Morphological tracking and 调控二氧化硅纳米颗粒以实现稳定悬浮于真空光机械系统中

Cuihong Li[1], Yuanyuan Ma[3], Jinchuan Wang[1], Shaochong Zhu[1], Xiaowen Gao[1], Xinbing Jiang[4], Huan Yang[5], Zhenhai Fu[1], Huizhu Hu[1,2,*]

[1] 量子传感研究中心，智能感知研究院，之江实验室，中国杭州 310000[2] 现代光学仪器国家重点实验室，光学科学与工程学院，浙江大学，中国杭州 310027[3]生命科学分析化学国家重点实验室，化学与化工学院，化学与生物医学创新中心（ChemBIC），南京大学，中国南京 210093[4] 化学学院，储能材料与器件工程研究中心（教育部），西安交通大学，中国西安 710049[5] 物理学院，西安电子科技大学，中国西安 710071

（电子邮箱：huhuizhu2000@zju.edu.cn）

摘要

真空中的光学悬浮纳米机械谐振器克服了固定式谐振器的局限性，能够以超高灵敏度测量力学量。然而，通常悬浮的二氧化硅纳米颗粒（NPs）虽具有低吸收率和高透明度，却仍难以在高真空中存续，原因尚不明确。通过在抽气过程中监测非晶二氧化硅纳米颗粒的散射、质量和密度等物理化学性质，我们提出，纳米颗粒的损失可能源于低压下激光加热引发的运动不稳定性，导致颗粒释放。在本研究中，两种类型的纳米颗粒均经过°C100 至°C1200 的热处理，以在装入光学陷阱前去除杂质。热处理后，两种纳米颗粒的高真空悬浮率均明显提高。尤其是，经°C600 加热的纳米颗粒，其悬浮率显著提升：两种纳米颗粒的悬浮率分别从~35%升至100%，以及从~0 升至85%。抽气过程中物理化学参数相对稳定，进一步证实了这一损失机制。本研究为悬浮纳米谐振器的广泛应用铺平了道路，并表明悬浮真空光机械系统可成为研究气溶胶、尘埃等小颗粒动力学及开展原位研究的有前景工具。

引言

自原子力显微镜问世以来，纳米机械谐振器显著提升了对力、质量和电荷等力学量的测量灵敏度[1-3]。一般而言，其传感能力最终受热噪声和机械阻尼率的限制，因此固定式谐振器通常在低温环境下工作[4]。真空中的悬浮光机械系统可提供出色的非接触式振荡器，实现精密测量；由于克服了固定式谐振器的局限性，因此备受关注[5-10]。

真空中的悬浮光机械系统具有高精度，并能高性能地探测超弱力[11, 12]、相互作用[12-15]、微小质量[2, 16, 17]、电荷[18-20]、极化率[21]以及电场和磁场[22, 23]。已有研究展示了在低于 1×10^{-8} 毫巴的压力下，利用受困纳米颗粒实现仄牛顿级力灵敏度[24]；在 $\sim 10^{-7}$ 毫巴下实现了纳重力加速度灵敏度[17, 25]；在 $\sim 10^{-6}$ 毫巴下实现了量级为 $10^{-27}\ \mathrm{Nm}/\sqrt{Hz}$ 的超高灵敏度扭矩探测，其灵敏度比当时最灵敏的传感器高约三个数量级[13]。上述高灵敏度均依赖高真空环境，这给实际应用带来了挑战。通常，在环境条件下使用雾化器将纳米颗粒装载到光学陷阱中[26-28]。一个主要障碍是，在将周围空气抽至低压的过程中，纳米颗粒会损失[29-31]。尽管纳米颗粒的损失被归因于激光加热，但其完整的损失机制尚不明确，实现稳定光学悬浮的方法也仍然缺失。对受困纳米颗粒进行精确的原位物理化学表征，或有助于揭开这一谜团。

在本研究中，我们通过研究抽真空过程中形貌变化所引起的物理化学变化，探讨了纳米颗粒在光学陷阱中的损失机制。此外，在将纳米颗粒装入光阱之前，对其进行热形貌调控，以实现较高的稳定悬浮率。首先，研究了两种纳米颗粒各自的丢失压力。随后，考察了抽真空过程中悬浮纳米颗粒的散射光功率和共振频率的下降，这些变化揭示了纳米颗粒物理化学 性质的变化。接着，基于谐波电场驱动法，仔细测量了质量、尺寸和密度等物理化学性质。未经热处理的纳米颗粒质量减少了 26%，表明有明显的材料释放。半径仅小幅减小而密度有所增加，说明材料是从纳米颗粒表面释放的。为验证这一点，在将纳米颗粒装入光学陷阱之前对其进行热处理，以去除二氧化硅纳米颗粒上多余的物质。本研究采用了来自两家公司的两种非晶二氧化硅纳米颗粒。几乎所有纳米颗粒在热处理后，高真空悬浮率（HVLR）均有所提高。热处理优化效果在 600°C时尤为显著，两种纳米颗粒的高真空悬浮率分别从 ~30% 提高到 100%，以及从 0 提高到 85%。对于加热至 600°C的纳米颗粒，其质量、密度和半径的变化均不超过 15%。随着热处理温度升高，衰减全反射傅里叶变换红外（ATR-FTIR） 光谱显示硅羟基减少、硅氧硅特征增强，这也证实了纳米颗粒的损失机制和热形貌调控效应。能够有效提高高真空悬浮率的预热处理，将拓展悬浮纳米谐振器的应用范围；光机械系统也有望成为研究气溶胶、尘埃等小颗粒的有力工具[32-35]。

结果

纳米颗粒在压力为 10-0.1毫巴时于抽真空过程中丢失。本研究采用了由 NanoCym 公司（样品 A）和 micro particles GmbH（样品 B）通过 Stöber方法制备的非晶二氧化硅（SiO_2）纳米颗粒。图 1a 示意性地展示了纳米颗粒在光学陷阱中的捕获过程。在环境压力下，将异丙醇（IPA）与单分散二氧化硅颗粒配制成溶液并进行雾化，随后将其装入腔室，使纳米颗粒进入光阱。捕获到单个纳米颗粒后，腔室开始抽气，以排出空气分子和溶剂。

研究发现，并非所有采用 Stöber方法制备的 SiO_2 纳米颗粒都能经受高真空抽气过程。图 1b 展示了两家公司生产的单个二氧化硅纳米颗粒的高真空悬浮率和丢失压力统计结果。对这两种纳米颗粒分别进行了 20 次单颗粒稳定悬浮测试。在环境压力下捕获的 SiO_2 纳米颗粒往往会在压力降至 10 至 0.1 毫巴时丢失。通常，若纳米颗粒在抽气过程中能经受住压力降至 0.1 毫巴，就能耐受高真空。对于样品 A，约 30% 的受困纳米颗粒能够在高真空下存留，而样品 B 几乎没有纳米颗粒能够耐受高真空。

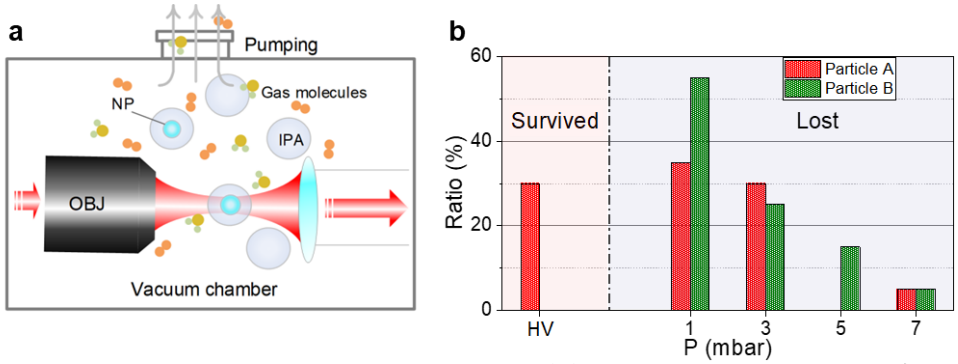


图 1：光学陷阱中纳米颗粒的捕获与丢失。（**a**）纳米颗粒捕获装置示意图。捕获单个纳米颗粒后，将腔室抽至低压。（**b**）两家公司生产的纳米颗粒的统计丢失压力和高真空悬浮率（HVLR）。每种纳米颗粒均测试 20 次。

通过抽真空过程对纳米颗粒进行物理化学表征。为解释纳米颗粒的损失机制，在腔室抽空过程中监测受困纳米颗粒的动态散射光和共振频率（图 2）。图 2a 显示，样品 A 的散射光强度和共振频率从 1 bar 降至 1 毫巴时逐渐下降，随后从 1 毫巴降至 0.1 毫巴时骤然降低，并在更低压力下保持恒定。

为进一步了解这一现象，通过将压力从空气环境依次循环至 50 毫巴、20 毫巴、10 毫巴、1 毫巴和 ~10^{-2} 毫巴，记录纳米颗粒的动态变化。图 2b、c 分别显示了在高真空下不稳定和稳定的纳米颗粒的动态变化。只有在低阻尼条件下才能测得共振频率，此时频率随压力降低而下降。随着压力循环回升并接近初始值（高于 10 毫巴），散射光强度也随之恢复。然而，在经历 1 毫巴后，散射光强度几乎无法恢复；经历 0.01 毫巴后，散射光强度则持续处于低水平。这表明，压力循环至 10 毫巴后，颗粒性质发生了不可逆变化。纳米颗粒在约 1 毫巴时发生的关键性质变化，可能源于低气压下光吸收所产生的累积热效应；在此过程中，颗粒

运动大幅增加，导致颗粒不稳定并从光学陷阱中逸出 [36]。

图 2b 显示了一个在抽真空过程中约 1.8 毫巴处丢失的纳米颗粒的参数变化。丢失压力位于陡变过程中。对于在恒定光学陷阱中悬浮的纳米颗粒，其散射光和共振频率均由极化率 α_p 和质量 m 决定，而极化率和质量分别对应于折射率 n_r、体积 V 和密度 ρ （见补充说明 1）。因此，将纳米颗粒的丢失与其物理化学性质的剧烈变化联系起来是合理的。

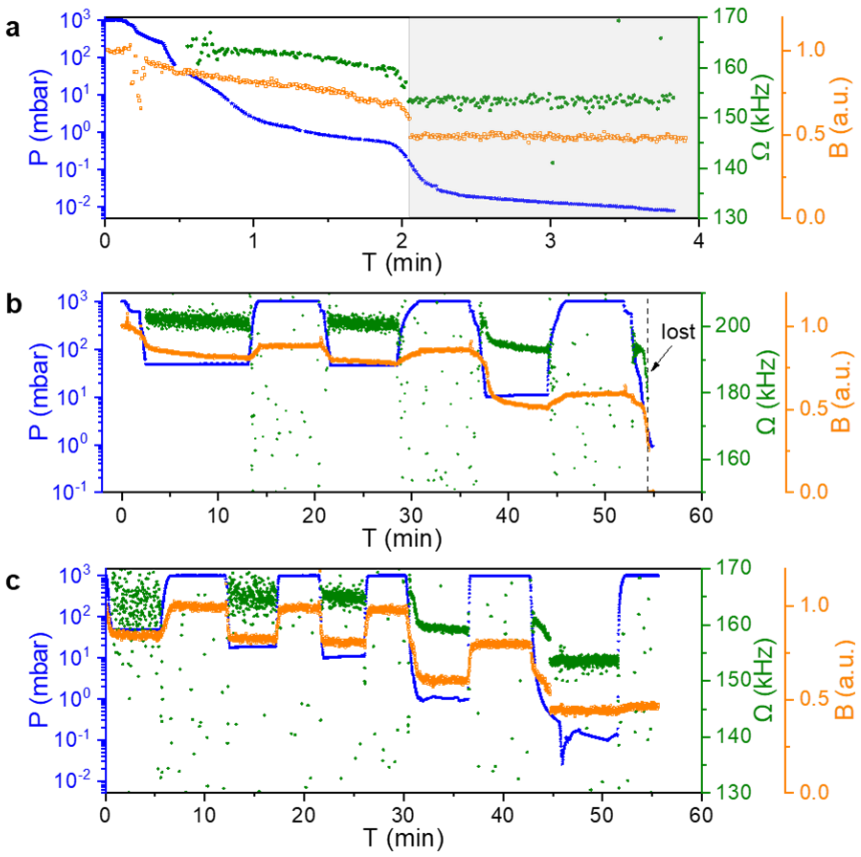
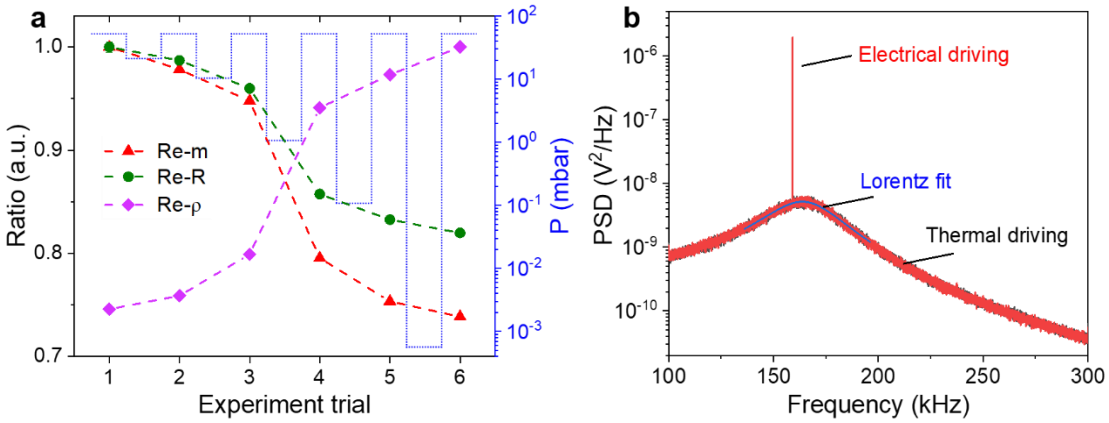


图 2。 通过抽真空过程测得的受光阱样品 A 的散射光和共振频率。（**a**） 随着抽气过程从大气压降至约 1 毫巴，散射光功率和共振频率均缓慢下降；随后陡降至约 0.1 毫巴；最终在抽气过程中保持不变。周围压力循环变化时测得的（**b**）高真空下不稳定的纳米颗粒和（**c**）高真空下稳定的纳米颗粒的散射光功率和共振频率。由于过阻尼，在大气压下无法提取共振频率。散射光功率在陡降过程之前恢复至高功率，而在陡降之后几乎不变。在 1.8 毫巴的陡变过程中，高真空下不稳定的纳米颗粒突然丢失。

对原位悬浮纳米颗粒的质量、半径和密度进行精确测量。真空压力在 P = 50 =20 10 毫巴之间循环变化，并逐渐降至 1 0 1, 0 001 3 P , , , 。及以下 . 毫巴，如图 a 中的蓝色虚线所示。每隔 50 毫巴进行一次测量。首先，检测样品 A 中颗粒 P1 的质量

通过其对电驱动场的响应[2]。图 3b 显示了热驱动和谐波驱动谐振器的功率谱密度（PSD），通过比较谐波驱动功率谱密度与热驱动对应物，可以计算出纳米颗粒的质量。随后，根据气体中粒子动理论，通过受困纳米粒子的阻尼率计算其半径 R[26,37]。最后，纳米颗粒的密度可通过 $\rho = m/V$ （见补充说明 2）进行计算。

P1 纳米颗粒的相对质量变化约为 26%，表明颗粒发生了不可忽略的材料释放。颗粒半径减小、密度增加，说明材料从颗粒表面释放。此外，从 10 毫巴降至 0.1 毫巴时的收缩与频繁发生的颗粒丢失压力相吻合。据报道，受困纳米颗粒的温度会在 10-0.1毫巴条件下从室温骤升至 ~200 °C[36]。为了解这一现象，我们计算了本系统中悬浮的直径为 150 nm 的二氧化硅纳米粒子的内部温度[38]（见图 S3）。 根据广泛用于非晶二氧化硅表面分析的 Zhuravlev 模型，当温度从室温升至 ~200 °C[39,40]时，二氧化硅容易发生脱水和脱羟基化过程。根据上述结果可以推断，脱水和脱羟基化过程中释放的化学基团会导致力失衡，进而引发悬浮不稳定性。



单个纳米颗粒的动态相对质量、半径和密度测量。（**a**)每个真空度循环均在 50 毫巴下进行动态测量，随后逐步降低至 P=20、10、1、0.1 和低于 0.001 毫巴。（**b**)通过比较电场驱动部分与热驱动部分，计算纳米颗粒的质量。

通过热处理提高高真空悬浮率。为验证上述推断，在将纳米颗粒装入光学陷阱之前，对其进行热处理以改变其性质。具体而言，将纳米颗粒加热至 100、400、600、900 和 1200°C 等不同温度进行比较（详细加热过程见方法部分）。

图 4a 展示了样品 A 和样品 B 的高真空悬浮率（HVLR）统计结果，其中样品 A 中有一半能够经受高真空抽空，而样品 B 几乎没有。显然，对纳米颗粒进行热处理显著有利于其在高真空中的悬浮稳定性，尤其是样品 B。随着加热温度从 100°C 升至 600°C，高真空悬浮率不断提高；当温度超过 600°C 时，则开始下降。在 600°C 加热时，改善效果尤为显著：样品 A 的 20 个样本全部经受住了高真空抽气过程，样品 B 则有 17 至 20 个样本经受住了这一过程。此外，还测量了一个受热纳米颗粒的动态物理参数作为示例。图 4b 展示了样品 A 中颗粒 P2 （预先在 600°C 下加热）的质量、半径和密度。质量、半径和密度的变化

预热处理后的纳米颗粒明显小于未经处理的纳米颗粒。

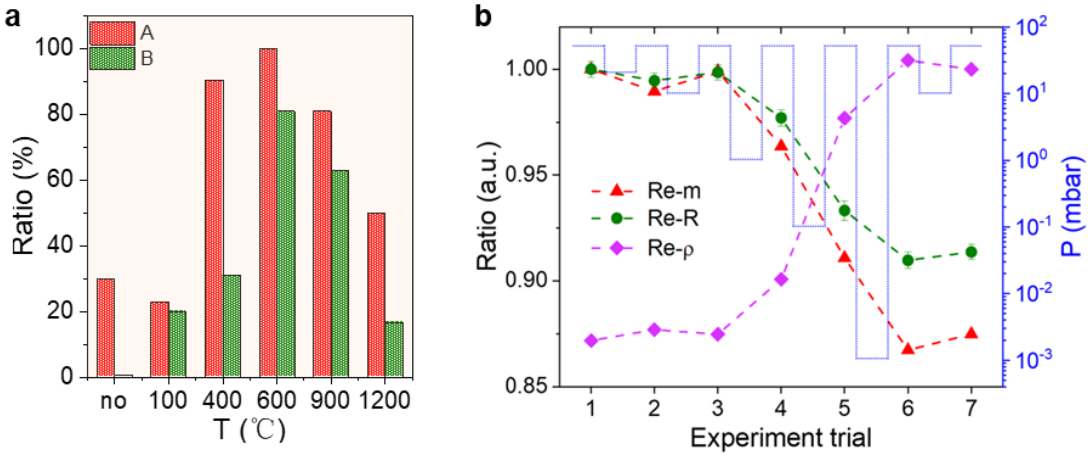


图4 热处理后纳米颗粒的悬浮性能。(a) 两种纳米颗粒在不同温度下预热后的HVLR 统计结果。每个比值均由20次独立测试得出。**(b)** 经600°C热处理后测得的纳米颗粒的动态相对质量、半径和密度。

热处理导致的纳米颗粒物理化学变化。为验证脱水和脱羟基化过程这一假设，对经过加热和未经处理的纳米颗粒进行了衰减全反射傅里叶变换红外（ATR-FTIR）光谱测量。图 5a 中 ATR-FTIR 光谱里，Si-OH键在约 950 cm^{-1}处、Si-O-Si键在约 795 cm^{-1} 和 1054 cm^{-1} 处的变化，表明二氧化硅纳米颗粒在 100–1200 °C 温度范围内发生了与脱水和脱羟基化过程相关的形貌变化。显然，随着加热温度升高，Si-OH键含量减少，而Si-O-Si键含量增加。这可以解释纳米颗粒的高真空悬浮率为何会随加热温度升高而提高。

为了理解加热温度为 900 °C 和 1200 °C 时高真空悬浮率下降的原因，我们测量了样品 A 的代表性 TEM 图像和形貌变化，如图 5b 所示。加热至 900 °C 和 1200 °C 的纳米颗粒均出现表面破损。这可能是由热膨胀和收缩引起的强应力所致，从而损害了纳米颗粒的悬浮稳定性。图 5c 理想地示意了不同加热温度下二氧化硅纳米颗粒的表面变化。加热至 600 °C 时，IPA溶剂首先蒸发，硅醇（Si-OH）键中的 OH 基团脱羟基，形成硅氧烷（Si-O-Si）桥。加热至 900 °C 和 1200 °C 会导致部分表面破损。

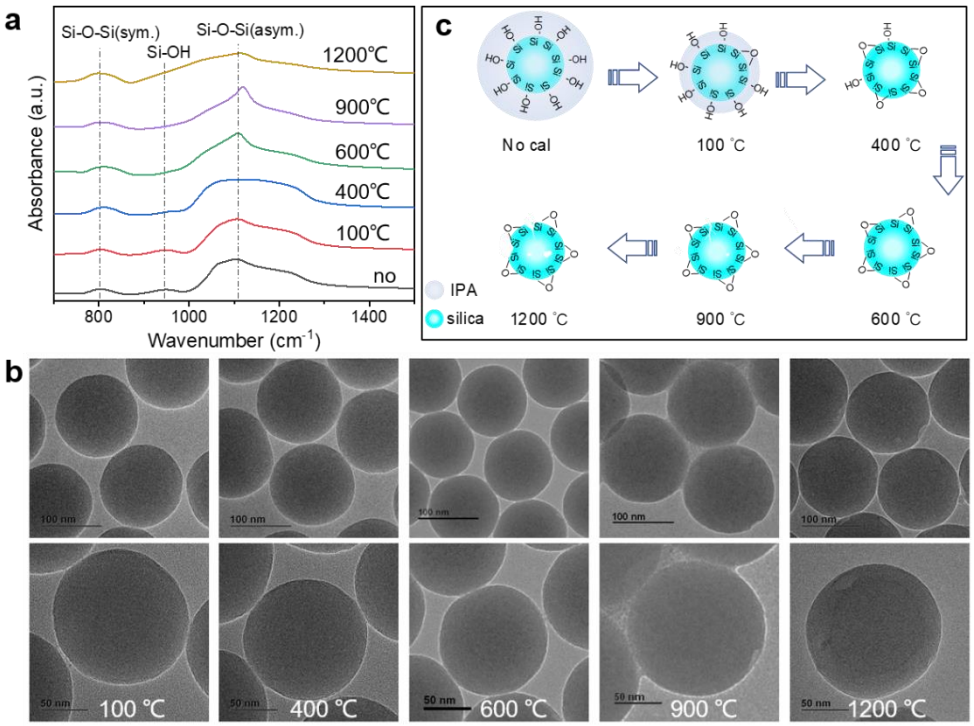


图5 热处理导致的纳米颗粒材料变化。（a）采用衰减全反射傅里叶变换红外（ATR-FTIR）光谱测量不同温度预热的二氧化硅纳米颗粒中 Si-OH 和 Si-O-Si 特征的变化。795 cm^{-1}、950 cm^{-1} 和 1054 cm^{-1} 附近的谱带分别对应 Si-O-Si（对称）、Si-OH 和 Si-O-Si（不对称）振动。随着温度升高，Si-O-Si 不对称谱带变宽；由于二氧化硅脱羟基，热处理样品中的 Si–OH 振动谱带 ~950 cm^{-1} 似乎减弱。（**b**）使用透射电子显微镜（TEM）测量样品 A 的形貌变化，两行图像对应两种成像尺度。加热至 900 °C 和 1200 °C 的纳米颗粒表面破损明显。（**c**) 二氧化硅纳米颗粒烧结过程中发生的化学-形貌变化示意图。

讨论

通过散射光强度和共振频率的下降，可以发现纳米颗粒的性质发生了变化。通过测量纳米颗粒在交变电场作用下运动时的质量、半径和密度变化，证实了抽空过程中有材料从纳米颗粒表面释放。根据纳米颗粒损失与压力剧烈变化同时发生这一现象，我们提出一种假设：空气抽空导致激光吸收产生的热量难以扩散，并促使杂质从纳米颗粒中释放。激光吸收加剧了纳米颗粒的运动，使其逃离光学陷阱。

为解决这一问题，在将非晶二氧化硅纳米颗粒装入光学陷阱前，先对其进行热处理以去除杂质。热处理后，悬浮稳定性显著提升。在 600°C 的加热温度下可获得最佳高真空悬浮率：样品 A 的比率从 ~30% 提高至 100%，样品 B 则从~0 提高至 85%。通过抽真空过程检测到受热纳米颗粒的质量、半径和密度变化较小，进一步证实了杂质的释放。二氧化硅纳米颗粒的 ATR-FTIR光谱表明，脱水和脱羟基化过程是加热释放过程的原因。

结论

总之，我们提出了纳米颗粒从光阱中逸失的解释，并展示了一种热调谐方法，可提高纳米颗粒在高真空中的悬浮稳定性。通过预先热处理即可轻松实现较高的高真空悬浮率，并推动光学悬浮系统在微弱力、加速度、电场和新物理领域的高精度传感应用。此外，还可通过对单个纳米颗粒进行精密动态表征，开展更多潜在应用，例如研究气溶胶、月球尘埃和火星尘埃的起源与演化。

方法：

1. 实验装置 测量通过以下方式进行

：使用自行搭建的实验装置，对半径为 50–150 nm 的二氧化硅纳米球进行光学

2. 纳米颗粒热处理 首先，将纳米颗粒悬浮

液离心处理并冷冻干燥，以从溶剂中提取纳米颗粒。随后，在

3. 通过透射电子显微镜和X射线衍射表征二氧化硅纳米颗粒 为评估热处理过程中化学键的变化

处理过程中，采用衰减全反射（ATR）模式，使用衰减全反射傅里叶变换

致谢

本研究得到国家自然科学基金委员会（42004154）和之江实验室重大科研项目（2019MB0AD01、2020MB0AL03）资助。

作者贡献 C.L. 构思了该研究

ea 并撰写了论文。Y.M. 和 J.W. 准备了实验装置并开展了实验；S.Z. 搭建了控制与数据采集系统；X.J. 和 H.Y. 进行了样品热处理；X.G. 设计了数据处理方法；Z.F. 设计了电气控制系统；H.H. 支持并指导了各方合作。所有作者均讨论了研究结果并参与撰写了手稿。

补充信息

此文件包含：补充说明 1、补充说明2、图 S1- 图 S4

补充说明 1 通过动态光散射和共振频率表征纳米颗粒

1. **颗**粒信息来自散射光功率。

在强度为 E_0 的均匀电场中，小颗粒的极化密度为

$$P_{\mathrm{d}} = \chi_{\mathrm{e}}\varepsilon_0 E = \eta\chi_{\mathrm{e}}\varepsilon_0 E_0 \ , \tag{1}$$

其中， χ_{e} 是电极化率，ε_0 是空气的介电常数，而颗粒内部的电场强度取决于颗粒形状，满足 $E = \eta E_0$。设纳米颗粒的体积为 V，其电偶极矩为

$$p = P_{\mathrm{d}}V = \eta\chi_{\mathrm{e}}\varepsilon_0 V E_0 = \alpha_p V E_0. \tag{2}$$

根据瑞利近似，由激光辐射的 NP 可视为电极化率，其电偶极矩以与光场电场分量相同的频率振荡：

$$p(t) = \alpha_p V E_0 \cos(\omega t) \ . \tag{3}$$

根据经典电磁理论，振荡电荷会辐射频率相同的电磁波。相对于入射光，这种辐射场可视为粒子的散射光场。在远场，振荡偶极子的远场辐射平均能流密度为

$$\bar{S} = \frac{\omega^4 p^2}{32\pi^2\varepsilon_0^2 c^3 R^2}\cos^2\theta, \tag{4}$$

其中， θ 为光散射。纳米颗粒在受线偏振光照射时的瑞利散射光强分布可表示为

$$I(V,\theta,L) = I_0 \frac{\alpha_{\mathrm{p}}^2 V^2}{16\pi^2\epsilon_0^2 \mathrm{L}^2}\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \cos^2\theta. \tag{5}$$

其中，L表示距离。散射光强与颗粒体积的平方成正比，颗粒尺寸对散射光的影响相对较小。为简化计算，可假设纳米颗粒为均匀球体，据此求得其体积。瑞利散射光强分布可表示为

$$I(V,\theta,L) = I_0 \frac{9\pi^2 V^2}{\lambda^4 L^2}\left(\frac{n^2-1}{n^2+1}\right)^2 \cos^2\theta \ . \tag{6}$$

显然，散射光功率取决于其体积和折射率[

2. **根据共振频率获取颗粒信息**。对于被光学陷阱捕获的纳米颗粒，其刚度

谐振器沿三个轴向的刚度分别为：

$$k_{x,y} = \frac{4\alpha' P_0}{\pi\varepsilon_0 c\omega_{0x}\omega_{0y}}\frac{1}{\omega_{0x,y}^2}, \tag{7}$$

$$k_z = \frac{16\alpha' P_0}{\pi\varepsilon_0 c\omega_{0x}\omega_{0y}}\frac{1}{\omega_{0z}^2}, \tag{8}$$

其中，P_0 为激光功率，$\omega_{0x/y/z}$为沿 $x/y/z$ 轴的半径，ε_0 为空气介电常数。极化率 $\alpha' = 4\pi\varepsilon_s r^3 \frac{\varepsilon_p-\varepsilon_s}{\varepsilon_p+2\varepsilon_s}$，其中 ε_s 和 ε_p 分别为

周围环境与被捕获粒子的介电常数。沿三个轴方向运动的共振频率为$\Omega_{x,y,z}=\sqrt{k_{x,y,z}}/m$，其中$m=\frac{4}{3}\pi r^3\rho$。因此可以推断，共振频率会随粒子密度 ρ 和介电常数ε_p而变化。

补充说明2 纳米颗粒的质量、密度和半径测量。

质量为 m、电荷数为 n_q 的粒子被光学陷阱捕获后，其运动方程可描述为受热驱动和谐波驱动的阻尼谐振器[2]：

$$\ddot{x}+\Gamma\dot{x}+\omega_0^2 x=\frac{F_{th}(t)}{m}+\frac{n_q q_e E_0\cos(\omega_{dr}t)}{m}. \quad (9)$$

其中， Γ 为阻尼率，$F_{th}(t)$ 表示腔室中残余空气分子的碰撞。 ω_0 为 振子的机械本征频率。 ω_{dr} 为驱动响应信号的电场频率。 q_e 为元电荷。 E_0 为 电场强度。受外部谐波力作用的热驱动机械谐振器，其总功率谱密度（ PSD ）为：

$$S_x(\omega)=S_{th}(\omega)+S_{dr}(\omega)=\frac{2k_B T\Gamma}{m[(\omega_0^2-\omega^2)+(\Gamma\omega)^2]}+\frac{n_q^2 q_e^2 E_0^2}{2m^2}\frac{\tau sinc[(\omega-\omega_{dr})\tau]}{(\omega_0^2-\omega^2)+(\Gamma\omega)^2}, \quad (10)$$

其中，k_B 为玻尔兹曼常数，T 为室温。$S_{th}(\omega)$ 为热驱动功率谱密度（PSD），$S_{dr}(\omega)$ 为电驱动功率谱密度。 τ 为测量时间。

根据光学陷阱中悬浮粒子的电驱动理论模型中粒子质量、电力与 PSD 信号之间的关系，可得样品质量与粒子净电荷之间的关系：

$$m=\frac{n_q^2 q_e^2 E_0^2 \tau}{8k_B T\Gamma R_s}, \quad (11)$$

其中，R_S 是电场驱动部分与热驱动部分的功率谱密度之比，可表示为$R_s=S_{dr}(\omega)/S_{th}(\omega)$。根据气体动力学理论，在热平衡环境中，半径为 R 、质量为 m 的纳米颗粒的阻尼率可表示为：

$$\Gamma_0=\frac{6\pi\eta_{air}R}{m}\frac{0.619}{0.619+k_n}(1+c_k). \quad (12)$$

其中， $c_k=0.31k_n/(0.785+1.152k_n+k_n^2)$， $\eta_{air}=1.82\times10^{-5}$ Pa·s为空气黏度， $k_n=\frac{l}{R}$ 为克努森数。 $\bar{l}=k_B T/\sqrt{2}\pi d^2 p_{gas}$ 为空气分子的平均自由程， $d=0.353\times10^{-9}$ m为空气分子的直径。 p_{gas} 为环境压力。通过使用最小二乘法拟合$S(\omega)$，可得到Γ_0 。根据粒子的半径 R，可得粒子密度 $\rho=3m/4\pi R^3$。

误差分析

为确定计算中的误差，必须根据现有参数条件仔细研究所有误差来源。对于若干变量和常数，我们可以忽略相应的不确定度。q_e、k_B 和 τ 均为常数，而 R_s 由测得的$S_{dr}(\omega)$和$S_{th}(\omega)$计算得出，这些值仅受统计误差影响。质量的误差（热平衡）为：

$$\frac{\Sigma_m}{m}=\sqrt{(2\frac{\sigma_{n_q}}{n_q})^2+(2\frac{\sigma_{E_0}}{E_0})^2+(2\frac{\sigma_\Gamma}{\Gamma})^2+(\frac{\sigma_T}{T})^2+(\frac{\sigma_{R_s}}{R_s})^2+(\frac{\sigma_\tau}{\tau})^2+(\frac{\sigma_{k_B}}{k_B})^2}. \quad (12)$$

如下表所示，对于如图 S3 所示重复测量 19次的纳米颗粒，实验中导致热平衡误差的各项参数的不确定度如下表所示：

表1 不确定度表。黑色字体表示不可忽略的误差。灰色字体表示 σ_{z_i}~0。物理量 数值 z

	i	误差 σ_{z_i}/z_i
T	295.38 K	2.4‰[a]
Γ	4.47×10^3 赫兹	3‰[b]
$S_{th}(\omega)$	2.8171×10^{-9} V²/赫兹	2.4 ‰[c]
$S_{dr}(\omega)$	3.8716×10^{-7} V²/赫兹	2.6 ‰[c]
E_0	334 伏/米	1.1%[3]
k_B	1.380×10^{-23} J/K^{-1}	5.72×10^{-7}[5]
q_e	1.602×10^{-19} C	6.1×10^{-9}[5]
τ	0.015 秒	1 ppm[d]
n_q	2	0
m	1.964 fg	2.32%

[a] 该误差源于温度测量误差。
[b] 该误差源于拟合过程引入的误差。
[c] 该误差源于数据采集过程中数据波动导致的测量误差。

[d] 锁相放大器（Zurich Instruments MFLI）数据手册中的标称值).

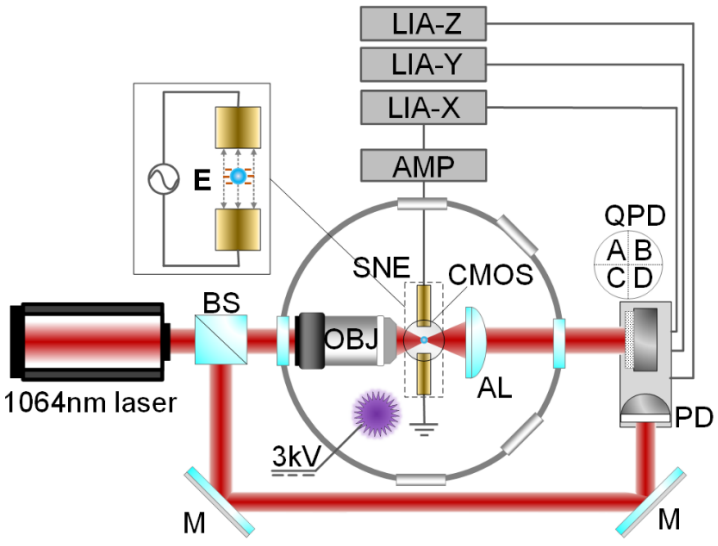


图 S1：实验装置。本研究所用的实验装置是在参考文献 [24] 所述装置的基础上升级而成的。使用 1064 纳米激光器（ALS-IR-1064）光束和高数值孔径显微物镜（OBJ；Nikon TU plan ELWD，100，数值孔径=0.8）创建光学陷阱。为检测每个捕获颗粒的散射光功率，我们将一台 DataRay CMOS 光束分析仪垂直安装在真空腔上方。一个由象限构成的自研光电探测器

光电探测器（四象限光电探测器；Hamamatsu G6849）和普通光电探测器（光电探测器 Hamamatsu G8370-82）已安装，用于检测粒子质心（COM）沿三个轴的运动。使用三个锁相放大器（ZI-MFLI）进行信号采集。光阱的前向散射光束由一枚非球面透镜（非球面透镜；Thorlabs AL1512-C，=12 毫米，数值孔径=0.55）收集后送至四象限光电探测器，参考激光束则送至光电探测器。一对电极由两根水平放置的钢（40CrMoV5）针组成，针的直径为1毫米，间距为2.52毫米。该电极对安装后可产生电场，以控制受困纳米粒子沿控制X轴运动。LIA-X输出的电驱动信号经放大器（Aigtek ATA-2031）放大后，作为参考信号加载至电极，并提取相同频率的X轴运动信号。与文献[21], 类似，采用时域有限差分法数值模拟的电场强度值。腔室侧面的紫色辉光由连接到高电压（HV）直流电源的导线发出，用于控制粒子的净电荷。分束器；反射镜。

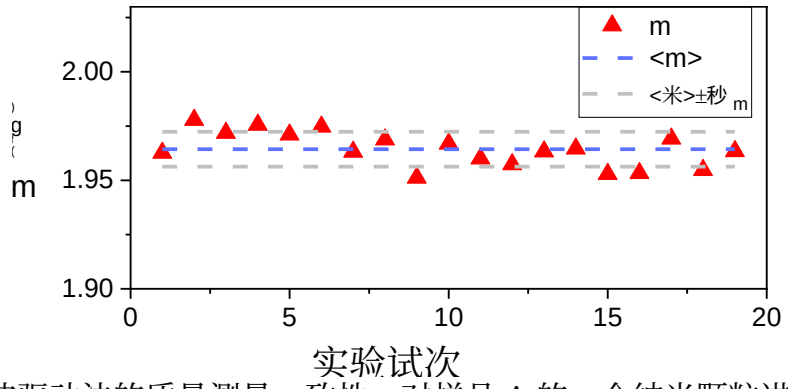


图 S2：谐波驱动法的质量测量一致性。对样品 A 的一个纳米颗粒进行了19次质量测量。统计误差保持在1%以下。

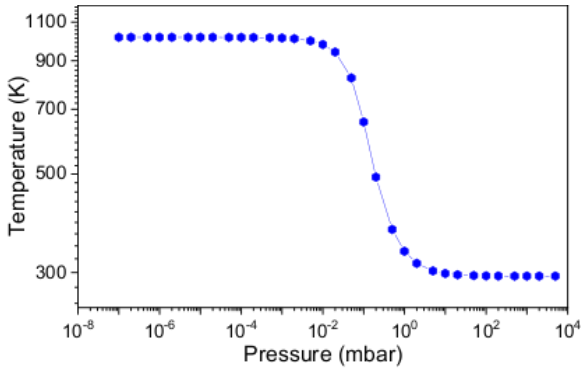


图 S3：直径为150 nm的受光阱束缚的二氧化硅纳米粒子的计算内部温度随压力从104毫巴到10-7毫巴的变化情况。计算考虑了激光吸收、热传导和黑体辐射（参考文献 [38]）。

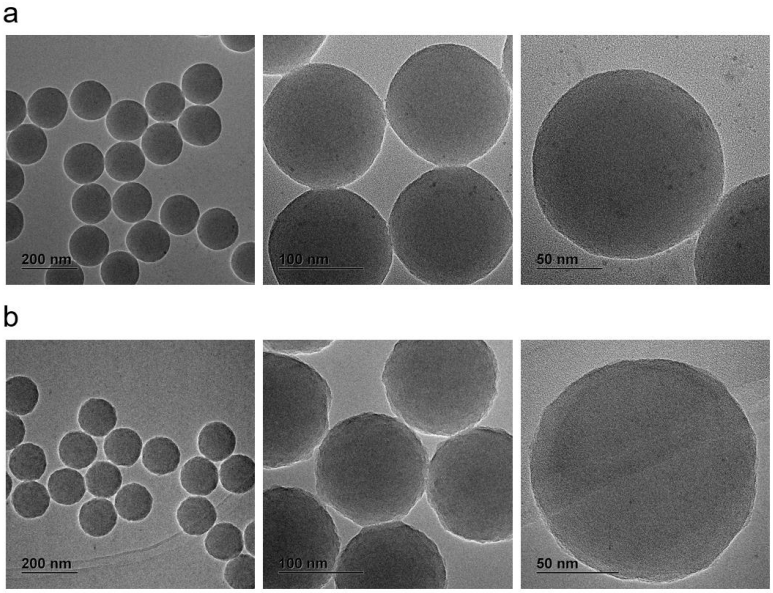


图 S4：来自**(a)**NanoCym公司（样品 A）和**(b)**micro particles GmbH（样品 B）的两种二氧化硅纳米颗粒的TEM图像。两种纳米颗粒的半径分别为 71.4 ± 3.6 nm 和 68.5 ± 1.1 nm。

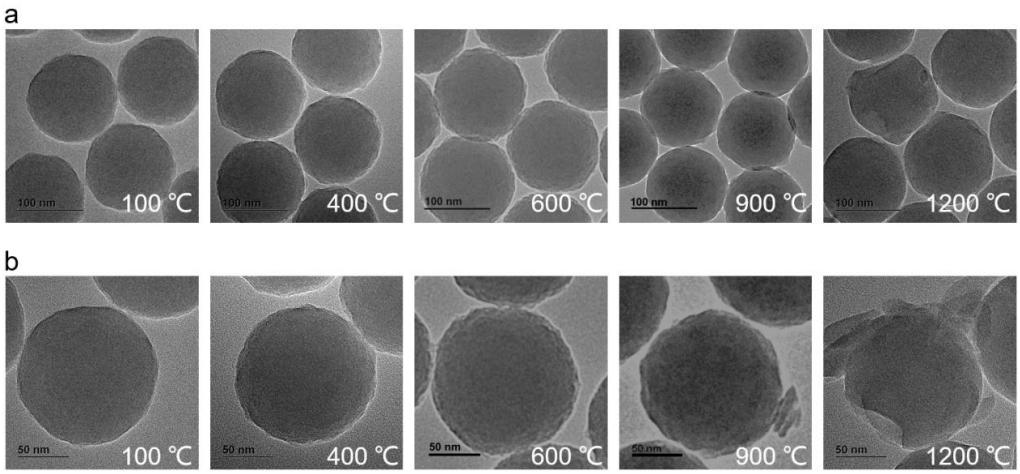


图 S5：样品 B 的二氧化硅纳米颗粒在不同温度下热处理后的TEM图像。在 900°C 和 1200°C 的热处理温度下，表面破损和碎屑现象十分明显。

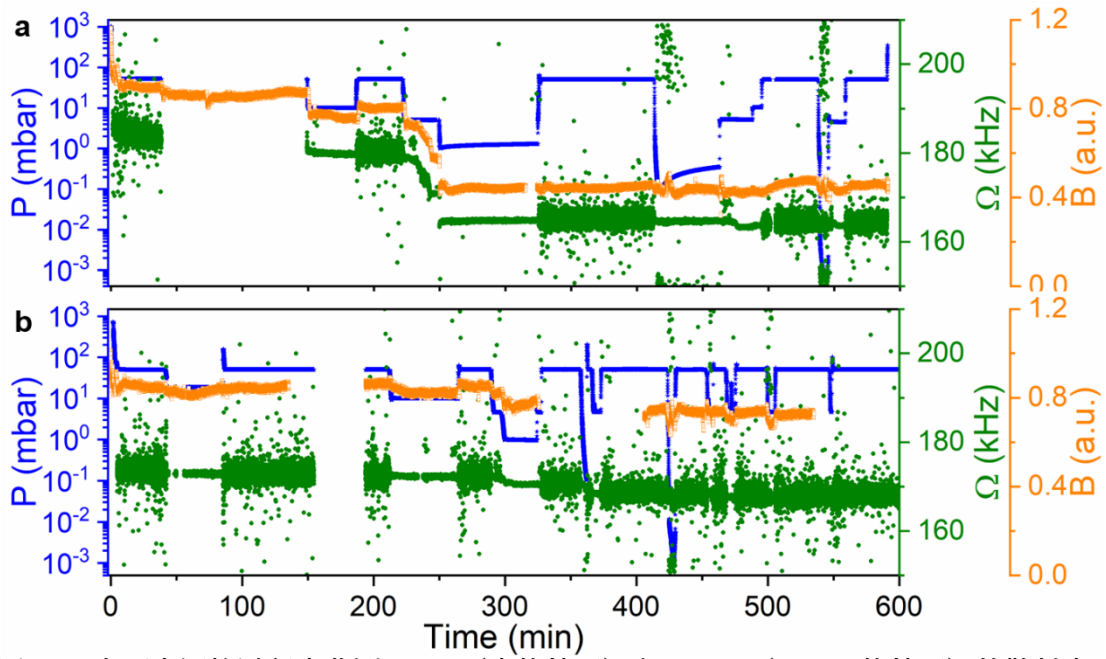


图 S6：在压力调控过程中监测 (a)P1（未热处理）和 (b) P2（600°C 热处理）的散射光功率和共振频率。

1. Moser, J.; Güttinger, J.; Eichler, A.; Esplandiu, M. J.; Liu, D.; Dykman, M.; Bachtold, A. Nature Nanotechnology **2013**, 8, (7), 493-496. 2. Ricci, F.; Cuairan, M. T.; Conangla, G. P.; Schell, A. W.; Quidant, R. Nano Letters **2019**, 19, (10), 6711-6715. 3. Fogliano, F.; Besga, B.; Reigue, A.; Mercier de Lépinay, L.; Heringlake, P.; Gouriou, C.; Eyraud, E.; Wernsdorfer, W.; Pigeau, B.; Arcizet, O. Nature Communications **2021**, 12, (1), 1-8. 4. LaHaye, M.; Suh, J.; Echternach, P.; Schwab, K. C.; Roukes, M. L. Nature **2009**, 459, (7249), 960- 964. 5. Millen, J.; Monteiro, T. S.; Pettit, R.; Vamivakas, A. N. Reports on Progress in Physics **2020**, 83, (2), 026401. 6. Yin, Z. Q.; Geraci, A. A.; Li, T. International Journal of Modern Physics B **2013**, 27, (26). 7. Gonzalez-Ballestero, C.; Aspelmeyer, M.; Novotny, L.; Quidant, R.; Romero-Isart, O. Science**2021**, 374, (6564), eabg3027. 8. Tsaturyan, Y.; Barg, A.; Polzik, E. S.; Schliesser, A. Nature Nanotechnology **2017**, 12, (8), 776-+. 9. Bunch, J. S.; Van Der Zande, A. M.; Verbridge, S. S.; Frank, I. W.; Tanenbaum, D. M.; Parpia, J. M.; Craighead, H. G.; McEuen, P. L. Science **2007**, 315, (5811), 490-493. 10. Eichler, A.; Moser, J.; Chaste, J.; Zdrojek, M.; Wilson-Rae, I.; Bachtold, A. Nature Nanotechnology**2011**, 6, (6), 339-342. 11. Liang, T.; Zhu, S.; He, P.; Chen, Z.; Wang, Y.; Li, C.; Fu, Z.; Gao, X.; Chen, X.; Li, N. Fundamental Research **2023**, 3, (1), 57-62. 12. Hempston, D.; Vovrosh, J.; Toroš, M.; Winstone, G.; Rashid, M.; Ulbricht, H. Applied Physics Letters **2017**, 111, (13), 133111. 13. Ahn, J.; Xu, Z.; Bang, J.; Ju, P.; Gao, X.; Li, T. Nature Nanotechnology **2020**, 15, (2), 89-93. 14. Geraci, A. A.; Papp, S. B.; Kitching, J. Physical Review Letters **2010**, 105, (10), 101101. 15. Xu, Z.; Li, T. Physical Review A **2017**, 96, (3), 033843. 16. Zheng, Y.; Zhou, L.-M.; Dong, Y.; Qiu, C.-W.; Chen, X.-D.; Guo, G.-C.; Sun, F.-W. Physical

review letters 2020, 124, (22), 223603. 17. Monteiro, F.; Li, W.; Afek, G.; Li, C.-l.; Mossman, M.; Moore, D. C. Physical Review A 2020, 101, (5), 053835. 18. Frimmer, M.; Luszcz, K.; Ferreiro, S.; Jain, V.; Hebestreit, E.; Novotny, L. Physical Review A 2017, 95, (6), 061801. 19. Hebestreit, E.; Frimmer, M.; Reimann, R.; Novotny, L. Physical Review Letters 2018, 121, (6), 063602. 20. Moore, D. C.; Rider, A. D.; Gratta, G. Physical Review Letters 2014, 113, (25), 251801. 21. Ricci, F.; Cuairan, M. T.; Schell, A. W.; Hebestreit, E.; Rica, R. A.; Meyer, N.; Quidant, R. arXiv 预印本 arXiv:2107.01084 2021. 22. Zhu, S.; Fu, Z.; Gao, X.; Li, C.; Chen, Z.; Wang, Y.; Chen, X.; Hu, H. 《光子学研究》2023, 11, (2), 279-289. 23. Kumar, P.; Bhattacharya, M. 《光学快报》2017, 25, (16), 19568-19582. 24. Ranjit, G.; Cunningham, M.; Casey, K.; Geraci, A. A. Physical Review A 2016, 93, (5), 053801. 25. Monteiro, F.; Ghosh, S.; Fine, A. G.; Moore, D. C. Physical Review A 2017, 96, (6), 063841. 26. Li, C.-H.; Jing, J.; Zhou, L.-M.; Fu, Z.-H.; Gao, X.-W.; Li, N.; Chen, X.-F.; Hu, H.-Z. 《光学快报》2021, 46, (18), 4614-4617. 27. Ahn, J.; Xu, Z.; Bang, J.; Deng, Y.-H.; Hoang, T. M.; Han, Q.; Ma, R.-M.; Li, T. Physical Review Letters 2018, 121, (3), 033603. 28. Shen, K.; Duan, Y.; Ju, P.; Xu, Z.; Chen, X.; Zhang, L.; Ahn, J.; Ni, X.; Li, T. 《光学》2021, 8, (11), 1359-1362. 29. Millen, J.; Deesuwan, T.; Barker, P.; Anders, J. Nature Nanotechnology 2014, 9, (6), 425-429. 30. Fu, Z.; Ma, Y.; Li, C.; Jiang, J.; Li, N.; Hu, H. 《光学通信》2022, 128034. 31. Harvey, C. R.; Weisman, E.; Galla, C.; Danenberg, R.; Hu, Q.; Singh, S.; Geraci, A. A.; Pathak, S. arXiv 预印本 arXiv:2208.02032 2022. 32. Hood, N.; Carroll, A.; Wang, X.; Horányi, M. 《伊卡洛斯》2022, 371, 114684. 33. Yeo, L. H.; Wang, X.; Deca, J.; Hsu, H.-W.; Horányi, M. 《伊卡洛斯》2021, 366, 114519. 34. Peng, J.; Hu, M.; Shang, D.; Wu, Z.; Du, Z.; Tan, T.; Wang, Y.; Zhang, F.; Zhang, R. 《环境科学与技术》2021, 55, (4), 2189-2207. 35. Liu, T.; Chan, A. W.; Abbatt, J. P. 《环境科学与技术》2021, 55, (8), 4227-4242. 36. Hebestreit, E.; Reimann, R.; Frimmer, M.; Novotny, L. Physical Review A 2018, 97, (4), 043803. 37. Beresnev, S.; Chernyak, V.; Suetin, P. 《流体力学杂志》1987, 176, 295-310. 38. Ricci, F.; Cuairan, M. T.; Schell, A. W.; Hebestreit, E.; Rica, R. A.; Meyer, N.; Quidant, R. 《ACS纳米》2022, 16, (6), 8677-8683. 39. Zhuravlev, L. 《胶体与表面A：物理化学与工程学方面》2000, 173, (1-3), 1-38. 40. Asgar, H.; Semeykina, V.; Hunt, M.; Mohamme, D. S.; Kuzmenko, I.; Zharov, I.; Gadikota, G. 《胶体与表面A》2020, 586.