山西大学
SHANXI UNIVERSITY

2025 届 博 士 学 位 论 文

真空光悬浮纳米粒子阵列与按需组装

作者姓名　闫江伟

指导教师　张　靖 教 授

于旭东 副教授

学科专业　光学

研究方向　量子光学

培养单位　光电研究所

学习年限　2020 年 9 月至 2025 年 6 月

二〇二五年六月

山西大学

2025 届博士学位论文

真空光悬浮纳米粒子阵列与按需组装

作者姓名　　闫江伟

指导教师　　张　靖 教 授

于旭东 副教授

学科专业　　光学

研究方向　　量子光学

培养单位　　光电研究所

学习年限　　2020 年 9 月至 2025 年 6 月

二〇二五年六月

Thesis for Doctor’ s degree, Shanxi University, 2025

On-demand assembly of optically levitated nanoparticle arrays in vacuum

Student Name	Jiangwei Yan
Supervisor	Prof. Jing Zhang
	A. P. Xudong Yu
Major	Optics
Specialty	Quantum Optics
Department	Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2020.09-2025.6

June, 2025

摘　要

在真空环境下实现对纳米及微观尺度物体的捕获与操控，是光力学领域的重要研究内容，由于其相对于其他光机械系统具有独特的优势，近年来受到广泛关注。悬浮系统的动力学行为极为复杂，不仅涉及外部自由度，还与内部自由度以及内外自由度的耦合紧密相关，具有丰富的研究内容。

在本论文中，首先分析了真空光捕获纳米粒子的原理。根据粒子相对于激光波长的大小，从几何光学、瑞利近似和洛伦兹-米氏散射理论三个不同角度对光与纳米粒子的相互作用进行了分析。此外，推导了纳米粒子质心运动的运动方程，分析了阻尼率与气压的关系，并提出了纳米粒子尺寸拟合的方法。同时，介绍了纳米粒子的旋转和扭转运动原理并给出了相关公式。最后，探讨了利用稀土掺杂纳米粒子进行测温的方法以及反斯托克斯冷却技术。

接下来设计了一套真空中光悬浮纳米粒子的实验装置。利用高数值孔径物镜在竖直方向向上聚焦激光，构建光镊阵列。紧聚焦的光镊产生较大的梯度力用于捕获，重力用以补偿散射力和光泳力，提高捕获的稳定性，从而使光镊阵列能在低气压环境下稳定悬浮二氧化硅纳米颗粒。同时，引入辅助光移动纳米粒子并重新排列至所需位置，实现预定义粒子阵列的可控装载。基于以上所述的系统设计，可以根据实验需求精确构建特定结构的纳米粒子阵列。此外，运用独立的探测光监测阵列中每个纳米颗粒的运动，实时获取其位置与其他运动模式信息。最后，选取两个无扭摆信号的纳米颗粒，原位合成一个哑铃形纳米粒子，并成功驱动该纳米哑铃实现 GHz 频率的旋转。这种在真空中按需组装光学悬浮纳米粒子阵列的方法，对多体物理问题的研究具有重要意义。构建有序的纳米粒子阵列，通过精确调控粒子间的相互作用强度，对于多个相互作用粒子的研究提供了理想平台。

最后设计了一套真空悬浮光致发光纳米粒子阵列中 Janus 复合纳米粒子组装的实验装置。完成了两种光致发光纳米粒子的光悬浮、识别、运动测量与组装。激光捕获阵列可同时悬浮 NV 色心纳米金刚石与 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子。通过测量各纳米粒子的光致发光光谱，利用其光谱特异性，实现对每种纳米粒子的识别。在此基础上，挑选单个 NV 色心纳米金刚石和 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子，将它们组装成 Janus 复合纳米粒子。该复合粒子融合了二者的优势，例如 NV 色心纳米金刚石能够

实现粒子内的电子自旋操控，可用于量子信息存储与量子传感；Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子在近红外发光方面表现优异，可应用于生物成像激光制冷等领域。二者结合形成的复合纳米粒子，有望在多个领域发挥独特的性能。

综上所述，本论文深入研究了真空光悬浮纳米粒子的原理、系统构建及相关理论，详细介绍了本人在攻读博士期间完成的纳米粒子阵列的按需组装以及两种光致发光纳米材料组装成为 Janus 复合粒子的实验研究，这些工作为宏观量子效应和相互作用系统等前沿研究开辟了新的途径。

关键词：光悬浮纳米粒子；光镊阵列；按需组装；光致发光；复合纳米粒子

ABSTRACT

The capture and manipulation of nanoscale and microscopic objects in a vacuum environment represent a significant research focus in the field of optomechanics. Due to their unique advantages over other optomechanical systems, levitated systems have garnered widespread attention in recent years. The dynamic behavior of such systems is highly complex, involving not only external degrees of freedom but also internal degrees of freedom and their coupling, offering rich avenues for exploration.

In this dissertation, we first analyze the principles of vacuum-based optical trapping of nanoparticles. Depending on the particle size relative to the laser wavelength, the interaction between light and nanoparticles is examined from three perspectives: geometric optics, the Rayleigh approximation, and Lorentz-Mie scattering theory. Furthermore, the equations of center-of-mass motion of nanoparticles are derived, the relationship between damping rate and gas pressure is analyzed, and a method for nanoparticle size fitting is proposed. Additionally, the principles of nanoparticle rotation and torsional motion are introduced, along with relevant formulations. Finally, methods for temperature measurement using rare-earth-doped nanoparticles and anti-Stokes cooling techniques are explored.

Next, an experimental setup for optically levitating nanoparticles in vacuum is designed. A vertically oriented, high-numerical-aperture objective lens is employed to focus laser beams upward, forming optical tweezer arrays. The tightly focused tweezers generate strong gradient forces for trapping, while gravity compensates for scattering and photophoretic forces, enhancing trapping stability. This enables stable levitation of silica nanoparticles in low-pressure environments. Auxiliary light is introduced to reposition nanoparticles and rearrange them into predefined configurations, achieving controlled loading of particle arrays with specific structures. This system allows precise construction of nanoparticle arrays tailored to experimental requirements. Independent probe light is utilized to monitor the motion of individual nanoparticles in real time, capturing their positional and dynamic mode information. Subsequently, two nanoparticles without

torsional signals are selected to synthesize a dumbbell-shaped nanoparticle in situ, which is successfully driven to achieve GHz-frequency rotation. This on-demand assembly of optically levitated nanoparticle arrays in vacuum holds significant implications for studying many-body physics. The creation of ordered nanoparticle arrays, combined with precise control over interparticle interaction strengths, provides an ideal platform for investigating systems of interacting particles.

Finally, an experimental setup is designed for assembling Janus composite nanoparticles within a vacuum levitated array of photoluminescent nanoparticles. This system accomplishes the levitation, identification, motion measurement, and assembly of two types of photoluminescent nanoparticles. The optical trapping array simultaneously levitates NV-center nanodiamonds and Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ nanoparticles. By measuring their photoluminescence spectra, each nanoparticle type is identified based on spectral specificity. Individual NV-center nanodiamonds and Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ nanoparticles are then selected and assembled into Janus composite nanoparticles. This hybrid structure combines the advantages of both components: NV-center nanodiamonds enable on-chip electron spin manipulation for quantum information storage and sensing, while Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ nanoparticles exhibit superior near-infrared luminescence for bioimaging and laser cooling applications. The resulting composite nanoparticles are poised to deliver unique performance across multiple fields.

In summary, this dissertation systematically investigates the principles, system design, and theoretical foundations of vacuum-based optical levitation of nanoparticles. It details the experimental achievements during my doctoral research, including the on-demand assembly of nanoparticle arrays and the fabrication of Janus composites from two photoluminescent nanomaterials. These advancements open new pathways for exploring macroscopic quantum effects and interacting many-body systems, contributing to cutting-edge research in optomechanics and related disciplines.

Key words: Optically levitated nanoparticles; Optical tweezer array; On-demand assembly; Photoluminescence; Composite nanoparticles

目　录

摘　要 I

ABSTRACT III

1 绪论 1

1.1 真空光悬浮纳米粒子的系统构型 2

1.1.1 双光束光阱 2

1.1.2 光学腔驻波光阱 3

1.1.3 单光束光阱 3

1.2 质心运动控制 3

1.2.1 主动反馈冷却 4

1.2.2 被动反馈冷却 6

1.3 旋转自由度控制 6

1.3.1 扭转运动控制 6

1.3.2 旋转运动控制 7

1.4 光致发光纳米粒子 8

1.4.1 稀土掺杂纳米粒子 8

1.4.2 NV 色心纳米金刚石 9

1.5 多粒子系统及相互作用 10

1.6 论文主要工作 11

2 光悬浮纳米粒子的基本原理 13

2.1 真空光悬浮纳米粒子的工作原理 13

2.1.1 几何光学 13

2.1.2 瑞利近似 14

2.1.3 洛伦兹-米氏散射理论 18

2.2 质心运动 19

2.2.1 功率谱密度 19

2.2.2 阻尼率 20

2.2.3 纳米粒子尺寸拟合 21

2.3 旋转及扭转运动 21
2.4 稀土掺杂纳米粒子测温 22
2.4.1 荧光强度比（FIR）法 22
2.4.2 荧光寿命测温法 23
2.4.3 上转换荧光测温法 23
2.4.4 吸收光谱测温法 24
2.5 稀土掺杂纳米粒子反斯托克斯冷却 24
2.6 小结 25
3 真空光镊阵列系统 26
3.1 捕获光系统 26
3.1.1 光功率粗调 26
3.1.2 扩束 26
3.1.3 AOM 的搭建 27
3.1.4 光纤耦合 28
3.1.5 AOD 的搭建 28
3.1.6 望远镜系统 30
3.1.7 物镜耦合 30
3.2 质心运动探测 31
3.2.1 平衡零拍探测原理 31
3.2.2 平衡零拍探测粒子运动的原理 31
3.2.3 单位转换 34
3.3 光谱探测系统 35
3.3.1 设备与系统搭建 35
3.3.2 光谱测量与数据采集 35
3.4 真空系统设计与组成 36
3.4.1 真空腔室 36
3.4.2 闸板阀 37
3.4.3 真空泵系统 37
3.4.4 真空计 37
3.5 纳米粒子的加载 38

3.5.1 雾化器加载 38
3.5.2 电喷雾加载 39
3.6 小结 42
4 真空中光悬浮纳米粒子的按需组装 43
4.1 引言 43
4.2 光镊阵列的构建 44
4.2.1 光镊阵列捕获光系统的选型 44
4.2.2 AOD 驱动信号的优化 47
4.2.3 实验装置 48
4.2.4 阵列光强分布的理论模拟 50
4.2.5 阵列规模的拓展 52
4.3 光悬浮纳米粒子阵列成像 53
4.4 运动信号测量 54
4.5 阵列中纳米粒子的重新排列 55
4.6 阵列中纳米粒子的组装 56
4.7 小结 60
5 Janus 复合纳米粒子在真空光悬浮阵列中的组装 61
5.1 引言 61
5.2 实验装置 63
5.3 能级及跃迁过程 65
5.3.1 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 能级及跃迁过程 65
5.3.2 NV 色心金刚石能级及跃迁过程 67
5.4 实验过程 69
5.5 实验结果 70
5.6 小结 75
6 总结与展望 76
参考文献 78
攻读学位期间取得的研究成果 90
致谢 91
个人简况及联系方式 93

承诺书 94
学位论文使用授权声明 95

Contents

Chinese Abstract I

Abstract III

Chapter 1 Introduction 1

1.1 The system configuration of vacuum optical levitation of nanoparticles 2

1.1.1 Dual-beam optical tweezers 2

1.1.2 Optical cavity standing-wave trap 3

1.1.3 Optical cavity standing-wave trap 3

1.2 Center-of-mass motion control 3

1.2.1 Active feedback cooling 4

1.2.2 Passive feedback cooling 6

1.3 Control of rotational degrees of freedom 6

1.3.1 Torsional motion control 6

1.3.2 Rotational motion control 7

1.4 Photoluminescent nanoparticles 8

1.4.1 Rare earth-doped nanoparticles 8

1.4.2 Nanodiamonds with NV color centers 9

1.5 Multiparticulate systems and interactions 10

1.6 Main work of the thesis 11

Chapter 2 The basic principle of optically levitating nanoparticles 13

2.1 Principle of vacuum optical levitation of nanoparticles 13

2.1.1 Geometric optics 13

2.1.2 Rayleigh approximation 14

2.1.3 Lorentz-Mie scattering theory 18

2.2 Center-of-mass motion 19

2.2.1 Power spectrum density 19

2.2.2 Damping rate of center-of-mass motion 20

2.2.3 Nanoparticle size fitting 21

2.3 Rotational and torsional motions 21

2.4 Temperature measurement by rare-earth doped nanoparticles 22

2.4.1 Fluorescence intensity ratio(FIR) 22
2.4.2 Fluorescence lifetime thermometry 23
2.4.3 Upconversion fluorescence thermometry 23
2.4.4 Absorption spectroscopy thermometry 24
2.5 Anti-Stokes cooling of rare-earth-doped nanoparticles 24
2.6 Summary 25
Chapter 3 Vacuum optical tweezer array system 26
3.1 Trapping system 26
3.1.1 Coarse adjustment of light power 26
3.1.2 Beam expansion 26
3.1.3 Construction of the AOM 27
3.1.4 Fiber coupling 28
3.1.5 Construction of the AOD 28
3.1.6 Telescope system 30
3.1.7 Objective coupling 30
3.2 Composition of the motion detection system 31
3.2.1 Principle of balanced homodyne detection 31
3.2.2 Principle of detecting particle motion using balanced homodyne detection 31
3.2.3 Unit conversion 34
3.3 Spectral detection system 35
3.3.1 Equipment and system setup 35
3.3.2 Spectral measurement and data acquisition 35
3.4 Design and composition of the vacuum system 36
3.4.1 Vacuum chamber 36
3.4.2 Gate valve 37
3.4.3 Vacuum pump system 37
3.4.4 Vacuum gauge 37
3.5 Loading of nanoparticles 38
3.5.1 Nebulizer loading 38

3.6 Summary 42
Chapter 4 On-demand assembly of optically levitated nanoparticles in vacuum 43
4.1 Introduction 43
4.2 Construction of optical tweezer arrays 44
4.2.1 Selection of the trapping system for optical tweezer arrays 44
4.2.2 Optimization of the AOD driving signal 47
4.2.3 Experimental setup 48
4.2.4 Theoretical simulation of the array beam intensity distribution 50
4.2.5 Expansion of array scale 52
4.3 Imaging of optically levitated nanoparticle arrays 53
4.4 Measurement results of motion signals 54
4.5 Rearrangement of nanoparticles in the array 55
4.6 Assembly of nanoparticles in the array 56
4.7 Summary 60
Chapter 5 Assembly of a Janus composite nanoparticle optically levitated in vacuum 61
5.1 Introduction 61
5.2 Experimental setup 63
5.3 Energy levels and transition processes 65
5.3.1 Energy levels and transition processes of Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 65
5.3.2 Energy levels and transition processes of NV center nanodiamond 67
5.4 Experimental process 69
5.5 Experimental result 70
5.6 Summary 75
Chapter 6 Conclusion 76
Reference 78
Research achievements 90
Personal profiles 93
Letter of commitment 94
Authorization statement 95

1 绪论

光悬浮是现代科学技术中一个极具挑战性的研究课题，长期以来仅见于科幻作品中。然而，随着现代科学技术的发展，尤其是近几十年来诸多学科领域的交叉融合与技术突破，使得这一曾经的“科技幻想”逐渐走进现实，成为当前科学前沿研究中的焦点之一。

1970 年，美国贝尔实验室的 Arthur Ashkin 提出并发明了光镊技术[1]。光镊技术的核心原理是利用光的辐射压力，通过紧聚焦的光场捕捉和操纵微观粒子。通过对光场的调控，光镊能够在无物理接触的情况下实现对微小物体的高精度操控。这项技术突破了传统操控方式在微观领域中面临的限制，为微观世界的研究开辟了新的途径。由于在光镊技术研究方面的贡献，Ashkin 获得了 2018 年诺贝尔物理学奖。

在生物科学领域，光镊技术具有独特的应用价值。尤其在液体环境下，光镊具有维持生物活性的优势，即非侵入性特点。对于生物体系中的细胞、病毒以及有机大分子等微观对象，这一特性使得在研究生物系统动力学过程时，能够最大限度地保证样本的原始活性状态。凭借这一优势，光镊技术迅速在生物科学研究中得到广泛应用，成为生物科学家开展相关实验研究的重要工具，推动了生物科学在微观层面研究的深入发展[2,3]。

在原子物理方面，光镊技术同样发挥着重要作用[4–6]。在原子捕获方面，光镊技术从最初实现单个基态冷却原子的制备起步，经过多年探索与技术迭代，逐步发展出一系列关键技术，包括确定性原子填充、按需排布、按需移动、可扩展制备以及里德堡相互作用等。依托这些技术，科研人员可以构建中性原子阵列，并在此基础上开展量子模拟研究[7,8]。

基于量子力学与经典力学的基本理论框架，微观粒子遵循量子力学规律，而宏观物体则遵循经典力学规律。在物质波理论中，物质波波长 λ 与物体的动量 p 呈反比关系，即 $\lambda = h / p$，h 是普朗克常数。宏观物体由于具有较大的动量，其对应的物质波波长极短，量子效应难以观测。由于 $p = Mv$，M 是物理的质量，v 是物体的运动速度，通过降低物体的运动速度，能够减小其动量，进而增大物质波波长。由此推测，若将宏观物体的运动速度降低至足够低的临界值，宏观物体有望观察到量子行为，从而探索量子力学与经典力学的边界。

截至目前为止，科研人员通过基于光学腔和主动反馈的冷却方案，已成功实现将光悬浮纳米粒子的质心运动冷却至量子基态[9–12]。有些方案不仅能够对纳米粒子的质心运动进行控制，还能对其旋转和扭摆运动实现精准操控[13–17]，甚至能够同时冷却质心运动和旋转运动[18,19]，展现出光镊技术在微观粒子多自由度操控方面的强大能力。

光悬浮纳米粒子核心优势是能够实现与外界环境的有效隔离，最大程度地减少外界干扰，为探究宏观物理现象提供了理想的实验平台。在悬浮技术的发展过程中，除光镊技术外，科研人员还借鉴了保罗阱[20]和磁悬浮[21]技术。这两种方案能够有效避免光引起的热效应，并且极大地拓展了悬浮粒子的种类范围，从最初的二氧化硅粒子拓展至磁铁、金属、金刚石、石墨烯、液滴以及超流体氦等多种物质[22–31]。

另外，悬浮粒子的平移和旋转运动能够与粒子内部自由度实现耦合，这种耦合作用为科研工作者提供了一种新的研究思路。声子、磁振子、激子以及电子自旋等内部自由度与平移、旋转等外部自由度有机结合，有望实现对悬浮粒子更全面、精细的操控，将控制范围拓展至悬浮粒子的所有自由度，为探究宏观量子叠加态奠定了基础。

在传感领域，悬浮系统也展现出巨大的应用潜力。特别是在重力、压力以及电场和磁场传感等方面，利用悬浮系统开展超高灵敏度的检测，可显著提升测量精度[32–42]，为商业传感应用带来新的发展契机，推动相关产业的技术升级与创新发展。

1.1 真空光悬浮纳米粒子的系统构型

在真空光悬浮纳米粒子系统中，光阱构型的设计直接决定了粒子的捕获稳定性与测量精度。因此，如何通过抑制的不利影响，成为光悬浮纳米粒子系统设计的核心挑战。以下将介绍几种常见的捕获方式。

1.1.1 双光束光阱

为降低散射力带来的不利影响，特别是在处理大粒子的情况下，一种巧妙的方法是采用两束反向传播的光束，并使其重叠且聚焦于同一点，为了避免两束光产生干涉，需要使两束光的频率不同，偏振互相垂直。如此一来，两束光产生的散射力相互抵消，而梯度力则构建出一个稳定的三维势阱。2010 年，Li 等人运用这种装置，成功测量了直径为 4.7 μm 二氧化硅微球布朗运动的瞬时速度[43]。

1.1.2 光学腔驻波光阱

另一种抵消散射力的方法是利用光学腔中的驻波来俘获粒子，在光学腔内，光在两个方向传播并不断在镜子间反射叠加形成驻波，光的驻波场是由沿相反方向传播、频率和振幅相同的相干光波叠加形成的。如此一来，散射力的时间平均值趋于零。不过，在这种情形下，腔内光场为具有高斯横向轮廓的驻波。基于此，梯度力会致使粒子被困在特定的波腹位置，2010 年，P. Zoller 等人首先提出了用光学腔中的驻波来俘获纳米粒子的方案[44]。由于光学腔内腰斑相对较大，该腔光阱展现出很强的轴向约束能力，而其径向约束能力比较弱。此外，具有超高精细度的光学腔，除了用于俘获粒子，还可以用于反馈冷却粒子的质心运动[45–48] 。

1.1.3 单光束光阱

而单光束捕获结构由于其结构简单，且容易操作，因此在实验上较多使用。考虑基模高斯光场，聚焦后腰斑的大小与数值孔径 *NA* 的关系为：

$$NA \simeq \frac{\lambda_0}{\pi\omega_0} \tag{1.1}$$

可以看出数值孔径越大，光束聚焦后产生的腰斑越小，进而产生更大的梯度力，使粒子的俘获状态更加稳固。基于这一原理，使用高数值孔径的物镜或者非球面镜聚焦单光束，同样具备捕获纳米粒子的能力。2013 年，Romain Quidant 研究小组便首次借助高数值孔径的物镜聚焦激光，成功实现了纳米颗粒在真空中的俘获[35]。此方法所形成的光阱结构相对简单，操作实现过程也较为容易。因此，利用高数值孔径的物镜或非球面镜聚焦单光束来捕获纳米粒子，成为了最为常用的方法[9,15,49,50]。

1.2 质心运动控制

在现代物理学的前沿探索中，宏观量子力学作为一个极具挑战性的研究领域，他的发展依赖于低温环境的控制、高精度测量技术等众多关键技术与基础实验的突破。其中，将悬浮粒子的质心运动成功冷却到量子基态这一成果，对于宏观量子力学领域的构建起着至关重要的作用。正因如此，它始终是真空光镊技术所追求的核心目标之一。

截至目前，国际上众多科研小组已经在实现悬浮粒子质心运动的基态冷却方面取得了阶段性的显著成果。从冷却机制的角度出发，当前所采用的冷却方案大致可

归纳为两类：主动反馈冷却与被动反馈冷却。主动反馈冷却机制凭借其对系统状态的实时监测以及基于反馈控制原理的主动干预能力，能够依据粒子运动状态的实时变化，精准且及时地施加相应的调控作用，从而冷却粒子的运动并最终达到量子基态。而被动反馈冷却机制则是使得粒子自发地朝着量子基态进行冷却，无需外部进行实时的主动干预操作。

1.2.1 主动反馈冷却

主动反馈冷却依赖于对粒子运动信息的探测，探测的结果通过控制回路用于降低粒子的机械能。主动反馈的效率取决于三个因素：光子反冲的测量、最优的反馈控制以及高的探测效率。测量不精确和测量反作用之间的权衡从根本上受到海森堡极限的约束，它限制了主动反馈冷却的下限。近年来科学家们对这三个参数反复优化，实现了接近海森堡极限的测量。

1.2.1.1 光动量反馈冷却

在 2011 年，李统藏等人利用双光束系统成功捕获了尺寸为 3 μm 的粒子[51]。在实验过程中，首先借助光学探测获取纳米粒子的位置信号，随后基于这一位置信号进一步计算出粒子的瞬时速度。接着，通过在三个正交的 532 nm 光束轴线上产生的散射力，对粒子施加与运动方向相反的作用力，从而实现反馈冷却。为了达到最佳冷却效果，散射力的方向必须与粒子质心运动的速度方向相反。因此，在实验中需要精确调控 532 nm 光束的方向，确保施加在粒子上的散射力方向与粒子的瞬时速度方向完全相反，从而构建出了一种能够有效冷却粒子质心运动的反馈机制。

经过精细的实验操作和参数优化，在环境气压为 5.2×10^{-5} mbar 的条件下，成功实现了对粒子质心运动在三个维度上的冷却，冷却后的温度分别达到了 150 mK、1.5 mK 和 68 mK。在冷却至最低温度的方向上，对应的声子数为 3400。

1.2.1.2 参数反馈冷却

散射力的作用方向沿光束传播方向，这一特性决定了在光动量反馈冷却方式下，针对粒子每个质心运动方向，都需要单独配备相应的冷却激光，以满足对三个质心运动方向的有效控制。然而，光场梯度力的方向始终指向光阱的中心，基于这一特性，可以利用一束激光实现对粒子所有三个质心运动方向的冷却，参数反馈冷却便是运用了梯度力这一特性来对粒子的运动进行冷却操作。

参数反馈中的“参数”是指谐振子的相关参数，在光镊悬浮纳米粒子系统中，参数反馈是通过反馈控制捕获光的光强来实现对纳米粒子运动状态的控制的。纳米粒子在光阱中可以视作一个三维的谐振子，粒子的机械能时保持不变的，但是机械能不断地在动能和势能之间转换，当粒子运动到零点时，粒子的动能最大，势能为 0；当粒子运动到极点时，粒子的动能为 0，势能最大。由于可以通过调节光强来调节势阱深度，因此当光强改变时，粒子的势能会相应的变化，但动能不受影响。也就是说可以通过降低光强来降低粒子的机械能，但是为了保证粒子的持续俘获，光强不能一直降低，因此需要在适当的时候补回来，最佳的方案就是在粒子运动到极点的时候降低光强，粒子运动到零点的时候将光强补充回来，这是因为在极点的时候对光强对机械能的影响最大，而在零点的时候势能为 0，因此增加光强不会增加机械能。反复进行这个操作就可以不断降低粒子的机械能，从而实现冷却。这个功率调节过程对应于一个方波信号，在粒子质心运动的一个运动周期内经过两次极点，两次零点，因此方波频率是粒子质心运动频率的二倍，因此可以使用二倍频的方波信号进行功率调制来时实现参数反馈冷却，且只有在最合适的相位条件下，才能够实现最高效的冷却效果。

在实验上，首先需要对粒子在三个运动方向上的运动信号进行精确测量，获取准确的信号数据是后续有效调控的基础。随后，针对这三个方向的运动信号分别进行倍频和相移处理，经过这样的信号处理后，再将三个反馈信号进行叠加，最终利用叠加后的信号对捕获光的功率进行调制。得益于三个方向的频谱在频域中是相互分离的这一特性，使得三个信号之间不存在交叉耦合现象，即调制其中一个信号并不会对其他信号产生干扰，从而保证了整个冷却过程的稳定性与精确性。

2012 年，Lukas Novotny 团队开展了利用参数反馈冷却来冷却纳米粒子的实验研究[49]。他们采用具有高数值孔径的物镜对激光进行聚焦，成功捕获了直径为 70 nm 的小球。在环境气压为 2.5×10^{-6} mbar 的情况下，该团队成功地将其中一个质心运动方向冷却到了 50 mK。

2016 年，Lukas Novotny 团队进一步对冷却方案进行优化改进[52]。他们在室温的实验环境下利用锁相环技术对信号进行滤波和反馈，成功地将纳米粒子冷却到了 450 μK，对应的声子占据数为 63。

1.2.1.3 静电力反馈冷却

静电力反馈冷却是一种利用静电力对光悬浮纳米粒子进行主动控制和冷却的技术，通过反馈系统实时调整电场力，抑制粒子的运动，从而实现纳米粒子的冷却。

2021 年，Lukas Novotny 的研究小组在环境温度为 60 K 的条件下，利用电反馈冷却技术，针对纳米粒子在一维方向上的运动进行冷却操作[11]，将纳米粒子在该维度上冷却到声子占据数 0.65 的状态，纳米粒子在该维度上的运动状态已达到量子基态。

1.2.2 被动反馈冷却

除了主动反馈冷却方式外，被动反馈冷却同样是一个值得深入探究的重要方向，腔冷却是目前唯一的被动冷却方式。与主动反馈冷却有着本质区别的是，被动反馈冷却的冷却过程不受检测效率以及电子噪声等因素的影响，所以理论上来说，被动冷却能达到更好的冷却效果。

2012 年，Markus Aspelmeyer 在室温环境下，成功地将光学捕获的纳米颗粒在一个维度上冷却到了 12.2 μK，对应的声子占据数为 0.43，已经达到量子基态[9]。虽然悬浮纳米粒子的一维基态冷却已经进入量子领域，为了克服交叉耦合和退相干效应，量子基态冷却还需要扩展到更多的维度。2023 年，Lukas Novotny 团队通过腔冷却技术成功实现了光学悬浮纳米粒子的二维基态冷却[10]。他们借助光学腔模式的相干散射特性，对两个相互独立的质心模式进行精准调控，使得这两个质心模式的声子占据数分别降至 0.83 与 0.81。此外，该成果还为实现物体的三维基态冷却提供可行性。

1.3 旋转自由度控制

除了质心的运动外，光学悬浮纳米粒子还有其他的运动维度。对于纳米哑铃等非球形颗粒，还可以控制它的扭转和旋转运动等。

1.3.1 扭转运动控制

2016 年，李统藏研究小组首次通过实验观察到真空中光学悬浮的非球形纳米粒子的扭转现象[53]。该实验利用光子的自旋角动量与非球形纳米粒子的扭转振动之间的耦合，实现了纳米粒子的扭转。真空光悬浮的非球形纳米粒子有望成为一种超灵敏的纳米天平，其扭矩检测灵敏度可达$10^{-29}\,Nm/\sqrt{Hz}$ 。

2023 年，Lukas Novotny 研究小组通过实验证明了光学悬浮二氧化硅纳米颗粒团簇的振动频率具备可调性[54]。这种可调性主要通过对捕获光的偏振状态进行精确调控来实现，并且该过程与质心运动相互独立，不受其干扰。这一成果为光学悬浮纳米粒子的精准操控与应用开辟了新的路径。

1.3.2 旋转运动控制

2017 年，James Millen 研究小组利用双光束干涉形成驻波光场，成功实现了对二氧化硅纳米棒的稳定捕获[14]。在此基础上，该小组进一步通过对捕获光束偏振态的精确调控，实现了对纳米棒方向的有效控制。借助椭圆偏振光所施加的辐射压力，能够使纳米棒按照预定频率进行旋转。当采用线偏振光时，纳米粒子的长轴会趋向于与线偏振方向保持一致，在低气压环境下，一旦纳米粒子与空气分子发生碰撞，致使粒子方向偏离极化方向，此时恢复力便会促使粒子产生扭摆运动。当使用圆偏振光时，光的自旋角动量会转换为粒子的机械角动量，从而使纳米棒以超过 1 MHz 的转速高速旋转。2018 年李统藏研究小组利用圆偏振激光驱动直径仅为 170 nm 的纳米哑铃，成功实现了超过 1 GHz 的高速旋转[16]。同年，Lukas Novotny 小组在低于 10^{-5} mbar 的气压下，观察到纳米粒子的旋转频率超过 1 GHz[13]。并且，该小组通过实验发现，稳态旋转频率与光捕获功率呈现出线性关系，而与气压成反比，这一实验结果与基于角动量守恒原理的理论相吻合。2020 年，李统藏小组报道了纳米粒子超过 5 GHz 的旋转频率[15]。然而，随着旋转速度的大幅提升，纳米颗粒质心的运动幅度显著增大，进而导致其旋转稳定性受到影响。为解决这一问题，2021 年我们研究小组采用参数反馈冷却技术，对粒子在三个质心运动方向上的振动进行有效冷却从而稳定粒子质心运动，成功使粒子达到 6 GHz 的旋转速度，这一速度是目前世界上公开报道的最高旋转速度[17]。值得注意的是，对于一个细长物体而言，其旋转方式存在两种典型模式，既可以像螺旋桨一样绕着自身短轴旋转，也能够像陀螺一般绕着长轴旋转。此前众多研究主要聚焦于沿光学悬浮纳米粒子短轴方向的旋转与振动研究。直至 2024 年，Lukas Novotny 小组报道了沿长轴旋转的光学悬浮纳米哑铃，其旋转速率超过 1 GHz [55]。

从理论上来讲，非球形纳米粒子的质心运动与扭转运动有可能同时进入量子态，但实现这一目标需要同时对纳米粒子的所有运动状态同时进行冷却。2020 年，李统藏研究小组采用光动量反馈冷却方法，成功实现了对纳米粒子 5 个自由度的同时冷

却，包括 3 个质心运动自由度以及 2 个扭转运动自由度。唯一没有冷却的自由度是纳米哑铃绕其长轴的旋转。到了 2023 年，P. F. Barker 研究小组运用腔冷却方法，成功冷却了纳米粒子所有的平移和旋转自由度。

此外，2018 年 Hendrik Ulbricht 等人开展了关于团簇悬浮纳米粒子在真空中动力学特性的实验研究[56]。他们除了观察到常规的平移和旋转运动外，还发现了被捕获粒子由于光转矩诱导而产生的进动和章动现象。同年，S.H. Simpson 小组针对一个微球在几乎近轴、圆极化高斯真空阱中的运动展开研究。通过实验观察到微球从平衡位置的明显偏离，证明了横向自旋力的存在，而这一横向自旋力源于光动量的相应分量[57]。2023 年，James Mille 小组在两个平行且反向传播的线性偏振聚焦光束所形成的干涉场中，成功产生横向轨道角动量，并利用该角动量实现了对硅纳米棒的悬浮操控，同时产生扭矩驱动其进行纵向旋转[58]。

1.4 光致发光纳米粒子

光致发光是指物质在光的照射下吸收光子能量，电子跃迁到激发态，随后返回基态时以光的形式释放能量的过程。在生物医学领域，光致发光纳米粒子可作荧光探针，减少干扰，提高成像分辨率；在环境监测中能基于光致发光变化检测污染物；在光学通信领域有望开发新型光器件，提升通信效率。而光悬浮不仅有利于研究孤立状态下光致发光纳米粒子的性质，还克服了传统研究中光致发光纳米粒子易受外界环境干扰的难题。光悬浮技术与光致发光纳米粒子研究的结合，开启了一个全新的研究领域，能够在更纯净的环境中探究光致发光纳米粒子的特性与行为。其中，光悬浮稀土掺杂纳米粒子和 NV 色心纳米金刚石为近年来的重点研究方向。

1.4.1 稀土掺杂纳米粒子

纳米粒子外部运动的质心运动基态冷却是探索物质微观行为的关键，然而，纳米粒子内部温度的精准控制同样重要。悬浮纳米粒子的内部温度对系统的测量灵敏度和退相干性起着至关重要的作用。

1929 年，Peter Pringsheim 提出将反斯托克斯荧光用于光学制冷[59]。1995 年实现了稀土掺杂固体的反斯托克斯荧光激光冷却[60]。当辐射光子的能量超过被吸收光子的能量时就会导致冷却，因为这种能量差必须通过声子吸收来补偿。自 1995 年首次实验观测以来，在多种低声子玻璃和晶体中掺杂 Yb^{3+}、Er^{3+}、Tm^{3+}和 Ho^{3+}离子，实

现了固体的激光冷却[61–67]。由于激发态吸收会导致非辐射衰变从而产生热量，而 Yb^{3+} 离子只有一个激发态，不受激发态吸收的影响，因此 Yb^{3+}离子是最适合激光冷却应用的稀土离子。2017 年，P. F. Barker 研究小组通过反斯托克斯荧光冷却将悬浮的 Yb^{3+}: YLF 纳米晶体冷却到了 130K[68]。2021 年，Yb^{3+}: $NaYF_4$ 光悬浮纳米粒子被激光冷却 241 K[69]。2023 年，张宝宝等人通过 Er^{3+}离子的发光测定了真空中光学悬浮纳米粒子的内部温度，并且证明真空悬浮纳米粒子的内部温度与质心运动之间存在耦合关系[70]。

1.4.2 NV 色心纳米金刚石

NV 色心是金刚石中的一种发光缺陷。一个氮原子取代金刚石中的碳原子，并且在临近位置有一个空位，这样的缺陷被称为 NV 色心。NV 色心金刚石凭借其独特量子特性，在多个前沿领域应用广泛。在量子信息处理领域，NV 色心自旋态充当量子比特用于构建量子计算机，实现信息存储与处理，它的单光子发射特性可以用于量子通信；在高灵敏度传感领域，对磁场的高敏性可以用于生物磁信号检测及地质弱磁勘探，荧光对温度的响应可用于微纳热管理与生物医学热成像；在生物医学领域，纳米金刚石良好的生物相容性，使 NV 色心可以用于细胞内成像追踪及疾病早期生物标志物检测。

而真空悬浮的 NV 色心金刚石在此基础上优势更为明显。通过光悬浮技术在真空环境中悬浮 NV 色心金刚石，可以大幅降低环境干扰，减少周围气体分子碰撞等影响，延长 NV 色心量子态退相干时间，为量子信息处理提供更稳定量子比特。此外，NV 色心金刚石作为宏观物体有机会实现量子叠加态，为探索量子力学与经典物理的边界提供新的平台，光悬浮技术与 NV 色心量子特性结合还可以实现更精确量子操控，如在量子通信中精准控制单光子发射提高密钥分发效率与安全性。并且，真空悬浮条件有利于更精确地研究引力与量子力学相互作用，还能凭借稳定量子态与低干扰环境高精度测量基本物理常数。

2012 年，Viva R. Horowitz 等人利用光镊装置实现了纳米金刚石在溶液中的三维控制[71]。2015 年，Levi P. Neukirch 等人首次在真空环境中俘获了包含单个 NV 色心的纳米金刚石[25]。2016 年，李统藏研究小组运用光镊技术悬浮纳米金刚石，并在低真空条件下，通过电子自旋手段对其内部的 NV 色心进行精确控制，他们发现当空气压力逐渐降低时，电子自旋共振的强度呈现出增强的趋势。不仅如此，该研究小组还利用电子自旋共振技术测量了悬浮纳米金刚石的绝对内部温度[26]。光悬浮纳米

金刚石会吸收捕获光的热量，在高气压环境下，空气分子能够有效地将这部分多余的热量进行消散，从而维持系统的热平衡。然而，在低气压环境中，热量难以有效散发，纳米金刚石会因持续吸收热量而温度升高，直至结构遭到破坏。2018 年 P. F. Barker 等人将块状的高纯度金刚石研磨成纳米金刚石，相比商用的纳米金刚石，将研磨纯度提高了 1000 倍，从而大大降低了真空悬浮纳米金刚石对捕获光的吸收，进而提高了真空光悬浮纳米金刚石所处环境的真空度[72]。同年，T. Delord 研究小组和 Romain Quidant 研究小组分别用环形保罗阱和针尖保罗阱对 NV 色心纳米金刚石进行了捕获，避免了粒子在光阱中受到光损伤[27,28]。2022 年，Loïc Rondin 等人利用光学悬浮纳米金刚石中 NV 色心独特的自旋特性，同时测量了纳米金刚石的内部温度和质心能量，并发现内部温度和质心能量之间的耦合仅受纳米金刚石形状的微弱影响[73]。2024 年，李统藏研究小组使用一个表面芯片保罗阱对 NV 色纳米金刚石进行了捕获，并首次实现了高真空环境下的光探测磁共振，在 5×10^{-5}Torr 的气压下粒子的温度始终稳定在 350K，表明在超高真空下这种捕获方式不受加热的影响。芯片上的旋转交流电场还可以驱动金刚石旋转到 20 MHz，并观察到了旋转产生的贝尔相，实现了高真空中旋转 NV 色心的量子控制[74]。

1.5 多粒子系统及相互作用

为了研究多粒子物理，需要将系统拓展到多粒子系统，实现多个粒子的悬浮面临着诸多挑战。其中，同时构建多个光阱便是一大难题，而更为复杂的是，对这些光阱中所包含粒子之间相互作用的控制。这要求在光阱构建技术上具备高度的精确性与稳定性，还需要深入理解并有效调控粒子间复杂的相互作用力，以满足研究多粒子体系独特物理特性与行为的需求。

2022 年，维也纳大学的 Uroš Delić 研究小组取得了重要成果。他们成功证明了悬浮于不同光阱中的两个二氧化硅纳米颗粒之间，存在着可控的光诱导偶极子相互作用，这种相互作用既能表现为吸引，也能呈现出排斥状态。此外，该团队还通过对偏振的精确调节关闭光诱导偶极相互作用，进而观察到了两个带电粒子之间的静电相互作用[75]。同年，Lukas Novotny 研究小组实现了对两个光阱中粒子的频率和位置进行独立探测，并且能够同时对两个粒子的三维质心运动进行冷却。他们所采用的这一方案具有良好的扩展性，为后续拓展到多粒子系统的研究奠定了坚实基础[76]。同样在 2022 年，K. Dholakia 等人先是对一个纳米粒子进行冷却，而后借助光诱导的

偶极子相互作用，实现了对相邻粒子的同时反馈冷却[77]。2023 年，P. F. Barker 研究小组和 Tracy E. Northup 研究小组均采用保罗阱来悬浮两个带电的二氧化硅纳米粒子。先对其中一个纳米粒子进行反馈冷却，然后利用库仑相互作用直接与第二个纳米粒子耦合，最终达成了交感冷却的效果[78,79]。2024 年，Lukas Novotny 研究小组展示了真空中纳米颗粒之间的腔介导相互作用。这种相互作用源于空间上相互分离的粒子在腔内散射光子时所产生的强耦合[80]。

1.6 论文主要工作

本论文根据目前真空光悬浮纳米粒子的研究前景，重点开展了纳米粒子阵列构建等一系列研究。通过构建高数值孔径物镜聚焦的光镊阵列，实现了纳米粒子阵列的稳定捕获和按需组装，成功驱动了纳米哑铃结构的高频旋转，探索了光致发光纳米粒子阵列中 Janus 复合纳米粒子的组装技术，实现了两种不同纳米材料的识别、测量与合成。以下是各章内容的具体介绍：

在第二章中，深入探讨了真空光捕获纳米粒子的原理，从几何光学、瑞利近似和洛伦兹-米氏散射理论三个不同角度对光与纳米粒子的相互作用进行了分析。此外，还推导了质心运动的运动方程，分析了阻尼率与气压的关系，并提出了纳米粒子尺寸拟合的方法。同时，介绍了纳米粒子的旋转和扭转运动原理及其相关公式。最后，探讨了利用稀土掺杂纳米粒子进行测温的方法以及反斯托克斯冷却技术。

在第三章中，详细介绍了真空光镊系统的搭建过程。首先，阐述了捕获光系统的搭建，包括功率的粗调、光斑扩束、AOM 的搭建方法以及利用 AOM 进行功率细调以及功率稳定的方法、光纤耦合、望远镜系统以及 AOD 的搭建、光束与物镜的耦合等关键步骤。接着，介绍了利用平衡零拍探测器测量质心运动的方法。此外，还介绍了光谱探测方法，用于分析纳米粒子的光致发光特性。本章还详细介绍了真空系统的设计，包括真空腔体的结构、真空泵的选择和真空度的控制等。最后，探讨了纳米粒子的加载方式，重点介绍了雾化器加载和电喷雾加载两种方法。

在第四章中，通过实验研究，展示了在真空中利用光镊阵列实现纳米粒子按需组装的方法。首先，利用高数值孔径物镜在竖直方向向上聚焦激光，构建了光镊阵列。紧聚焦的光镊产生较大的梯度力用于捕获纳米粒子，同时利用重力补偿散射力和光泳力，提高了捕获的稳定性。通过引入辅助光，实现了纳米粒子的移动和重新排列，从而能够根据实验需求精确构建特定结构的纳米粒子阵列。此外，运用独立

的探测光监测阵列中每个纳米颗粒的运动，实时获取其位置与其他运动模式信息。最后，选取两个无扭摆信号的纳米颗粒，原位合成一个哑铃形纳米粒子，并成功驱动该纳米哑铃实现 GHz 频率的旋转。

在第五章中，介绍了在真空悬浮光致发光纳米粒子阵列中组装 Janus 复合纳米粒子的实验研究。首先，完成了两种光致发光纳米粒子（NV 色心纳米金刚石和 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子）的光悬浮、识别和运动测量。通过测量各纳米粒子的光致发光光谱，利用其光谱特异性实现了对每种纳米粒子的识别。在此基础上，挑选单个 NV 色心纳米金刚石和 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子，将它们组装成 Janus 复合纳米粒子。该复合粒子中的 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子带动 NV 色心纳米金刚石进入更低的真空环境并保持发光，提高了 NV 色心在真空中的表现。

2 光悬浮纳米粒子的基本原理

2.1 真空光悬浮纳米粒子的工作原理

真空光悬浮技术凭借光与物质相互作用，实现对纳米粒子的捕获，这一过程背后蕴含着复杂的物理过程，同时涉及多个不同的理论模型。如果物体尺寸远大于捕获光的波长，可以用几何光学来描述。如果粒子的大小比捕获光束的波长小得多，粒子可以视为一个偶极子，适用于瑞利近似。而洛伦兹-米氏散射理论适用于颗粒尺寸与光波长相近的情形。以下将分别对三种模型进行详细论述。

2.1.1 几何光学

在几何光学的模型中，如果粒子从光束的焦点沿轴向移动，粒子的折射使光子的传播方向发生改变，从而粒子获得来自于光子的反冲动量，这给物体施加了一个反向的作用力，即恢复力，将其推回到平衡位置，如图 2-1 (a)和(b)所示。同样，在径向方向，如果粒子远离光束轴线的中心，由此光子动量的变化也会对物体施加一个力，把它拉向光束轴，如图 2-1 (c)所示。因此，在平衡位置附近，光镊表现出将粒子拉回平衡位置处的趋势。在不考虑反射条件下，在平衡位置光子进入和离开粒子时，波长和传播方向均不发生变化，光子没有动量的改变，因此光场焦点位置即为粒子的平衡位置，如图 2-1 (d)所示[81–83]。

然而在实际情况下，光子在粒子上的反射也需要被考虑。光子在粒子上反射时，会对粒子施加一个沿光束传播方向的力，这个力有将粒子推出光阱的趋势。为了稳定地捕获粒子，恢复力就需要大于这个反作用力。

反射光的强度可以根据菲涅尔公式（Fresnel equations）得出。根据菲涅尔公式，对于垂直偏振（s-polarized）和平行偏振（p-polarized）的激光，反射系数 R_s 和 R_p 分别为：

$$R_s = \left| \frac{n_m \cos\theta_1 - n_p \cos\theta_2}{n_m \cos\theta_1 + n_p \cos\theta_2} \right|^2 \tag{2.1}$$

$$R_s = \left| \frac{n_p \cos\theta_1 - n_m \cos\theta_2}{n_p \cos\theta_1 + n_m \cos\theta_2} \right|^2 \tag{2.2}$$

其中 n_p 是粒子的折射率，n_m 是介质的折射率，θ_1 是入射角，θ_2 是入射角。

当两种介质的折射率差异较大（即相对折射率 $m = n_p / n_m$ 较大）时，反射系数 R_s 和 R_p 会显著增加，这意味着反射光的强度也会增加，从而增大将粒子推出光阱的力。对于垂直偏振和水平偏振的激光，透射系数分别为：

$$T_s = 1 - R_s \tag{2.3}$$

$$T_p = 1 - R_p \tag{2.4}$$

由公式(2.3)和公式(2.4)可以看出，当折射率差异较大时，反射系数增加，透射系数减少，折射光的强度减弱，这意味着将粒子拉回势阱中间的恢复力会减弱。因此，相对折射率越小，光镊越容易稳定地俘获粒子。因此，要实现稳定俘获，应尽量选择折射率较低的粒子。

尽管几何光学能够直观地展现光线与粒子之间的相互作用过程，在处理尺寸相对较大、形状规则且光与粒子相互作用可主要通过几何光学规律来描述的情况时颇具优势，但它忽略了光的波动性以及众多基于电磁理论的微观物理过程。因此，当面对尺寸极小的纳米粒子或者光的波动性起主导作用的情况，该模型的准确性就会大打折扣，无法准确地描述光与粒子相互作用的真实物理过程，此时需要结合其他考虑电磁波动性的模型，如米氏理论或瑞利近似，进行综合分析。

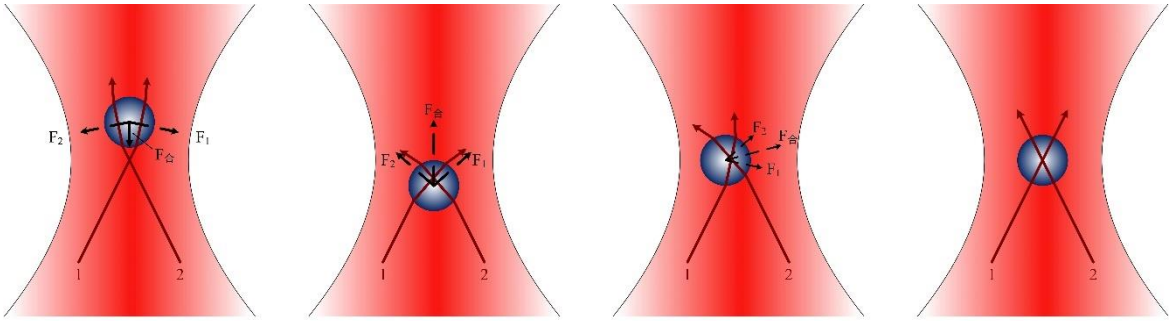


图 2-1 光镊俘获粒子几何模型原理图

Fig. 2-1 Schematic diagram of the geometric model for particle trapping by optical tweezers

2.1.2 瑞利近似

与几何光学不同，瑞利近似适用于描述光与尺寸远小于光波长的微小颗粒间的相互作用。当外部电场以时间谐波形式振荡时，粒子内部感应产生的偶极子会随之

振荡。此时，粒子宛如一个振荡的电偶极子，对光进行相干散射，其具体的辐射模式则取决于光的偏振状态[84,85]。由于光场是时谐场，其电场形式可以表示为：

$$\vec{E}(\vec{r},t)=Re[\vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t}] \tag{2.5}$$

当光照射到纳米粒子上时，光的电场 $\vec{E}$ 会使纳米粒子内部的电荷分布发生变化，从而产生感应电偶极矩 $\vec{p}$ 。根据电动力学理论，感应电偶极矩 $\vec{p}$ 与光场的电场强度 $\vec{E}$ 成正比，即：

$$\vec{p}=\alpha\vec{E} \tag{2.6}$$

其中，α 为纳米粒子的极化率，它与纳米粒子的材料属性、形状以及周围介质的性质有关。对于各向同性的球形纳米粒子，在非磁性介质中，其极化率 α 可由克劳修斯-莫索蒂方程给出：

$$\alpha=4\pi\varepsilon_m R^3\frac{\varepsilon_p-\varepsilon_m}{\varepsilon_p+2\varepsilon_m} \tag{2.7}$$

ε_0 是真空介电常数，ε_m 为周围空气的介电常数，ε_p 是纳米粒子的介电常数，R 是纳米粒子的半径。

由于在光学频段，对于大多数透明介质，相对介电常数 ε 与折射率 n 满足 $\varepsilon=n^2$（光学近似），此时极化率方程可写成：

$$\alpha=4\pi\varepsilon_0 n_m^2 R^3\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right) \tag{2.8}$$

如图 2-2 所示，设想有一个半径为 R 、折射率为 n_p 的纳米球，受到一束沿 z 轴正方向传播的激光束照射。该激光功率为 P ，纳米球悬浮于折射率为 n_m 的介质中。此激光束为线偏振高斯光 TEM_{00} 模，偏振方向与 x 轴平行，其束腰半径为 ω_0 ，激光束中心处于坐标原点位置，而纳米球的中心坐标为 $\vec{r}=(\vec{x},\vec{y},\vec{z})$ 。

高斯光束沿 z 轴的光斑大小为：

$$\omega(z)=\omega_0\sqrt{1+\left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \tag{2.9}$$

其中 $z_R=\pi\omega_0^2/\lambda_m$ 是瑞利长度，为光束束腰半径增加 $\sqrt{2}$ 倍的位置到束腰的距离。

高斯光束的空间强度分布为：

$$I\left(x,y,z\right)=I_0e^{-\frac{2\left(x^2+y^2\right)}{\omega^2}}=\frac{2P}{\pi\omega_0^2+\lambda_{md}z}e^{-\frac{2\pi\left(x^2+y^2\right)}{\pi\omega_0^2+\lambda_{md}z}} \tag{2.10}$$

其中 $I_0=2P/\pi\omega^2$ 表示光束束腰中心位置的光强，同时也是峰值光强 。

当激光聚焦于纳米粒子时，产生的光力可以分为两个 0 部分：一种是梯度力 $\vec{F}_{grad}\left(\vec{r}\right)$，与激光强度梯度成正比；第二种是散射力 $\vec{F}_{scat}\left(\vec{r}\right)$，它与激光强度成正比。梯度力对应于几何光学中的恢复力，而散射力则对应于几何光学中的反作用力。从力学性质上看，梯度力则是保守力，而散射力属于非保守力。梯度力构建起了纳米粒子的捕获势，使得纳米球有被束缚在特定区域的趋势；然而散射力却倾向于将纳米粒子从陷阱中推出。因此，要形成稳定的光阱，梯度力必须大于散射力。

梯度力是由光场强度梯度产生的力，其瞬时梯度力为[85]：

$$\vec{F}_{grad}(\vec{r},t)=\left[\vec{p}(\vec{r},t)\cdot\nabla\right]\vec{E}(\vec{r},t) \tag{2.11}$$

由于 $\nabla\vec{E}^2=2(\vec{E}\cdot\nabla)\vec{E}+2\vec{E}\times(\nabla\times\vec{E})$，而 $\nabla\times\vec{E}=0$，因此，

$$\vec{F}_{grad}(\vec{r},t)=\frac{1}{2}\alpha\nabla\vec{E}^2(\vec{r},t) \tag{2.12}$$

粒子在稳态时所受的梯度力是公式(2.12)的时间平均形式：

$$\vec{F}_{grad}(\vec{r})=\left\langle\vec{F}_{grad}(\vec{r},t)\right\rangle_T=\frac{1}{2}\alpha\nabla\left\langle\vec{E}^2(\vec{r},t)\right\rangle_T \tag{2.13}$$

由于 $\left\langle\vec{E}^2(\vec{r},t)\right\rangle_T=\frac{1}{2}\left|\vec{E}(\vec{r})\right|^2$，$I(\vec{r})=\frac{n_m\varepsilon_0c}{2}\left|\vec{E}(\vec{r})\right|^2$，其中 c 是真空中的光速，则：

$$V\left(\vec{r}\right)=\frac{2\pi n_mR^3}{c}\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)I\left(\vec{r}\right) \tag{2.14}$$

$$\vec{F}_{grad}\left(\vec{r}\right)=\frac{1}{2n_m\varepsilon_0c}\alpha\nabla I\left(\vec{r}\right)=\frac{2\pi n_mR^3}{c}\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)\nabla I\left(\vec{r}\right) \tag{2.15}$$

梯度力形成的捕获势为：

$$V\left(\vec{r}\right)=\frac{2\pi n_mR^3}{c}\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)I\left(\vec{r}\right) \tag{2.16}$$

纳米粒子作为振荡的电偶极子会向周围空间辐射电磁波，即产生散射光。由于散射过程中光的动量发生变化，从而对纳米粒子产生一个反冲力，即散射力 $\vec{F}_{scat}$。在偶极子近似下，散射力的表达式为：

$$\vec{F}_{scat}=\frac{n_m\sigma_{scat}}{c}\left\langle\vec{S}(\vec{r},t)\right\rangle_T=\hat{z}\frac{n_m\sigma_{scat}}{c}I(\vec{r}) \tag{2.17}$$

σ_{scat}是粒子的散射截面；$\vec{S}$是光场的 Poynting 矢量，表示光场的能量流密度；c 是光速。散射截面的表达式为：

$$\sigma_{scat}=\frac{k^4}{6\pi\varepsilon_0^2}|\alpha|^2 \tag{2.18}$$

其中$k=2\pi/\lambda$是波数。则激光对小球的散射力达式为[85]：

$$\vec{F}_{scat}(\vec{r})=\hat{z}\frac{128n_m^5\pi^5R^6}{3c\lambda_0^4}\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)^2 I(\vec{r}) \tag{2.19}$$

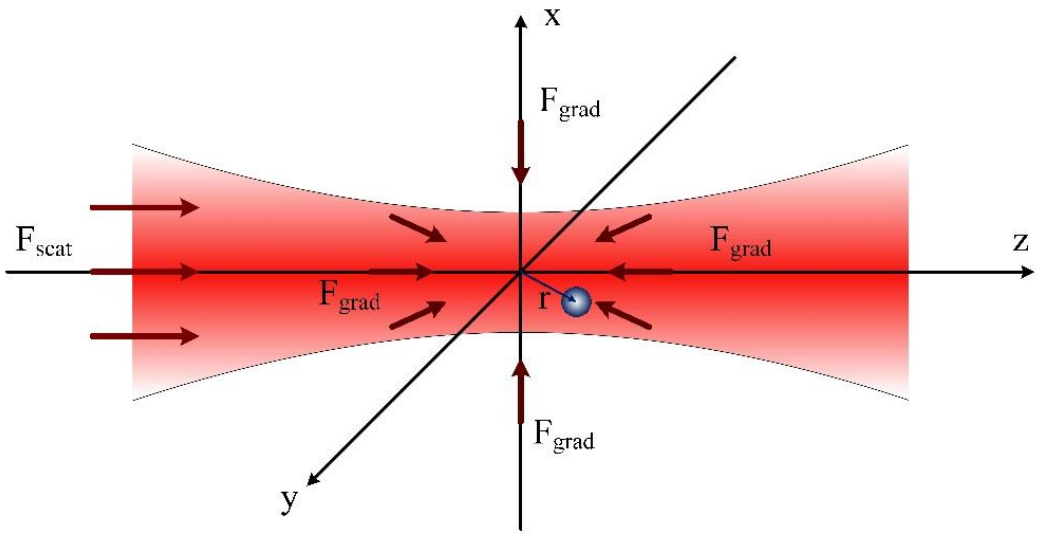


图 2-2 光镊俘获粒子瑞利模型原理图

Fig. 2-2 Schematic diagram of the Rayleigh model for particle trapping by optical tweezers

通常情况下，粒子的折射率大于环境介质的折射率，即$n>1$，在这种条件下，梯度力的各个空间分量均为负值，这意味着梯度力会促使粒子返回光束强度更高的区域。作用在纳米球上的总力可表示为$\vec{F}_{opt}(\vec{r})=\vec{F}_{scat}(\vec{r})+\vec{F}_{grad}(\vec{r})$。根据这个公式可以计算出在 z 轴的不同位置粒子的受力大小，正值表示受力沿 z 轴方向，负值表示受力沿 z 轴反方向，$\vec{F}_{opt}(\vec{r})=0$的点则为平衡位置。为了形成稳定的陷阱，沿 z 轴方向的力的最小值必须为负，否则，激光产生的力会持续推动纳米粒子向前移动，进而无法形成光阱。值得注意的是，散射力与纳米球半径的六次方（R^6）成正比，而梯度力与纳米球半径的三次方（R^3）成正比。因此，随着纳米粒子尺寸的减小，散射力的减小速度比梯度力快得多。这就表明，相较于较大的纳米球，较小的纳米粒子更容易实现稳定捕获。

得益于其简化的假设条件，瑞利近似在计算光力时相对简便，能够迅速给出在特定光场条件下纳米粒子所受力情况，这对于在理论研究初期进行定性分析，或是对简单系统进行初步设计时，是一种便捷且有效的理论工具。不过，瑞利近似的局限性也较为明显，由于其忽略了众多复杂的电磁过程，随着纳米粒子尺寸逐渐接近光波长，其计算结果与实际情况的偏差会逐渐增大，难以准确刻画光与颗粒相互作用中的细节信息，因而在处理这类情况时，其适用性不如洛伦兹-米氏散射理论等更精确的理论模型。

2.1.3 洛伦兹-米氏散射理论

洛伦兹-米氏散射理论尤其适用于颗粒尺寸与光波长相近甚至更大的情形。微球上的光力实际上来自激光的光子动量，因此可以通过计算微球散射光子的动量变化来获得。Nieminen 等人开发了一款 Matlab 程序，该程序能够基于洛伦兹 - 米氏散射理论进行相关计算[86]。入射场 $\mathbf{E}_{in}$ 和出射场 $\mathbf{E}_{out}$ 可以用入射和出射矢量球面波函数展开：

$$\mathbf{E}_{in}=\sum_{i=1}^{\infty}\sum_{j=-i}^{i}a_{ij}\mathbf{M}_{ij}^{(2)}(k\mathbf{r})+b_{ij}N_{ij}^{(2)}(k\mathbf{r}) \tag{2.20}$$

$$\mathbf{E}_{out}=\sum_{i=1}^{\infty}\sum_{j=-i}^{i}p_{ij}\mathbf{M}_{ij}^{(1)}(k\mathbf{r})+q_{ij}N_{ij}^{(1)}(k\mathbf{r}) \tag{2.21}$$

其中，$\mathbf{M}_{ij}^{(1)}(k\mathbf{r})$ 和 $N_{ij}^{(1)}(k\mathbf{r})$ 分别是出射方向的 TE 多级场和 TM 多级场，$\mathbf{M}_{ij}^{(2)}(k\mathbf{r})$ 和 $N_{ij}^{(2)}(k\mathbf{r})$ 分别是入射方向的 TE 多级场和 TM 多级场，a_{ij}，b_{ij}，p_{ij}，q_{ij} 为膨胀系数。沿轴向作用在微球上的光力为：

$$\begin{aligned}F_z=&\frac{2n_mP}{cS}\sum_{i=1}^{\infty}\sum_{j=-i}^{i}\frac{j}{i(i+1)}\mathrm{Re}(a_{ij}^{*}b_{ij}-p_{ij}^{*}q_{ij})\\&-\frac{1}{i+1}\sqrt{\frac{i(i+2)(i-j+1)(i+j+1)}{(2i+1)(2i+3)}}\\&\times\mathrm{Re}(a_{ij}a_{i+1,j}^{*}+b_{ij}b_{i+1,j}^{*}-p_{ij}p_{i+1,j}^{*}-q_{ij}q_{i+1,j}^{*})\end{aligned} \tag{2.22}$$

其中，

$$S=\sum_{i=1}^{\infty}\sum_{j=-i}^{i}\left(\left|a_{ij}\right|^2+\left|b_{ij}\right|^2\right) \tag{2.23}$$

综上所述，在描述真空光镊捕获纳米粒子的原理时，几何光学、瑞利近似和洛伦兹-米氏散射理论彼此关联、相辅相成。几何光学通过直观的光线传播和粒子相互作用的几何描述。瑞利近似则针对极小尺寸纳米粒子的情况，进行了合理简化。洛伦兹-米氏散射理论凭借其对光与粒子相互作用的精确数学描述，尤其适用于粒子尺寸与光波长相近的场景，能够精准刻画这类粒子与光的相互作用过程。这三种模型各有其独特的优势与局限性。在实际研究中，需依据纳米粒子的具体尺寸范围、研究场景的特殊需求以及对精度的要求，灵活运用这些模型，实现它们之间的协同配合。

2.2 质心运动

根据前面的章节可以知道，当一束激光经透镜聚焦后，会在焦点处形成一个三维光势阱，可用于悬浮微小粒子。在该势阱中，粒子会进行简谐运动，相当于一个三维谐振子，其质心运动具有三个方向的自由度，定义为 x、y，z。

2.2.1 功率谱密度

对于在空气中光悬浮的纳米粒子，任一运动方向的朗之万方程可写为：

$$m\ddot{\vec{r}}(t)=F_{rand}(t)-\gamma\dot{\vec{r}}(t)-k\vec{r}(t) \tag{2.24}$$

式中，m 是纳米粒子的质量，γ 为粒子运动的斯托克斯阻尼系数，ω_0 为粒子在某一方向的本征运动角频率，$\vec{r}(t)$ 是粒子质心的位置矢量，$F_{rand}(t)$ 是随机力，满足涨落-耗散定理，$-\gamma\dot{\vec{r}}(t)$ 为粒子受到周围环境阻尼力的表达式，$-k\vec{r}(t)$ 是粒子受到的光学力，其中 $k=m\omega_0^2$ 为弹性系数。

在长时间平均的情况下，利用涨落耗散定理，可以得到阻尼率 Γ 与斯托克斯阻尼系数 γ 的关系为 $\Gamma=\frac{\gamma}{m}$，则表达式(2.24)可以写为：

$$m\ddot{\vec{r}}(t)+m\Gamma\dot{\vec{r}}(t)+m\omega_0^2\vec{r}(t)=F_{rand}(t) \tag{2.25}$$

对位置矢量 $\vec{r}(t)$ 进行傅里叶变换，定义为：

$$\vec{R}(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}\vec{r}(t)e^{i\omega t}dt \tag{2.26}$$

其中 ω 为分析角频率。其逆变换为：

$$\vec{r}(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\vec{R}(\omega)e^{-i\omega t}d\omega \tag{2.27}$$

对速度和加速度的傅里叶变换分别为：

$$\int_{-\infty}^{\infty}\dot{\vec{r}}(t)e^{i\omega t}dt = i\omega\vec{R}(\omega) \tag{2.28}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty}\ddot{\vec{r}}(t)e^{i\omega t}dt = -\omega^2\vec{R}(\omega) \tag{2.29}$$

对方程（2.1）两边进行傅里叶变换：

$$m(-\omega^2)\vec{R}(\omega)+m\Gamma(i\omega)\vec{R}(\omega)+m\omega_0^2\vec{R}(\omega)=\vec{F}_{rand}(\omega) \tag{2.30}$$

整理可得：

$$\vec{R}(\omega)=\frac{\vec{F}_{rand}(\omega)}{m(-\omega^2+i\Gamma\omega+\omega_0^2)} \tag{2.31}$$

功率谱密度 $S_u(\omega)$ 定义为 $S_u(\omega)=\left\langle\left|\vec{R}(\omega)\right|^2\right\rangle$，$u=x,y,z$，由公式(2.31)可得：

$$\left|\vec{R}(\omega)\right|^2=\frac{\left|\vec{F}_{rand}(\omega)\right|^2}{m^2}\frac{1}{(-\omega^2+\omega_0^2)^2+(\Gamma\omega)^2} \tag{2.32}$$

$$S_u(\omega)=\left\langle\frac{\left|\vec{F}_{rand}(\omega)\right|^2}{m^2}\frac{1}{(-\omega^2+\omega_0^2)^2+(\Gamma\omega)^2}\right\rangle \tag{2.33}$$

根据涨落-耗散定理，$\left\langle\left|\vec{F}_{rand}(\omega)\right|^2\right\rangle=2m\Gamma k_BT$，其中是 k_B 玻尔兹曼常数，T 是温度。将其带入 $S_u(\omega)$ 的表达式中，可得：

$$S_u(\omega)=\frac{2\Gamma k_BT}{m}\frac{1}{(\omega^2-\omega_0^2)^2+\Gamma^2\omega^2} \tag{2.34}$$

根据方程(2.34)，可以对粒子运动的频域信号进行拟合，从而得到质心运动频率以及阻尼率，从而进一步得到粒子质心运动的质量因子 $Q=\omega_0/\Gamma$。

2.2.2 阻尼率

在空气中，粒子运动的阻尼率与空气分子热运动有关。假设空气分子在粒子表面均匀分布，并且空气分子热运动与粒子碰撞为弹性碰撞。根据动能定理，阻尼率可以写为[51]：

$$\Gamma=\frac{6\pi\eta R}{m}\frac{0.619}{0.619+Kn}(1+c_k) \tag{2.35}$$

式中，η为空气粘滞系数，R 为粒子半径，$Kn=\bar{l}/R$为克努森数。$\bar{l}$是空气的平均自由程：

$$\bar{l}=\frac{k_BT}{\sqrt{2}\pi d_m^2 p} \tag{2.36}$$

式中k_B是玻尔兹曼常数，T是环境温度，d_m是空气分子有效直径，p为空气气压。c_k是关于Kn的一个函数：

$$c_k=\frac{0.31Kn}{0.785+1.152Kn+Kn^2} \tag{2.37}$$

2.2.3 纳米粒子尺寸拟合

将公式(2.36)和(2.37)带入公式(2.35)可以得到阻尼率与气压的关系：

$$\Gamma=\frac{6\pi\eta R}{m}\frac{0.619}{0.619+\dfrac{k_BT}{\sqrt{2}\pi d_m^2 pR}}\left(1+\frac{0.31\dfrac{k_BT}{\sqrt{2}\pi d_m^2 pR}}{0.785+1.152\dfrac{k_BT}{\sqrt{2}\pi d_m^2 pR}+\left(\dfrac{k_BT}{\sqrt{2}\pi d_m^2 pR}\right)^2}\right) \tag{2.38}$$

因此可以通过测量不同气压下的阻尼率来对所捕获纳米粒子的半径进行拟合。

2.3 旋转及扭转运动

在光悬浮纳米粒子系统中，光镊的偏振方向会影响粒子的运动状态。对于一个非球形粒子，在线偏振光下，纳米粒子的长轴倾向于与偏振方向对齐。在低压条件下，一旦粒子的方向因空气分子的碰撞而偏离偏振方向，恢复力将导致粒子产生扭转运动，圆偏振光则会驱动纳米粒子持续旋转。而椭圆偏振光可以分解为圆偏振光和线偏振光两个部分，因此粒子的运动状态由两个部分共同决定，当圆偏振部分的作用大于线偏振时粒子会旋转，而线偏振的作用大于圆偏振的作用时，粒子则会进行扭转运动。

光镊中的光场可以对粒子施加光学力矩，驱动粒子旋转。这种力矩的产生与光场的偏振态、光强分布以及粒子的形状和光学特性密切相关。当光场的偏振方向发生变化时，会诱导粒子产生相应的旋转运动。假设光悬浮纳米粒子的旋转频率为f，粒子旋转的运动方程可以写成以下形式：

$$2\pi I\frac{d}{dt}f(t)=\tau_{opt}+\tau_{\gamma} \tag{2.39}$$

式中 t 为时间，$I \propto mR^2$ 为转子转动惯量，m 是粒子的质量，R 是粒子的半径，τ_{opt} 为光场产生的恒定光扭矩，τ_γ 为旋转时空气分子对粒子的阻尼力矩，其定义为：

$$\tau_\gamma = -2\pi I\gamma f(t) \tag{2.40}$$

其中 $\gamma = pR^2 / \eta mv$ 为气体摩擦引起的转动阻尼率，η 是空气分子与粒子碰撞角动量的传递效率，v 是空气分子的平均速度。在稳态条件下，光学扭矩与阻尼系数 γ 相平衡，从而得到旋转频率为：

$$\langle f \rangle = \frac{1}{2\pi}\frac{\tau_{opt}}{I\gamma} \tag{2.41}$$

当捕获激光的入射偏振态保持固定时，纳米粒子所受的驱动力矩 τ_{opt} 正比于其平衡位置处的光场强度 I_e，因此粒子的旋转频率与入射激光功率成正比。

2.4 稀土掺杂纳米粒子测温

传统测温手段，如热电偶、热敏电阻以及基于红外辐射的测温技术，在各自的应用场景中曾发挥重要作用。然而，当面对特定环境与微观尺度的测温需求时，其局限性逐渐凸显。热电偶和热敏电阻需要与被测物体直接接触，而且，它们的空间分辨率有限，难以满足微观尺度下对温度分布精确测量的需求。基于红外辐射的测温技术虽为非接触式测量，但在强电磁干扰、高温且伴有大量烟尘等复杂环境中，测量精度会受到影响。此外，对于微小尺寸物体或微观区域，其探测灵敏度也往往无法满足实际需求。

随着纳米技术的发展，掺杂稀土纳米粒子作为一种新型温度敏感材料，为解决上述测温难题带来了新的思路。稀土元素因独特的电子层结构，具备丰富的能级跃迁特性。当稀土离子掺杂到纳米粒子中，纳米粒子展现出与温度紧密相关的光学特性，如荧光强度比、荧光寿命等。通过测定这些光学参数的变化，就能实现对温度的测量。掺杂稀土纳米粒子测温主要基于其随温度变化的光学特性，常见方法如下：

2.4.1 荧光强度比（FIR）法

稀土离子具有多个能级，热激发下，处于不同能级的离子数会随温度变化。用特定波长光激发掺杂稀土纳米粒子时，不同能级间跃迁产生的荧光强度也会随温度改变。通过测量两个或多个荧光发射峰强度之比，可消除因粒子浓度、激发光功率

波动等因素的影响，实现对温度的测量。例如，对于铒（Er^{3+}）掺杂的纳米粒子，两个荧光峰强度比（如 $^2H_{11/2}\rightarrow{}^4I_{15/2}$ 和 $^4S_{3/2}\rightarrow{}^4I_{15/2}$ 跃迁）与温度的关系可建模为[87]：

$$\ln(\frac{I_2}{I_1})=-\frac{\Delta E}{k_B}\frac{1}{T_{\text{int}}}+C \tag{2.42}$$

式中，T_{int} 为内部温度，I_2 和 I_1 分别为 $^2H_{11/2}\rightarrow{}^4I_{15/2}$ 和 $^4S_{3/2}\rightarrow{}^4I_{15/2}$ 的发光强度，ΔE 为热耦合能级间隙，k_B 为玻尔兹曼常数，常数 C 与光谱中的发射率和积分边界有关[88]。该方法的相对测量特性可有效消除激发光源波动的影响。

荧光强度比与温度的关系通常较为复杂，需精确校准才能获得准确温度数据。此外，不同基质材料中稀土离子的荧光强度比-温度响应特性存在差异，需针对具体材料体系进行研究。

2.4.2 荧光寿命测温法

荧光寿命是指处于激发态的粒子发射荧光后回到基态所需的平均时间。对于掺杂稀土纳米粒子，温度变化会影响其无辐射跃迁速率，从而改变荧光寿命。通过测量荧光寿命，可建立其与温度的对应关系，实现测温。例如，镱（Yb^{3+}）掺杂纳米粒子的荧光寿命对温度变化较为敏感，可用于温度测量[89]。

荧光寿命不受粒子浓度、激发光强度等外界因素影响，具有较高的测量精度和稳定性。此外，荧光寿命测量技术相对成熟，便于实现自动化测量。

2.4.3 上转换荧光测温法

一些稀土离子（如镱-铒、镱-铥共掺杂体系）在近红外光激发下，可通过多光子吸收过程实现从低能级到高能级的跃迁，然后发射出可见光，这种现象称为上转换发光。温度变化会影响上转换发光过程中的能量传递效率和非辐射跃迁速率，从而改变上转换荧光强度或荧光峰位。通过监测这些变化来确定温度。例如，在镱-铒共掺杂纳米粒子中，温度升高时，非辐射跃迁增强，上转换荧光强度会发生变化。

上转换荧光测温可采用近红外光激发，近红外光对生物组织穿透性强、光损伤小，适用于生物体内温度测量。此外，上转换荧光信号背景干扰小，有利于提高测量灵敏度。

2.4.4 吸收光谱测温法

温度变化会使掺杂稀土纳米粒子的吸收光谱发生改变，如吸收峰位置、强度等。这是因为温度影响了稀土离子周围的晶体场环境，即稀土离子周围的配位离子（或原子）所产生的静电场，这种电场会作用于稀土离子的电子态，导致其能级发生分裂或位移。通过测量吸收光谱的变化，并与已知温度下的标准光谱对比，可确定温度。例如，铕（Eu^{3+}）掺杂纳米粒子的吸收光谱随温度变化较为明显。

吸收光谱测量相对简单，仪器设备常见。而且，吸收光谱对温度变化较为敏感，在一定温度范围内能提供较高的测量精度。然而吸收光谱易受样品浓度、粒度分布等因素影响，需要对样品进行严格制备和表征。此外，对于一些吸收峰较弱或重叠的体系，准确分析光谱变化并确定温度存在一定挑战。

2.5 稀土掺杂纳米粒子反斯托克斯冷却

光悬浮系统中粒子的质心运动已经实现了基态冷却，但是其内部温度依然保持室温，并且研究表明，纳米粒子的内部和外部温度会有一定程度的耦合，因此近年来科学家们将目光聚焦到了纳米粒子内部温度的冷却，而光悬浮稀土掺杂的纳米粒子就是一个很好的方案。稀土掺杂粒子的反斯托克斯冷却的基本原理是利用稀土离子掺杂的材料吸收低能量的激发光子，并发射出高能量的荧光光子，从而将材料中的热能以光子的形式带走，实现材料的冷却。

稀土离子具有丰富的能级结构。其 4f 电子因外层电子的屏蔽作用，能级相对稳定并呈现分裂状态。以常见的镱（Yb^{3+}）、铒（Er^{3+}）等稀土离子为例，它们存在多个能态，为反斯托克斯冷却提供了能级基础。当用特定波长的泵浦光照射稀土掺杂粒子时，处于基态的稀土离子吸收光子后跃迁至高能级，完成泵浦过程。随后，部分离子通过无辐射跃迁到达较低的亚稳能级。接着，离子从亚稳能级向基态跃迁并发射荧光光子。如果发射的荧光光子能量高于吸收的泵浦光子能量（即满足 $\nu_{emission} > \nu_{pump}$），其中 ν 为光频率，这一过程称为反斯托克斯荧光发射。根据能量守恒定律，多余的能量来自粒子的热振动能，可定量表述为：

$$\Delta E = h(\nu_{emission} - \nu_{pump}) = k_B T \tag{2.43}$$

其中 h 为普朗克常数，k_B 为玻尔兹曼常数，T 为温度[90]。该公式表明，通过测量荧光光子与泵浦光子的能量差，可直接推导出粒子冷却效率。

要实现反斯托克斯冷却，首先需要合适的掺杂离子与基质材料。并非所有稀土离子都能实现反斯托克斯冷却，必须是具有合适能级结构的离子。例如，Yb^{3+}因能级结构简单且量子效率较高，常被选作冷却应用的掺杂离子。同时，基质材料需与掺杂离子相互适配，具备良好的光学透明性和较低的声子能量。较低的声子能量能够减少无辐射跃迁的能量损耗，从而提高冷却效率。氟化物晶体（如 $NaYF_4$）因声子能量较低，成为常用的稀土掺杂基质材料。

其次需要特定的泵浦光条件。泵浦光的波长必须匹配稀土离子的吸收能级，以实现高效的泵浦过程。泵浦光的功率也很重要。功率过低，无法为激发离子提供足够能量；功率过高，则可能增强离子的上转换等与冷却无关的过程，导致冷却效率降低。与传统冷却方法相比，稀土掺杂粒子的反斯托克斯冷却基于光学原理，响应速度快，通过调节光参数可控制冷却效果，非常适用于真空光悬浮纳米粒子系统。

2.6 小结

本章详细探讨了真空光悬浮纳米粒子的相关基本原理。首先介绍了真空光悬浮纳米粒子的工作原理，包括几何光学、瑞利近似和洛伦兹-米氏散射理论三种模型，分析了不同尺寸纳米粒子与光的相互作用机制。接着讨论了纳米粒子的质心运动，包括功率谱密度、阻尼率以及纳米粒子尺寸拟合等内容，为研究纳米粒子的动力学特性提供了理论基础。此外，还探讨了纳米粒子的旋转及扭转运动，分析了光镊偏振方向对粒子运动状态的影响。在应用方面，重点介绍了稀土掺杂纳米粒子在测温和反斯托克斯冷却方面的应用，包括荧光强度比法、荧光寿命测温法、上转换荧光测温法、吸收光谱测温法以及反斯托克斯冷却的原理和条件。这些内容为后续章节的研究奠定了坚实的理论基础，也为纳米粒子在微观操控、测温和冷却等领域的应用提供了重要的参考。

3 真空光镊阵列系统

真空光镊系统的构成较为复杂，包括光学系统、真空系统和电子学系统，而软件部分则涉及测量数据的分析处理等。本章将详细介绍实验所使用的真空光镊系统，包括捕获光系统、运动探测系统、光谱探测系统、真空系统以及纳米粒子的加载方法。

3.1 捕获光系统

由于高数值孔径物镜聚焦光束形成的光镊操作简单，也是目前使用最为广泛的光镊形态，因此我们实验上选择了使用高数值孔径的物镜来进行系统的搭建。此外，实验上还需要对光功率进行粗调、针对物镜的孔径进行光斑大小的调整，使用声光调制器（AOM）进行功率细调以及通过反馈稳定光功率使功率保持稳定，此外还有光纤耦合、声光偏转器（AOD）、望远镜系统的搭建、光束与物镜的对准等。下面将对各部分捕获光路的搭建进行详细的讲解。

3.1.1 光功率粗调

实验上我们使用的激光器为 1064 nm 的 Nd:YVO_4 固体激光器，总的激光功率为 30W，其功率非常大，因此需要通过半波片加偏振分束棱镜的组合进行光功率的粗调，半波片能够改变入射光的偏振方向，当线偏振光通过半波片时，其偏振方向会根据半波片的旋转角度而旋转。

偏振分束棱镜则根据激光的偏振方向将激光分为透射光和反射光，透射光为平行偏振，反射光为垂直偏振。通过调整半波片的旋转角度，可以改变入射光的偏振方向，从而控制透射光和反射光的功率比，将其中一束光调整到合适的功率用于实验，另一束则打入光垃圾斗中。

3.1.2 扩束

从激光器射出的光束通常与物镜的通光孔径不一致，为了最大化数值孔径的利用，则需要将光束进行扩束，本实验使用的物镜为 Nikon 公司的 CF Plan 100x 物镜，NA = 0.95，通光孔径为 4 mm，而激光器的出射光斑直径为 2.5 mm，因此选用焦距

为 50 mm 和 70 mm 的平凸透镜组成透镜组进行扩束，透镜的焦距比为 5∶7，使用平凸透镜可以在会聚平行光的情况下获得更小的像差，摆放透镜时要注意平凸透镜的曲面要在平行光那一边，如图 3-1 所示，扩束后的光斑为 3.5 mm，略小于物镜的通光孔径，以保证光束全部通过且尽量占满物镜孔径。

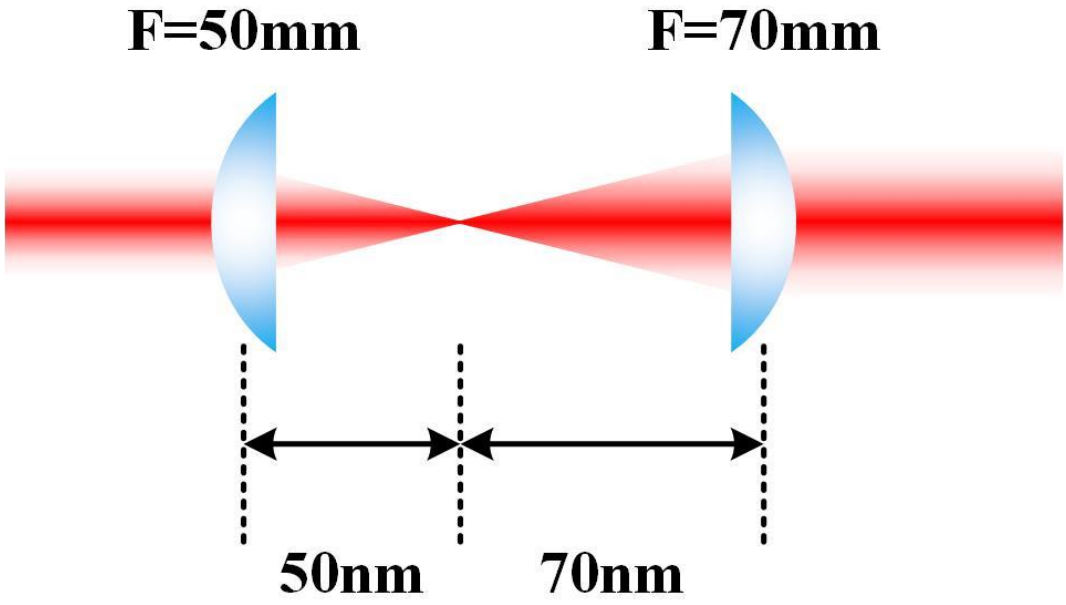


图 3-1 光束扩束

Fig. 3-1 Beam expansion

3.1.3 AOM 的搭建

AOM 是一种基于声光效应的光学元件，其工作原理是利用高频声波在声光晶体中产生的周期性折射率变化来调制通过晶体的光束。当光波通过这个动态光栅时，会发生衍射现象，根据布拉格条件，光波的衍射角与声波频率成正比。通过改变声波的频率、幅度或相位，AOM 可以实现光束的偏转、强度调制和频率调制。

实验中我们使用的 AOM 为 Gooch & Housego 公司的，型号为 3110-125，射频信号源为 Tektronix 公司的任意波形发生器，型号为 AFG325C2，射频信号经功率放大器（Mini-Circuits ZHL-1-2W+）放大后输入到 AOM。光路搭建时 AOM 放在一个可调节俯仰、偏摆的手动平台上，用来调整 AOM 与入射光的夹角确保最高衍射效率。AOM 粗调的的原则即是衍射效率最大，出射的光包含 0 级衍射光和 1 级衍射光，0 级衍射光沿原光路传输，1 级衍射光将产生一个相对 0 级光的偏转角，该偏转角等于 2 倍的布拉格衍射角。实验上我们选择 1 级衍射光来进行实验，因此通过调节手动平

台将一级衍射光的效率调到最大。另外还需要通过选择合适的透镜组缩束，从而控制通过 AOM 的激光束直径，原则是在不损伤 AOM 的前提下尽量减小光束直径。此外，由于衍射光栅是在一个方向刻线加工，所以入射光的偏振状态会对衍射效率有较大差异影响，所以在 AOM 之前需要放置一个半波片，调节半波片的角度使衍射效率最大。

此时通过 AOM 射频信号的幅度即可细调光功率强度。为了得到稳定功率的光路，可以在 AOM 输出端与后续实验装置之间插入一个分束镜，将部分光束分出作为功率监测光束，将功率探测器放置在分束镜分出的功率监测光束的光路上，将功率探测器的输出信号与反馈控制电路相连。反馈控制电路根据功率探测器测量到的光束功率信号，与设定的目标功率值进行比较，然后根据比较结果产生相应的控制信号，调节输出功率，从而实现光束功率的稳定。

3.1.4 光纤耦合

由于光斑的质量和形状对捕获的成功率也有极大的影响，由于激光器出射的光束质量通常不是很好，因此需要使用优质的保偏光纤来对光斑形状进行优化，实验上我们使用的是 OZ 公司的 10W 保偏光纤，型号为：PMJ-3AHPC,AHPC-1064-6/125-3AS-3-1。首先选择与光纤数值孔径匹配的光纤耦合头，本实验使用的是 OZ 公司的配套耦合头，型号为 HPUC-2,A3-1064-P-11AS-11，将其接到光纤一端。随后将光纤的出口端接上激光笔，接着使激光笔的光束与入射激光大致重合，使光束大致对准，接着利用光路上一对反射镜进行精对准，通过微调反射镜的俯仰、偏摆角，逐步优化光功率，直至达到最大值。此外还需要调整光纤耦合头的透镜与光纤的像对位置，从而实现最佳的耦合效果。由于使用的是保偏光纤，还需额外使用偏振分析仪对准输入光的偏振方向以保持出射光偏振的稳定。完成对准后，使用光功率计验证耦合效率，通常需要保持光纤效率在 80%以上。

3.1.5 AOD 的搭建

AOD 的工作原理与 AOM 类似，但是 AOD 的主要作用为调节光束的的快速偏转，实验中我们使用的 AOD 为 AA Opto-Electronic 公司的，型号为 DTSX-400-1064，其驱动信号的中心频率为 76 MHz，驱动频率范围为 58-94 MHz，射频信号的幅度要求为 1.8W，因此我们同样选用 Tektronix 公司型号为 AFG325C2 的射频信号源，经过功率放大器放大后驱动 AOD。

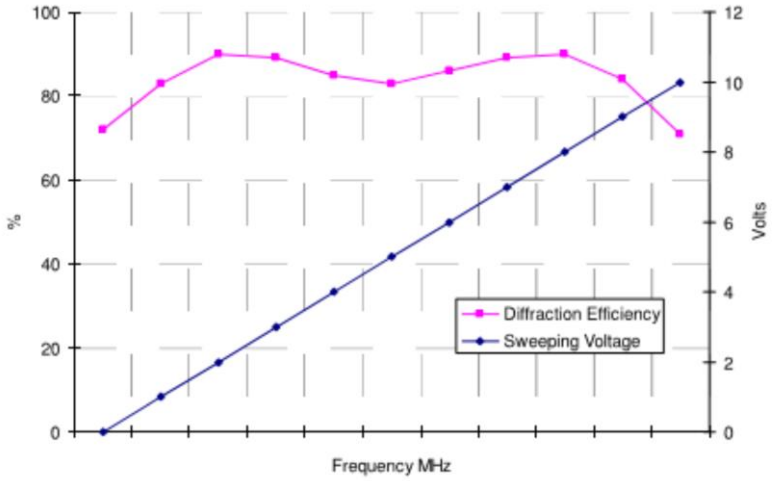


图 3-2 AOD 衍射效率随驱动频率变化的关系官方数据

Fig. 3-2 Official data on the relationship between AOD diffraction efficiency and driving frequency

AOD 的调节与 AOM 类似，这里将不过多赘述，我们选用 1 级衍射光来进行实验，图 3-2 给出了该公司 AOD 的衍射效率与射频工作频率之间的关系分布。搭建好 AOD 后我们对其衍射效率随驱动频率变化的关系进行了测量，如图 3-3，与官方数据基本符合，整个频率范围的衍射效率都在 70%以上。

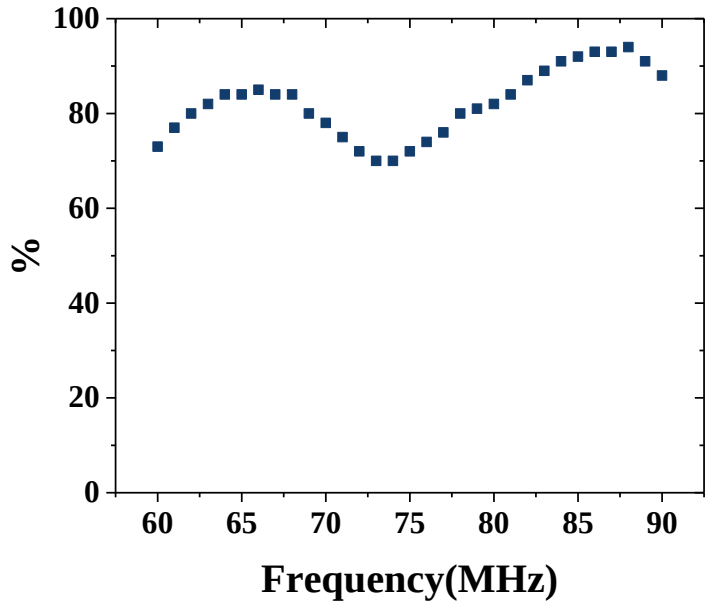


图 3-3 实际测得的 AOD 衍射效率随驱动频率变化的关系

Fig. 3-3 The relationship between the actual measured AOD diffraction efficiency and the driving frequency

3.1.6 望远镜系统

在声光偏转器（AOD）与物镜耦合的光学系统中，AOD 出射的光束在偏转角度之后，经过长距离的光路会在物镜口平面产生极大的位移。这种位移可能导致光束偏移出物镜的接收范围，从而影响系统的性能。为了有效解决这一问题，我们在 AOD 出口和物镜之间加入两个相同焦距的透镜，形成一个 4f 的望远镜系统，如图 3-4 所示。

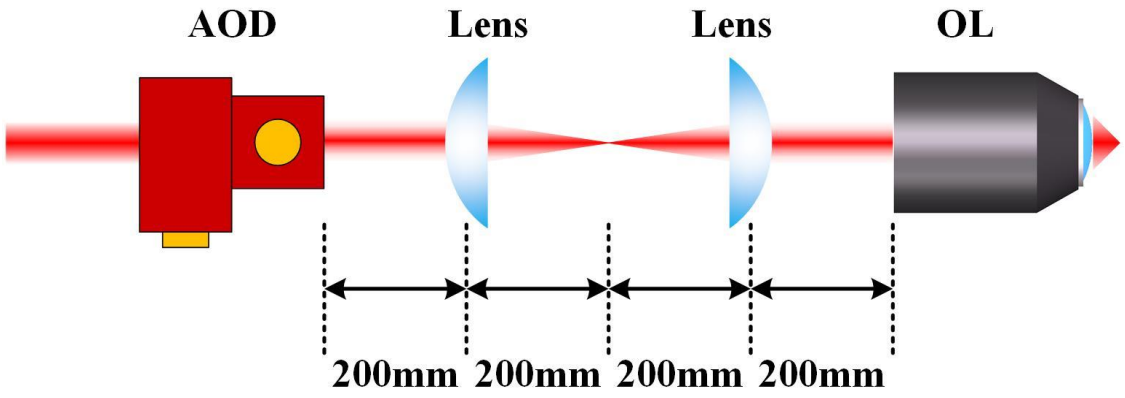


图 3-4 4f 望远镜系统

Fig. 3-4 4f telescope system

针对实验系统，我们选择了两个 200 mm 的透镜组成望远镜系统，将 AOD 与物镜的距离调整为 800 mm，AOD 出口与其中一个透镜的距离为 200 mm，两个透镜之间的距离为 400 mm，另一透镜与物镜口的距离为 200 mm。实验结果表明，加入 4f 望远镜系统后，物镜口处的光束与 AOD 出口处的光束在位置和尺寸上高度一致，有效避免了光束偏移出物镜口的问题。

3.1.7 物镜耦合

在搭建用于捕获纳米颗粒的光学系统时，光束与物镜的精确对准和耦合是确保实验成功的关键步骤，调整光束与物镜的对准与耦合，我们要保证光束与物镜同轴。先将物镜固定在真空腔体中，然后先大致调节光束方向，利用两只二维角度调整反射镜可以调整一束光束的任意方位角和空间位置，肉眼观察使光束中心与物镜后瞳中心重合，光束与物镜同轴，且透射光最强，这时方向大致调节完成。此时捕获一个纳米颗粒并探测其运动信号，微调两个反射镜，使粒子运动频率最大，此时透射光的功率达到最大，光束在物镜中的损耗最小，即完成了光束与物镜的耦合。

3.2 质心运动探测

实验上我们使用了自制的平衡零拍探测器探测真空光悬浮纳米粒子的质心运动。下面将对其探测原理和使用方法进行详细介绍。

3.2.1 平衡零拍探测原理

平衡零拍探测技术是一种高精度的光学探测方法，其核心是利用两个高度对称的光电探测器和一个差分放大器。被测光信号被分成两束，分别照射到两个光电探头上，光电探测器将光信号转换为电流信号，再通过差分放大器对两个电流信号进行相减，从而消除共模噪声，提高信号的信噪比。

3.2.2 平衡零拍探测粒子运动的原理

在真空环境下，利用一束强聚焦激光俘获纳米粒子后，纳米粒子在光学势阱中进行有阻尼的谐振运动。该运动具有三个正交方向的自由度，且由于纳米粒子的运动幅度较小，因此需要采用高分辨率、高带宽、高增益的探测系统来测量纳米粒子的质心运动。本研究选用自制的平衡零拍探测技术进行测量。通过高数值孔径的非球面透镜准直强聚焦光束，使出射光为平行光。纳米粒子的直径和运动幅度要小于甚至远小于聚焦光束的腰斑和波长，其散射光以纳米粒子为中心向周围立体空间辐射，其携带有粒子的质心运动信息，利用一个较大数值孔径的透镜收集粒子的散射光，且透镜到粒子的距离刚好为透镜的焦距，这样收集的粒子散射光与探测光的透射光均是是平行的。由于粒子的散射光和探测光的透射光具有相同的频率，并且具有很好的空间重合性，因此这两部分出射光会发生干涉，其干涉强度与纳米粒子的位移有关。这样总的出射光含有放大后的粒子运动信息，可以用来测量粒子的质心运动。图 3-5 为利用 532 nm 激光强聚焦到纳米粒子上时探测光与粒子散射光的干涉。

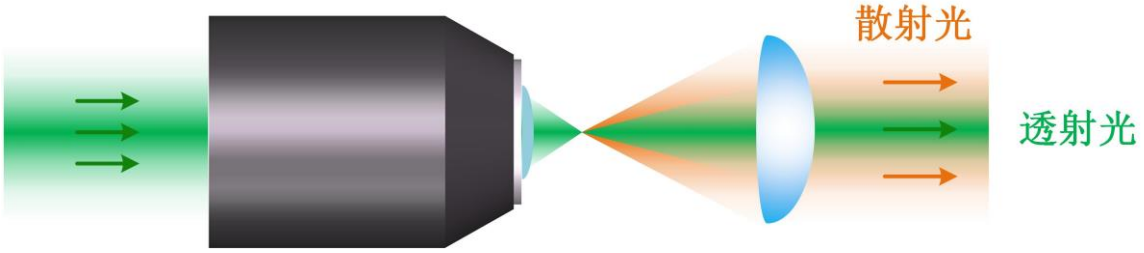


图 3-5 探测光的透射光与粒子散射光干涉示意图

Fig. 3-5 Schematic diagram of the interference between the transmitted beam of the probe beam and the scattered light from the particle

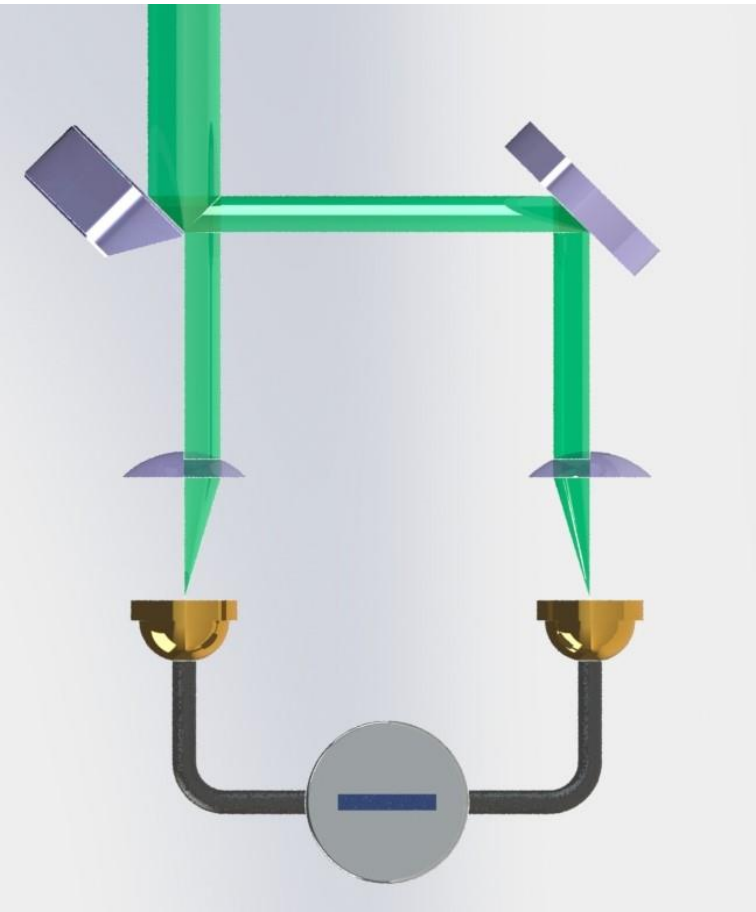


图 3-6 径向运动信号测量原理图

Fig. 3-6 Schematic diagram of the measurement principle of the radial motion signal

光学势阱中纳米粒子的质心运动可以分解到光束横截面内和沿光束传播方向，即径向和轴向上。这两个方向粒子的质心运动信号分别用以下方法来探测。粒子在径向上有两个正交的本征运动，假设这两个运动分别沿水平和竖直方向，用 x 和 y 来表示。这两个方向的本征运动信号的测量方法相同，图 3-6 是径向运动信号测量原理图。粒子散射光和非散射光干涉形成的出射光，携带有粒子质心运动的信息。利用一个带锐边的 D 形反射镜（Thorlabs BBD1-E03）将出射光横截面等分为两部分，分别通过两个透镜会聚进入两个光电二极管测量，透镜的焦距为 30 mm。将两个光电二极管测到的信号通过减法器相减可以获得两束光振幅的差信号。由于非散射光的旋转对称性，两束光的差信号中非散射光部分会全部抵消，只剩下与粒子运动信号相关的部分，测得的信号噪声基底低，信噪比相对较大。当 D 形反射镜沿竖直方向将出射光等分为两部分时，差信号中只包含有粒子 y 方向的运动信号。同样的，

当 D 形反射镜沿水平方向将出射光等分为两部分时，测到的信号只有粒子 x 方向的运动信号。这样，就可以分别测得了粒子径向上的两个本征运动信号。

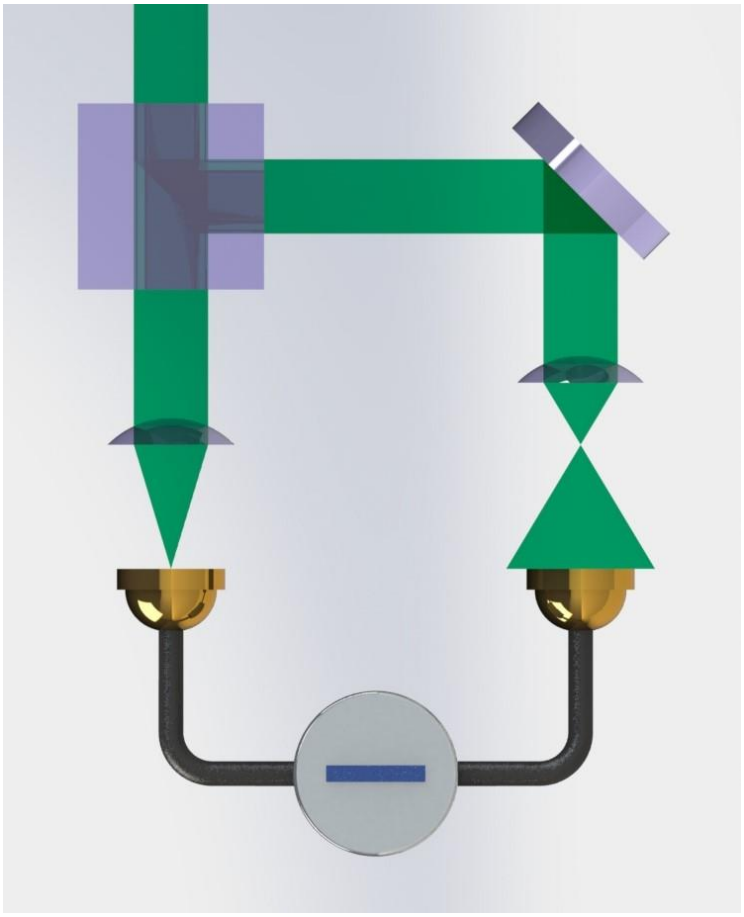


图 3-7 轴向运动信号测量原理图

Fig. 3-7 Schematic diagram of the measurement principle of the axial motion signal

粒子轴向质心运动信号的探测方法与径向不同，图 3-7 是粒子轴向运动信号平衡零拍探测原理图。利用一个半波片和一个偏振分束棱镜将出射光分为两部分，其中透射光通过球面镜聚焦，腰斑小于光电二极管的感光面积，可以测得全部的光束强度。与之相比，反射光则通过一个短焦距的球面镜会聚后扩束，使得光束横截面大于光电二极管的感光面积，第二个光电二极管只测得反射光束中心部分的强度。俘获纳米粒子后，粒子在轴向的运动会改变出射光的会聚程度。因此，第二个光电二极管测得的反射光的强度信号与粒子轴向的位移有关。调节合适的功率比例使得两个光电二极管测得的非散射光的强度信号相同。通过平衡零拍探测器将信号相减，即可以将非散射光部分全部抵消，只剩下与粒子轴向运动信号相关的部分。实验中，

透射光与反射光强度的相对大小为 1:2，此时测得的粒子轴向的运动有较大的信噪比。图 3-8 为平衡零拍探测器探测系统的实物图

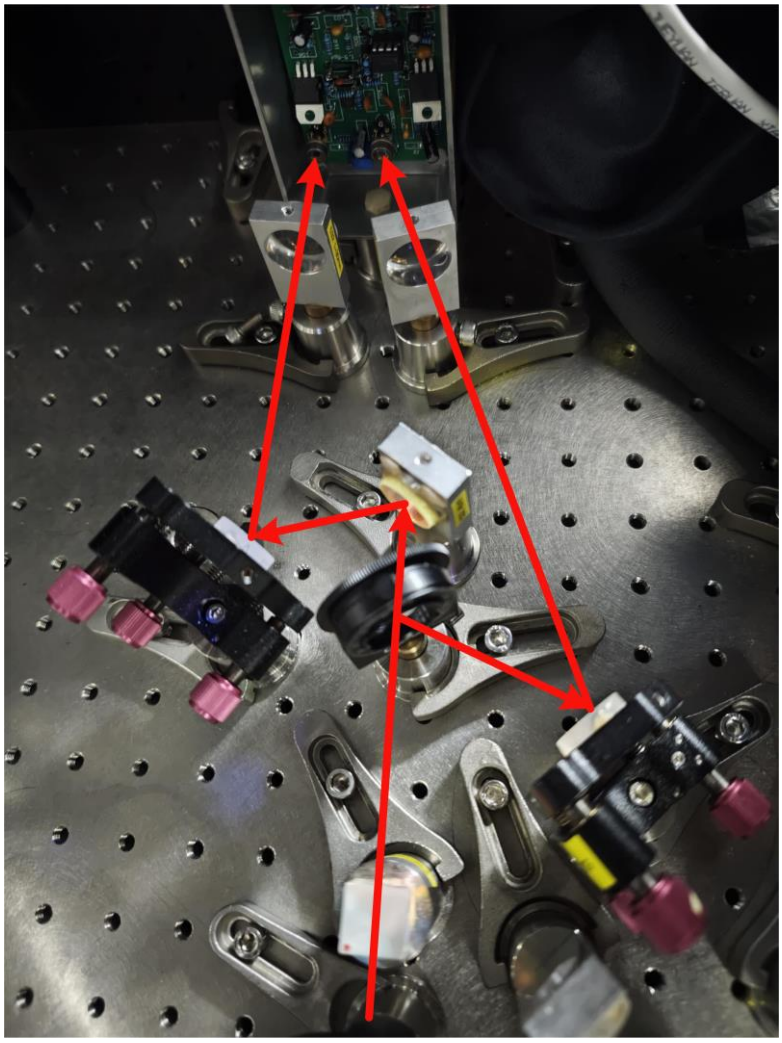


图 3-8 平衡零拍探测器探测系统实物图

Fig. 3-8 Actual picture of the balanced homodyne detection system

3.2.3 单位转换

第二章第二节推导的粒子质心运动功率谱密度的单位是 m^2/Hz，而利用频谱分析仪可以直接得到探测器测到的电信号，常用单位是 *dbm*，因此需要将单位进行转换才能得到粒子的质心运动功率谱密度。

首先对探测器测到的功率谱密度进行单位变换：

$$V^2/Hz = \frac{2\times 10^{\frac{dbm-30}{10}}}{R_M \times RBW} \tag{3.1}$$

其中 R_M 是匹配电阻，通常为 50Ω，RBW 为分辨率带宽。

用探测器探测到的功率谱密度为：

$$A^2 S_u(\omega) = A^2 \frac{2k_B T}{m} \frac{\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \tag{3.2}$$

A 是探测器测到的电信号幅度和粒子位移幅度的比值，单位为 V/m。每个探测器有固定的比例系数，通过信号拟合就可以计算得出，从而得到粒子的功率谱密度 $S_u(\omega)$：

$$S_u(\omega) = \frac{2k_B T}{m} \frac{\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \tag{3.3}$$

其中 $u = x, y, z$。

3.3 光谱探测系统

3.3.1 设备与系统搭建

我们采用 Andor SR500i 型光谱仪作为核心光谱分析设备，其具备高分辨率、宽波长覆盖范围以及优异的光学性能。该光谱仪聚焦镜的焦距长度为 500 mm，支持多种光栅配置，能够满足紫外到近红外波段的光谱测量需求。实验选用 Andor iKon 系列高性能 CCD 相机，其高灵敏度和低噪声特性使其在弱光条件下的光谱信号采集表现出色。

搭建时首先将 Andor CCD 相机固定于适配法兰上，确保相机与光谱仪的光学轴线对齐。通过 USB 线缆将光谱仪连接至计算机。在 Solis 软件中，设置所需的波长范围，并调整光栅角度以覆盖该范围。根据光源强度和光谱信号强度，设置相机的曝光时间，并通过实时预览光谱信号优化曝光时间。此外，使用标准光源（如汞灯或氩灯）进行波长校准，确保光谱数据的准确性。此外，CCD 相机的制冷系统对降低暗电流噪声至关重要。实验过程中，建议将相机制冷温度设置在-70℃至-80℃之间，以确保最佳性能。

3.3.2 光谱测量与数据采集

背景光谱的采集是光谱测量的重要步骤，用于消除系统噪声对测量结果的影响。在关闭光源或使用遮光装置的情况下，首先调整为去背景模式，然后通过 Solis 软件的“Take Background”功能采集背景光谱。探测时打开光致发光光源并调整其强度，

确保光谱信号清晰且不过饱和。通过软件的“Take Vidio”功能实时观察光谱信号，并根据需要调整曝光时间、狭缝宽度或光源强度。在优化光谱信号后，选择“Take Signal”功能采集光谱数据，并根据实验需求设置采集次数（如单次采集或多帧平均），以提高信噪比。采集完成后，保存光谱数据文件。随后，根据实验目的对光谱数据进行分析。

3.4 真空系统设计与组成

真空系统是本研究的关键组成部分，其性能直接影响实验的稳定性和测量精度。本研究的真空系统由真空腔室、闸板阀、真空泵系统和真空计四个主要部分组成，实物图如图 3-9 所示，以下将对各个部分进行详细介绍。

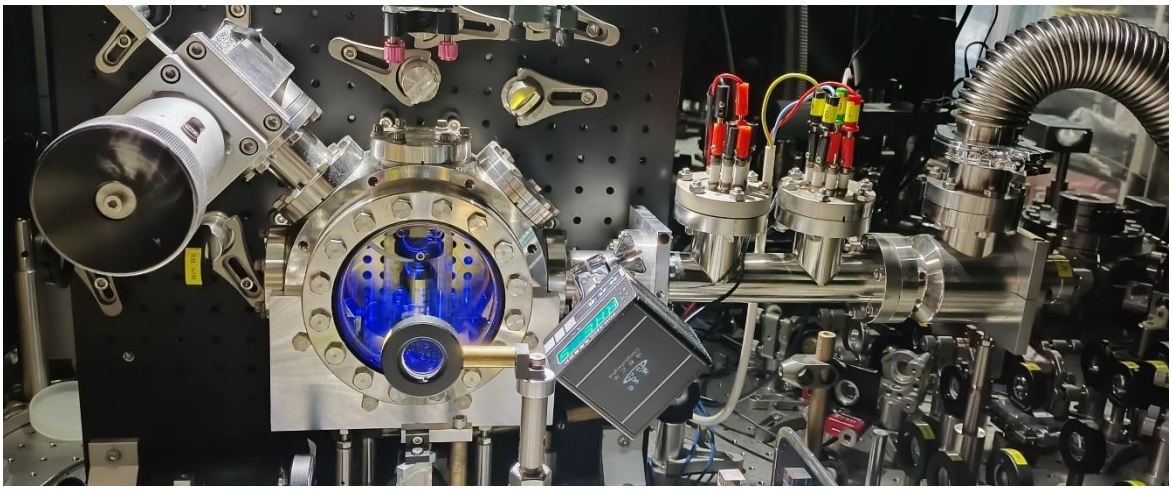


图 3-9 真空系统实物图

Fig. 3-9 Actual picture of the vacuum system

3.4.1 真空腔室

真空腔室是实验的核心装置，我们采用了北京力美特公司生产的八面体真空腔。该真空腔具有独特的八面体结构，能够为实验提供超高真空环境和良好的光学通透性，同时具备优异的机械稳定性和对称性。腔体的底部安装有底法兰，底法兰上设有等间隔的螺丝孔，用于安装物镜等光学元件，确保实验过程中光束的精确对准。腔体的顶部安装有观察窗，用于实时观察腔内情况，便于实验操作和监测。

八面体真空腔的侧面设有 8 个法兰接口，用于连接各种实验装置。其中，四个法兰接口安装了观察窗，用于捕获光、照明光、散射光和光致发光的进出。一个法

兰接口连接闸板阀，用于与外界环境连通。在俘获纳米粒子时，通过该窗口将粒子引入真空腔，俘获成功后，关闭闸板阀，制造密闭环境，以维持稳定的真空状态。另一个法兰接口用于连接真空泵和真空计，确保真空系统的正常运行和精确测量。其余两个窗口安装了盲法兰，以备后续实验扩展使用。

3.4.2 闸板阀

闸板阀在本研究中起到了关键的隔离作用。闸板阀具有高密封性和操作简便的特点，其安装在真空腔的一个侧面法兰接口上，用于控制真空腔与外界环境的连通状态。在实验开始时，打开闸板阀，允许外界空气进入真空腔，以便将纳米粒子引入腔内。一旦粒子成功俘获，关闭闸板阀，将真空腔与外界隔离，从而为后续的低气压实验提供密闭环境。闸板阀的密封性能优异，能够在高真空和大气压之间实现可靠的隔离，确保实验过程中气压的稳定性和精确控制。

3.4.3 真空泵系统

真空泵系统是维持真空腔内低气压环境的核心设备。本研究采用的是机械泵与分子泵组合的复合式真空泵系统。机械泵用于初步抽真空，能够快速将真空腔内的气压降低到 10^{-1} Pa 左右。随后，分子泵启动，进一步将气压降低到 10^{-4} Pa 甚至更低，确保实验所需的超高真空环境。通过机械泵和分子泵的协同工作，真空系统能够在短时间内达到稳定的低气压状态，为纳米粒子的光悬浮和高精度测量提供理想的条件。

3.4.4 真空计

真空计用于实时监测真空腔内的气压，确保实验在预定的气压范围内进行。本研究中使用了三种类型的真空计，以覆盖不同的气压范围并提供精确的测量数据。

1.压敏电阻真空计：用于测量大气压至 100 Pa 的气压范围。压敏电阻真空计基于电阻随气压变化的原理，能够快速响应气压变化，适用于实验初期的粗略监测。其特点是测量准确度高，且不受气体类型的影响。

2.电阻规真空计：用于测量 100 Pa 至 10^{-1} Pa 的气压范围。电阻规真空计通过测量热丝在不同气压下的冷却程度来确定气压，具有较高的测量精度，适用于中等真空范围的监测。

3.电离真空计：用于测量 10^{-1} Pa 至 10^{-4} Pa 甚至更低的气压范围。电离真空计基于气体分子在电场中被电离的原理，能够提供高精度的低气压测量。

3.5 纳米粒子的加载

对于纳米粒子悬浮系统，一个主要的挑战就是控制纳米粒子加载进入真空势阱中，对于光悬浮，最简单的方法就是通过雾化器的喷雾加载到势阱中[91]，另外还可以用压电换能器发射粒子[1]，脉冲激光发射粒子[92–94]，或通过光镊转移等实现纳米粒子加载[95,96]，对于保罗阱的悬浮方式，则可以从带电尖端或者使用电喷雾加载粒子[97]。下面将对我们所使用的雾化器加载和电喷雾加载进行介绍。

3.5.1 雾化器加载

使用雾化器加载依赖于气体的阻尼，因此这需要在较高的气压下加载，然后将气压降到所需的真空条件。



图 3-10 光悬浮纳米粒子雾化器加载过程

Fig. 3-10 Loading process of optical levitated nanoparticle atomizer

这里以二氧化硅为例，我们购买的纳米粒子型号为 Bangs Laboratories, Inc.（SS02000），粒子直接约为 170 nm，浓度为 2.5%w/ v，表示每 100 mL 溶液内含有 2.5 g 粒子，根据计算可以得出每毫升内约含有 2.1×10^{13} 个纳米粒子，先取少量溶液，使用酒精将溶液稀释 10000 倍，相比于水来说，酒精具有更好的挥发性，在酒精进

入真空腔体中后，更容易快速的挥发，减少了对物镜等造成污染，在使用水溶液的纳米小球进行雾化的时候我们发现物镜很快就被水渍所污染，导致非常难以捕获，但使用酒精溶液后则没有这个问题。为了在稀释过程中不引入杂质，我们使用纯度99%的色谱级无水乙醇作为溶剂，并且整个过程在超净室中进行，首先使用移液器取10 μL 的原溶液，滴入提前准备好的 100 mL 无水乙醇中，在稀释之后，纳米小球溶液的浓度为 2.1×10^9 个/mL。

我们使用的超声雾化器为 Omron 网式雾化器（NE-U22），它雾化的每个液滴的直径大小大约为 3 μm，每毫升的酒精溶液将会形成 7×10^{10} 个液滴，根据计算，2.1×10^9 个/mL 的纳米颗粒溶液经过雾化后，平均每 33 个液滴中有一个纳米颗粒，因此很容易得到单个分散的纳米小球。实验上我们发现这个浓度更适合捕获单个的纳米小球，浓度太低则会导致极难捕获到纳米颗粒，而浓度太高则会更容易捕获到纳米哑铃或团簇等。

需要捕获纳米小球时，使用注射器取少量溶液注入雾化器中，通过聚四氟乙烯管引导到物镜焦点附近即可完成捕获，图 3-10 为加载时 CCD 在物镜处的拍的照片。需要注意的是纳米颗粒小球溶液中的纳米小球很容易沉积，隔一段时间重新使用必须重新进行超声震荡或者重新配置。

3.5.2 电喷雾加载

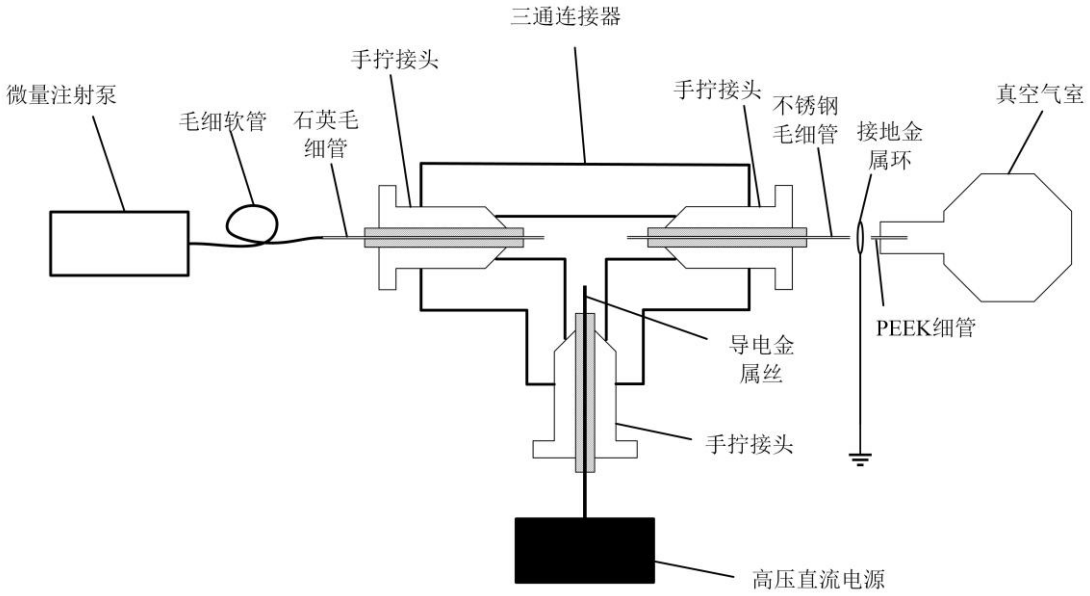


图 3-11 电喷雾装置结构示意图

Fig. 3-11 Schematic diagram of the electrospray device

传统的雾化器加载技术依赖于空气阻尼，需要在大气压下操作，且雾化量大，容易污染真空系统。相比之下，电喷雾技术具有提高纳米颗粒荷质比、便于控制、雾化量小等优势，能够有效避免真空系统污染。

电喷雾装置的原理是基于毛细管末端液滴在高电压作用下产生极化，当电荷积累到一定程度时突破液体表面张力喷射出来，液滴在喷射过程中会不断蒸发，使液滴荷质比不断增大，当增大到一定程度后则会进一步突破表面张力进一步分裂，形成更小的雾滴，从而形成电喷雾。

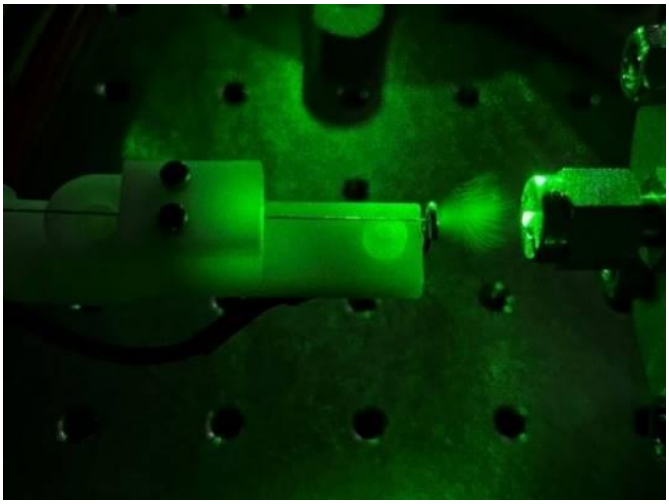


图 3-12 电喷雾加载实物图

Fig. 3-12 Actual picture of electrospray loading

现有的电喷雾装置有两种类型，第一种是使用不锈钢毛细管作为喷头，但是由于工艺的限制，其内径很难做到非常小，这造成喷头产生的液滴较大，因此需要加更高的电压才能产生喷雾，这将导致使用过程更加危险，以及购买高压电源产生更高的成本；第二种是使用石英毛细管作为喷头，石英毛细管可以实现更小的内径，电喷雾通常使用的内径为 25～75 μm，并且喷头部分可以通过加热拉长产生更小的口径，从而使喷头处的液滴更小，这样的好处是可以使用更低的电压，但是由于口径很小纳米颗粒很容易导致装置堵塞，并且拉伸石英管的设备也需要很高的成本。

针对现有技术的不足，我们自行研制出了一种结构简单、成本低、仅需较低电压即可实现纳米颗粒加载到真空中的电喷雾装置。该装置通过优化设计，实现了在较低电压下稳定产生纳米颗粒电喷雾的目标，从而降低了电喷雾技术在真空纳米颗粒装载中的应用成本。电喷雾装置主要包括以下关键部件：高压直流电源、微量注射泵、毛细软管、石英毛细管、导电金属丝、三通连接器、手拧接头、不锈钢毛细管、接地金属环、PEEK 细管和真空腔。装置的整体结构示意图如图 3-11 所示。

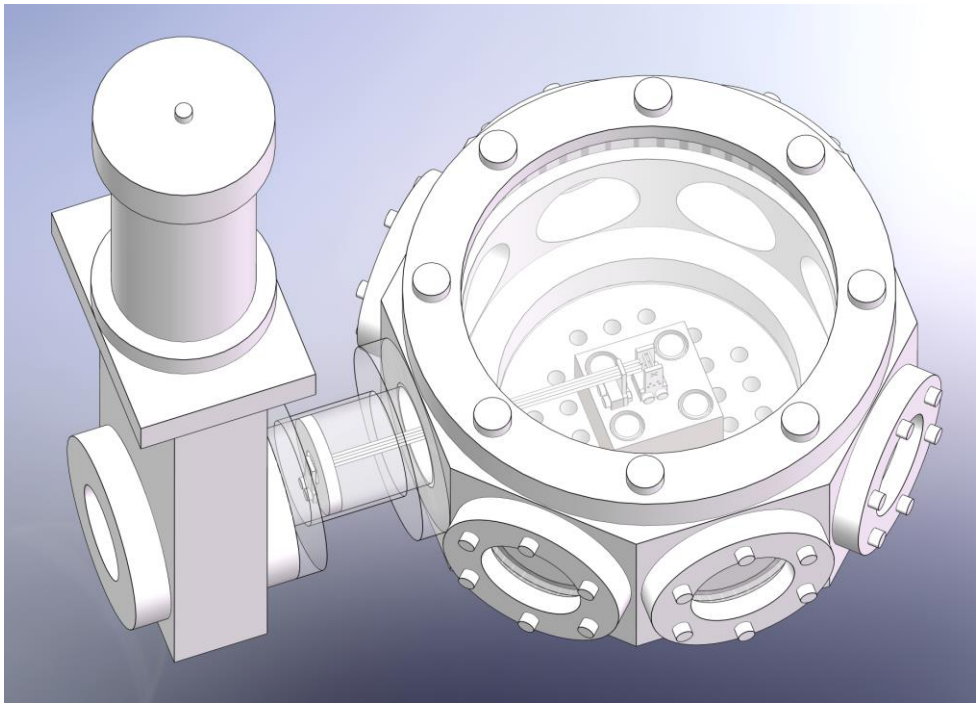


图 3-13 真空保罗阱装置

Fig. 3-13 Vacuum Paul trap device

电喷雾装置工作时，首先打开微量注射泵，使其以 0.5ml/h 的流速缓慢灌注溶液，溶液经过毛细软管和石英毛细管进入三通连接器内部，三通连接器内部设有空腔结构，导电金属丝恰好能够与腔内盛放的纳米颗粒溶液相接触，将一个金属环接地并安置在距离不锈钢毛细管出口 1 毫米处，在真空腔的一侧，固定有 PEEK 细管，其内径为 0 .25 毫米，该 PEEK 细管与接地金属环呈相对放置状态，二者之间的距离保持在 0.5 - 2 厘米的范围，当看到液体从另一侧的不锈钢毛细管缓缓流出时打开高压直流电源，高压直流电源的供电电压范围为+1300V ~ +1600V，流出的液体相对于接地的金属环有很高的电压差，靠电场力的作用，液滴更容易突破表面张力，形成电喷雾。为了达成使用更低电压的目的，在配置纳米颗粒溶液时，我们选用了相较于水而言表面张力更小的酒精作为溶剂。如图 3-12 为电喷雾加载粒子时的实物图。

在进行纳米颗粒加载的过程中，真空腔内的气压需维持在 10^3 ~ 10^4 Pa，腔内的真空度由机械泵提供。在此条件下，由于压强差的作用，电喷雾中的带电纳米粒子会被吸入真空腔体之中。我们设计的真空保罗阱装置如图 3-13 所示，粒子在进入腔体后会被带电四极杆引导到保罗阱附近，从而被保罗阱所捕获,图 3-14 为真空保罗阱的通过电喷雾加载的 5 个纳米小球，小球由于被电喷雾加载了大量的同种电荷，因此粒子之间存在排斥力，从而在束缚力较弱的方向上形成了一维纳米粒子阵列。

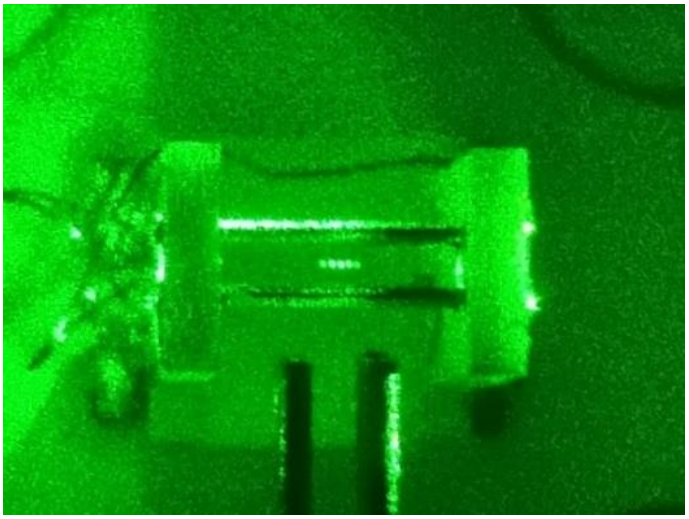


图 3-14 使用电喷雾装置加载到保罗阱中的纳米粒子

Fig. 3-14 Nanoparticles loaded into the Paul trap by the electrospray device

3.6 小结

本章详细介绍了真空光镊阵列系统的构建，包括捕获光系统、质心运动探测、光谱探测系统、真空系统以及纳米粒子加载方法。在捕获光系统中，详细阐述了从光功率粗调、扩束、AOM 和 AOD 搭建到望远镜系统和物镜耦合的全过程，确保光束高效聚焦并稳定捕获纳米粒子。质心运动探测部分，介绍了自制平衡零拍探测器的原理与应用，通过高精度干涉测量实现对纳米粒子质心运动的高灵敏度检测。光谱探测系统则利用高性能光谱仪和 CCD 相机，实现了对纳米粒子光致发光光谱的高分辨率测量。真空系统的设计确保了实验环境的稳定性和低气压条件，为高精度测量提供保障。最后，介绍了雾化器加载和电喷雾加载两种纳米粒子加载方法，雾化器加载的方法适用于高气压下快速加载，而电喷雾加载则可以使粒子大量带电，且可以避免污染真空系统。

4 真空中光悬浮纳米粒子的按需组装

4.1 引言

近年来，量子计算机的发展取得了很大的突破。量子计算机借助量子态与量子运算对信息进行编码与处理。相较于传统基于晶体管的计算机，量子计算机在解决某些特定类型的计算问题时，有望展现指数级的运算速度提升。然而，量子比特要实现计算功能，必须与其他量子比特发生相互作用。量子比特极为脆弱，一旦未与外界环境有效隔离，就易出现退相干现象。

为应对这些挑战，众多物理系统被研究与应用，包括离子、超导、量子点以及激光等。其中，中性原子阵列在量子模拟领域崭露头角，它能够容纳多达数百个相互作用的自旋。将量子比特编码在束缚于光晶格中的中性原子上，为数字量子计算搭建了可扩展的架构。在过去几年间，一系列先进技术应运而生，这些技术能够实现原子的重新排列，进而完成预定义阵列的加载操作。特别是真空光镊阵列中的超冷原子和分子，为大规模量子模拟与量子计算提供了一个通用的平台[7,8,98–100]。

与原子相比，纳米粒子在真空中具备更好的稳定性，在无外界干扰的理想环境下，其寿命可长达至少一个月。这一特性使得纳米粒子有望成为长寿命量子存储器，在量子信息领域发挥重要作用。近年来，纳米粒子阵列逐渐成为科研领域的热门话题之一。近期研究证实，两个光学悬浮的纳米粒子在真空中能够产生光诱导偶极子相互作用[75,77,101]。此外，借助偶极相互作用以及库仑力，还可实现对真空中两个纳米粒子的协同冷却。不过，在真空中构建可重构的光学悬浮纳米粒子阵列依旧面临诸多难题，主要包括难以同时加载多个粒子，以及由于真空中阻尼过低导致的捕获稳定性不够等问题。

在本章内容中，我们围绕真空中光学悬浮纳米粒子阵列展开研究，包括阵列的搭建、粒子信号检测、粒子重新排列以及组装等多个方面。通过高数值孔径的物镜，将激光沿竖直方向向上聚焦，从而构建出光镊阵列。在这一设计中，紧密聚焦的光镊能够提供强大的梯度力用于捕获纳米粒子，同时，重力可有效补偿散射力和光泳力，进而保障系统的稳定性[17,40,102]。基于此，光镊阵列能够在低气压环境下实现对

二氧化硅纳米颗粒的稳定悬浮，且无需借助反馈冷却机制。在超声雾化的加载过程中，引入一束辅助光束，通过精确操控该光束，实现纳米粒子的移动与重新排列，使其移动到预先设定的位置，从而实现预定义捕获阵列的可控加载。

此外，采用独立的探测激光束，对阵列中的每一个纳米颗粒的运动状态进行实时监测。最后，从众多纳米颗粒阵列中挑选出两个纳米小球，成功将它们合成一个二氧化硅纳米哑铃，并成功驱动该纳米哑铃在 GHz 频率下稳定旋转。在真空中按需组装光学悬浮纳米粒子阵列，对于宏观量子效应的研究[103–106]以及相互作用系统的探索[75,77,80,101,107–110]具有重要意义。

4.2 光镊阵列的构建

光镊阵列捕获光系统的构建是实现光悬浮纳米粒子阵列的核心，光镊阵列捕获光系统构建的目标是能形成稳定捕获的光阵列、避免光阱之间干扰，保证各个光阱的光斑形状、光功率等一致，同时尽量不造成功率的浪费。

4.2.1 光镊阵列捕获光系统的选型

在搭建光镊阵列捕获光系统前，首先要确定光镊阵列的构建方式。常见的阵列构建的方式有微透镜阵列、微机电系统反射镜阵列、光纤阵列、扫描式光镊、空间光调制器（SLM）、声光偏转器（AOD）等，下面我们将对这些方案的优缺点进行对比，从而选择适合我们系统的方案。

4.2.1.1 微透镜阵列

微透镜阵列在真空光悬浮系统中将单束激光分束为规则排列的多焦点光场，其核心优势在于结构高度稳定和光路设计简洁。由于无需动态调控元件，微透镜阵列在真空中无机械振动干扰，且抗真空泵低频噪声能力强，适合长期静态实验。其光场分布由透镜几何参数预先确定，可通过优化设计实现高均匀性焦点阵列，尤其适用于需要严格周期性势阱的场景。此外，微透镜阵列采用熔融石英或硅基材料制造，真空兼容性良好，材料放气率低，对腔体真空度影响较小，且耐高功率激光辐照，适合真空环境下的高功率光场需求。然而，微透镜阵列的局限性在真空光悬浮中尤为突出：首先，光场分布完全由透镜阵列固定，无法实时调整光阱位置、数量或强度，难以适配真空腔内微粒动态重组或实验参数变化需求。其次，衍射型微透镜阵

列的焦点位置和效率强烈依赖入射光波长，若实验需多波长协同，必须更换特定设计的阵列，而真空环境拆装会导致系统暴露大气，显著增加实验停机时间与污染风险。

4.2.1.2 微机电系统反射镜阵列

微机电系统反射镜阵列在真空光悬浮系统中通过压电或静电驱动微米级反射镜单元独立偏转光束，兼具纳米级角度分辨率和微秒级响应速度，其小型化设计可无缝集成至紧凑型真空腔体，显著降低系统体积与功耗，尤其适用于空间受限场景。真空环境隔绝空气阻尼，反而提升反射镜的机械响应灵敏度，且无气流扰动干扰，光路稳定性优于常压条件。然而，其局限性在真空中被进一步放大：微机电系统结构的长期可靠性受材料疲劳与真空热效应制约，压电驱动器在缺乏空气对流散热时易因持续工作产生热膨胀，导致偏转精度漂移甚至失效；制造工艺上，多层异质材料的微加工与键合需纳米级对准精度，工艺复杂、成品率低，真空环境下还需额外考虑材料放气污染腔体的问题，可能破坏超高真空度；此外，反射镜阵列的规模化扩展受限于单元间串扰与驱动电路复杂度，大规模阵列的均匀性控制难度高，难以满足真空光悬浮中多微粒高精度并行操控的需求。

4.2.1.3 光纤阵列

光纤阵列光镊在真空光悬浮系统中通过多路独立光纤直接输出激光束形成并行光阱，其核心优势在于系统高度紧凑与抗电磁干扰能力。光纤可直接通过真空腔接口引入激光，避免复杂腔内光路设计，尤其适合微型化真空腔体，且光纤的柔韧性允许光阱位置灵活排布，支持多目标并行操控。此外，光纤材料具有低放气率与高激光损伤阈值，能够长期维持真空环境稳定性，减少污染风险。然而，其局限性显著：首先，光纤阵列的制备需精密控制纤芯间距、锥角及端面抛光工艺，微小误差会导致光阱位置偏移或强度不均，在真空环境中难以实时校正；其次，光纤数值孔径（NA）限制输出光斑尺寸与模式，难以生成复杂光场，动态调控能力弱，且单模光纤的功率承载能力有限，高功率激光易引发端面热损伤；最后，扩展性受限于光纤数量和布局，增加通道数需复杂多芯光纤或空间复用技术，系统复杂度急剧上升，难以实现大规模阵列的高效操控。

4.2.1.4 扫描式光镊

扫描式光镊通过高速振镜或旋转多面镜周期性偏转单束激光，利用视觉暂留效应在多个位置快速切换，形成虚拟的多光阱阵列。其核心优势在于硬件结构简单、成本低廉，仅需单路激光源和扫描振镜即可实现多目标操控，适合集成到真空光悬浮系统中进行初步微粒捕获或实验校准。在真空环境下，由于无需复杂的光路分束或多通道调制器件，系统体积紧凑且易于维护，尤其适合对实验装置尺寸敏感的小型化真空腔体。此外，其光路设计灵活性较高，可通过调整扫描轨迹快速改变光阱排布模式，适配不同实验需求。然而，其缺陷在真空环境中更为显著：扫描振镜的机械延迟和抖动在真空中缺乏空气阻尼缓冲，微小振动会直接传递至光路，引发光阱位置漂移，且真空腔内散热效率低，高速扫描时振镜驱动器的发热可能进一步加剧热膨胀误差，影响定位精度。因此，扫描式光镊在真空光悬浮系统中更适用于低精度需求的场景，不适合需要高精度操控以及长时稳定的光悬浮纳米粒子实验。

4.2.1.5 空间光调制器（SLM）

SLM 通过动态调控入射光的相位或振幅分布可以在真空光悬浮系统中灵活生成复杂光场，其核心优势在于高自由度光场设计与亚波长级调控精度。在真空中，SLM 无需机械运动部件，避免了振动干扰，且通过计算全息技术可实时优化光场以补偿真空腔体光学窗口的像差，提升势阱均匀性。但其并不适合真空光悬浮纳米粒子阵列系统。相比于原子来说，纳米粒子的捕获需要极高的激光功率，液晶 SLM 在真空环境下的长期稳定性受液晶材料挥发性和热效应影响，可能产生相位漂移，且高功率激光下液晶层非常易损坏，需额外冷却装置，增加系统复杂度。

4.2.1.6 声光偏转器（AOD）

AOD 得益于声波传播与光场调制的物理耦合机制，AOD 可实现 kHz 至 MHz 级超高速响应，支持光阱阵列形状、排布密度及单个光阱强度的实时动态重构，且光束偏转角度与衍射效率通过射频驱动信号参数精准调控。在抗干扰方面，AOD 全固态设计对机械振动、电磁噪声及温度波动不敏感。基于以上因素，我们选用 AOD 来生成捕获光束阵列。

4.2.2 AOD 驱动信号的优化

当向 AOD 输入一个射频信号时，输入光将以与射频频率相对应的特定角度发生偏转。因此，如果希望利用 AOD 产生多束光，只需向 AOD 输入一个包含多个频率的信号即可。这种具有多个频率的初始射频信号可以用以下方程表示：

$$\sum_{1}^{i} A_i e^{i\phi_i} e^{i(\omega_i-\omega_1)t} \tag{4.1}$$

其中，A_i 是振幅，ϕ_i 是相位，ω_i 是频率。然而，由于有限的功率带宽以及信号源、射频信号放大器和 AOD 等组件的固有缺陷，输入的射频信号会产生非线性响应。对于最低阶的非线性效应，系统可以被视为一个混频器，它会在输入频率的和频与差频处产生新的频率。对于任意两个输入频率：

$$E_1 = A_1 e^{i\phi_1} e^{i\omega_1 t} \tag{4.2}$$

$$E_2 = A_2 e^{i\phi_2} e^{i\omega_2 t} \tag{4.3}$$

输出信号将产生新的频率:

$$E_{1,2}^{-} \propto e^{i(\phi_1-\phi_2)} e^{i(\omega_1-\omega_2)t} \tag{4.4}$$

$$E_{1,2}^{+} \propto e^{i(\phi_1+\phi_2)} e^{i(\omega_1+\omega_2)t} \tag{4.5}$$

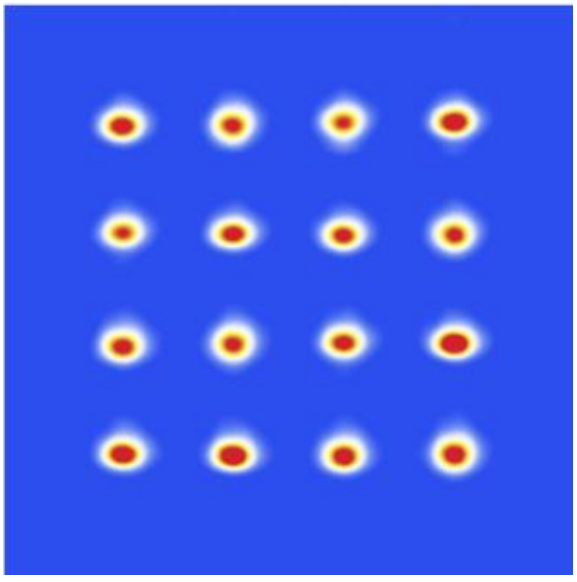


图 4-1 驱动信号相位优化后的激光阵列的成像

Fig. 4-1 Imaging of the laser array after phase optimization of the driving signal

这些新频率会与初始频率进一步混合，从而产生更高阶的拍频。例如，频率 $\omega_1-\omega_2$ 和 ω_1 混合后会产生 ω_2 和 $2\omega_1-\omega_2$。在本例中，初始射频信号的频率是等间距的，类似于频率梳的结构。因此，需要找到合适的相位以最小化这些非线性干扰。首先考虑每一对初始频率 $\mathrm{E}_{i,j}^{-}$ 的一阶非线性效应，然后将所有一阶非线性效应相加，得到总的非线性贡献 $\sum \mathrm{E}_{i,j}^{-}$，通过 Matlab 程序尝试不同的随机相位组合，选择使一阶非线性总和最小的相位组合，从而实现非线性干扰的最小化。调整完相位之后，还需要对每个驱动频率的幅度进行调节，从而使每束光的光强一致。

为了构建二维阵列，我们使用一对垂直放置的 AOD 生成阵列光，光束经过第一个 AOD 后形成一维阵列，该一维阵列再经过第二个 AOD 便形成二维阵列。在调节的过程中，光束通过焦距为 900 mm 的透镜聚焦并用 CCD 实时监测。图 4-1 展示了一个 4×4 阵列在相位和振幅优化后的照片，调节后的每束光幅度几乎一致，且几乎没有产生多余的光束浪费功率。

4.2.3 实验装置

实验光路图的示意图如图 4-3 所示。一束 1064 nm 的激光首先经过一对垂直放置的 AOD，在光路中加入由两个焦距为 200 mm 的透镜组成的望远镜系统。接着激光束被进一步聚焦于高数值孔径的物镜中，最终形成光势阱阵列。这种独特的光学布局有效避免了因激光发散角过大而导致的光束在物镜输入端口处被阻挡的问题。

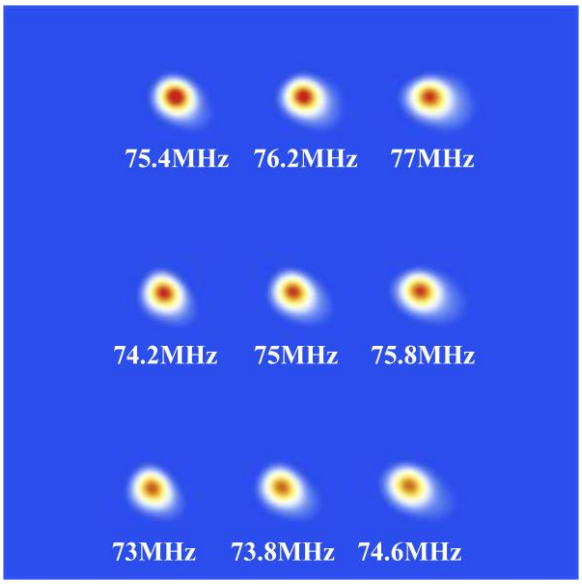


图 4-2 3×3 阵列光束的频移

Fig. 4-2 Frequency shift of the beam in 3×3 array

两个 AOD 分别由三个频率驱动，射频信号由信号源（Tektronix AFG3252C）以任意波形输出，中心频率设定为 75 MHz。水平放置的 AOD 频率间隔为 0.8 MHz，垂直放置的 AOD 频率间隔为 1.2 MHz，如图 4-2 所示，这种设计保证了每束光束的频率均不相同，激光被分为 9 束，在真空窗口前测得的总功率为 1.8 W，由于光束经过窗片和物镜会有一定程度的损耗，透射率约为 52%，所以每束光的功率约为 104 mW。

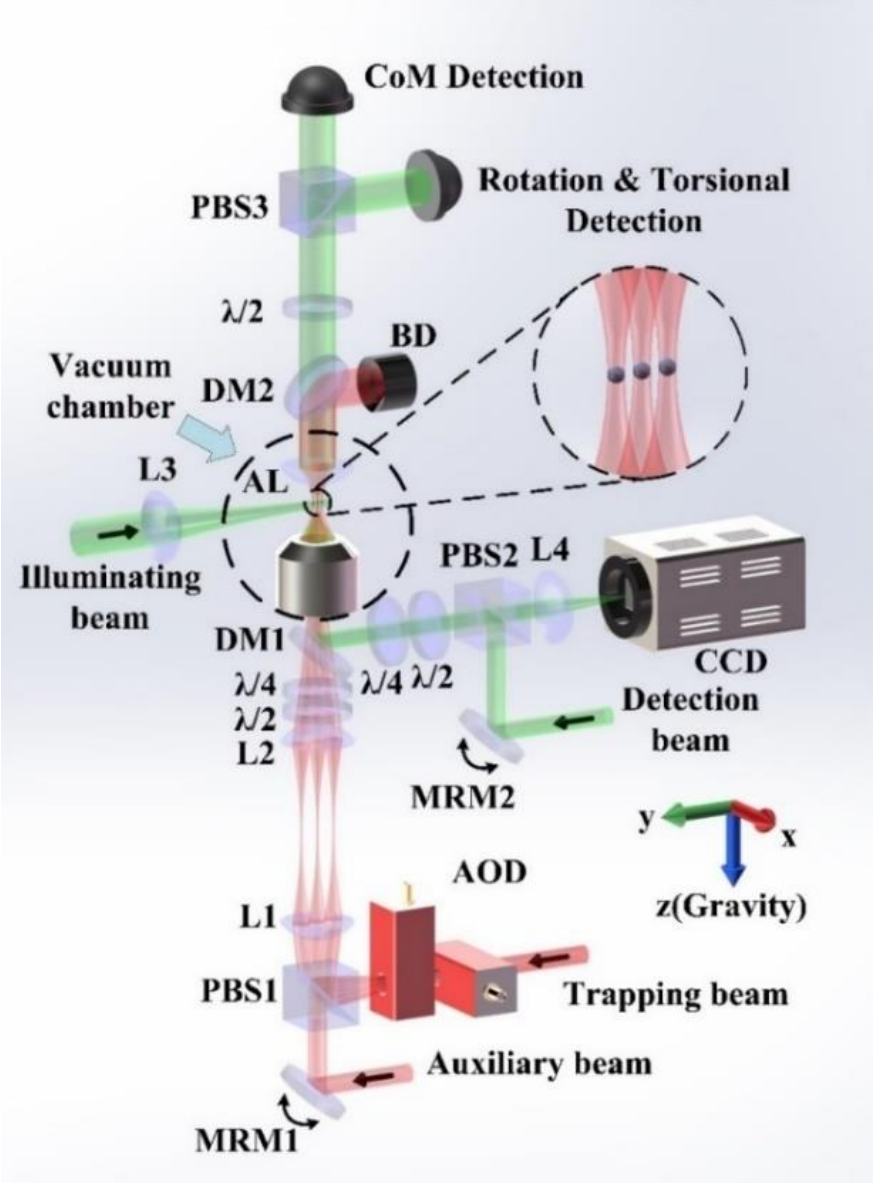


图 4-3 光悬浮纳米粒子阵列实验装置

Fig. 4-3 Experimental setup of optically levitated nanoparticle array

此外，还有一束直径相同的 1064 nm 辅助光，通过偏振分束器（PBS）与捕获光重合。通过调节安装在电动镜架上的反射镜，可使辅助光发生偏转，进而将光阱

移动到任意位置。这束辅助光在真空腔前的功率为 400 mW，经过物镜后的功率为 208 mW，因此辅助光具有更深的阱深。当辅助光靠近捕获光束时，捕获光中的纳米粒子会被转移至辅助光中。基于此特性，可利用辅助光去除团簇，或者对纳米粒子阵列进行重新排列。

在完成阵列中多粒子的捕获之后我们需要对粒子的运动进行探测，通常情况下真空光悬浮纳米粒子需要利用捕获光的透射光来检测粒子的运动信号。然而在本实验中，捕获光的透射光包含了粒子的所有运动信号以及 AOD 驱动信号产生的各种拍频，无法直接用于检测运动信号。为解决这一问题，我们将一束可以调节角度的 532 nm 激光经过物镜聚焦，通过调节反射镜将该激光聚焦在任意粒子上，通过双色镜将其与捕获光的透射光分离，使用该透射光探测粒子信号，便能避免上述问题。在焦平面后方，使用一个数值孔径为 0.78 的非球面镜收集探测光，再通过 PBS 将探测光分为两束。其中一束用于探测质心运动，我们使用的是自制的平衡零拍探测器；另外一束则通过两个宽带探测器，分别用于检测扭摆运动（Hamamatsu C12702 - 03）或旋转运动（Newport 1544 - A）。

为了更直观地观察阵列中的纳米粒子，实验上从侧面用一束 532 nm 的激光来照明纳米粒子，利用一个焦距为 150 mm 的透镜进行聚焦。相较于纳米粒子，该光束的腰斑足够大，其高斯光斑线性部分能够覆盖所有粒子。此时，粒子的偶极散射光可被物镜收集，并在 CCD 上成像。

4.2.4 阵列光强分布的理论模拟

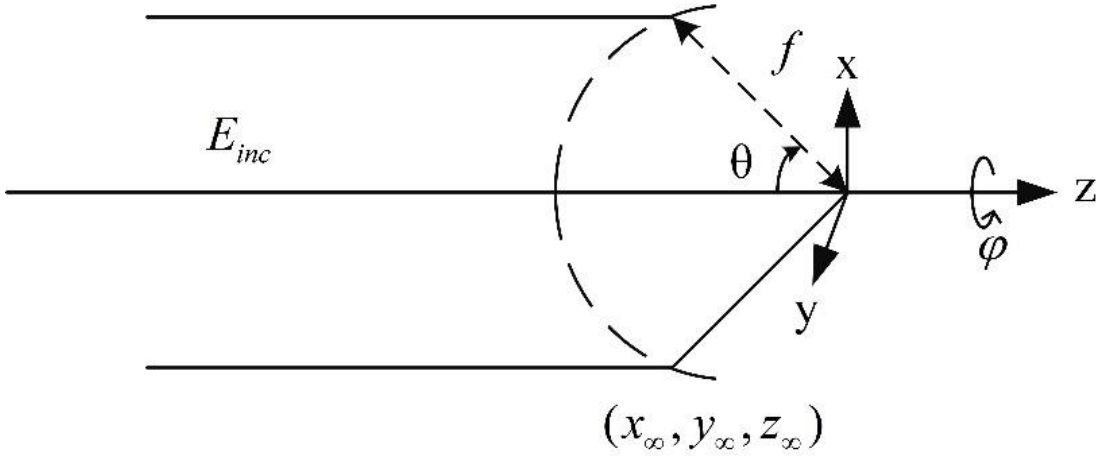


图 4-4 坐标系的几何表示和坐标的定义

Fig.4-4 Geometrical representation of the system and definition of coordinates

对于 TEM00 模的光场，入射光的电场分布可以表示为：

$$E_{inc} = E_0 e^{-(x_\infty^2 + y_\infty^2)/\omega_0^2} = E_0 e^{-f^2 \sin^2\theta/\omega_0^2} \tag{4.6}$$

其中 ω_0 是光斑半径，f 是焦距，坐标系的几何表示以及坐标的定义如图 4-4 所示。定义：

$$f_\omega(\theta) = e^{-f^2 \sin^2\theta/\omega_0^2} \tag{4.7}$$

焦点处的电场可以表示为：

$$E(\rho,\varphi,z) = \frac{ikf}{2} E_0 e^{-ikf} \begin{bmatrix} I_{00} + I_{02}\cos 2\varphi \\ I_{02}\sin 2\varphi \\ -2iI_{01}\cos\varphi \end{bmatrix} \tag{4.8}$$

其中：

$$I_{00} = \int_0^{\theta_{\max}} f_\omega(\theta)(\cos\theta)^{1/2} \sin\theta(1+\cos\theta) J_0(k\rho\sin\theta) e^{ikz\cos\theta} d\theta \tag{4.9}$$

$$I_{01} = \int_0^{\theta_{\max}} f_\omega(\theta)(\cos\theta)^{1/2} \sin^2\theta J_1(k\rho\sin\theta) e^{ikz\cos\theta} d\theta \tag{4.10}$$

$$I_{02} = \int_0^{\theta_{\max}} f_\omega(\theta)(\cos\theta)^{1/2} \sin\theta(1-\cos\theta) J_2(k\rho\sin\theta) e^{ikz\cos\theta} d\theta \tag{4.11}$$

$$\theta_{\max} = \arcsin(NA) \tag{4.12}$$

其中 J_n 是 n 阶贝塞尔函数，NA 表示数值孔径，k 是波数。

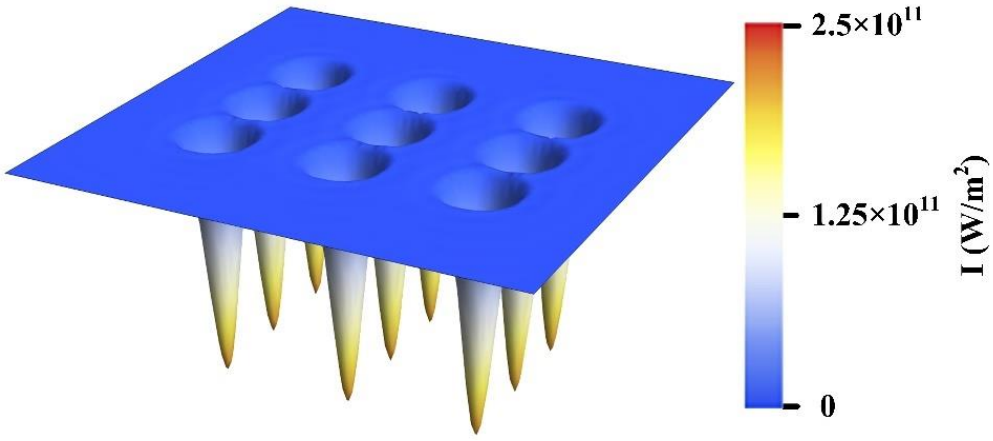


图 4-5 3×3 二维光镊阵列的光强分布理论模拟

Fig. 4-5 Theoretically simulated intensity distribution of a 3 × 3 2D array of optical tweezers

光强与电场强度的关系可以表示为：

$$I = n\varepsilon_0 c / 2 \times E^2 \tag{4.13}$$

其中 n 是折射率，ε_0 是介电常数，c 是光速。

基于理论计算对 3×3 阵列在焦点处的光强分布进行模拟，结果如图 4-5 所示，经过对阵列强聚焦光束的模拟我们可以看出，势阱之间有足够的距离，避免了势阱之间的相互干扰。

此外，辅助光逐渐靠近俘获光时的光强分布的理论模拟结果如图 4-6 所示，当两束光距离大概为 0.5 μm 时两个光阱几乎合成一个新的光阱，此时粒子就会进入辅助光的光阱中。

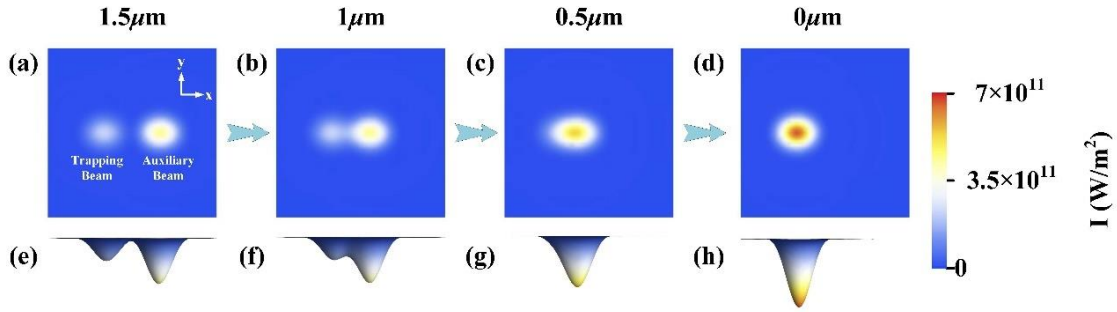


图 4-6 辅助光向俘获光靠近过程中的光强分布理论模拟

Fig. 4-6 Theoretical simulation of the intensity distribution as the auxiliary beam approaches the trapping beam

4.2.5 阵列规模的拓展

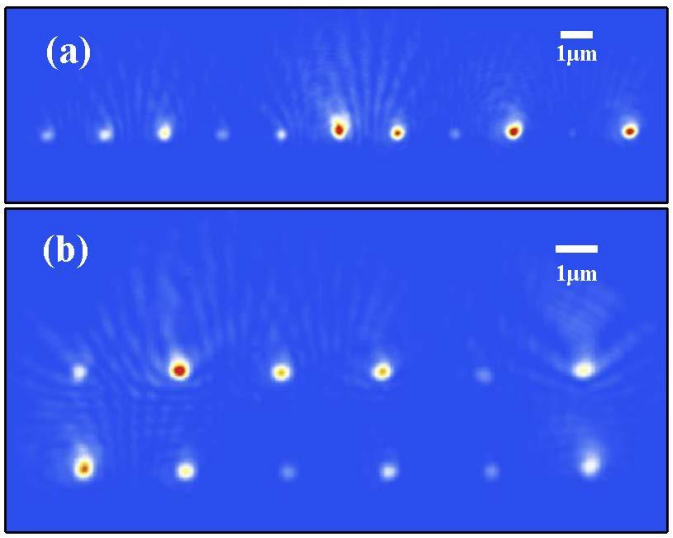


图 4-7 光悬浮纳米粒子 1x11 阵列以及 2x6 阵列成像

Fig. 4-7 Scattering images of 1 × 11 array and 2 × 6 array of trapped nanoparticles

除了 3×3 的阵列，还可以根据需要构建其他尺寸的阵列。1×11 和 2×6 的阵列如图 4-7 所示。目前，阵列尺寸的限制主要在于激光器的功率。与原子相比，捕获纳米粒子需要更高的能量，每束光至少需要 200 mW 的功率。此外，考虑到声光偏转器（AOD）和光纤的损耗，构建 4×4 阵列时使用了 9 W 的激光。如果想要建立更大规模的阵列，则需要更高功率的激光器。

4.3 光悬浮纳米粒子阵列成像

在阵列搭建完成后，我们使用雾化器在阵列中加载了 9 个纳米小球，其偶极散射成像如图 4-8 所示，可以看到粒子的散射强度大小不一，这是由于粒子具有不同的体积，根据公式(2.8)我们可以知道粒子的极化率与粒子半径的三次方成正比，因此粒子的体积越大，它的散射光强度就越高。

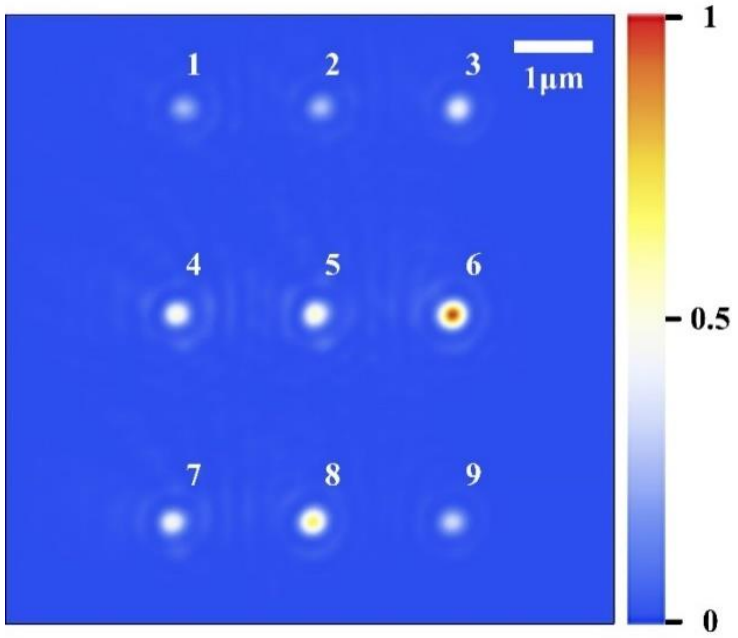


图 4-8 光学悬浮纳米粒子阵列的成像

Fig. 4-8 Image of a optically levitated nanoparticles array

实验上所使用的二氧化硅纳米小球的扫描电镜图如图 4-9 所示，大部分的粒子为单个的纳米小球，但是也有极个别的粒子粘在了一起，构成了纳米哑铃或者更大的团簇，除此之外，在配制溶液、雾化以及捕获的过程中也有可能将单个的小球形成大的团簇，参考文献[16]利用蒙特卡罗方法模拟了不同形状粒子的阻尼率，因此，可以通过测量粒子的阻尼率来估计纳米颗粒的形状。

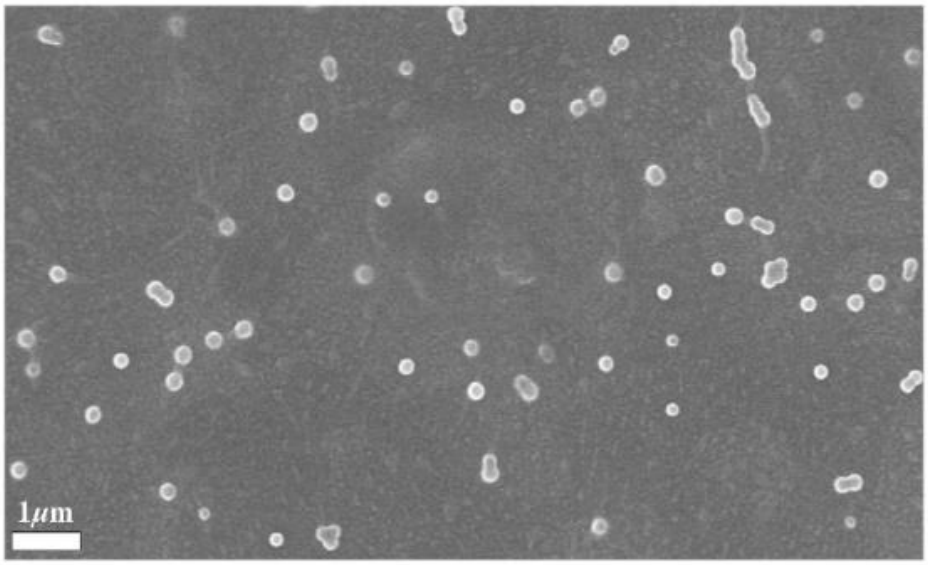


图 4-9 实验中所用二氧化硅纳米颗粒的扫描电镜图

Fig. 4-9 SEM image of the nanoparticles used in our experiment

4.4 运动信号测量

表 4-1 阵列中粒子的阻尼率比值与形状的判断

Tab. 4-1 Ratios of damping rates of trapped particles in array with the inferred Shapes

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
γ_y/γ_x	1.134	1.065	1.072	1.355	1.516	1.322	1.041	1.388	1.197
γ_z/γ_x	1.052	1.089	0.968	1.607	2.002	1.672	0.958	1.262	1.294
是否为球形	是	是	是	否	否	否	是	否	近球形

为了测量阵列中每个纳米粒子的运动信号，我们使用 532 nm 的探测光来测量图 4-8 中每个纳米颗粒的质心运动和扭摆运动。图 4-10 (a)是每个纳米颗粒 2000 Pa 气压下沿三个正交方向的质心运动和扭摆运动，这里测量运动信号时捕获光和探测光均是线性偏振。图 4-10 (b)为阻尼率随气压变化的实验数据及拟合结果。根据拟合结果，得到了表 4-1 中的阻尼率比值。纳米颗粒质心运动的阻尼率γ_i取决于空气压力 p 及其形状($r_i, i \in x, y, z$)，它与气压 p 成正比。而一个方向的尺寸越大，质心运动沿该方向运动的阻尼率就越小[111]。

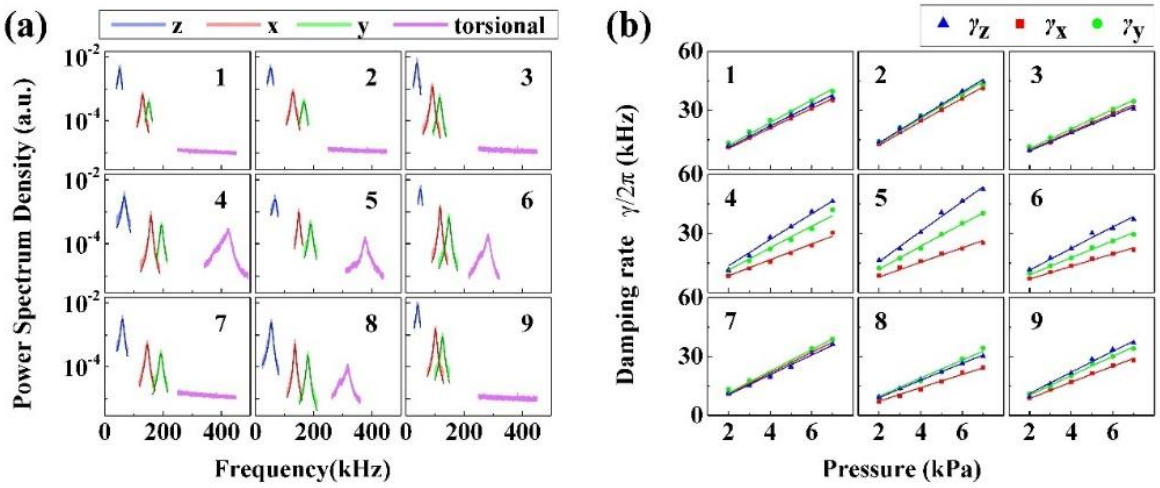


图 4-10 阵列中纳米粒子的运动信号

Fig. 4-10 Motion signals of nanoparticles in an array

标记为“1”、“2”、“3”和“7”的纳米颗粒在三个本征运动方向(x、y、z)上的质心运动阻尼率几乎相同，并且这些纳米颗粒没有扭摆运动信号，这意味着它们接近球形。相比之下，“4”、“5”、“6”和“8”纳米粒子的质心运动运动阻尼率比值 γ_y/γ_x 和 γ_z/γ_x 较大，而且检测到纳米颗粒存在扭摆运动信号，表明其形状具有各向异性。对于一个非球形的纳米粒子，它沿着三个轴具有不同的尺寸。纳米粒子长度最长的轴将与捕获光线偏振的电场方向一致，定义为 x 轴，这是因为纳米粒子沿其最长轴的极化率最大[16]。

4.5 阵列中纳米粒子的重新排列

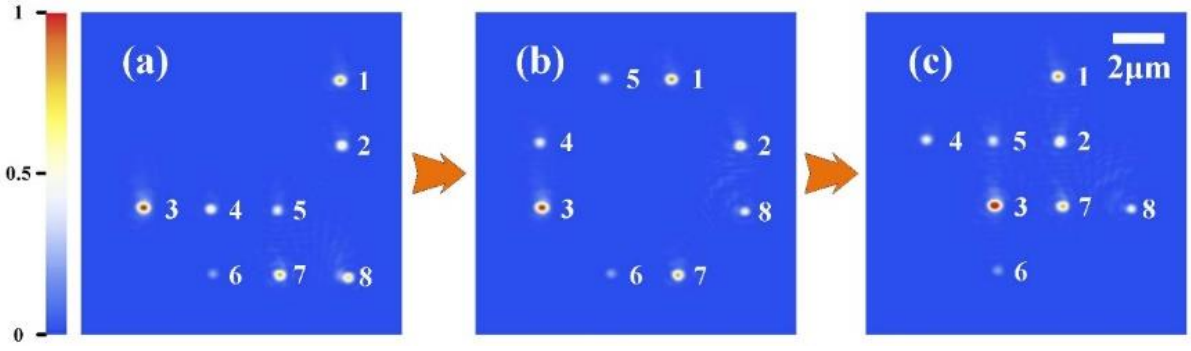


图 4-11 光悬浮纳米粒子阵列重新排列

Fig. 4-11 Reconfiguration of optically levitated nanoparticle arrays

为了获得预定义纳米粒子阵列的可控加载，需要将随机加载的纳米粒子阵列进行重新排列。

在重排前，我们对的电动镜架驱动电机的步长和辅助光的焦点在物镜焦平面上的位移进行了预标定。首先在 CCD 上标记好阵列中每一个粒子的坐标位置，然后只打开辅助光，使用雾化器将纳米粒子加载到辅助光中，然后控制电动镜架移动粒子，分别记好横向和纵向移动一个粒子间隔所移动的步长，从而得到了移动距离与步数的关系。在排列过程中，还需要注意粒子转移的路径，以避免影响阵列中的其他粒子。

如果要将不需要的粒子移除，先将辅助光关闭，移动到该位置后打开，然后调节电动镜架，使其远离阵列后关闭即可。如果要移动粒子，先将辅助光关闭，移动到该位置后打开，然后调节电动镜架，使其移动到需要移动的位置后，关闭辅助光即可，在本实验中，辅助光焦点的移动速度约为 1 μm/s。

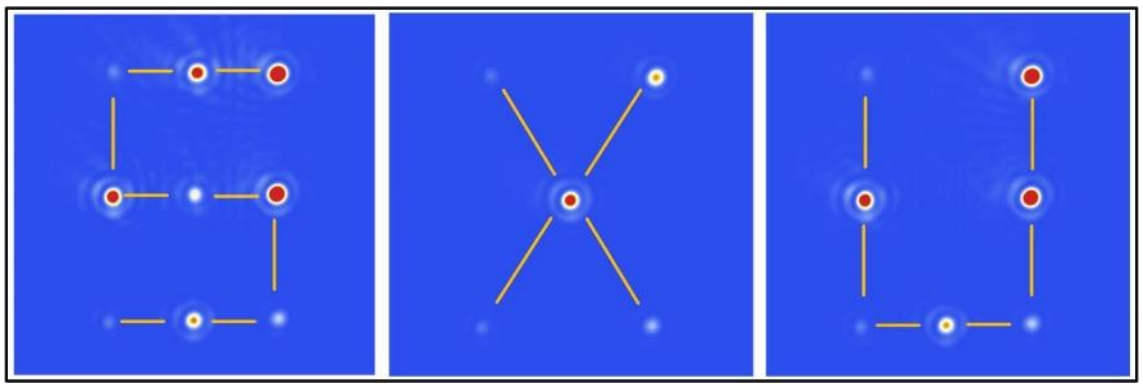


图 4-12 光悬浮纳米粒子阵列中排列的 SXU 图案

Fig. 4-12 SXU patterns arranged in an array of optically levitated nanoparticles

图 4-11 展示了重新排列的过程，在 4×4 的阵列中捕获了 8 个纳米颗粒，然后进行重新排列，然后对阵列中的每个粒子标了序号，初始的位置是随机的，接着将粒子排列成环状和风车状图案。另外，图 4-12 在 3×3 的阵列中通过重新排列和移除的方法排列出了 Shanxi University 缩写（SXU）的图案。

4.6 阵列中纳米粒子的组装

我们在光悬浮纳米粒子阵列系统中首次实现了纳米小球在真空中的组装。首先从已有的阵列中挑选出两个单独的纳米小球，随后借助辅助光，将这两个粒子移动至同一个光阱之中。

在合成过程中，可能会出现以下四种情况，如图 4-13 所示：第一种情况是，在操作过程中，其中一个粒子会跳出光阱；第二种情况为，两个粒子成功结合形成一个纳米哑铃，此时能够检测到组装后粒子的扭摆运动；第三种情况表现为，两个粒子虽处于同一光阱，但彼此之间存在间隙，这一现象可从 CCD 成像中清晰观察到，此外，所检测到的运动信号呈现为两个粒子信号的叠加；最后一种情况是，两个粒子一同跳出光阱。

表 4-2 组装的四种情况的统计结果

Tab. 4-2 Statistical results of the four situations in the assembly

	一个粒子跳出阱外	组装成功	两个粒子在光阱中没有合成	两个粒子一起跳出阱外
百分比	10%	25%	59%	6%

为了更准确地了解合成情况，我们总共进行了 100 次合成实验，并对每种情况出现的次数进行了统计，统计结果详见表 4-2。经统计，成功组装的概率约为 25%。

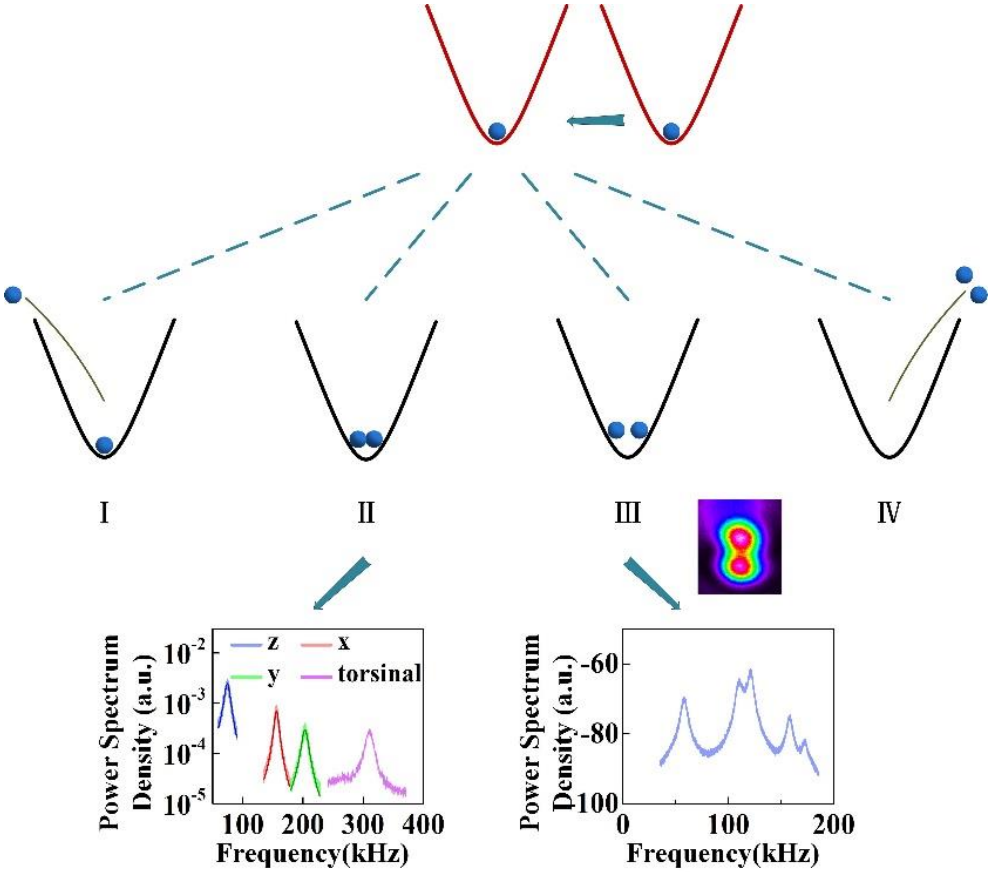


图 4-13 将两个纳米小球合并到同一个光阱中的四种情况

Fig. 4-13 Four situations for the two nanoparticles merged to a single trap

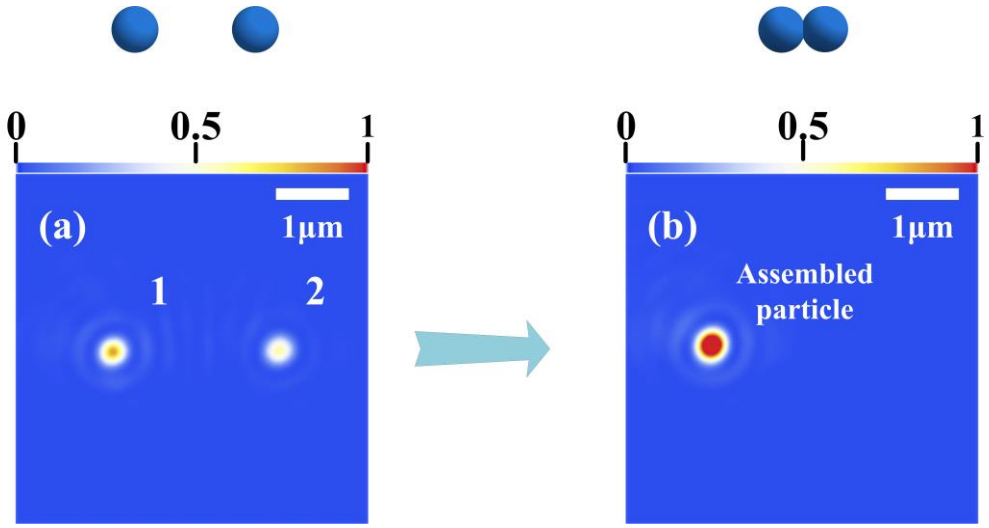


图 4-14 合成纳米哑铃前后的成像

Fig. 4-14 Imaging before and after the assembly of nanodumbbells

图 4-14 展示了纳米粒子在组装前后的成像情况。从中可以清晰的看到，合成后的纳米哑铃散射强度明显大于合成前的单个纳米小球，这是证明纳米粒子合成的第一个判据。与此同时，我们对粒子的运动信号进行了测量。图 4-15 (a)、(b)、(c)是纳米粒子在合成前后，处于 2000 Pa 气压环境下的质心运动以及扭摆运动信号。而图 4-15 (d)、(e)、(f)则为阻尼率随气压变化的实验数据以及相应的拟合结果，其中，点代表实际测量的数据，线是依据相关公式进行拟合得出的结果。

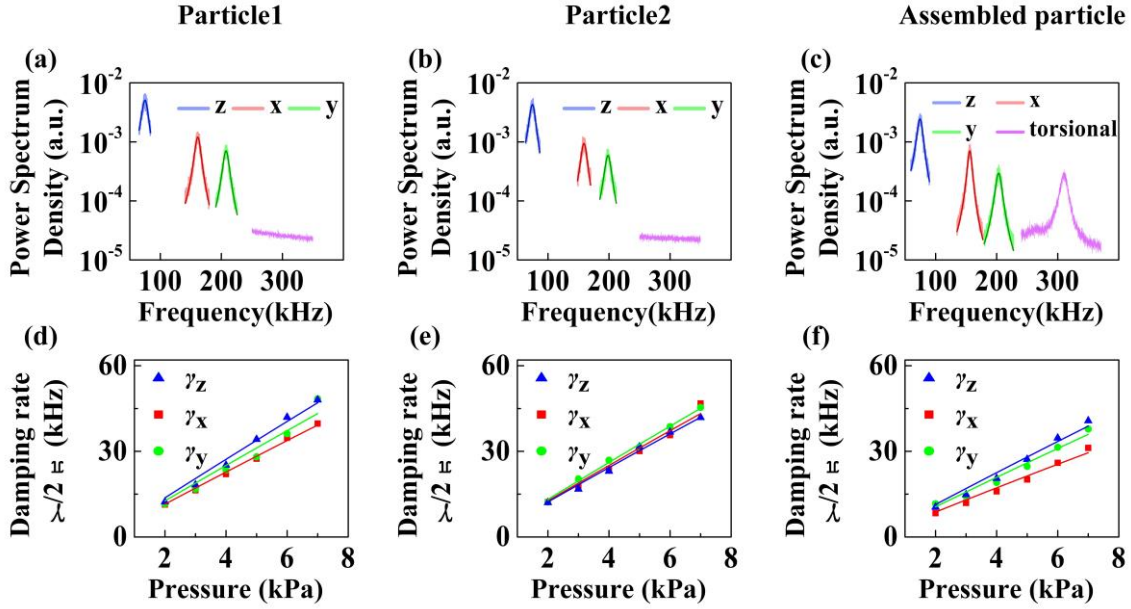


图 4-15 纳米哑铃组装前后运动信号

Fig. 4-15 Motion signals of nanodumbbells before and after assembly

合成之后，质心运动的频率几乎未发生变化，这是因为质心运动频率与粒子大小并无关联。实验结果表明，单个纳米小球沿三个正交方向运动时的阻尼率极为接近，然而纳米哑铃沿这三个正交方向运动的阻尼率却存在较大差异，这一现象充分证明了合成纳米哑铃具有各向异性，是证明纳米粒子合成成功的第二个判据。此结果与参考文献[16]中的模拟结果相契合，其质心运动衰减率的比值与理想纳米哑铃阻尼率的模拟情况十分相近。组装前后阻尼率比值的变化详情见表 4-3。

表 4-3 纳米哑铃合成前后的阻尼率比值与形状的判断

Tab. 4-3 Damping ratio ratios and shape determination of nanodumbbells before and after synthesis

	1	2	Assembled particle
γ_y / γ_x	1.100	1.042	1.211
γ_z / γ_x	1.194	0.971	1.305
形状判断	近球形	球形	纳米哑铃

此外，在图 4-15 中我们还观察到，单个纳米粒子不存在扭摆运动，而组装后的纳米哑铃则检测到了扭摆运动，这是组装成功的第三个判据。当捕获光的偏振状态从线偏振调整为椭圆偏振时，便能够驱动纳米哑铃旋转，由于在一个旋转周期内，探测器会探测到两次信号，因此粒子的旋转频率是探测到的频率的一半。纳米哑铃旋转频率与气压的关系如图 4-16 (a)所示，在气压为 0.06 Pa 时，观测到的最大旋转频率约为 1.75 GHz ,如图 4-16 (b) 。倘若进一步对质心运动实施反馈冷却措施，纳米哑铃还可以达到更高的旋转频率。

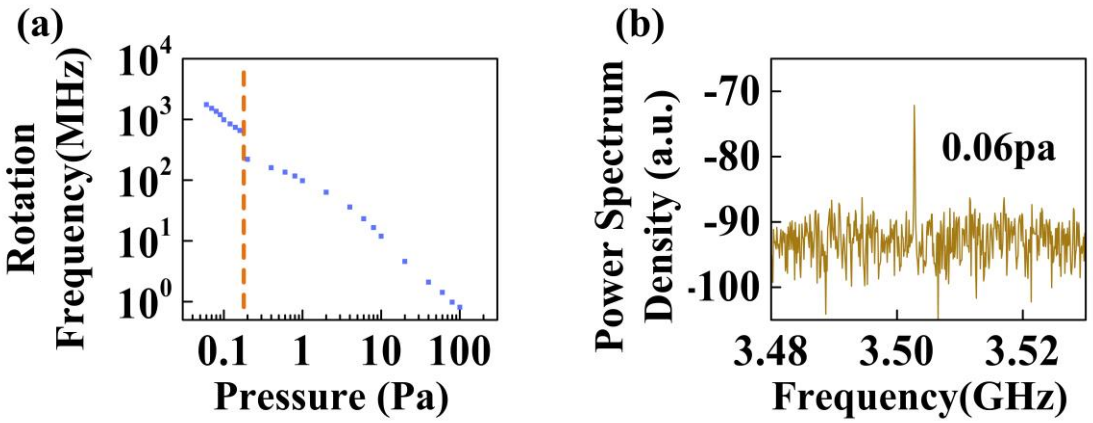


图 4-16 组装哑铃的旋转

Fig. 4-16 Rotation of the assembled dumbbells

4.7 小结

综上所述，我们在真空中搭建了二维光悬浮纳米粒子阵列。该阵列在初始加载阶段存在随机性，但通过设计的重新排列，获得了由单个小球构成的阵列，并能够根据需求构建出任意形态的纳米颗粒图案。通过对运动信息的精确测量，计算了阵列中每个纳米粒子的尺寸，并确定了纳米粒子的各向异性形状。最终，从阵列中挑选出两个纳米小球，将它们组装成一个二氧化硅纳米哑铃，并驱动其在 GHz 频率下稳定旋转。

此项研究成果为多个领域的探索奠定了基础。例如，在不同类型纳米颗粒的复杂系统组装方面，它提供了技术支撑与实验范例。展望未来，有望通过结合冷却技术与库仑力或偶极相互作用，实现对阵列的协同冷却[77,76,79,78]。此外，该系统还能够用于探究纳米粒子的多体宏观量子效应[104]，为量子物理学的发展开辟新的研究方向。

5 Janus 复合纳米粒子在真空光悬浮阵列中的组装

5.1 引言

二氧化硅纳米粒子因其高相变温度（约 1600°C）和在光通信波段（如 1550 nm）的低光学吸收率，是高真空光悬浮系统的理想材料，常用于基态冷却。然而，均匀的二氧化硅粒子在调控内部自由度及内外自由度耦合方面存在显著限制，这些局限性促使科学家们转向更具功能化的材料体系，例如氮空位（NV）色心纳米金刚石。

在生物医学领域，NV 色心纳米金刚石作为生物成像探针具有明显优势[62,63]。其尺寸较小，能够穿透细胞膜，进入细胞内部，实现对细胞内环境的无损探测。由于其荧光稳定性好，在长时间的细胞观测过程中，能够持续提供清晰的成像信号，监测细胞内的生理活动，如温度变化、离子浓度变化等。此外，借助 NV 色心的自旋传感特性，还可对细胞内的微弱磁场进行测量，有助于研究细胞内生物电活动和生物分子间的相互作用。在量子信息领域，NV 色心纳米金刚石凭借其自旋特性，成为量子比特的潜在候选对象。其自旋状态可通过光和微波实现精准操控，并能在较长时间内保持量子态的相干性，为量子计算与量子通信系统的构建提供了可能。可以利用 NV 色心纳米金刚石的自旋来编码和存储量子信息，通过调控自旋之间的相互作用，实现量子比特的逻辑运算与信息传输。在精密测量领域，NV 色心纳米金刚石可用于超高灵敏度的磁场测量。例如，在地质勘探中，它能够探测到微弱的地磁场异常，助力寻找地下矿产资源；在生物磁学研究中，可检测生物体内由神经活动产生的微弱磁场信号。此外，它还能用于电场、温度和应力等物理量的高精度测量。

随着纳米技术的发展，NV 色心纳米金刚石的制备工艺日益成熟。目前，通过化学气相沉积（CVD）、离子注入等方法，能够精确控制 NV 色心在纳米金刚石中的浓度、分布和尺寸，进一步拓展了其在不同领域的应用范围。NV 色心纳米金刚石可通过多种内外操作技术实现可控性，其电子自旋在室温下具有较长的相干时间、能稳定发射单光子[112]，并对电场和磁场具有高灵敏度[113–115]，因此，NV 色心掺杂的纳米金刚石是一种极具潜力的材料。NV 色心的发光能够携带材料的内部信息，可用于探测悬浮纳米金刚石的内部动力学[116]。由于悬浮 NV 纳米金刚石的内部外部自由度的相互作用，人们提出了一些理论方案，例如用于产生大型薛定谔猫态[117]、在梯度磁场中实现物质波干涉[118,119]，或是创建两个相距较远的 NV 纳米金刚石的自旋纠缠

以检验量子引力[120]并进行量子信息处理[121]。在实验方面，人们也朝着这些目标做出了诸多努力，例如实现了对单个 NV 色心的质心运动控制与光学探测[27]、沿外磁场方向的自旋相关力矩以及摆动的自旋冷却[122]、晶轴的角度锁定[123]、旋转纳米金刚石中电子自旋的自旋控制与贝里相位[74]等。不过，热效应和氧化问题是高真空环境下光悬浮纳米金刚石面临的关键阻碍[25,124,125]。

热效应在真空光悬浮系统中普遍存在，它会使光阱变得不稳定，并限制量子态的相干性以及测量的灵敏度[126,127]。纳米金刚石由此产生的氧化现象还会使其尺寸减小，甚至被烧毁[26]。目前，部分研究已将目光投向激光制冷技术，以期降低光悬浮粒子的内部温度。对于光悬浮的 Yb^{3+}: YLF 和 Yb^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子的制冷已开展了实验研究[68,69]，并且通过发光测温法对光悬浮的 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子的内部温度进行了测量[70]。然而，鉴于这些稀土掺杂材料成分和结构较为复杂，要获得较长的自旋相干时间颇具难度。在生物医学领域，稀土掺杂材料可作为生物成像探针，利用自身发光特性实现对生物体内细胞、组织和分子层面的可视化追踪。与传统有机荧光染料相比，稀土掺杂材料具有更好的光稳定性、更低的细胞毒性，且更易于功能化修饰。这使得它们能够在长时间、高分辨率的生物成像中发挥作用，为疾病的早期诊断与精准治疗提供支持。稀土掺杂材料在光电器件领域也有广阔前景。例如，在发光二极管（LED）和有机发光二极管（OLED）技术中，引入稀土掺杂材料能够提高器件的发光效率与色彩纯度。其光学性质有助于优化光的发射与传输过程，为研发新一代高效、节能且色彩丰富的显示与照明设备提供了基础。此外，在环境监测领域，稀土掺杂材料可用于构建光学传感器。基于其对特定环境污染物的选择性响应以及发光特性的变化，能够实现对水中重金属离子、有机污染物等的检测，为环境保护与治理提供技术支撑。

总之，光致发光纳米粒子因其独特光学性质和广泛应用场景，成为连接基础科学研究与实际应用的桥梁，在推动多学科领域发展与技术创新中发挥作用。在真空光镊领域，稀土掺杂粒子与 NV 色心金刚石是关键材料。它们凭借自身物理化学性质，为该领域的研究与应用提供发展空间和可能性。在基础科学研究和实际应用拓展中，这两种材料都具有重要作用，是推动真空光镊领域发展的要素之一。

复合粒子结合了两种或多种不同的材料，由于其不对称结构，相对于均匀粒子能够呈现出独特的化学和物理性质，在生物学、医学、化学以及物理学领域有着广

泛的应用[128,129]。截至目前，尚未有关于在真空光悬浮系统中复合粒子的组装与悬浮的相关报道。

在本章中，我们开展了一项关于两种光致发光纳米粒子的光悬浮、识别、运动测量以及组装的实验研究。激光捕获阵列可同时悬浮 NV 色心纳米金刚石以及 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子。通过测量各纳米粒子的光致发光光谱，能够对每一种纳米粒子进行单独识别。选取单个 NV 色心纳米金刚石和 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子，并将它们组装成一个复合纳米粒子，进而使 NV 色心纳米金刚石在更低的气压保持发光，提高了 NV 色心金刚石在真空中的表现。

5.2 实验装置

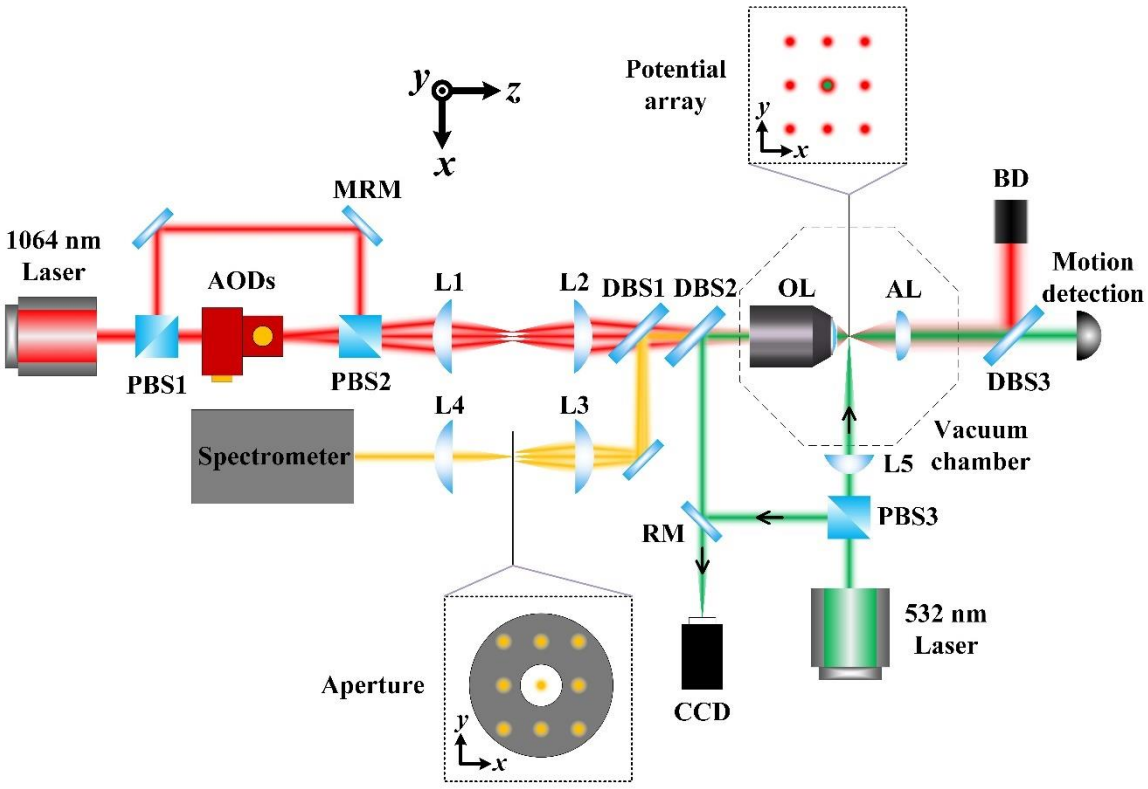


图 5-1 光悬浮光致发光纳米粒子阵列实验装置

Fig. 5-1 Experimental setup for optically levitated photoluminescence nanoparticle array

在上一章中，我们利用高数值孔径物镜（OL）对激光束进行聚焦，形成稳定的多光阱，实现了二氧化硅纳米粒子的捕获阵列，纳米颗粒还可以任意排列以获得预定义的阵列并按需组装，本章对真空光悬浮纳米粒子阵列系统进行了进一步的拓展，使其能够实现两种以上光致发光纳米粒子的悬浮，除了可以测量各个粒子的散射成

像以及运动信号，还可以单独测量各纳米粒子的光致发光。实验装置如图 5-1 所示，一束 1064 nm 激光经过一对 AOD 创建了一个二维 1064 nm 激光束阵列。光束从 AOD 出射之后在其出口与物镜入口之间放置无这些光束通过由 L1 和 L2 两个透镜（f=200 mm）组成的 1:1 望远镜，以避免因发散角大而在物镜口输入受阻。这里每束光的功率大约为 100 mW，1064 nm 辅助光的功率为 200 mW，在本次实验中，所有 1064 nm 的捕获光均可以激发 Yb^{3+}和 Er^{3+}掺杂的 $NaYF_4$ 纳米粒子发光[130]。

为了激发 NV 色心纳米金刚石并同时测量纳米粒子的运动信息，将一束功率约为 5 mW 的 532 nm 激光与捕获光通过一个双色镜（DBS2，Thorlabs DMLP650）进行耦合。在真空腔室内，1064 nm 和 532 nm 的激光束均通过物镜进行聚焦，并利用非球面透镜进行准直。透射的 1064 nm 和 532 nm 光束，再通过另一个双色镜（DBS3，Thorlabs DMSP650）进行分束。其中，1064 nm 激光用光垃圾桶阻挡，而 532 nm 激光则用于探测粒子的运动信号。

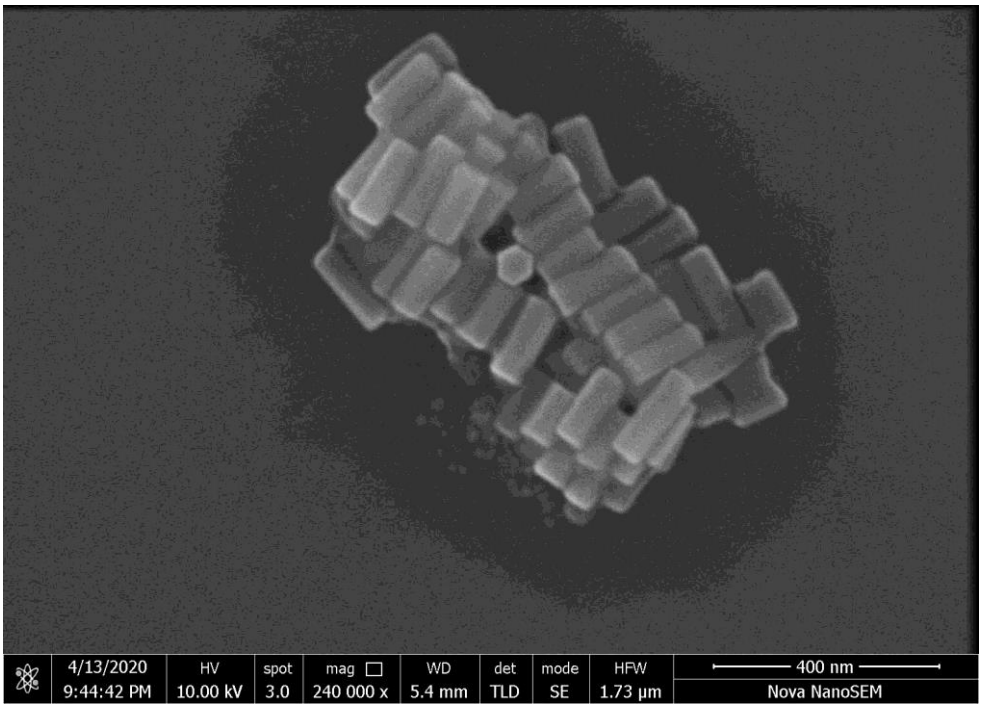


图 5-2 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子电镜图

Fig. 5-2 SEM image of Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ nanoparticles

在 1064 nm 和 532 nm 激光的共同激发下，NV 色心纳米金刚石以及 Yb^{3+}和 Er^{3+}掺杂的 $NaYF_4$ 纳米粒子分别产生光致发光现象。这些光致发光信号被物镜收集后，通过 DBS2 透射，并在双色镜（DBS1，Thorlabs DMLP1000）上发生反射，最终进入光谱仪（Andor Shamrock 500i）进行分析。然而该光束包含了阵列中所有粒子的

光致发光光谱信号，为了单独检测单个粒子的光谱信息，在光致发光光路上安装了一个焦距为 100 mm 的聚焦透镜（L3），并在其焦点处放置了一个安装在平移台上的光阑。通过移动光阑，能够选择性地透过特定纳米粒子的光致发光，而将其他粒子的发光遮挡，从而实现对不同纳米粒子光致发光的空间分辨检测。这些光束随后通过焦距同样为 100 mm 的透镜（L4）进行准直。光致发光的检测范围为 650 nm 至 1000 nm，这一范围由 DBS1 和 DBS2 的带宽决定。

此外，还使用了一束垂直于捕获光束传播方向的 532 nm 激光，用于对被捕获的纳米粒子进行照明。由此产生的背向偶极散射光被物镜收集，并通过 DBS2 成像在电荷耦合器件（CCD）上，以便实时监测纳米粒子的状态。值得注意的是，在收集成像光路上安装了一个可移除反射镜（RM），该反射镜安装在磁吸底座（Thorlabs NX1N）上。在使用 CCD 观测阵列成像时，需要将该反射镜移除；而在激发 NV 纳米金刚石粒子发光以及探测粒子运动信号时，则需要将其安装在相应位置。

在本实验中，采用了标称直径为 40 nm 的商用 NV 纳米金刚石（Adamas Nanotechnologies, ND-NV-40nm-Hi）。Yb^{3+}和 Er^{3+}掺杂的 $NaYF_4$ 纳米粒子是通过水热法合成的，直径约为 200 nm，且具有六方相结构，其中，Yb^{3+}和 Er^{3+}的掺杂浓度分别为 20% 和 2%，其扫描电镜图如图 5-2 所示。这两种纳米粒子均具有水溶性。将它们的溶液按照数量密度比为 1∶1 的比例进行混合，随后通过超声处理使其达到单分散状态。接着，利用超声雾化器将这些单分散的纳米粒子分散到真空腔室内，并使其加载到捕获激光阵列之中。

5.3 能级及跃迁过程

5.3.1 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 能级及跃迁过程

图 5-3 展示了 $NaYF_4$ 纳米粒子中 Yb^{3+}和 Er^{3+}的能级、从 Yb^{3+}到 Er^{3+}的能量转移过程以及在 Yb^{3+}/Er^{3+}共掺杂体系中可能出现的辐射跃迁过程。首先，Yb^{3+}会吸收来自 980 nm 左右激发光的光子能量，并跃迁至其高能态 $^2F_{5/2}$，随后通过荧光共振能量转移过程将激发态能量转移至 Er^{3+}，自身则回到基态 $^2F_{7/2}$。在本实验中使用的是 1064 nm 激光激发 Yb^{3+}，跃迁与激光之间的失配可通过纳米粒子内部的声子进行补偿。与此同时，处于基态 $^4I_{15/2}$ 的铒离子 Er^{3+}吸收来自被激发的 Yb^{3+}的能量，跃迁至其激发态 $^4I_{11/2}$，然后激发态 $^4I_{11/2}$ 再次吸收一个来自 Yb^{3+}高能态 $^2F_{5/2}$ 的光子，进而跃迁至激

发态 $^4F_{7/2}$。然而，Er^{3+}的不稳定激发态会通过非辐射跃迁分别弛豫至较低能 $^4I_{13/2}$、$^2H_{11/2}$、$^4S_{3/2}$ 和 $^4F_{9/2}$。其中，处于 $^4F_{9/2}$ 能级的 Er^{3+}并非全部由高能级弛豫而来，部分是由于弛豫至 $^4I_{13/2}$ 能级的 Er^{3+}再次吸收 Yb^{3+}的能量，通过能量转移跃迁而获得的。Er^{3+}从 $^2H_{11/2}$、$^4S_{3/2}$ 和 $^4F_{9/2}$ 跃迁至基态 $^4I_{15/2}$ 时，会发射出上转换的红色 $^4F_{9/2}\rightarrow{}^4I_{15/2}$ 和绿色 $^2H_{11/2}\rightarrow{}^4I_{15/2}$ 以及 $^4S_{3/2}\rightarrow{}^4I_{15/2}$ 发光。

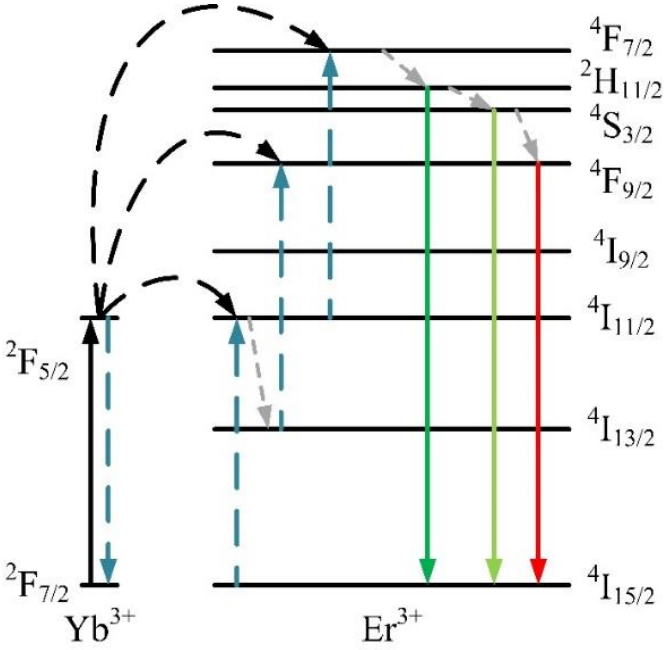


图 5-3 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 能级示意图

Fig. 5-3 Schematic diagram of the energy levels for Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$

稀土掺杂纳米粒子的热耦合能级的居布服从玻尔兹曼分布，其发射强度与居布[131]成正比，一个在 100 mbar 气压下测得的不同功率的 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 绿光发射光谱如图 5-4 所示，Er^{3+}离子的能级 $^2H_{11/2}$ 和 $^4S_{3/2}$ 是热耦合的，常用于发光强度比测温[132]。绿色发射带 515 nm - 535 nm 和 535 nm - 546 nm 分别是 Er^{3+}离子从激发态 $^2H_{11/2}$ 和 $^4S_{3/2}$ 向基态 $^4I_{15/2}$ 的能级跃迁所致[133,134]。，将 535 nm - 546 nm 波段的积分归一化，将随着功率的升高，纳米颗粒 515 nm - 535 nm 发射的积分强度有所增加，表明纳米颗粒的内部温度升高。热耦合能级的发光强度比与粒子内部温度的关系为：

$$\ln(\frac{I_2}{I_1}) = -\frac{\Delta E}{k_B}\frac{1}{T_{\text{int}}} + C \tag{4.14}$$

式中，T_{int} 为内部温度，I_2 和 I_1 分别为发射波段 515 nm - 535 nm 和 535 nm - 546 nm 的积分发光强度。ΔE 为热耦合能级间隙，k_B 为玻尔兹曼常数，常数 C 与光谱中的

发射率和积分边界有关。因此，可以通过 Er^{3+}离子的光谱得到纳米颗粒的内部温度。参数 ΔE 和常数 C 由加热平台标定。

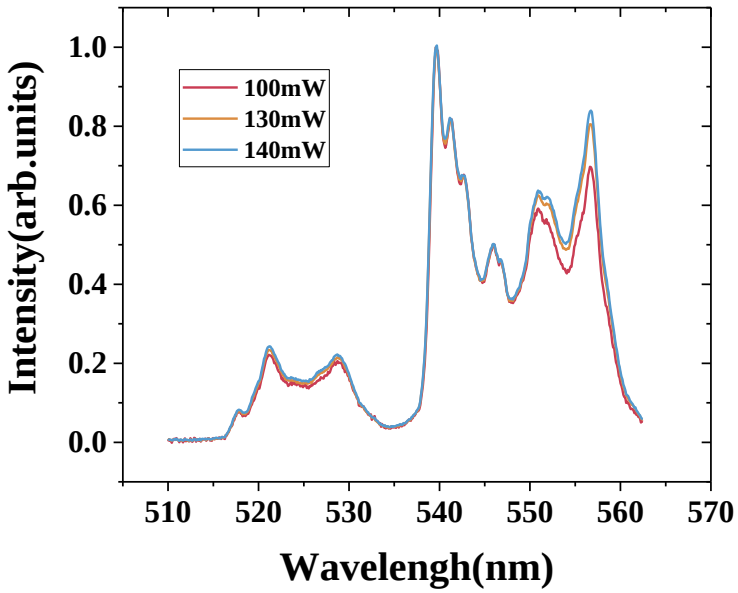


图 5-4 100 mar 时 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 的发射光谱

Fig. 5-4 Emission spectrum of Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ at 100 mar

5.3.2 NV 色心金刚石能级及跃迁过程

图 5-5 为金刚石 NV 色心的能级示意图。NV 色心的能级结构由基态 $^3A_2$ 和激发态 ^3E 两个自旋三重态构成，两者均包含三个自旋子能级 $m_s = 0, \pm1$。基态 $^3A_2$ 的 $m_s = \pm1$ 能级因零场分裂，略高于 $m_s = 0$ 能级；当 532 nm 激光激发时，电子从基态跃迁至激发态 ^3E，此时自旋量子数 m_s 保持不变。在激发态 ^3E 中，不同自旋子能级的弛豫路径显著分化：$m_s = \pm1$ 态通过非辐射系间窜越（ISC）优先进入中间单态（$^1A_1$ 或 ^1E），随后通过非辐射弛豫返回基态，并因能量损耗最终稳定在 $m_s=0$ 态，实现自旋极化；而 $m_s = 0$ 态则直接通过辐射跃迁返回基态 $^3A_2$，释放波长 637 - 800 nm 的红光。由于自旋轨道耦合，激发态的 $m_s= \pm 1$ 态更倾向于通过 ISC 过程返回到基态的 $m_s = 0$ 态，而 $m_s = 0$ 态则更倾向于通过辐射跃迁返回到基态的 $m_s = 0$ 态。

ISC 过程不发射光子，因此 $m_s = \pm1$ 态被称为“暗态”，而 $m_s = 0$ 态由于能够辐射光子，被称为“亮态”。由于 ISC 过程的存在，NV 色心的荧光强度与基态的自旋态密切相关。当电子处于 $m_s = 0$ 态时，荧光强度较高；而当电子处于 $m_s = \pm1$ 态时，荧光强度较低。这种荧光强度的差异可以用来实现 NV 色心自旋态的读出。

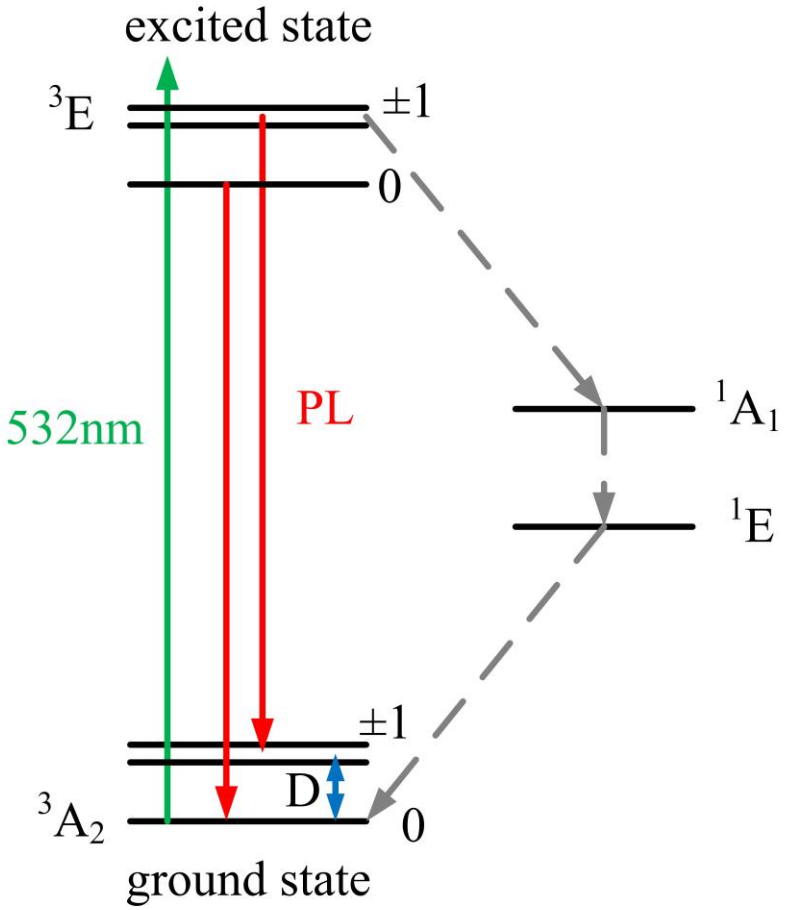


图 5-5 NV 色心金刚石能级示意图

Fig. 5-5 Schematic diagram of the energy levels for NV diamond

NV 色心的基态 $m_s = 0$ 和 $m_s = \pm 1$ 之间的能量差 D 与温度密切相关，常温下约为 2.87 GHz。零场劈裂与温度之间的关系为：

$$D(T) = D_0 + \alpha(T - T_0) \tag{4.15}$$

其中，$D(T)$ 是参考温度 T_0 下的零场劈裂值，α 是温度系数。

所以可以通过测量 NV 色心的零场劈裂值 D 来确定温度。首先使用 532 nm 激光激发 NV 色心，使其从基态跃迁到激发态。接着施加微波信号，扫描微波频率，找到共振频率，即零场劈裂值 D。 根据 D 值与温度的关系，计算当前温度。

零声子线是指 NV 色心在没有声子参与的情况下，从激发态直接跃迁到基态时发射的荧光。零声子线的频率也随温度变化，可以用于温度测量。零场劈裂与温度之间的关系为：

$$\nu_{ZPL}(T) = \nu_0 + \beta(T - T_0) \tag{4.16}$$

其中，ν_0 是参考温度 T_0 下的零声子线频率，β 是温度系数。所以也通过测量零声子线的频率变化来确定温度，首先使用 532 nm 激光激发 NV 色心，收集其荧光，接着分析荧光光谱，找到零声子线的位置，最后根据零声子线频率与温度的关系，计算当前温度。

5.4 实验过程

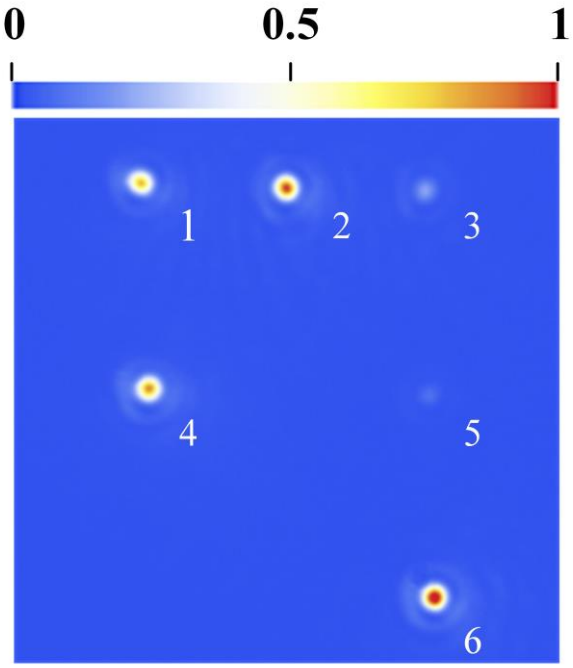


图 5-6 光致发光纳米粒子阵列的散射成像

Fig. 5-6 Scattering imaging of photoluminescent nanoparticle arrays

图 5-6 展示了在大气压下随机捕获的六个纳米粒子的散射成像。1064 nm 和 532 nm 的激光通过高数值孔径物镜聚焦于纳米粒子上，能够有效地激发这些纳米粒子。通过分别测量它们的光致发光光谱确定了它们的种类：粒子 1 是 NV 色心纳米金刚石，粒子 2 是 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子，粒子 6 是由这两种纳米粒子组成的复合粒子，是在溶液混合、雾化或装载的过程中形成的，而粒子 3、4 和 5 在 1064 nm 和 532 nm 的激发下均没有检测到光谱信号，为不发光的杂质，每个粒子的光谱信号如图 5-7 所示。这了为了单独研究两种发光颗粒随气压变化的关系，利用辅助光将多余粒子去除，留下了粒子 1 和 2。

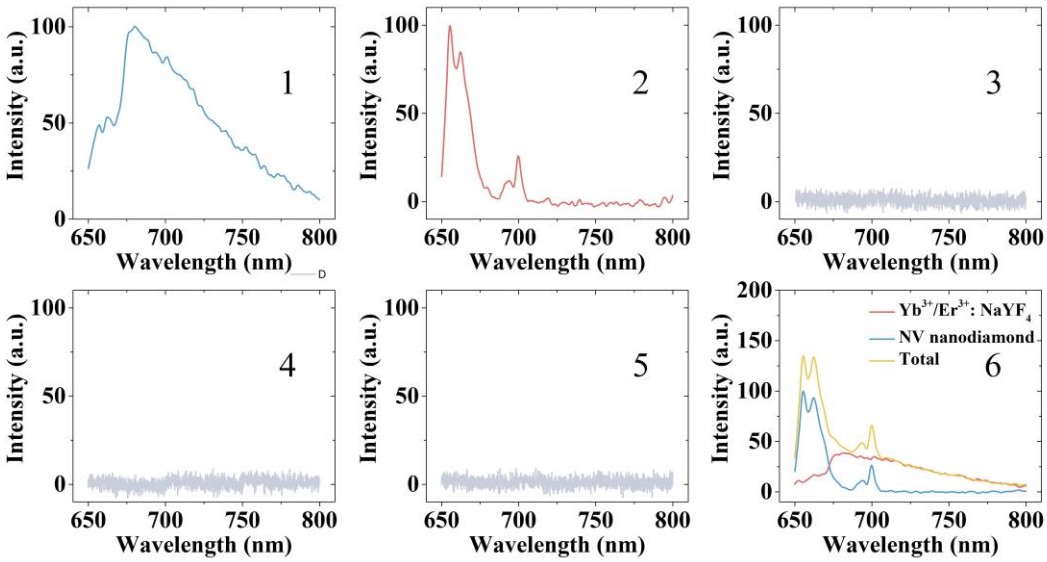


图 5-7 光致发光纳米粒子阵列的光谱信号

Fig. 5-7 Spectral signals of photoluminescent nanoparticle arrays

5.5 实验结果

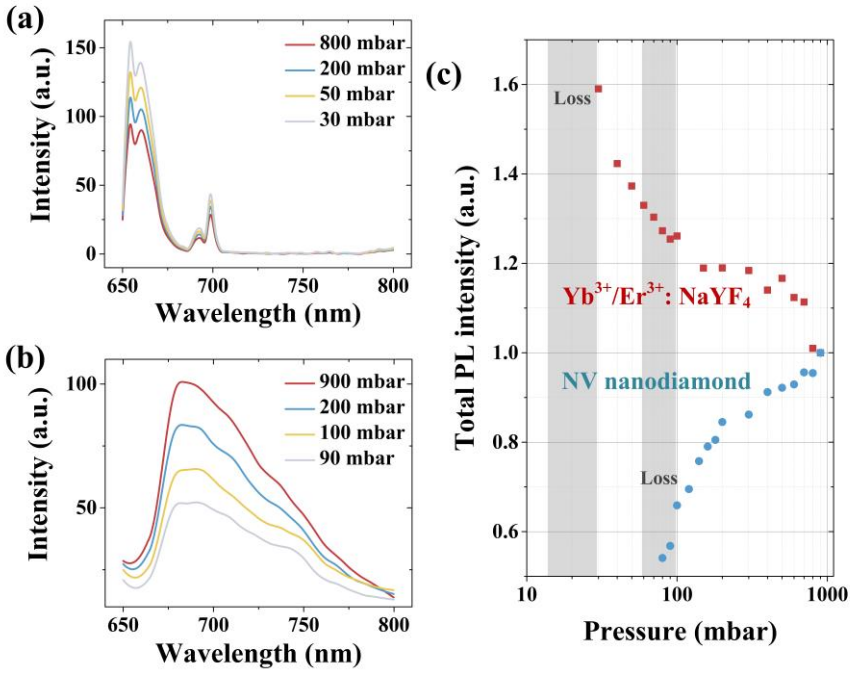


图 5-8 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子与 NV 色心纳米金刚石的发光光谱

Fig. 5-9 Photoluminescence spectrum of Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ nanoparticles and NV center nanodiamonds

如图 5-8 (a)和(c)所示，当压强降低时，Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子的光致发光光谱和总光致发光强度会增加。在压强降低过程中，吸收及非辐射过程使得 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子的内部温度升高。在相对较高的内部温度下，声子数的增加能够增强从 Yb^{3+}到 Er^{3+}的能量转移，从而提高光致发光强度。Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子在较高内部温度下也会被氧化，这会使其尺寸减小并降低光致发光强度。增强机制和减弱机制存在一种平衡状态，在更高的内部温度情况下，这种平衡也可能被打破[135]，由于内部温度过高导致纳米粒子从光阱逃逸，在此处并未观察到这些效应。

与 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子相反，如图 5-8 (b)和 5-8 (c)所示，当压强降低时，NV 色心纳米金刚石的光致发光光谱和总光致发光强度会下降。其原因主要有以下三个方面：首先，随着压强降低，空气分子变少，纳米金刚石粒子与空气分子碰撞减少导致散热变慢，而粒子不断吸收光加热导致内部温度升高，这增强了非辐射跃迁，进而削弱了辐射跃迁。

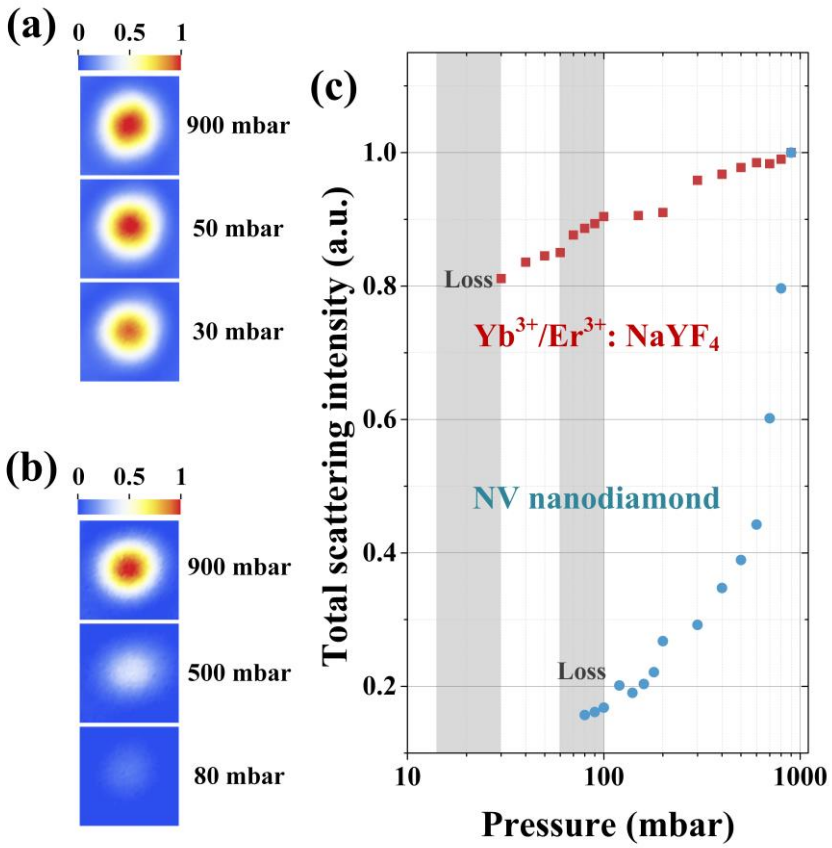


图 5-9 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子与 NV 色心纳米金刚石的散射成像

Fig. 5-9 Scattering imaging of of Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ nanoparticles and NV center nanodiamonds

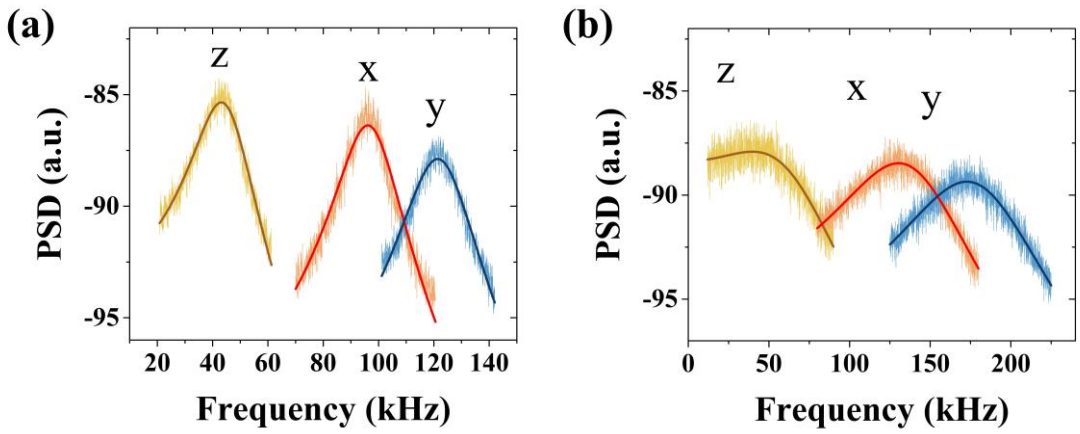


图 5-10 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子与 NV 色心纳米金刚石的质心运动信号

Fig. 5-10 The CoM motion signals of Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ nanoparticles and NV center nanodiamonds

由于真空腔中残留空气的氧化作用，会导致粒子的尺寸减小，而粒子尺寸的减小也使得 NV 色心纳米金刚石的散射成像强度降低，如图 5-9 所示。另外，在 532 nm 和 1064 nm 激光同时存在的情况下，会出现光致电离现象，进一步导致散射成像变弱[136]。Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子在较高内部温度下也会被氧化，这会使其尺寸减小。

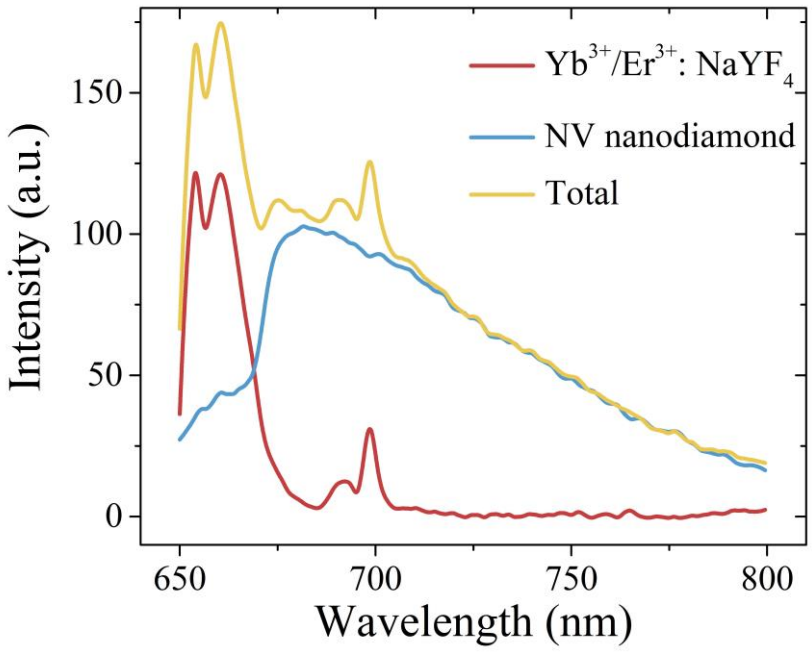


图 5-11 复合纳米粒子的发光光谱

Fig. 5-11 The luminescence spectra of composite nanoparticles

而纳米粒子的外部自由度能够与由其和残留空气分子碰撞所引发的内部自由度相耦合。在较高的内部温度下，纳米粒子与空气分子之间的能量交换变得剧烈，进

而导致纳米粒子从光阱逸出[26]。在实验中，纳米金刚石逸出光阱的压强约为 60-100 mbar，Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子逸出光阱的压强约为 15-30 mbar。图 5-10 (a)为 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子在 30 mbar 气压下沿 x、y 和 z 轴的质心运动信号，图 5-10 (b)为 NV 色心纳米金刚石在 80 mbar 压强下沿 x、y 和 z 轴的质心运动功率谱密度。

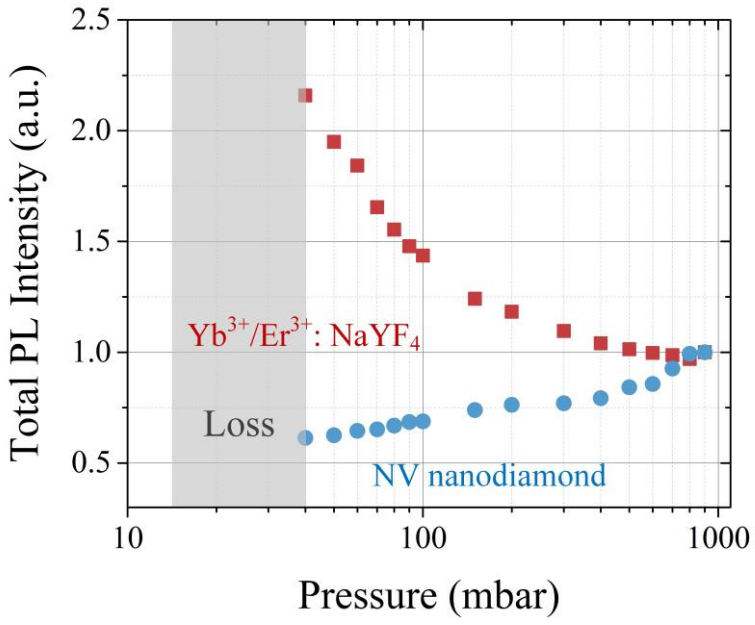


图 5-12 复合纳米粒子总发光强度随气压变化的关系

Fig. 5-12 Relationship between the total photoluminescence intensity of composite nanoparticles and air pressure

基于 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子可以进入更高真空，以及其具有内温冷却的巨大潜力，我们提出了一种方案，将两种粒子合成后，利用 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 加热小及其可以进行内温冷却的的特点，带动 NV 色心金刚石在更低的真空中保持其发光性质。

因此，在完成上述测量之后，通过控制辅助光束，将 NV 色心纳米金刚石和 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子移动到同一个光阱中，并使其黏附在一起，形成一个复合纳米粒子。

由于粒子的吸收光谱不同，1064 nm 激光只可以激发 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子，不能激发 NV 色心纳米金刚石，相反 532 nm 激光只能只可以激发 NV 色心纳米金刚石，不能激发 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子。因此我们利用此机制，分别测量了复合纳米粒子中两种成分的发光光谱。

首先，由 1064 nm 和 532 nm 激光共同激发的复合纳米粒子发光，并测量其光谱，如图 5-11 中的黄色曲线所示，接着关闭 532 nm 激发光，1064 nm 光束单独激发复合

纳米粒子中的 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 发光，如图 5-11 中红色曲线所示，将这两个信号相减即可得到蓝色曲线，即 NV 色心纳米金刚石的光致发光光谱，经对比，与单独测量的 NV 色心发光光谱一致。接着缓慢打开真空泵抽送气体，降低真空腔内的压强。图 5-12 的展示了复合纳米粒子中两种成分随压强降低时的总光致发光强度。两种成分的总光致发光强度随压强的变化趋势与单个纳米粒子相似。这里我们发现，与单个 NV 色心纳米金刚石不同，在复合纳米粒子中的 NV 色心纳米金刚石的光致发光光谱在 15-40 mbar 压强下仍可被观测到，直至复合纳米粒子逸出光阱。

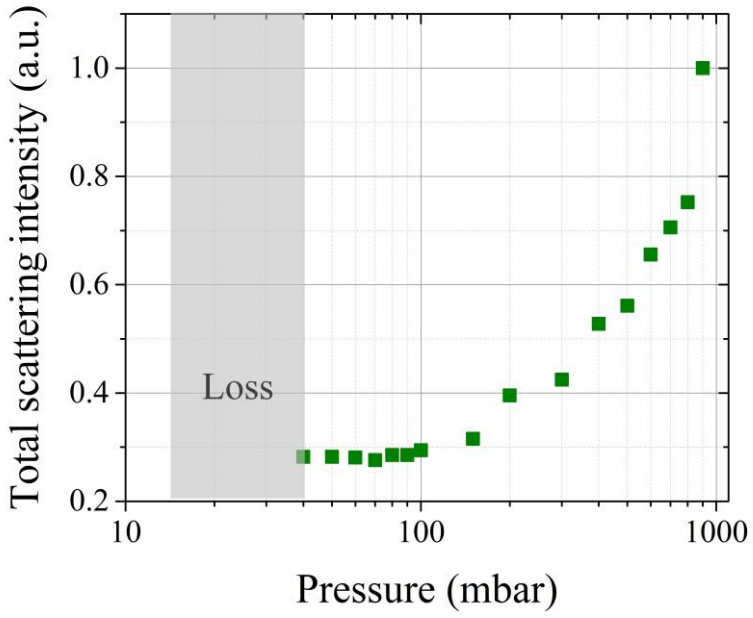


图 5-13 复合纳米粒子散射成像强度随气压变化的关系

Fig. 5-13 The relationship between the scattering imaging intensity of composite nanoparticles and air pressure

图 5-13 为复合纳米粒子在不同压强下的总偶极散射强度。随着压强降低，由于两个纳米粒子的氧化作用，总散射强度逐渐降低。复合纳米粒子中两种组分的光致发光光谱变化以及散射强度变化是由上述所讨论的多种诱因外加两个纳米粒子之间的热传递所共同导致的。在 40 mbar 的气压下，我们测量了复合纳米粒子的质心运动信号，如图 5-14 所示，这是确认组装成功的重要判据[137]。

复合纳米粒子的逸出气压约为 15-40 mbar，这主要取决于 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子，其拥有相对较大的体积因此有的较大热容量，且 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子对激光的吸热相对较少。与单个 NV 色心纳米金刚石相比，通过 NV 色心纳米金刚石

向 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子的热传递，复合纳米粒子中纳米金刚石的最小捕获压强得到了显著提升[138]。

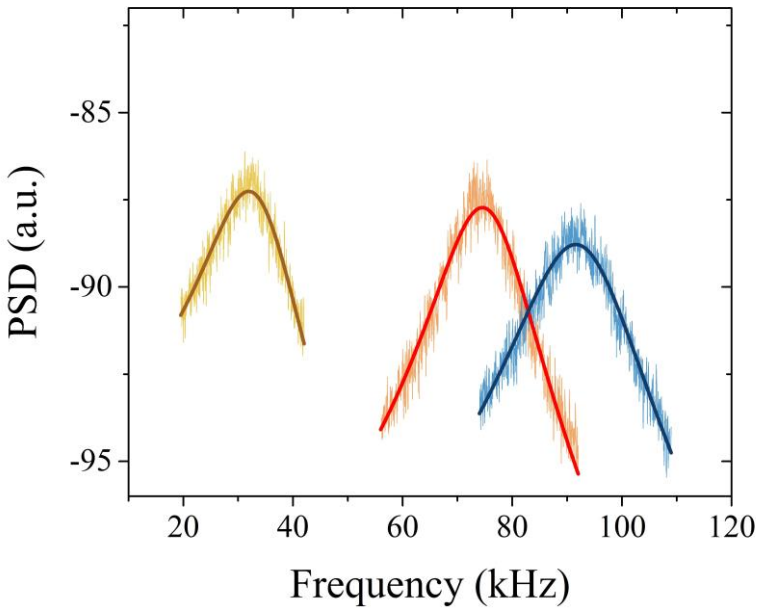


图 5-14 复合纳米粒子的质心运动信号

Fig. 5-14 The CoM motion signals of composite nanoparticles

5.6 小结

综上所述，我们开发了一种在真空中对多种光致发光纳米粒子进行悬浮、识别、运动测量和组装的技术。通过测量光致发光光谱，能够区分每一个纳米粒子，这基于其特征性的光致发光光谱。这项工作将光悬浮的研究拓展到多种粒子的组装及相互作用领域。此外，组装而成的复合纳米粒子能够结合两种类型纳米粒子的优势。

在本章中，我们同时捕获了 NV 色心纳米金刚石和 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子，并进行了组装。与单独捕获相比，复合粒子中的 NV 色心纳米金刚石可以在更低的气压下存在于光阱中并保持发光性质。这是由于两个纳米粒子之间的热传递抑制了 NV 色心纳米金刚石的热效应和氧化现象，从而提升了其在真空中的性能。同时，Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子是一种有望实现激光制冷的潜在材料。可以预期，Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子或其他激光制冷纳米材料的复合纳米粒子能够通过直接热传递实现联合制冷[138]。这对于通过 NV 色心纳米金刚石的自旋控制或自旋-机械耦合开展宏观量子态及精密测量的研究具有重要意义。

6 总结与展望

光悬浮是近年来迅速发展的重要研究领域，通过光镊实现物体悬浮，并使其与周围环境解耦，在精密测量、量子信息科学以及量子力学和基础物理学的基础测试等方面取得了重要成果。然而，悬浮多个粒子面临诸多挑战，包括同时产生多个势阱的难度较大、粒子间相互作用的控制较为困难，以及多个粒子的可控加载与冷却等问题有待解决。

基于前人研究经验与自身条件，我们搭建了基于声光偏转器产生的多光束紧密聚焦光场为核心的二维真空光悬浮纳米粒子阵列捕获装置。由于该阵列初始加载具有随机性，无法保证所有位置均捕获到单个纳米粒子，部分位置可能捕获到团簇，部分位置则会空缺。为此，引入基于电动平移架的可移动光束，通过重新排列，成功获得了无缺陷的纳米粒子阵列，并能够按需构建灵活的纳米粒子图案。借助基于平衡零拍探测器等构成的探测系统，能够分别探测阵列中每个粒子的质心运动、扭摆运动、旋转运动等信息，进而对每个捕获的纳米粒子的形状和大小进行评估。此外，还从阵列中选取两个单个纳米小球，将其移动至同一光阱中，合成了纳米哑铃。通过测量该纳米哑铃的运动信号，验证了合成结果，并成功驱动该粒子旋转频率超过 1 GHz。

在此基础上，我们为系统增加了光谱探测系统，该系统可在真空中同步实现多种光致发光纳米粒子的悬浮、识别、运动测量及组装。不同的光致发光粒子具有独特的光致发光光谱，通过测量光谱，能够有效区分每个纳米粒子。例如，在真空腔中，利用 1064 nm 捕获光阵列，同时捕获了 NV 色心纳米金刚石和掺杂 Yb^{3+}、Er^{3+} 离子的 $NaYF_4$ 纳米粒子，并在 1064 nm 捕获光和 532 nm 激发光激发下，测量了这些纳米粒子的发光光谱，以此作为指纹鉴别纳米粒子种类，同时对散射成像和运动信号进行探测。接着使用单束 1064 nm 激光操纵纳米颗粒，将 NV 色心纳米金刚石与掺杂 Yb^{3+}、Er^{3+}离子的 $NaYF_4$ 纳米粒子组装成复合纳米粒子，并对复合纳米粒子的发光光谱、运动信号和散射成像进行探测。从散射成像与发光光谱强度变化中，观察到两种粒子的氧化效应：随着气压降低，粒子尺寸逐渐变小，且在相同实验条件下，NV 色心纳米金刚石的氧化更为明显，逃出光阱外的气压也更高。两种粒子合成复合粒子后，其最小捕获压力取决于 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子。两个纳米粒子之间

的热传递抑制了 NV 色心纳米金刚石的热效应与氧化现象，提高了 NV 色心纳米金刚石在真空中的性能。

本研究成功将真空光悬浮的研究范畴拓展至多物种粒子阵列中的相互作用与组装领域。此外，所组装的复合纳米粒子融合了两种纳米粒子的优势。例如，高真空中具有内部自旋量子比特的 NV 色心纳米金刚石可用于探索宏观量子力学、量子引力和精密测量，但热效应和氧化是其在高真空中悬浮的主要障碍。而掺杂 Yb^{3+}等离子的纳米粒子可用于激光制冷。可以预期，激光制冷纳米材料的复合纳米粒子，有望通过热传递实现联合制冷，这对于通过 NV 色心纳米金刚石的自旋控制或自旋-机械耦合来研究宏观量子态和精密测量具有重要意义。

由两种不同离子间能量转移所产生的上转换光致发光能够降低 Yb^{3+}/Er^{3+}: $NaYF_4$ 纳米粒子的内部声子数，并使内部温度下降[70]。然而，由于两种离子掺杂浓度的不匹配、激发激光的波长、Yb^{3+}的跃迁以及 $NaYF_4$ 纳米粒子中杂质的吸收，特别是在较强的捕获激光场中，加热效应占主导地位，在本次实验中并未观察到制冷现象。另一种降低内部温度的方法是使用由 1020 nm 激光激发的单掺 Yb^{3+}的 $NaYF_4$ 纳米粒子[69]。对于同时满足上述匹配条件的更纯净材料，当处于激发态的 Yb^{3+}向基态衰变时，发射出比激发激光波长更短的光，这些光能够有效地带走来自晶体声子的额外能量，从而补偿 Yb^{3+}的激发跃迁。如此一来，材料的内部温度便可降低[68,69]。

因此，在接下来的工作中，我们会寻找高纯度的稀土掺杂纳米粒子晶体，实现掺杂 Yb^{3+}、Er^{3+}离子的 $NaYF_4$ 纳米粒子内部温度的冷却，并带动 NV 色心纳米金刚石一起内温冷却。搭建光阱以及保罗阱所组成的混合阱，并将 NV 色心纳米金刚石与掺杂 Yb^{3+}、Er^{3+}离子的 $NaYF_4$ 纳米粒子合成的复合纳米粒子从光阱转移到保罗阱中，这样就可以避免激光加热，进一步提高其内温冷却效果[74]。

另外一个研究方向是利用电喷雾装置加载粒子到阵列中，通过电喷雾增加粒子的带电，从而增强粒子之间库仑力的耦合[75]，利用其耦合进行阵列中所有粒子的协同冷却，构建可重构的悬浮粒子晶格以模拟固态物理。

另外，该系统还可拓展为更复杂的混合势阱，使不同尺寸和类型（如磁性、超导）的粒子实现同时悬浮，用于探索多物种统计力学，包括复杂的（磁性、静电力）相互作用。

参考文献

[1] Ashkin A, Dziedzic J M. Optical Levitation by Radiation Pressure[J]. Applied Physics Letters, 1971, 19(8): 283-285.

[2] Dholakia K, Čižmár T. Shaping the future of manipulation[J]. Nature Photonics, 2011, 5(6): 335-342.

[3] Bustamante C J, Chemla Y R, Liu S, et al. Optical tweezers in single-molecule biophysics[J]. Nature Reviews Methods Primers, 2021, 1(1): 1-29.

[4] Chu S, Bjorkholm J E, Ashkin A, et al. Experimental Observation of Optically Trapped Atoms[J]. Physical Review Letters, 1986, 57(3): 314-317.

[5] Frye K, Abend S, Bartosch W, et al. The Bose-Einstein Condensate and Cold Atom Laboratory[J]. EPJ Quantum Technology, 2021, 8(1): 1-38.

[6] Phillips W D. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms[J]. Reviews of Modern Physics, 1998, 70(3): 721-741.

[7] Barredo D, De Léséleuc S, Lienhard V, et al. An atom-by-atom assembler of defect-free arbitrary two-dimensional atomic arrays[J]. Science, 2016, 354(6315): 1021-1023.

[8] Endres M, Bernien H, Keesling A, et al. Atom-by-atom assembly of defect-free one-dimensional cold atom arrays[J]. Science, 2016, 354(6315): 1024-1027.

[9] Delić U, Reisenbauer M, Dare K, et al. Cooling of a levitated nanoparticle to the motional quantum ground state[J]. Science, 2020, 367(6480): 892-895.

[10] Piotrowski J, Windey D, Vijayan J, et al. Simultaneous ground-state cooling of two mechanical modes of a levitated nanoparticle[J]. Nature Physics, 2023, 19(7): 1009-1013.

[11] Tebbenjohanns F, Mattana M L, Rossi M, et al. Quantum control of a nanoparticle optically levitated in cryogenic free space[J]. Nature, 2021, 595(7867): 378-382.

[12] Magrini L, Rosenzweig P, Bach C, et al. Real-time optimal quantum control of mechanical motion at room temperature[J]. Nature, 2021, 595(7867): 373-377.

[13] Reimann R, Doderer M, Hebestreit E, et al. GHz Rotation of an Optically Trapped Nanoparticle in Vacuum[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(3): 033602.

[14] Kuhn S, Kosloff A, Stickler B A, et al. Full rotational control of levitated silicon nanorods[J]. Optica, 2017, 4(3): 356-360.

[15] Ahn J, Xu Z, Bang J, et al. Ultrasensitive torque detection with an optically levitated nanorotor[J]. Nature Nanotechnology, 2020, 15(2): 89-93.

[16] Ahn J, Xu Z, Bang J, et al. Optically Levitated Nanodumbbell Torsion Balance and GHz Nanomechanical Rotor[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(3): 033603.

[17] Jin Y, Yan J, Rahman S J, et al. 6 GHz hyperfast rotation of an optically levitated nanoparticle in vacuum[J]. Photonics Research, 2021, 9(7): 1344-1350.

[18] Bang J, Seberson T, Ju P, et al. Five-dimensional cooling and nonlinear dynamics of an optically levitated nanodumbbell[J]. Physical Review Research, 2020, 2(4): 043054.

[19] Pontin A, Fu H, Toroš M, et al. Simultaneous cavity cooling of all six degrees of freedom of a levitated nanoparticle[J]. Nature Physics, 2023, 19(7): 1003-1008.

[20] Ostermayr T M, Gebhard J, Haffa D, et al. A transportable Paul-trap for levitation and accurate positioning of micron-scale particles in vacuum for laser-plasma experiments[J]. Review of Scientific Instruments, 2018, 89(1): 013302.

[21] Kustura K, Wachter V, Rubio López A E, et al. Stability of a magnetically levitated nanomagnet in vacuum: Effects of gas and magnetization damping[J]. Physical Review B, 2022, 105(17): 174439.

[22] Gieseler J, Kabcenell A, Rosenfeld E, et al. Single-Spin Magnetomechanics with Levitated Micromagnets[J]. Physical Review Letters, 2020, 124(16): 163604.

[23] Vinante A, Falferi P, Gasbarri G, et al. Ultralow Mechanical Damping with Meissner-Levitated Ferromagnetic Microparticles[J]. Physical Review Applied, 2020, 13(6): 064027.

[24] Schell A W, Kuhlicke A, Kewes G, et al. “Flying Plasmons”: Fabry-Pérot Resonances in Levitated Silver Nanowires[J]. ACS Photonics, 2017, 4(11): 2719-2725.

[25] Neukirch L P, Von Haartman E, Rosenholm J M, et al. Multi-dimensional single-spin nano-optomechanics with a levitated nanodiamond[J]. Nature Photonics, 2015, 9(10): 653-657.

[26] Hoang T M, Ahn J, Bang J, et al. Electron spin control of optically levitated nanodiamonds in vacuum[J]. Nature Communications, 2016, 7(1): 12250.

[27] Conangla G P, Schell A W, Rica R A, et al. Motion Control and Optical Interrogation of a Levitating Single Nitrogen Vacancy in Vacuum[J]. Nano Letters, 2018, 18(6): 3956-3961.

[28] Delord T, Huillery P, Schwab L, et al. Ramsey Interferences and Spin Echoes from Electron Spins Inside a Levitating Macroscopic Particle[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(5): 053602.

[29] Hill R J A, Eaves L. Nonaxisymmetric Shapes of a Magnetically Levitated and Spinning Water Droplet[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(23): 234501.

[30] Nagornykh P, Coppock J E, Murphy J P J, et al. Optical and magnetic measurements of gyroscopically stabilized graphene nanoplatelets levitated in an ion trap[J]. Physical Review B, 2017, 96(3): 035402.

[31] Brown C D, Wang Y, Namazi M, et al. Superfluid Helium Drops Levitated in High Vacuum[J]. Physical Review Letters, 2023, 130(21): 216001.

[32] Moore D C, Rider A D, Gratta G. Search for Millicharged Particles Using Optically Levitated Microspheres[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(25): 251801.

[33] Ranjit G, Cunningham M, Casey K, et al. Zeptonewton force sensing with nanospheres in an optical lattice[J]. Physical Review A, 2016, 93(5): 053801.

[34] Hempston D, Vovrosh J, Toroš M, et al. Force sensing with an optically levitated charged nanoparticle[J]. Applied Physics Letters, 2017, 111(13): 133111.

[35] Gieseler J, Novotny L, Quidant R. Thermal nonlinearities in a nanomechanical oscillator[J]. Nature Physics, 2013, 9(12): 806-810.

[36] Rider A D, Moore D C, Blakemore C P, et al. Search for Screened Interactions Associated with Dark Energy below the 100 μm Length Scale[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(10): 101101.

[37] Frimmer M, Luszcz K, Ferreiro S, et al. Controlling the net charge on a nanoparticle optically levitated in vacuum[J]. Physical Review A, 2017, 95(6): 061801.

[38] Ricci F, Cuairan M T, Conangla G P, et al. Accurate Mass Measurement of a Levitated Nanomechanical Resonator for Precision Force-Sensing[J]. Nano Letters, 2019, 19(10): 6711-6715.

[39] Jackson Kimball D F, Sushkov A O, Budker D. Precessing Ferromagnetic Needle Magnetometer[J]. Physical Review Letters, 2016, 116(19): 190801.

[40] Monteiro F, Ghosh S, Fine A G, et al. Optical levitation of 10-ng spheres with nano-g acceleration sensitivity[J]. Physical Review A, 2017, 96(6): 063841.

[41] Rider A D, Blakemore C P, Gratta G, et al. Single-beam dielectric-microsphere trapping with optical heterodyne detection[J]. Physical Review A, 2018, 97(1): 013842.

[42] Monteiro F, Li W, Afek G, et al. Force and acceleration sensing with optically levitated nanogram masses at microkelvin temperatures[J]. Physical Review A, 2020, 101(5): 053835.

[43] Li T, Kheifets S, Medellin D, et al. Measurement of the Instantaneous Velocity of a Brownian Particle[J]. Science, 2010, 328(5986): 1673-1675.

[44] Chang D E, Regal C A, Papp S B, et al. Cavity opto-mechanics using an optically levitated nanosphere[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2010, 107(3): 1005-1010.

[45] Kiesel N, Blaser F, Delić U, et al. Cavity cooling of an optically levitated submicron particle[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2013, 110(35): 14180-14185.

[46] Asenbaum P, Kuhn S, Nimmrichter S, et al. Cavity cooling of free silicon nanoparticles in high vacuum[J]. Nature Communications, 2013, 4(1): 2743.

[47] Millen J, Fonseca P Z G, Mavrogordatos T, et al. Cavity Cooling a Single Charged Levitated Nanosphere[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(12): 123602.

[48] Fonseca P Z G, Aranas E B, Millen J, et al. Nonlinear Dynamics and Strong Cavity Cooling of Levitated Nanoparticles[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(17): 173602.

[49] Gieseler J, Deutsch B, Quidant R, et al. Subkelvin Parametric Feedback Cooling of a Laser-Trapped Nanoparticle[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(10): 103603.

[50] Conangla G P, Ricci F, Cuairan M T, et al. Optimal Feedback Cooling of a Charged Levitated Nanoparticle with Adaptive Control[J]. Physical Review Letters, 2019, 122(22): 223602.

[51] Li T, Kheifets S, Raizen M G. Millikelvin cooling of an optically trapped microsphere in vacuum[J]. Nature Physics, 2011, 7(7): 527-530.

[52] Jain V, Gieseler J, Moritz C, et al. Direct Measurement of Photon Recoil from a Levitated Nanoparticle[J]. Physical Review Letters, 2016, 116(24): 243601.

[53] Hoang T M, Ma Y, Ahn J, et al. Torsional Optomechanics of a Levitated Nonspherical Nanoparticle[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(12): 123604.

[54] Zielińska J A, Van der Laan F, Norrman A, et al. Controlling Optomechanical Libration with the Degree of Polarization[J]. Physical Review Letters, 2023, 130(20): 203603.

[55] Zielińska J A, Van der Laan F, Norrman A, et al. Long-Axis Spinning of an Optically Levitated Particle: A Levitated Spinning Top[J]. Physical Review Letters, 2024, 132(25): 253601.

[56] Rashid M, Toroš M, Setter A, et al. Precession Motion in Levitated Optomechanics[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(25): 253601.

[57] Svak V, Brzobohatý O, Šiler M, et al. Transverse spin forces and non-equilibrium particle dynamics in a circularly polarized vacuum optical trap[J]. Nature Communications, 2018, 9(1): 5453.

[58] Hu Y, Kingsley-Smith J J, Nikkhou M, et al. Structured transverse orbital angular momentum probed by a levitated optomechanical sensor[J]. Nature Communications, 2023, 14(1): 2638.

[59] Pringsheim P. Zwei Bemerkungen über den Unterschied von Lumineszenz- und Temperaturstrahlung[J]. Zeitschrift für Physik, 1929, 57(11): 739-746.

[60] Epstein R I, Buchwald M I, Edwards B C, et al. Observation of laser-induced fluorescent cooling of a solid[J]. Nature, 1995, 377(6549): 500-503.

[61] Nemova G. Laser Cooling: Fundamental Properties and Applications[M]. New York: Jenny Stanford Publishing, 2016.

[62] Nemova G, Kashyap R. Laser cooling of solids[J]. Reports on Progress in Physics, 2010, 73(8): 086501.

[63] Seletskiy D V, Hehlen M P, Epstein R I, et al. Cryogenic optical refrigeration[J]. Advances in Optics and Photonics, 2012, 4(1): 78-107.

[64] Hoyt C. Laser cooling in thulium-doped solids[C]. 2003.

[65] Hasan Z, Qiu Z, Lynch J. Laser cooling in materials with high concentration of erbium[C]//Laser Refrigeration of Solids IV: Vol. 7951. SPIE, 2011: 72-78.

[66] Melgaard S D, Albrecht A, Seletskiy D V, et al. Solid-state cryo-cooling using optical refrigeration[C]//2014 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) - Laser Science to Photonic Applications. 2014: 1-2.

[67] Filho E S de L, Nemova G, Loranger S, et al. Laser-induced cooling of a Yb:YAG crystal in air at atmospheric pressure[J]. Optics Express, 2013, 21(21): 24711-24720.

[68] Rahman A T M A, Barker P F. Laser refrigeration, alignment and rotation of levitated Yb^{3+}: YLF nanocrystals[J]. Nature Photonics, 2017, 11(10): 634-638.

[69] Luntz-Martin D R, Felsted R G, Dadras S, et al. Laser refrigeration of optically levitated sodium yttrium fluoride nanocrystals[J]. Optics Letters, 2021, 46(15): 3797-3800.

[70] Zhang B, Guo X, Yu X, et al. Determining the internal temperature of an optically levitated nanoparticle in vacuum by doped-Er^{3+}-ion luminescence[J]. Physical Review A, 2023, 108(3): 033503.

[71] Horowitz V R, Alemán B J, Christle D J, et al. Electron spin resonance of nitrogen-vacancy centers in optically trapped nanodiamonds[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2012, 109(34): 13493-13497.

[72] Frangeskou A C, Rahman A T M A, Gines L, et al. Pure nanodiamonds for levitated optomechanics in vacuum[J]. New Journal of Physics, 2018, 20(4): 043016.

[73] Rivière F, De Guillebon T, Raynal D, et al. Hot Brownian Motion of Optically Levitated Nanodiamonds[J]. ACS Photonics, 2022, 9(2): 420-425.

[74] Jin Y, Shen K, Ju P, et al. Quantum control and Berry phase of electron spins in rotating levitated diamonds in high vacuum[J]. Nature Communications, 2024, 15(1): 5063.

[75] Rieser J, Ciampini M A, Rudolph H, et al. Tunable light-induced dipole-dipole interaction between optically levitated nanoparticles[J]. Science, 2022, 377(6609): 987-990.

[76] Vijayan J, Zhang Z, Piotrowski J, et al. Scalable all-optical cold damping of levitated nanoparticles[J]. Nature Nanotechnology, 2023, 18(1): 49-54.

[77] Arita Y, Bruce G D, Wright E M, et al. All-optical sub-Kelvin sympathetic cooling of a levitated microsphere in vacuum[J]. Optica, 2022, 9(9): 1000-1002.

[78] Penny T W, Pontin A, Barker P F. Sympathetic cooling and squeezing of two colevitated nanoparticles[J]. Physical Review Research, 2023, 5(1): 013070.

[79] Bykov D S, Dania L, Goschin F, et al. 3D sympathetic cooling and detection of levitated nanoparticles[J]. Optica, 2023, 10(4): 438-442.

[80] Vijayan J, Piotrowski J, Gonzalez-Ballestero C, et al. Cavity-mediated long-range interactions in levitated optomechanics[J]. Nature Physics, 2024, 20(5): 859-864.

[81] Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, et al. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles[J]. Optics Letters, 1986, 11(5): 288-290.

[82] Ashkin A. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime[J]. Biophysical Journal, 1992, 61(2): 569-582.

[83] Wright W H, Sonek G J, Berns M W. Parametric study of the forces on microspheres held by optical tweezers[J]. Applied Optics, 1994, 33(9): 1735-1748.

[84] Novotny L, Hecht B. Principles of Nano-Optics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2006.

[85] Harada Y, Asakura T. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime[J]. Optics Communications, 1996, 124(5): 529-541.

[86] Nieminen T A, Loke V L Y, Stilgoe A B, et al. Optical tweezers computational toolbox[J]. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2007, 9(8): S196.

[87] Balabhadra S, Debasu M L, Brites C D S, et al. Upconverting Nanoparticles Working As Primary Thermometers In Different Media[J]. The Journal of Physical Chemistry C, 2017, 121(25): 13962-13968.

[88] Brites C D S, Lima P P, Silva N J O, et al. A Luminescent Molecular Thermometer for Long-Term Absolute Temperature Measurements at the Nanoscale[J]. Advanced Materials, 2010, 22(40): 4499-4504.

[89] Kumar P, Saxena N, Dhoble S J, et al. Luminescent Thermometers: Fundamentals, Materials and Applications[M]. Boca Raton: CRC Press, 2024.

[90] Gosnell T R. Laser cooling of a solid by 65 K starting from room temperature[J]. Optics Letters, 1999, 24(15): 1041-1043.

[91] Vovrosh J, Rashid M, Hempston D, et al. Parametric feedback cooling of levitated optomechanics in a parabolic mirror trap[J]. JOSA B, 2017, 34(7): 1421-1428.

[92] Kuhn S, Asenbaum P, Kosloff A, et al. Cavity-Assisted Manipulation of Freely Rotating Silicon Nanorods in High Vacuum[J]. Nano Letters, 2015, 15(8): 5604-5608.

[93] Bykov D S, Mestres P, Dania L, et al. Direct loading of nanoparticles under high vacuum into a Paul trap for levitodynamical experiments[J]. Applied Physics Letters, 2019, 115(3): 034101.

[94] Flajšmanová J, Šiler M, Jedlička P, et al. Using the transient trajectories of an optically levitated nanoparticle to characterize a stochastic Duffing oscillator[J]. Scientific Reports, 2020, 10(1): 14436.

[95] Mestres P, Berthelot J, Spasenović M, et al. Cooling and manipulation of a levitated nanoparticle with an optical fiber trap[J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(15): 151102.

[96] Calamai M, Ranfagni A, Marin F. Transfer of a levitating nanoparticle between optical tweezers[J]. AIP Advances, 2021, 11(2): 025246.

[97] Nagornykh P, Coppock J E, Kane B E. Cooling of levitated graphene nanoplatelets in high vacuum[J]. Applied Physics Letters, 2015, 106(24): 244102.

[98] Norcia M A, Young A W, Eckner W J, et al. Seconds-scale coherence on an optical clock transition in a tweezer array[J]. Science, 2019, 366(6461): 93-97.

[99] Norcia M A, Young A W, Kaufman A M. Microscopic Control and Detection of Ultracold Strontium in Optical-Tweezer Arrays[J]. Physical Review X, 2018, 8(4): 041054.

[100] Anderegg L, Cheuk L W, Bao Y, et al. An optical tweezer array of ultracold molecules[J]. Science, 2019, 365(6458): 1156-1158.

[101] Arita Y, Wright E M, Dholakia K. Optical binding of two cooled micro-gyroscopes levitated in vacuum[J]. Optica, 2018, 5(8): 910-917.

[102] Gong Z, Pan Y L, Videen G, et al. Optical trapping and manipulation of single particles in air: Principles, technical details, and applications[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2018, 214: 94-119.

[103] Li J, Haghighi I M, Malossi N, et al. Generation and detection of large and robust entanglement between two different mechanical resonators in cavity optomechanics[J]. New Journal of Physics, 2015, 17(10): 103037.

[104] Zhang J, Zhang T, Li J. Probing spontaneous wave-function collapse with entangled levitating nanospheres[J]. Physical Review A, 2017, 95(1): 012141.

[105] Bassi A, Lochan K, Satin S, et al. Models of wave-function collapse, underlying theories, and experimental tests[J]. Reviews of Modern Physics, 2013, 85(2): 471-527.

[106] Weiss T, Romero-Isart O. Quantum motional state tomography with nonquadratic potentials and neural networks[J]. Physical Review Research, 2019, 1(3): 033157.

[107] Liu S, Yin Z qi, Li T. Prethermalization and Nonreciprocal Phonon Transport in a Levitated Optomechanical Array[J]. Advanced Quantum Technologies, 2020, 3(3): 1900099.

[108] Svak V, Flajšmanová J, Chvátal L, et al. Stochastic dynamics of optically bound matter levitated in vacuum[J]. Optica, 2021, 8(2): 220-229.

[109] Yu X, Jin Y, Shen H, et al. Hermitian and non-Hermitian normal-mode splitting in an optically-levitated nanoparticle[J]. Quantum Frontiers, 2022, 1(1): 6.

[110] Reisenbauer M, Rudolph H, Egyed L, et al. Non-Hermitian dynamics and non-reciprocity of optically coupled nanoparticles[J]. Nature Physics, 2024, 20(10): 1629-1635.

[111] Jin Y, Yu X, Zhang J. Optically levitated nanosphere with high trapping frequency[J]. Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2018, 61(11): 114221.

[112] Bar-Gill N, Pham L M, Jarmola A, et al. Solid-state electronic spin coherence time approaching one second[J]. Nature Communications, 2013, 4(1): 1743.

[113] Taylor J M, Cappellaro P, Childress L, et al. High-sensitivity diamond magnetometer with nanoscale resolution[J]. Nature Physics, 2008, 4(10): 810-816.

[114] Hall L T, Cole J H, Hill C D, et al. Sensing of Fluctuating Nanoscale Magnetic Fields Using Nitrogen-Vacancy Centers in Diamond[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(22): 220802.

[115] Dolde F, Fedder H, Doherty M W, et al. Electric-field sensing using single diamond spins[J]. Nature Physics, 2011, 7(6): 459-463.

[116] Gonzalez-Ballestero C, Aspelmeyer M, Novotny L, et al. Levitodynamics: Levitation and control of microscopic objects in vacuum[J]. Science, 2021, 374(6564): eabg3027.

[117] Yin Z qi, Li T, Zhang X, et al. Large quantum superpositions of a levitated nanodiamond through spin-optomechanical coupling[J]. Physical Review A, 2013, 88(3): 033614.

[118] Scala M, Kim M S, Morley G W, et al. Matter-Wave Interferometry of a Levitated Thermal Nano-Oscillator Induced and Probed by a Spin[J]. Physical Review Letters, 2013, 111(18): 180403.

[119] Wan C, Scala M, Morley G W, et al. Free Nano-Object Ramsey Interferometry for Large Quantum Superpositions[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(14): 143003.

[120] Bose S, Mazumdar A, Morley G W, et al. Spin Entanglement Witness for Quantum Gravity[J]. Physical Review Letters, 2017, 119(24): 240401.

[121] Zhang H, Chen X, Yin Z qi. Quantum Information Processing and Precision Measurement Using a Levitated Nanodiamond[J]. Advanced Quantum Technologies, 2021, 4(8): 2000154.

[122] Delord T, Huillery P, Nicolas L, et al. Spin-cooling of the motion of a trapped diamond[J]. Nature, 2020, 580(7801): 56-59.

[123] Perdriat M, Huillery P, Pellet-Mary C, et al. Angle Locking of a Levitating Diamond Using Spin Diamagnetism[J]. Physical Review Letters, 2022, 128(11): 117203.

[124] Delord T, Nicolas L, Bodini M, et al. Diamonds levitating in a Paul trap under vacuum: Measurements of laser-induced heating via NV center thermometry[J]. Applied Physics Letters, 2017, 111(1): 013101.

[125] Rahman A T M A, Frangeskou A C, Kim M S, et al. Burning and graphitization of optically levitated nanodiamonds in vacuum[J]. Scientific Reports, 2016, 6(1): 21633.

[126] Lu D, Gámez F, Haro-González P. Temperature Effects on Optical Trapping Stability[J]. Micromachines, 2021, 12(8): 954.

[127] Hu M, Li N, Fu Z, et al. Understanding thermal induced escape mechanism of optically levitated sphere in low vacuum[J]. Optics Communications, 2023, 546: 129784.

[128] Rahiminezhad Z, Tamaddon A M, Borandeh S, et al. Janus nanoparticles: New generation of multifunctional nanocarriers in drug delivery, bioimaging and theranostics[J]. Applied Materials Today, 2020, 18: 100513.

[129] Zhang T, Lyu D, Xu W, et al. Janus particles with tunable patch symmetry and their assembly into chiral colloidal clusters[J]. Nature Communications, 2023, 14(1): 8494.

[130] Li Z H, Hudry D, Heid R, et al. Phonon density of states in lanthanide-based nanocrystals[J]. Physical Review B, 2020, 102(16): 165409.

[131] Suta M, Meijerink A. A Theoretical Framework for Ratiometric Single Ion Luminescent Thermometers—Thermodynamic and Kinetic Guidelines for Optimized Performance[J]. Advanced Theory and Simulations, 2020, 3(12): 2000176.

[132] Brites C D S, Balabhadra S, Carlos L D. Lanthanide-Based Thermometers: At the Cutting-Edge of Luminescence Thermometry[J]. Advanced Optical Materials, 2019, 7(5): 1801239.

[133] Suyver J F, Grimm J, Krämer K W, et al. Highly efficient near-infrared to visible up-conversion process in NaYF4:Er^{3+}, Yb^{3+} [J]. Journal of Luminescence, 2005, 114(1): 53-59.

[134] Boyer J C, Cuccia L A, Capobianco J A. Synthesis of Colloidal Upconverting NaYF4: Er^{3+}/Yb^{3+} and Tm^{3+}/Yb^{3+} Monodisperse Nanocrystals[J]. Nano Letters, 2007, 7(3): 847-852.

[135] Yan L, Huang J, An Z, et al. Activating Ultrahigh Thermoresponsive Upconversion in an Erbium Sublattice for Nanothermometry and Information Security[J]. Nano Letters, 2022, 22(17): 7042-7048.

[136] Aslam N, Waldherr G, Neumann P, et al. Photo-induced ionization dynamics of the nitrogen vacancy defect in diamond investigated by single-shot charge state detection[J]. New Journal of Physics, 2013, 15(1): 013064.

[137] Yan J, Yu X, Han Z V, et al. On-demand assembly of optically levitated nanoparticle arrays in vacuum[J]. Photonics Research, 2023, 11(4): 600-608.

[138] Zhu C Y, Li Z Y. Modeling of the Conductive Heat Transfer between Two Touching Nanoparticles in Nanoparticle-Based Materials[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 167: 120723.

攻读学位期间取得的研究成果

[1] **Jiangwei Yan**, XuDong Yu, Zheng Vitto Han, Tongcang Li and Jing Zhang. On-demand assembly of optically levitated nanoparticle arrays in vacuum. Photonics Research. 11, 600-608 (2023).

[2] **Jiangwei Yan**, Jiayu Feng, Chenli Gao, Zhengkun Fu, Zheng Vitto Han, Yuanbin Jin, Jing Zhang, and Xudong Yu. Assembly of a Janus composite nanoparticle optically levitated in vacuum. Chinese Physics Letters (under review).

[3] 闫江伟，于旭东，张靖. 一种用于真空系统俘获纳米颗粒的低成本电喷雾装置. 中国. 发明专利. CN202311061214.5. (已受理).

[4] Yuanbin Jin, **Jiangwei Yan**, Shah Jee Rahman, Jie Li, Xudong Yu, and Jing Zhang. 6 GHz hyperfast rotation of an optically levitated nanoparticle in vacuum. Photonics Research. 9, 1344-1350 (2021).

[5] Yuanbin Jin, **Jiangwei Yan**, Shah Jee Rahman, Xudong Yu and Jing Zhang, Imaging the dipole scattering of an optically levitated dielectric nanoparticle. Applied Physics Letters. 119, 021106 (2021).

[6] Yuanbin Jin, **Jiangwei Yan**, Shah Jee Rahman, Xudong Yu and Jing Zhang, Interference of the scattered vector light fields from two optically levitated nanoparticles. Optics Express. 30, 20026 (2022).

致　谢

时光匆匆，从 2018 年入学至今，七年研究生生涯已悄然走过。站在博士阶段的终点回望，这一路既有汲取知识的充实，也有面对挑战的成长，更承载着无数温暖的瞬间。正是老师、同学和家人的帮助与鼓励，让我在实验瓶颈时不轻言放弃，在论文写作中反复打磨，最终顺利完成学业，在此感谢所有在我成长道路上帮助过我的人。

感谢光电研究所提供的优质科研平台。“攀登奉献”的所训铭刻在光电所大厅，更烙印在每个科研人的行动中。这里先进的仪器设备、定期的学术研讨、师生间自由的交流氛围，为我的研究提供了坚实保障。感恩彭堃墀院士、谢常德教授二位前辈学者，他们言传身教的治学态度始终提醒我们恪守学术本心。这些潜移默化的影响，将成为我学术生涯最宝贵的财富。

感谢我的导师张靖教授，张老师全身心地扑在科研事业上，这种对科研的赤诚与专注，为我们树立了崇高的榜样。他每日都会拨出大量时间，亲力亲为地参与实验讨论。在讨论中，他总是全情投入，不放过任何一个细枝末节。每当我们在科研方向上迷茫徘徊时，张老师总能凭借其敏锐的洞察力和深厚的学术造诣，及时为我们拨开迷雾，指明前行的方向。遇到科研难题，他更是迅速响应，与我们一同深入探讨，凭借丰富的经验和卓越的智慧，为问题找到解决方案。他的严格要求，让我们养成了严谨的治学态度；他的言传身教，让我们懂得了科研的责任与担当，令人敬仰与钦佩。

感谢我的指导老师于旭东副教授，于老师理论功底扎实深厚，对待科研严肃认真，对细节的把控尤为注重。他不仅点明问题，还积极引导我们思考解决方案，凭借丰富经验与专业知识，帮我们化解难题，推动实验顺利前行。同时，于老师注重培养我们的科研能力，常启发我们独立思考，鼓励自主探索。生活中，于老师也关怀备至，让我们在紧张科研之余，切实感受到温暖关怀。

感谢我的师兄靳元彬，自加入实验室起，我便跟着靳元彬师兄做实验，他一步一步地将我引入科研的大门。从实验操作的基本技巧，到科研思维的培养，师兄都毫无保留地传授给我。他的耐心与细心，让初入实验室的我迅速适应并融入科研环境。

感谢王鹏军老师、韩伟老师、孟增明老师、黄良辉老师、陈良超老师、叶祝雄老师以及白志达老师。在实验过程中，与他们的交流和讨论让我受益匪浅。他们丰富的经验和独到的见解，为我打开了新的思路，让我从他们身上学到了许多宝贵的知识。

感谢巴基斯坦留学生 Shahjee Khan、博士后李明、师弟高晨力、冯嘉煜以及师妹王彦，我们一同在实验室度过了无数个日夜。我们一起探讨学术问题，思维的火花在交流中碰撞；分享科研心得，共同成长进步；携手完成科研任务，在相互支持中攻克一个又一个难关。这些共同奋斗的时光，成为我博士生涯中最珍贵的回忆。

感谢已经毕业的李东豪、师振莲、文凯、边国旗、米成栋、Sadiq Nawaz Khan、王良伟、李子亮等师兄师姐。初入实验室时，面对陌生的环境与未知的科研领域，是他们的耐心指导与经验分享，让我迅速适应并融入其中。他们在科研上的专注与坚持，为我树立了榜样，激励着我不断前行。同年进入实验室的周方，与我一同经历了科研中的酸甜苦辣。还有刘方德、苗杰、聂亮、王星宇、顾正宇、李云达、张越、单标、王泽奎、隋文杰、龚琳善、贾甜、丁培波、王永腾、赵宇航、杨雯馨、余浩坤、周暄胜、赵非凡、刘澍、陈卫、王亚洲、杨雅婧、张纯瑶、袁铭清、申嘉辉、冯佳、韩明康、梁新浩等师弟师妹。与他们在实验室共同度过的时光，充满了活力与朝气。我们一起探讨学术问题，分享科研心得，在相互学习中共同进步，营造了积极向上的科研氛围。

感谢我的父母，他们是我人生路上最坚实的后盾，始终如一地给予我无私的爱与支持。无论我遇到何种困难，他们温暖的鼓励和默默的付出，都让我有勇气和力量继续前行。最后感谢我的女朋友刘芳羽，在生活中她给予我无微不至的关怀与理解。她包容我的忙碌与压力，在我疲惫时给予我温暖的港湾，在我迷茫时为我加油打气。她的陪伴，让我的生活充满了阳光与希望，让我能够在科研的道路上坚定地前行。

感恩之情，溢于言表。在未来的日子里，我将带着这份感恩，继续努力前行，不辜负所有关心我、爱护我的人的期望。

个人简况及联系方式

个人简况：

姓　　名：闫江伟

性　　别：男

籍　　贯：陕西省榆林市绥德县

学习与受教育经历：

2018.9-2025.6 山西大学光量子技术与器件全国重点实验室，

专业：光学，硕博连读

2013.9-2017.7 西安建筑科技大学理学院，

专业：应用物理学，本科

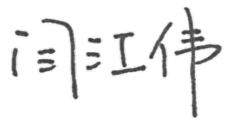
联系方式：

电话：17634972480

电子信箱：jwyan0130@163.com

承　诺　书

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是在导师指导下独立完成的，学位论文的知识产权属于山西大学。如果今后以其他单位名义发表与在读期间学位论文相关的内容，将承担法律责任。除文中已经注明引用的文献资料外，本学位论文不包括任何其他个人或集体已经发表或撰写过的成果。

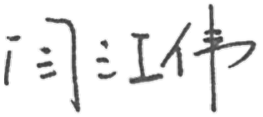
作者签名：

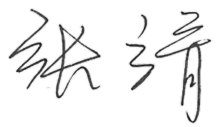
2025 年 5 月 26 日

学位论文使用授权声明

本人完全了解山西大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留并向国家有关机关或机构送交论文的复印件和电子文档，允许论文被查阅和借阅，可以采用影印、缩印或扫描等手段保存、汇编学位论文。同意山西大学可以用不同方式在不同媒体上发表、传播论文的全部或部分内容。

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名：

导师签名：

2025 年 5 月 26 日