_D = -3\pi d_p \mu (v - u) f, \quad (6)$$

其中, v 为团簇质心运动速度, u 为假设团簇不存在时流体在团簇当前质心位置的速度. f 为对 Stokes 曳力的修正因子 (S_t). $S_t < 1$ 时对孤立颗粒有 $f \approx 1$, μ 为流体动力黏度, $\mu = 1.79 \times 10^{-5}$ N·s/m².

假定密闭悬浮室内部空气处于静止状态, 团簇所受曳力可以表示为

$$F_D = -3\pi d_p \mu v. \quad (7)$$

则水平方向上的热泳力可以表示为

$$F_{Tz} = m \cdot a_z + 3\pi d_p \mu v = m \cdot s_z'' + 3\pi d_p \mu s_z'. \quad (8)$$

在竖直方向上的热泳力可以表示为

$$\begin{aligned} F_{Ty} &= m \cdot a_y + 3\pi d_p \mu v + m(1 - \chi)g \\ &= m \cdot s_y'' + 3\pi d_p \mu s_y' + m(1 - \chi)g, \end{aligned} \quad (9)$$

式中, s_z 为水平方向的位移, s_y 为竖直方向的位移. 因此, 总曳力 $F_D = F_{Dz} + F_{Dy}$, 总热泳力 $F_T = F_{Tz} + F_{Ty}$.

3 结果分析与讨论

3.1 团簇悬浮稳定性

采用反向传输贝塞尔光束悬浮强吸收煤粉团簇的效果见图 4(a), 绿光为 532 nm 的悬浮激光, 白色实线椭圆中的亮斑为悬浮的团簇, 周围的正方形为观察光窗. 其中激光功率为 0.363 W, 团簇等效粒径为 16.1 μm. 通过滤光后, 高速摄像机获取的团簇图像及其不同时刻的运动状态见图 4(b). 将团簇被捕获至光阱区域的图像时间定为悬浮不稳定性计算的初始时刻 (0 ms), 通过分析时间间隔为 1 ms 的图像获取团簇的质心波动位移, 可知团簇在光阱区域内的运动轨迹, 见图 4(c). 图 4(c) 中的数据均为标定的质心真实运动位移值, 黑色圆点

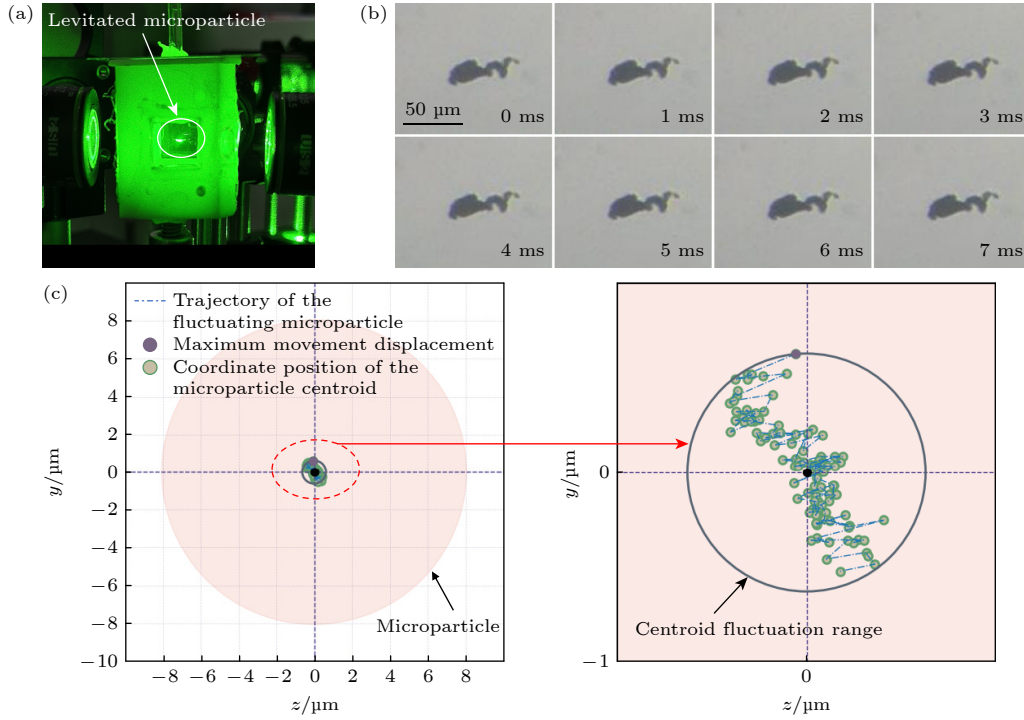


图 4 (a) 被稳定悬浮的团簇照片; (b) 不同时刻的悬浮团簇图像; (c) 悬浮团簇的等效粒径及波动位移

Fig. 4. (a) Photo of a stably suspended coal cluster; (b) images of the suspended cluster at different moments; (c) equivalent particle size and fluctuating displacement of the suspended cluster.

为团簇质心运动的初始位置, 粉色圆表示团簇等效粒径的大小, 绿色圆点表示质心坐标, 蓝色点划线表示质心运动轨迹, 紫色圆圈代表质心运动范围, 紫色圆点为团簇的最远波动位置. 团簇质心的最大位移为 $1.20 \mu\text{m}$, 因此根据 2.3 节中的数据处理方法, 其相对不稳定性 RI 约为 0.075.

图 4 中的结果表明: 基于反向传输的贝塞尔光束所形成的三维势阱, 对强吸收性团簇在横向上和纵向上均有较强的束缚, 可以对超细煤粉团簇实现极高稳定性的悬浮.

3.2 团簇迁移运动

关闭悬浮激光器, 释放图 4 中悬浮的团簇, 团簇的迁移情况如图 5(a) 所示. 从高速摄像机捕获的图像来看, 团簇向左上方方向迁移, 同时发生逆时针旋转. 通过 2.3 节中的数据处理方法可获得不同时刻团簇的迁移位移矢量 (图 5(b)). 可知, 在统计时间范围内的迁移运动过程中, 团簇在水平方向的位移小于 $20 \mu\text{m}$, 而在竖直方向上的位移接近 $350 \mu\text{m}$. 图 5(c) 为热泳力的矢量计算结果, 其中箭头长度表示热泳力大小, 箭头方向为热泳力方向. 发现热泳力的方向随着团簇的平移和转动而改变, 其大小出现波动性变化. 总体上, 热泳力最后降至极小而

不能平衡重力, 导致运动方向的转变. 热泳力、曳力和有效重力的变化情况对比见图 5(d). 可见, 热泳力高于曳力和重力, 主导团簇的迁移运动.

在该测量系统中的具体条件下, 超细煤粉的热泳力指向斜向左上方向. 对于铝粉和煤粉等的测试, 其热泳力方向会出现竖直向上和右上的情况. 粒子所受热泳力的方向主要取决于温度梯度和粒子的非均匀性.

对于本文中超细煤粉团簇的热泳力观测中, 对颗粒进行捕获悬浮的两束反向传输的贝塞尔光束功率在进行分光及调节后还是存在一定的差异, 双束反向传输的贝塞尔光束在经过物镜聚焦后呈现非对称倒锥形, 因此团簇的迁移会受到非对称锥形光束产生的非对称加热的影响, 从而呈现向左上方迁移的现象. 当调节两束捕获光束的功率差异时, 悬浮室内的温度梯度将会发生改变, 粒子所受的光泳力方向也会随之发生改变.

3.3 不同粒径团簇的迁移运动

在相同的悬浮和拍摄条件下, 对不同粒径的超细煤粉团簇样品进行测试. 图 6 展示了等效粒径分别为 $19.63 \mu\text{m}$, $21.56 \mu\text{m}$, $21.37 \mu\text{m}$, $13.16 \mu\text{m}$, $19.97 \mu\text{m}$, $15.74 \mu\text{m}$ 的团簇迁移位移, 以及热泳

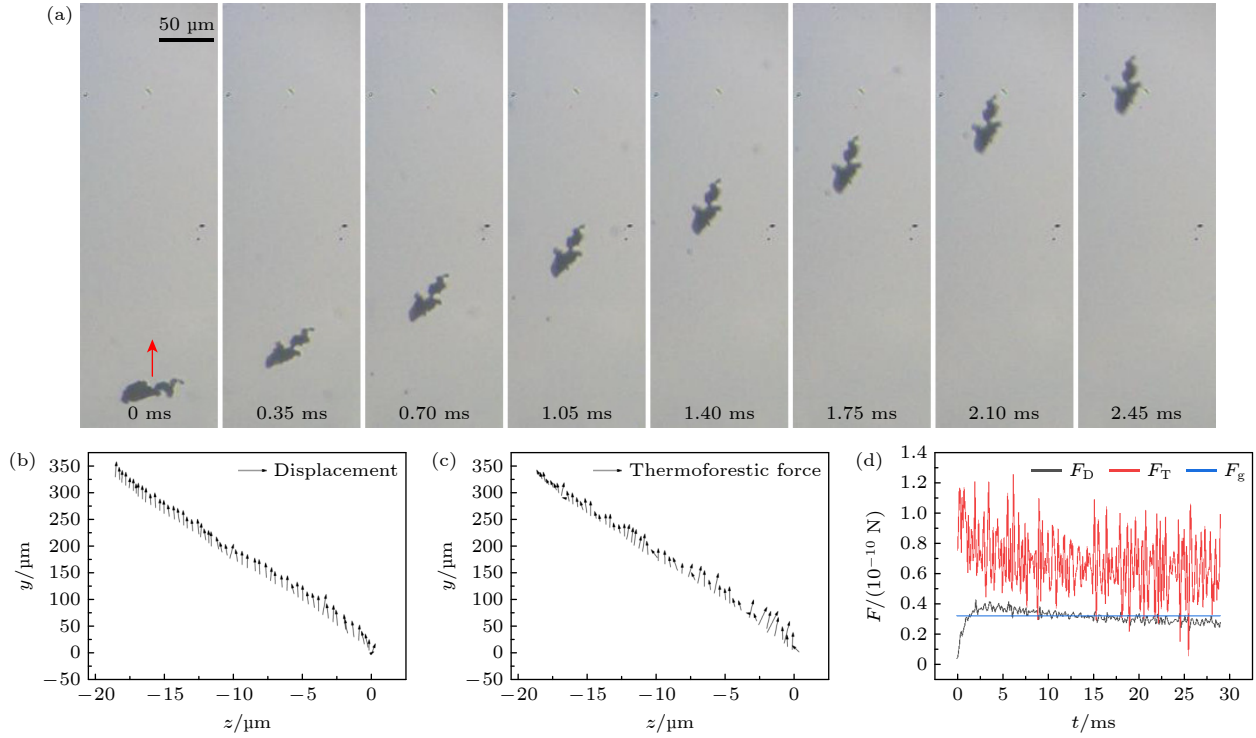


图 5 (a) 团簇迁移运动过程图像; (b) 位移矢量图; (c) 热泳力矢量图; (d) 热泳力、曳力和有效重力的变化情况对比

Fig. 5. (a) Images during cluster migration movement; (b) displacement vector diagram; (c) thermophoretic force vector diagram; (d) comparison of the thermophoretic force, drag force, and effective gravity.

力、曳力、有效重力的对比情况. 结果表明: 有效重力作为重力与浮力的合力方向竖直向下. 曳力与团簇质心速度方向相反, 团簇的速度方向与位移方向相同, 团簇质心的运动方向为左上, 则曳力方向为右下, 且同一组团簇的曳力数值与其同时刻的速度成正比关系. 热泳力为团簇的运动提供动力, 可发现团簇自开始掉落后几微秒的时间内热泳力以相对大的幅度降低. 曳力的变化表明团簇的速度呈现先增大后减小的趋势.

将图 5 和图 6 中相对平衡区间的热泳力取均值, 则热泳力随强吸收粒子团簇的等效半径 (便于与计算结果进行对比) 变化情况如图 7 所示. 可见, 其超细煤粉团簇所受热泳力的量级为 10^{-11} — 10^{-10} N, 随着团簇半径的增大, 热泳力线性增加, 比例系数为 2.28×10^{-5} N/ μm .

3.4 悬浮团簇的光泳力计算与分析

微/纳米粒子在平面波光场中所受光泳力的计算与微粒的尺寸参数密切相关. 对于粒子半径远小于周围气体分子平均自由程的情况, 即 $Kn = l/R \gg 1$ (其中 Kn 为 Knudsen 数, l 为气体分子的平均自由程, R 为粒子半径), 涉及到气体分子与粒

子表面的动量传递; 对于 $Kn = l/R < 1$ 的颗粒, 热泳力的分析符合滑移流 (slip-flow region) 边界条件.

滑移流边界条件下微粒所受光泳力与其复折射率、尺寸、形貌参数密不可分, 这要求在不同频率的光场作用下, 对微粒内部电磁场分布进行准确求解. 一般来说, 均匀微粒内的辐射吸收分布可以根据 Lorenz/Mie 理论得到, 它是关于尺寸参数 $x = 2\pi R/\lambda$ 与介质复折射率 $m = n + ik$ 的函数 [25]. Mackowski [17] 在 Pluchino [26] 和 Yalamov 等 [27] 的连续型边界条件基础上, 获得了光泳力的解析解:

$$F_p = - \frac{4\pi c_s \eta^2 I_\lambda R J_1}{\rho_g k_s T_0} \left[(1 + 3c_m Kn) \times \left(1 + 2c_t Kn + \frac{2k_g}{k_s} \right) \right]^{-1}, \quad (10)$$

式中, 不对称因子:

$$J_1(x, m) = 3n\kappa x \int_0^1 \int_{-1}^1 B(t, \mu) t^3 \mu d\mu dt, \quad (11)$$

其中, η 为动力黏度系数, I_λ 为辐射强度, ρ_g 为气体密度, T_0 为温度 (在边界条件中, 取无穷远处气体温度); c_m 为动量交换系数 (momentum exchange coefficient), c_s 为热滑移系数, c_t 为温度跳变系数 (temperature jump coefficient), 根据动力学理论

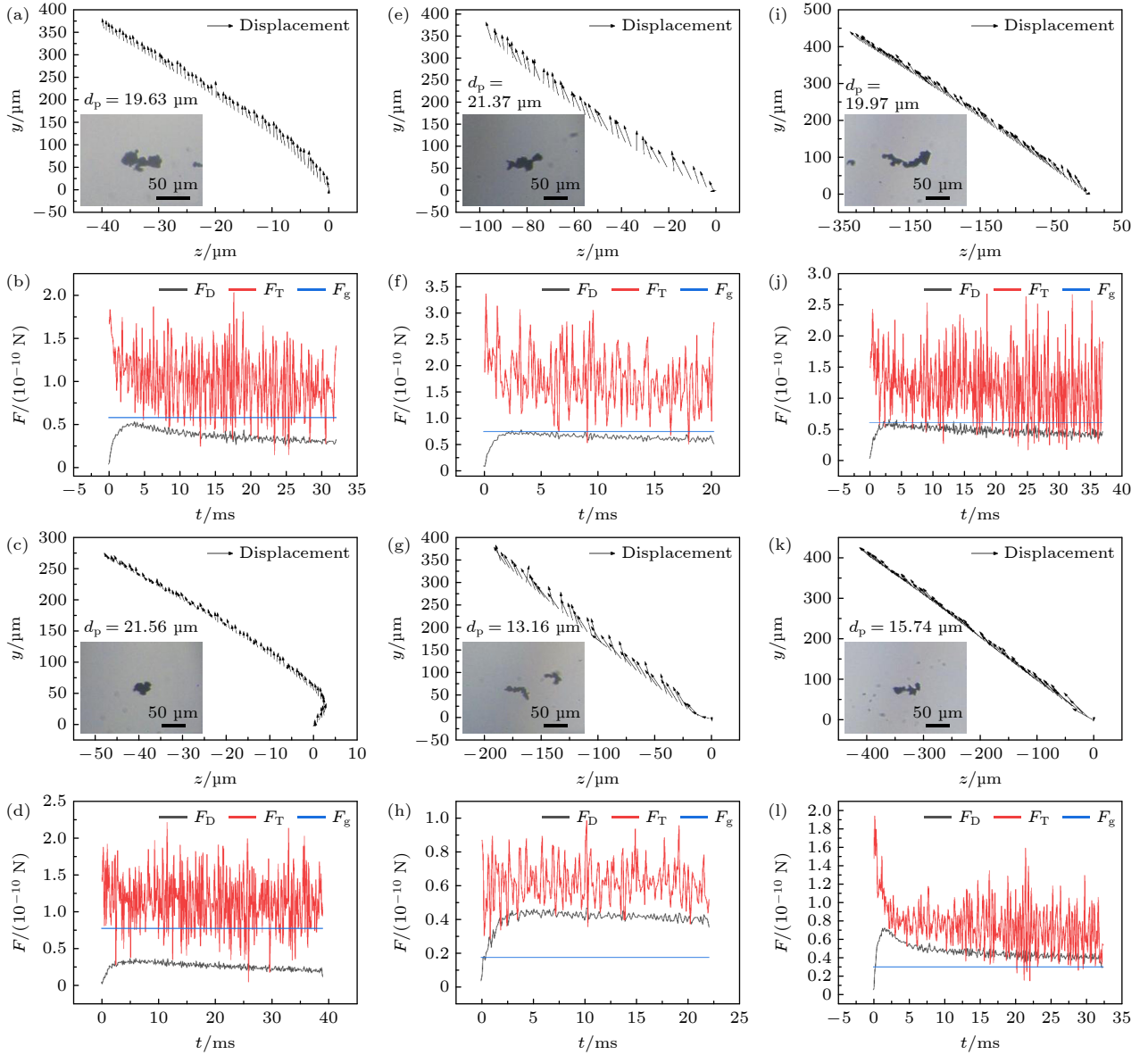


图6 不同粒径团簇的位移矢量图与相应的热泳力、曳力和有效重力的变化情况 (a), (b) 团簇1; (c), (d) 团簇2; (e), (f) 团簇3; (g), (h) 团簇4; (i), (j) 团簇5; (k), (l) 团簇6

Fig. 6. Comparison of displacement vector and the corresponding thermophoretic force, drag force, and effective gravity: (a), (b) Cluster 1; (c), (d) cluster 2; (e), (f) cluster 3; (g), (h) cluster 4; (i), (j) cluster 5; (k), (l) cluster 6.

得出的系数值分别为 1.14, 1.17 和 2.18^[28]. k_g 为气体热导率, k_s 为团簇热导率, t 与 μ 是有关粒子内部方位坐标的变量.

由 (10) 式可知, 在满足滑移流边界条件的情况下, 光泳力与不对称因子 J_1 成正比. J_1 是归

一化光吸收强度 $B(t, \mu)$ 对粒子的体积分标量. 如果假设位于 z 坐标轴上的对称光电磁场沿 z 轴的正向传播, 则 J_1 的正负可以表示光泳力的方向. 对于本实验所采用的零阶贝塞尔光束而言, J_1 可以表示为^[29]

$$J_1 = \frac{-6n\kappa}{|m|^2 x^3} \text{Im} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{n(n+2)}{m} g_{n+1} g_n^* (c_{n+1} c_n^* R_n + d_{n+1} d_n^* R_{n+1}) - \left[\frac{n(n+2)}{n+1} g_{n+1} g_n^* (c_{n+1} c_n^* + d_n d_{n+1}^*) + \frac{2n+1}{n(n+1)} g_n g_n^* d_n c_n^* \right] S_n \right\}, \quad (12)$$

其中 g_n 为光束形状系数 (beam-shape coefficient), c_n , d_n 和 S_n 同为粒子内部电场的系数.

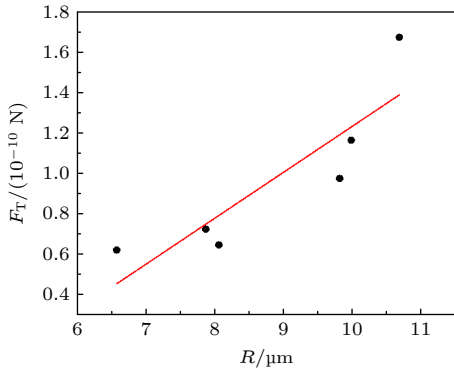


图 7 热泳力随强吸收性团簇半径的变化

Fig. 7. Variation of thermophoretic force with the radius of strong-absorbing clusters.

图 8(a) 展示了复折射率为 $1.8+0.3i$ 的颗粒 (等效超细煤粉团簇) 被中心对称的零阶贝塞尔光束照射时的 J_1 , 其中贝塞尔光束半锥角为 3° . 可以看出, 对于粒径参数较小的粒子, J_1 为正值, 呈现出先增大后减小的趋势. 在粒径参数 x 大于 2.82 (对应微粒半径 $0.239 \mu\text{m}$) 后, J_1 为负值, 表明其所受光泳力为正向. 正向的光泳力在 2.82—14.5 的粒径区间内显著增大, 随后以一定的趋势下降, 在 $x > 60$ 后, J_1 对粒径参数的变化不敏感. 本实验中的等效半径范围 (8—11 μm) 对应的粒径参数取值范围位于 94.5—130.0 区间, 此区域内 J_1 的上升趋势较为平缓, 约为 -0.05 . 因此, 本实验中超细煤粉团簇受到的力为正向光泳力, 其幅值量级为 10^{-12} N , 大于所受辐射压力 (10^{-14} N)^[24], 从而光泳力主导团簇的悬浮.

不同贝塞尔光束半锥角 (0° — 5°) 对 J_1 值的影响曲线见图 8(b). 发现当粒径参数 $x < 5$ (对应微粒半径 $0.423 \mu\text{m}$) 时, x 的变化对 J_1 的变化不明显. 当粒径参数 $x > 40$ (对应微粒半径 $3.389 \mu\text{m}$) 后, J_1 值逐渐收敛. 半锥角为 0° 时, J_1 收敛于 -0.42 附近, 而其他半锥角的情况则收敛于 -0.1 — 0 的区间内. 因此, 对于粒径参数较大的团簇, 减小贝塞尔光束半锥角可增大 J_1 , 从而增大团簇所受的正向光泳力.

3.5 悬浮迁移的热泳力计算与分析

从微观角度对处于不均匀温度场的微粒受热泳力作用情况进行描述与分析, 空气中的气体分子会与微粒发生碰撞, 从而发生动量的交换, 而在热区的气体分子相比于冷区的运动更加剧烈, 这样微

粒表面处于热区的部分就会获得相对较大的动量, 如图 9 所示.

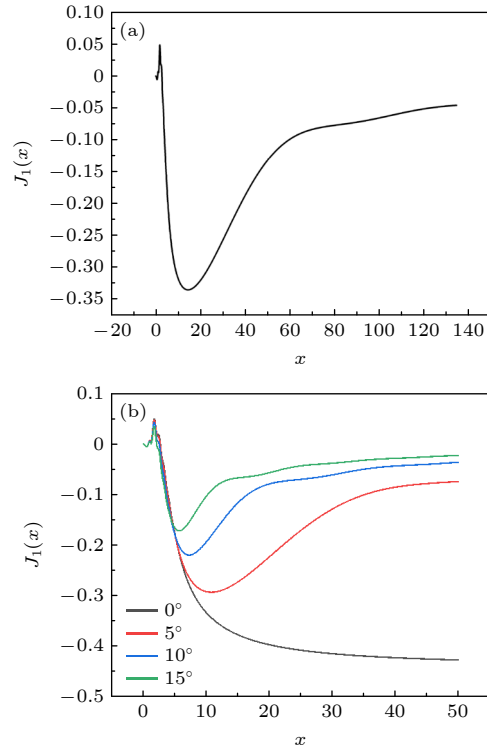


图 8 不对称因子随粒径参数 (a) 和贝塞尔光束半锥角 (b) 的变化

Fig. 8. Variation of asymmetry factor J_1 with particle size parameter (a) and half-cone angle (b).

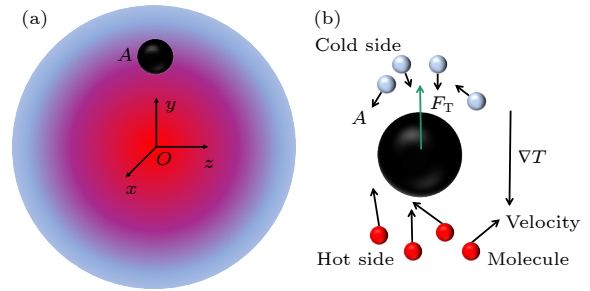


图 9 微粒在不均匀温度场中的热泳力形成示意图 (a) 不均匀温度场; (b) 气体分子与微粒的碰撞

Fig. 9. Schematic of thermophoretic force formation of microparticle in non-uniform temperature field: (a) Non-uniform temperature field; (b) collision between gas molecules and microparticle.

在宏观上体现为处于不均匀温度场的气体对其中的微粒表面施加了与温度梯度方向相反的力, 这个力被称为热泳力. 在微粒迁移的过程中, 主要受到热泳力、曳力与有效重力的作用, 其中微粒向上迁移的动力主要由热泳力提供. Epstein^[30] 在考虑温度梯度均匀的气体环境中静止的颗粒, 且温度

梯度的边界与微粒有一定距离的条件下, 通过 N-S 方程求解, 进而得到如下的热泳力表达式:

$$F_T = -\frac{9\pi\mu v R \nabla T}{T_0} \left(\frac{k_g}{k_p + 2k_g} \right) \\ = -9R^2 \nabla T \left(\frac{2\pi\Re}{T_0} \right) \mu \frac{\lambda}{R} \left(\frac{k_g/k_p}{1 + 2k_g/k_p} \right), \quad (13)$$

式中, F_T 为热泳力, 与温度梯度方向相反, 气体 (空气) 常数 $\Re = 8.314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$, R 是颗粒半径, 气体 (空气) 黏度 $\mu = 1.79 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ (20°C), T_0 为颗粒附近气体的平均温度, ∇T 为气体的温度梯度, k_g 和 k_p 分别是气体和颗粒的导热系数, 气体 (室温空气) 的导热系数 $k_g = 0.0267 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ 、颗粒 (大同煤) 的导热系数 $k_p = 0.193 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$. 以光阱中心为原点, 测量在 y 轴方向上不同位置的气体温度, 并进行线性拟合, 其斜率即为温度梯度, 如图 10 所示. 可知, 温度梯度 $\nabla T = -76.18 \text{ K}/\text{m}$.

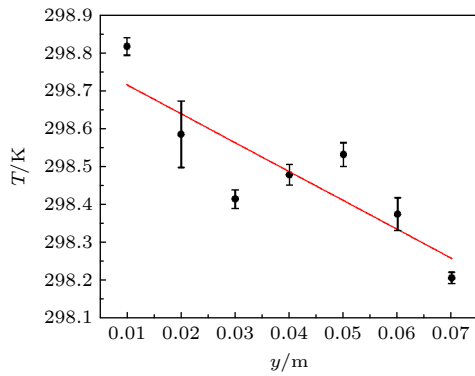


图 10 以光阱中心为原点在竖直方向上气体温度变化及拟合曲线

Fig. 10. Gas temperature variation and fitting curve in the vertical direction with the center of the optical trap as the origin.

在对图 10 中的温度测量实验中, 考虑到激光对周围空气的加热范围有限, 距离激光焦点 7 mm 以外的区域基本为室温, 而且温度传感探头的尺寸约为 0.6 mm, 因此在实验中设置 7 处位置, 从激光焦点处开始, 竖直方向上距离激光焦点每隔 1 mm 进行测量, 在每个位置进行 7 次测量, 然后取平均值并计算误差.

图 11(a) 为不同等效半径煤团簇所受热泳力的模拟计算结果, 可见随等效半径的增加, 热泳力线性增大, 与实验结果具有相同的趋势. 对参与模拟的等效半径为 8—11 μm 的团簇, 其所受热泳力量级在 10^{-10} N , 略高于实验结果. 随着等效半径的

增大, 模拟计算和实验结果之间的差异逐渐变小, 从而验证了对于 Kn 数远小于 1 (滑移区) 的热泳力模型的表达式 (13) 具有合理性. 但值得注意的是实验测试的团簇迁移过程中存在平动和转动, 而计算的团簇不会因为转动而带来附加的误差, 因此模拟计算结果与实验结果存在一定的差异. 图 11(b) 为不同温度梯度条件下的煤团簇所受热泳力模拟计算结果, 表明相同粒径团簇随周围温度梯度的增大, 热泳力线性减小.

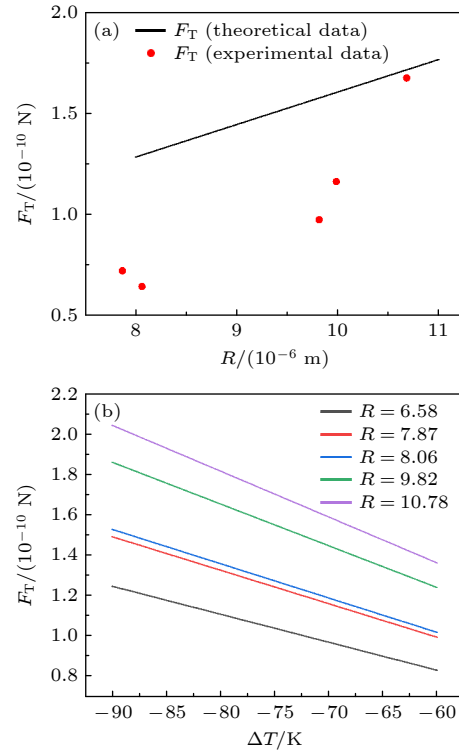


图 11 热泳力随团簇尺寸参数 (a) 和温度梯度 (b) 的变化
Fig. 11. Variation of thermophoretic force with cluster size parameter (a) and temperature gradient (b).

4 结 论

本文对空气中强吸收入纳米粒子团簇在激光作用下的悬浮以及迁移行为进行了研究, 通过分析迁移参数实现对热泳力的测量, 并对光泳力和热泳力进行计算、分析和讨论, 获得的主要结论如下.

1) 采用反向传输的贝塞尔光束可稳定悬浮强吸收性纳米团簇, 相对不稳定性可达 0.075. 悬浮的主要作用力为正向光泳力, 光泳力中的不对称因子 J_1 受粒径参数和贝塞尔光束半锥角的影响, 对于粒径参数较小的粒子, J_1 为正值, 呈现出先增大

后减小的趋势; 对于粒径参数较大的粒子, J_1 为负值, 表明其所受光泳力为正向, 正向的光泳力在一定的粒径区间内显著增大, 随后以一定的趋势下降, 当粒径参数超过某一临界值后, J_1 对粒径参数的变化不敏感.

2) 利用激光悬浮、高速成像及图像处理技术可精确测量和分析热泳力. 热泳力可为微粒的迁移提供动力, 热泳力高于曳力和重力, 主导团簇的迁移运动. 随着粒径参数的增大, 热泳力线性增加, 对于其超细煤粉团簇所受热泳力的量级为 10^{-11} — 10^{-10} N, 比例系数为 10^{-5} N/ μm 量级. 热泳力主要受温度梯度和粒径参数的影响, 温度梯度增大则热泳力线性减小, 而粒径参数增加则热泳力线性增大. 热泳力随粒径参数变化的测量结果和计算结果具有良好的一致性, 从而验证了滑移区内热泳力计算模型的合理性.

参考文献

- [1] Ashkin A, Dziedzic J 1975 *Science* **187** 1073
- [2] Huang X F, Li S J, Zhou D H, Zhao G J, Wang G Q, Xu J R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 178802 (in Chinese) [黄雪峰, 李盛姬, 周东辉, 赵冠军, 王关晴, 徐江荣 2014 物理学报 **63** 178802]
- [3] Huisken J, Stelzer E H K 2002 *Opt. Lett.* **27** 1223
- [4] Meresman H, Wills J B, Summers M, McGloin D, Reid J P 2009 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **11** 11333
- [5] Zhang Z, Cannan D, Liu J J, Zhang P, Christodoulides D N, Chen Z G 2012 *Opt. Express* **20** 16212
- [6] Pan Y L, Hill S C, Coleman M 2012 *Opt. Express* **20** 5325
- [7] Rings D, Schachoff R, Selmke M, Cichos F, Kroy K 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 090604
- [8] Gong Z Y, Pan Y L, Wang C J 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 156
- [9] Keh H J, Tu H J 2001 *Colloids Surfaces A* **176** 213
- [10] Malaia N V, Shehukin E R 2019 *Tech. Phys.* **64** 458
- [11] Chang Y C, Keh H J 2012 *Journal of Aerosol Science* **50** 1
- [12] Maxwell J C 1879 *Phil. Trans. R. Soc.* **170** 231
- [13] Kennard E H 1938 *Kinetic Theory of Gases* (New York: McGraw-Hill) p291
- [14] Cui J, Su J J, Wang J, Xia G D, Li Z G 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 055101 [崔杰, 苏俊杰, 王军, 夏国栋, 李志刚 2021 物理学报 **70** 055101]
- [15] Greene W M, Spjut R E, Bar-Ziv E, Sarofim A F, Longwell J P 1985 *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 998
- [16] Chernyah V, Beresnev S 1993 *J. Aerosol Sci.* **24** 857
- [17] Mackowski D W 1989 *Int. J. Heat Mass Transf.* **32** 843
- [18] Frueh J, Rutkowski S, Si T, Ren Y X, Gai M, Tverdokhlebov S I, Qiu G, Schmitt J, He Q, Wang J 2021 *Appl. Surf. Sci.* **549** 149319
- [19] Burelbach J, Zupkauskas M, Lamboll R, Lan Y, Eiser E 2017 *J. Chem. Phys.* **147** 094906
- [20] Li L, Loyalka S K, Tamadate T, Sapkota D, Ouyang H, Hogan Jr C J 2024 *J. Aerosol Sci.* **178** 106337
- [21] Li W, Davis E J 1995 *J. Aerosol Sci.* **26** 1063
- [22] Zheng F, Davis E J 2001 *Aerosol Sci.* **32** 1421
- [23] Bosworth R W, Ventura A L, Ketsdever A D, Gimelshein S F 2016 *J. Fluid Mech.* **805** 207
- [24] Huang X F, Chen C, Li J X, Zhang M Q, Li S J 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 174201 (in Chinese) [黄雪峰, 陈矗, 李嘉欣, 张敏琦, 李盛姬 2023 物理学报 **72** 174201]
- [25] Dusel P W, Kerker M, Cooke D D 1979 *J. Opt. Soc. Am.* **69** 55
- [26] Pluchino A B 1983 *Appl. Opt.* **22** 103
- [27] Yalamov Y I, Kutukov V B, Shehukin E R 1976 *J. Colloid Interface Sci.* **57** 564
- [28] McPeak K M, Jayanti S V, Kress S J, Meyer S, Iotti S, Rossinelli A, Norris D J 2015 *ACS Photonics* **2** 326
- [29] Wang H Y, Wang J J, Dong W Q, Han Y P, Ambrosio L A, Liu L 2021 *Opt. Express* **29** 26894
- [30] Epstein P S 1929 *Z. Phys.* **54** 537

Levitation of air-borne strong-absorbing nanoparticle clusters dominated by photophoretic force and migration behavior under thermophoretic force^{*}

Huang Xue-Feng¹⁾ Liu Min¹⁾ Lu Shan¹⁾ Zhang Min-Qi¹⁾

Li Sheng-Ji^{2)†} Luo Dan¹⁾

¹⁾ (*Department of Physics, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China*)

²⁾ (*College of Materials and Environmental Engineering, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China*)

(Received 23 February 2024; revised manuscript received 9 May 2024)

Abstract

In order to explore the levitation and migration behavior of strongly absorbing nanoparticle clusters in air by using laser technique, in this study trapping and levitating nanoparticle clusters is proposed based on the counter-propagated bi-Bessel beams, and then the clusters are released to observe and analyze their migration behaviors. Two Bessel beams are generated by a conical lens and polarizing beam splitter, arranged horizontally in reverse to form a three-dimensional optical trap. The stiffness of the optical trap can be controlled by adjusting the power ratio of the two Bessel beams. The particles in the levitation chamber are fluidized through weak airflow, and then captured and levitated by a light trap. A high-speed camera is used to record the levitation and migration process of clusters. The particle motion parameters can be obtained through image analysis. The strong-absorbing ultrafine coal particle clusters are first selected to conduct the experiments on their levitation and release migration. Then, the photophoretic force, gravity, buoyancy, drag force, and thermophoretic force acting on the clusters are calculated and analyzed. The experimental and computational results indicate that the photophoretic force of air-borne strong-absorbing nanoparticle clusters generated by laser illumination dominates the levitation; nanoparticle clusters can be stably levitated in a three-dimensional potential well formed by counter-propagated bi-Bessel beams, achieving dynamic equilibrium with gravity, buoyancy, drag, etc. by adjusting the levitation position. The relative instability parameter of levitation is used to evaluate the stability of air-borne strong-absorbing nanoparticle clusters, and the minimum relative instability of ultrafine coal particle clusters reaches 0.075. By analyzing the images of nanoparticle cluster recorded by high-speed camera after being released, the migration motion parameters of the cluster can be obtained, therefore the thermophoretic force acting on the cluster is accurately measured. For the ultrafine coal particle clusters with equivalent particle sizes in a range of approximately 13–21 μm , the magnitudes of their thermophoretic forces are in a range of 10^{-11} – 10^{-10} N. As the cluster size increases, the thermophoretic force increases linearly, which is consistent with the theoretical calculation trend. The use of laser to levitate and release particles provides a novel approach for measuring and analyzing thermophoretic force, and also presents a novel manipulation tool for controlling and transporting particles in a gaseous medium.

Keywords: laser levitation, photophoretic force, thermophoretic force, strong-absorbing nanoparticle clusters

PACS: 42.62.–b, 89.30.ag

DOI: 10.7498/aps.73.20240288

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. LY24E060006) and the National Major Scientific Instruments and Equipments Development Project of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52027809).

[†] Corresponding author. E-mail: shengjili@hdu.edu.cn



强吸收纳米粒子团簇的光泳力悬浮及热泳力下的迁移行为

黄雪峰 刘敏 卢山 张敏琦 李盛姬 罗丹

Levitation of air-borne strong-absorbing nanoparticle clusters dominated by photophoretic force and migration behavior under thermophoretic force

Huang Xue-Feng Liu Min Lu Shan Zhang Min-Qi Li Sheng-Ji Luo Dan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 134206 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240288

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240288>

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

自由分子区内纳米颗粒的热泳力计算

Thermophoretic force on nanoparticles in free molecule regime

物理学报. 2021, 70(5): 055101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201629>

基于激光悬浮的单颗微米粒子/纳米团簇的散射强度分布测量

Measurement of scattering intensity distribution of single microparticles/nanoclusters based on laser levitation

物理学报. 2023, 72(17): 174201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230499>

卡西米尔力

Casimir force

物理学报. 2020, 69(8): 080505 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200450>

过渡区内纳米颗粒的曳力特性模拟研究

Simulation study of drag force characteristics of nanoparticles in transition regime

物理学报. 2024, 73(7): 075101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231861>

不同缺陷态下具有高光力耦合率的新型一维光力晶体纳米梁

Novel one-dimensional optomechanical crystal nanobeam with high optomechanical coupling rate under different defect states

物理学报. 2021, 70(22): 224210 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210925>

力信号对心肌细胞跳动的调控

Regulation of mechanical force on cardiomyocytes beating

物理学报. 2024, 73(8): 088701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240095>