

基于空间光调制器球差补偿的铯原子光镊囚禁效果提升 *

刘桐言^{1)2)#} 陈杭^{1)2)#} 左少龙¹⁾²⁾ 唐骁康¹⁾²⁾ 宋商宁¹⁾²⁾ 周勇
壮^{1)2)†} 沈咏^{1)2)‡} 邹宏新^{1)2)††}

1) (国防科技大学理学院, 长沙 410073)

2) (量子信息机理与技术湖南省重点实验室, 长沙 410073)

光镊中囚禁的中性原子系统是量子模拟与量子计量领域的重要研究平台。原子通常在真空玻璃腔室内被冷却和囚禁, 光镊透过厚窗口聚焦时, 平面窗口介质会引入球差, 导致轴向点扩散函数展宽, 焦点峰值强度下降, 降低原子捕获性能。传统方案多依靠定制物镜或可编程波前整形器件校正光场像差, 缺乏补偿前后原子囚禁性能的定量对比。本文采用标准商用显微物镜配合纯相位空间光调制器, 在 813.4 nm 下对真空窗口球差进行主动补偿, 并定量比较补偿前后光镊势阱中 ^{88}Sr 原子的 $^1S_0 - ^3P_1$ 共振频率与囚禁寿命。实验表明, 补偿后的光镊中心有效光强占比提高 93.3%, $^1S_0 - ^3P_1$ 共振频率红移了 242.3 kHz, 原子囚禁寿命延长至 2.90 倍。上述结果证实, 球差补偿显著恢复光镊的聚焦质量并实质性地改善原子囚禁性能, 为冷原子实验中真空窗口像差的补偿与评估提供了原子囚禁效果方面的数据参考。

关键词: 冷原子, 光镊, 球差补偿, 空间光调制器

PACS: 37.10.Gh, 42.50.Wk, 42.15.Fr, 32.80.Pj

同等贡献作者.

† 通讯作者. Email: y.zhou@protonmail.com

‡ 通讯作者. Email: shenyong08@nudt.edu.cn

†† 通讯作者. Email: hxzou@nudt.edu.cn

* 国家自然科学基金 (批准号: 62275268, 62375284, 62475287)、湖南省青年科学基金 A 类项目 (批准号: 2025JJ20063)、湖南省科技创新计划 (2023RC3010)、国防科技大学自主科研基金项目资助的课题。

1 引 言

近年来，囚禁在紧聚焦光偶极阱（即光镊）中的冷原子系统逐渐成为量子模拟、量子计算与量子精密测量的核心实验平台^[1-6]。其中，碱土金属原子兼具毫赫兹级窄线宽跃迁与秒级相干时间，成为光频标和量子信息处理的优势载体^[7-12]。以铯原子为例，美国 JILA 研究所叶军课题组在 ^{88}Sr 光镊钟中实现了超过 3 秒的相干时间，占空比高达 96%，短期稳定度达到 $4.7 \times 10^{-16}(\tau/s)^{-1/2}$ 量级^[10]。在量子计算方向，Cao 等人利用多量子比特里德堡门，在 ^{88}Sr 可编程光镊阵列中制备了多达 9 个光钟量子比特的 GHZ 态，Bell 态保真度达 0.983(2)；Endres 研究团队则演示了平均 CZ 门保真度 99.62(3)% 的通用量子操作，并首次实现了光钟量子比特的非破坏、可重复读出^[13,14]。

光镊的性能依赖于衍射极限的聚焦质量，其决定了给定功率下的最大阱深、原子装载效率与相干保持能力；因而此类实验通常采用较大数值孔径 (NA) 的物镜，在原子对应的魔术波长附近产生光镊势阱。然而，高 NA 物镜在透过真空腔窗口汇聚激光时，不同入射角的光线在窗口介质中经历不同的光程，会引入与窗口材料和厚度相关的球差。这种像差在沿光轴方向和垂直于光轴方向展宽了点扩散函数 (PSF)，降低了焦点处的峰值光强和光强梯度，并恶化了光镊的整体质量^[15-17]。对于光镊阵列实验中常用的中高 NA 物镜，这种退化尤为严重，窗口引起的焦点伸长可能超过 5 倍^[15]。

最直接的解决方案是使用定制的显微物镜，针对特定厚度和折射率的窗口以及工作波长进行球差预补偿，从而实现接近衍射极限的性能^[18-20]。然而，定制物镜价格昂贵，制造周期长，且仅针对一组光学参数设计，无法适配不同工作场景。可编程波前整形器件通过在光路中主动引入相位调制以抵消像差，在生物医学和天文成像中获得广泛应用，具备补偿多种波前畸变、适应多种光学系统的能力^[21-24]。在冷原子领域，Hill 等人利用 SLM 分束产生的干涉条纹囚禁冷原子，借助原子荧光和相移干涉法，对物镜和真空窗口引入的光学像差进行原位测量与补偿^[25]。据我们所知，当前尚没有针对球差补偿前后原子的跃迁频率和囚禁寿命进行定量实验对比的报道。

本文使用市售标准显微物镜配合纯相位空间光调制器，首先针对 813.4 nm (^{88}Sr 魔术波长) 光镊中由真空玻璃窗口引入的球差进行计算，利用 4f 系统与 SLM 对其精确补偿，并搭建等效光路扫描光镊的焦点三维光场，验证补偿效果。接着将 ^{88}Sr 原子囚禁在光镊中，定量对比补偿前后的原子跃迁频率和囚禁寿命。本文的实验结果表明，球差补偿恢复了焦点光场的集中度，并由此带来了阱深与囚禁寿命的协同提升，为理解光镊囚禁冷原子实验中像差带来的影响提供了新的实验依据。

2 实验方法与装置

为定量补偿真空窗口引入的球差，我们计算了给定厚度和折射率的平面平行介质所引入的波前相位延迟，由此确定 SLM 需加载的相位掩膜。实验中，4f 中继系统将物镜后焦面共轭至 SLM 平面，实现对入射波前的相位调控。此外，我们搭建了一条与原子捕获光路等价的 1:1 辅助光路，用于补偿前后焦场分布的定量表征。原子层面，利用 Sr 原子囚禁系统，在同一光镊上比较补偿前后 ^{88}Sr 原子的囚禁效果，以 AC Stark 频移和囚禁寿命量化球差补偿对囚禁性能的改善。

2.1 窗口球差补偿

当激光通过高数值孔径物镜聚焦时，考虑将厚度为 d 、折射率为 n 的平面平行介质置于物镜与焦点之间，近轴光线（PAR）与边缘光线（MR）在通过介质后产生不同的焦点位移 Δf 。以 $t_0 = \tan \alpha_0 = \rho/f$ 为入射角正切（ ρ 为光瞳处径向坐标， f 为焦距），将焦点位移展开至 t_0^4 阶可得^[15]：

$$\Delta f \approx d - dn_r \left[1 - \frac{1}{2}(1 - n_r^2)t_0^2 + \frac{3}{8}(1 - n_r^2)^2 t_0^4 \right] = \Delta f_{MR}, \quad (1)$$

其中 $n_r = n_0/n$ 为折射率比值， n_0 为周围介质折射率（空气中 $n_0 = 1$ ）， Δf_{MR} 为大入射角边缘光线对应的焦点偏移。对于傍轴光线，可忽略正切项，此时焦距偏移变为 $\Delta f_{PAR} = d(1 - n_r)$ 。

将式 (1) 转换为光瞳平面上的波前相位延迟 $\varphi(\rho)$ 。焦移 Δf 引起的相位变化为 $\varphi(\rho) = k(n - n_0)(\Delta f_{MR} - \Delta f_{PAR})$ ^[15]，代入后得到：

$$\varphi(\rho) = \frac{\pi d}{\lambda} (1 - n_r) \left[\frac{\rho^2}{f^2} (1 - n_r^2) - \frac{3}{4} \frac{\rho^4}{f^4} (1 - n_r^2)^2 \right]. \quad (2)$$

更一般地，光学系统的像差可以按照 Zernike 多项式 $Z_n^m(\rho, \theta)$ 进行完备的正交展开^[26]，焦平面的点扩散函数（PSF）由光瞳函数的傅里叶变换给出：

$$\text{PSF}(\rho, \theta) = \left| \mathcal{F} \left\{ \exp \left[-ik \sum_{m,n} c_n^m Z_n^m(\rho, \theta) \right] \right\} \right|^2, \quad (3)$$

其中 $k = 2\pi/\lambda$ 为波数， c_n^m 为各 Zernike 分量的像差系数。将式 (2) 与 Zernike 多项式的标准形式对比： ρ^2 项对应于离焦（defocus）项 $Z_2^0(\rho) = 2\rho^2 - 1$ ，仅引起焦点位置的整体偏移而不影响 PSF 的形状；而 ρ^4 项对应于球差（spherical aberration）项 $Z_4^0(\rho) = 6\rho^4 - 6\rho^2 + 1$ 。SLM 受限于 2π 的相位调制深度，仅能补偿与角度相关的球差分量，而无法完全补偿焦点位移。因此，实验中我们仅校正 ρ^4 项，忽略 ρ^2 项所对应的单纯焦点偏移。

2.2 原子囚禁与光镊表征

我们以 ^{88}Sr 原子为对象, 实验光路如图 1 所示。锶原子从炉 (Sr Oven) 中喷出后, 依次经过二维准直光束 (2D collimated beam) 和塞曼减速器 (Zeeman slower) 进入真空腔内的二维磁光阱 (2D MOT), 随后转移至三维磁光阱 (3D MOT) 中进行两级多普勒冷却。一级冷却采用 461 nm 激光, 对应 $^1S_0 - ^1P_1$ 跃迁,

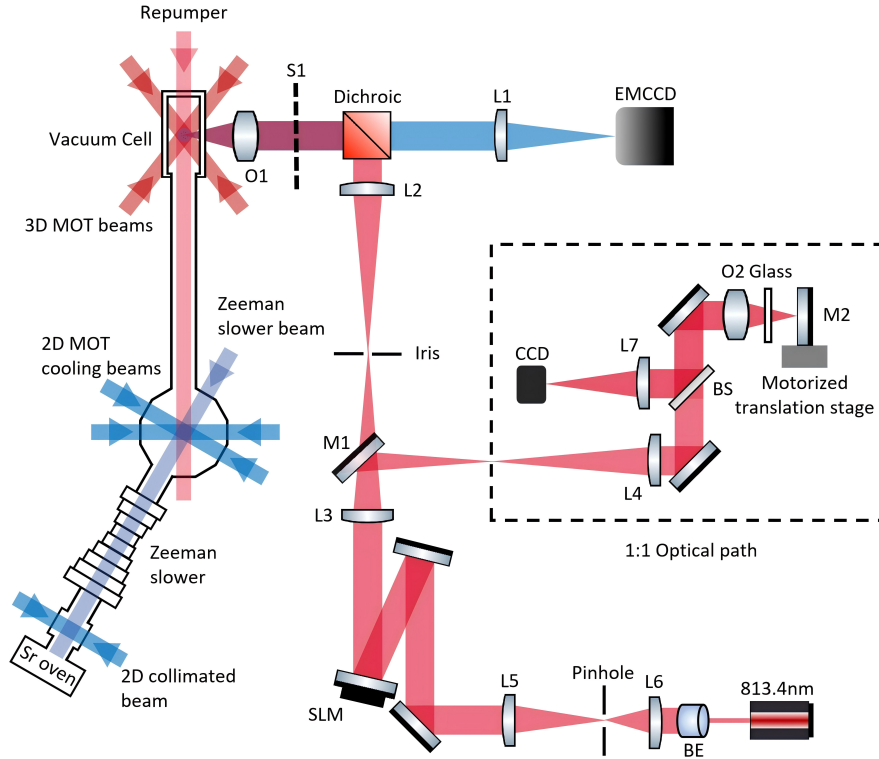


图 1 实验装置光路图

Fig. 1. Optical path diagram of the experimental setup.

自然线宽 $\Gamma/2\pi \approx 32$ MHz。二级冷却采用 689 nm 激光, 对应 $^1S_0 - ^3P_1$ 跃迁, 自然线宽 $\Gamma/2\pi \approx 7.5$ kHz。为避免原子布居进入长寿命暗态, 引入 679 nm 和 707 nm 重泵浦光 (Repumper)。冷却结束后关闭 MOT 磁场和冷却光, 原子被装载至 813.4 nm 魔术波长的远失谐光偶极阱中。

物镜 O1 (M Plan APO 20 $\times$, NA = 0.4) 用来收集原子荧光与产生光镊势阱阵列, 因其后焦面位于镜筒内部, 无法直接放置波前调制器件, 我们在光路中插入由透镜 L2 (焦距 300 mm, Thorlabs) 和 L3 (焦距 300 mm, Thorlabs) 组成的标准 4f 中继系统, 使 O1 后焦面等效到 L3 的后焦面, 即 SLM (1920 $\times$ 1200, 像素尺寸 7.8 μm /间距 8 μm , Santec) 的位置。用 SLM 对入射波前施加相位调制即可补偿光路中的各种像差。

813.4 nm 激光经扩束与空间滤波后由透镜 L5 准直为平行光, 光束直径调节至与 SLM 液晶面匹配。

经 SLM 调制后的光束通过 4f 系统与透镜 L2，其中光阑 (Iris) 用来遮挡零级衍射光，受调制的一级衍射光以平行光充满 O1 的后焦面，最终由 O1 聚焦至真空腔 (Vacuum Cell) 内。真空窗口材质为熔融石英，厚度约 3.0 mm，折射率 $n = 1.45$ 。原子荧光由物镜 O1 收集，经二向色镜与阱光分离后由透镜 L1 成像至 EMCCD (像素尺寸 13 μm , iXon Ultra, Andor)。为提高成像信噪比，我们以 689 nm 激光同时作为探测光和冷却光，尽量避免因荧光散射加热导致原子逃逸，从而延长有效积分时间。

为准确评估像差校正前后焦点光场的变化，我们搭建 1:1 等效光路。在 L3 后方安装了可拆卸反射镜 M1，进行光场扫描时插入 M1，捕获原子时移除。其中物镜 O2 型号与 O1 一致，并在 O2 与焦平面之间插入材质同样为熔融石英的玻璃片。反射镜 M2 安装在电动位移台 (Motorized translation stage) 上，置于像平面处。因实际焦点光斑尺寸远小于 CCD 相机分辨率，使用透镜 L7 (焦距 200 mm, Thorlabs) 与物镜 O2 组成放大光路，激光经物镜 O2 与玻璃片后聚焦至 M2 处，由 M2 反射后原路返回，通过放大光路最后聚焦至 CCD 相机。值得说明的是，由于激光聚焦至 CCD 相机前两次穿过玻璃片，实际累积的球差对应的等效厚度为 2 倍玻璃片厚度，因此玻璃片厚度取 1.5 mm，等效厚度为 3.0 mm，与真空窗口厚度一致。其余元件 (含中继透镜 L4) 均与实际原子捕获光路相同。通过电动位移台轴向移动 M2，扫描记录焦点强度分布以精确分析球差补偿效果。

3 实验结果与分析

3.1 光镊势阱三维光场对比

因光镊透过真空窗口聚焦在真空腔内，无法直接对焦点光场进行原位测量，因此我们在搭建的 1:1 光路中对聚焦光场进行评估。首先在无玻璃片的条件下，利用电动位移台沿光轴前后扫描光场，并逐帧记录图像。接着在物镜前插入与真空窗厚度等效、材质相同的玻璃片，重复扫描。前两次扫描时，SLM 仅加载器件自校正相位 $\varphi_a(\rho)$ 及分离零级与一级衍射光的光栅相位 $\varphi_b(\rho)$ 。球差补偿相位由式 (2) 给出，代入参数：真空窗口厚度 $d = 3.0$ mm、折射率比值 $n_r = 0.69$ 、物镜数值孔径 $\text{NA} = 0.4$ 及激光波长 $\lambda = 813.4$ nm，计算得到球差补偿相位 $\varphi_c(\rho)$ 。加载至 SLM，随后再次扫描记录光场，实验结果如图 2 所示。

图 2 给出了三种构型下聚焦光斑的轴向与径向表征结果。(a)-(c) 为包含光轴的 yz 切面，(d)-(f) 为焦平面处的焦点图像 (即 xy 切片)。可以看到，无窗口时轴向 FWHM 为 8.21 μm ；插入玻璃窗口后，球差使焦点沿光轴拉伸至 21.09 μm ，展宽至 2.57 倍，球差导致能量沿传播方向弥散；加载补偿相位 $\varphi_c(\rho)$ 后，FWHM 压缩至 8.68 μm ，补偿了 96.4% 的轴向展宽，有效抑制了轴向能量弥散。为进一步定量评估径向

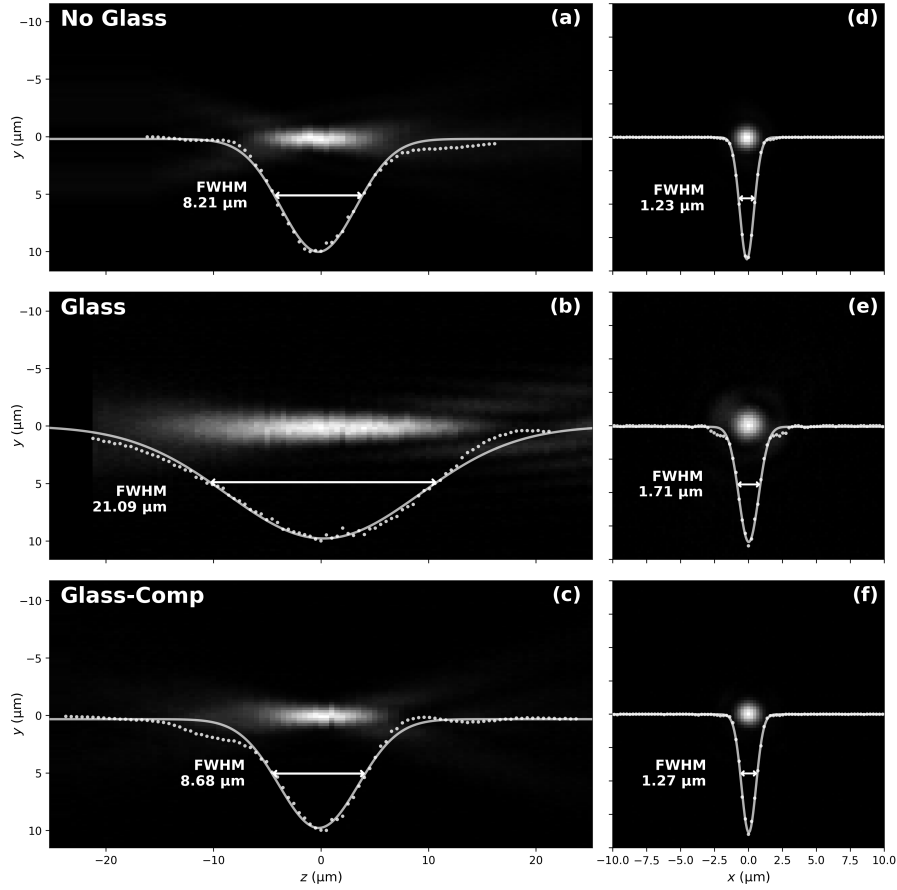


图 2 三种实验条件下聚焦光斑切片图像。(a)-(c) 为沿光轴 (z 方向) 切片, 依次对应无窗口 (No Glass)、有窗口补偿前 (Glass) 和补偿后 (Glass-Comp) 三种构型。散点表示 z 坐标对应 xy 图像的中心区域亮度, 平滑曲线为高斯拟合结果并以双向箭头标出轴向 FWHM。(d)-(f) 为对应三种构型在最佳焦面 ($z = 0$) 处的径向光斑图像, 散点表示 x 坐标对应的 $y = 0$ 处亮度, 平滑曲线为高斯拟合结果并以双向箭头标出径向 FWHM。(a)-(f) 均按各自图像中的峰值亮度进行了归一化

Fig. 2. Images of focused spot slices under three experimental conditions. (a)-(c) are slices along the optical axis (z direction), corresponding respectively to the three configurations: without window (No Glass), with window before compensation (Glass), and after compensation (Glass-Comp). The scattered points represent the brightness in the central region of the xy image at each z coordinate; the smooth curves are Gaussian fits, and the axial FWHM is indicated by double-headed arrows. (d)-(f) show the radial spot images at the best focal plane ($z = 0$) for the three corresponding configurations; the scattered points represent the brightness along $y = 0$ for each x coordinate; the smooth curves are Gaussian fits, and the radial FWHM is indicated by double-headed arrows. (a)-(f) are each normalized by the peak luminance in their respective images.

平面内的能量集中程度，对 (d)-(f) 图像，以各图像质心为圆心，无窗口时径向 FWHM 为直径定义圆形积分域，分别计算有效光强占比（域内信号光强与全帧信号光强之比）。无窗口条件下，径向 FWHM 直径为 $1.23\ \mu\text{m}$ ，有效光强占比为 39.99%，插入窗口引入球差后，径向光斑同步展宽，FWHM 直径增大至 $1.71\ \mu\text{m}$ ，有效光强占比亦下降至 18.81%。综合轴向与径向的双重退化趋势，球差使聚焦能量从中心向四周弥散，削弱了光镊的聚焦质量。经 SLM 补偿后，径向 FWHM 恢复至 $1.27\ \mu\text{m}$ ，补偿了 91.7% 的径向展宽，有效光强占比由 18.81% 提升至 36.36%，相对提升 93.3%。

补偿后焦点仍未完全达到无窗口时的衍射极限，残余像差主要来源于以下几个方面：一是 SLM 像素化。本实验所用 SLM 像素间距为 $8\ \mu\text{m}$ ，有限的像素密度导致相位调制在空间上是离散的，等效于在理想补偿波前上叠加了周期性的相位误差。尤其在波前曲率变化剧烈的区域（如光瞳边缘），像素化引入的波前残差更为显著^[27]。二是 4f 系统的对准误差。4f 系统要求 SLM 平面与物镜后焦面严格共轭，实际光路中轴向和横向的微小对准偏移会引入额外的像差。三是校准与测量误差。补偿相位的计算依赖于窗口厚度 d 和折射率 n 的测量精度，二者误差会传递至公式 (3) 的计算结果。此外，实验中采用 CCD 测量焦斑强度分布来评估补偿效果，CCD 的有限动态范围和像素尺寸 ($13\ \mu\text{m}$) 也会对焦斑 FWHM 的测量引入一定的不确定性。综合上述因素，通过使用更高分辨率 SLM、优化 4f 系统对准精度并采用自适应光学方法进行迭代优化，有望进一步将补偿效果逼近衍射极限。

3.2 光镊装载与荧光探测实验流程

我们在有补偿和无补偿两种情况下制备冷原子，并进行光镊装载及荧光探测，两种情况采用完全相同的 MOT 装载参数、光镊功率和装载时序。时序如图 3(a) 所示：首先使用 $461\ \text{nm}$ 激光进行一级冷却 (Blue MOT)，囚禁足够多的原子同时将原子温度冷却至 mK 量级。接着使用调制的宽带 $689\ \text{nm}$ 激光进行二级宽带冷却 (BBR MOT)，将尽可能多的原子由蓝 MOT 转移至红 MOT 中，同时打开 $813.4\ \text{nm}$ 激光光镊。在宽带冷却的基础上去除激光调制，进行二级窄带冷却 (SFR MOT)，获得温度低至 μK 量级的超冷铯原子。关闭冷却光，原子被装载至光镊中并持续一段时间 (Holding)。打开 $689\ \text{nm}$ 激光对光镊中的原子同时进行冷却与成像 (Imaging)，完成拍摄后重复该序列。分别在补偿前后两种条件下测量荧光强度随激光失谐量和囚禁时间的变化曲线，荧光强度由对光镊中心周围 3×3 像素区域 (ROI) 的相机荧光计数求和得到。图 3(b) 展示了 10 次测量叠加后 EMCCD 成像的光镊中原子荧光信号图像。因同种条件下各数据点对应的初始装载原子数在统计意义上可视为相同，且本实验仅关注同种条件下光镊中原子总荧光

信号的相对变化，故目前的荧光强度尚未转换为绝对原子数。每个数据点为 10 次测量的结果取平均值并扣除背景噪声，误差棒代表 10 次独立测量值的标准差 (standard deviation)，其主要来源于单次测量的随机涨落。

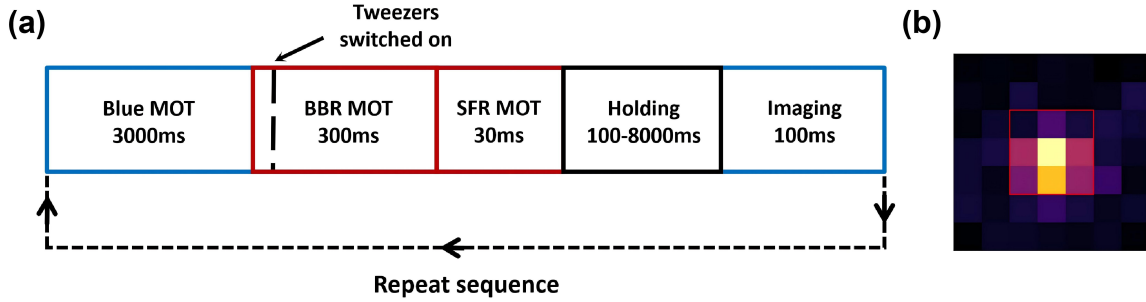


图 3 (a) 光镊装载与荧光探测的实验时序图，图中使用了宽带红光 MOT (BBR MOT)、窄线宽红光 MOT (SFR MOT) 的缩写。(b) 对光镊中原子进行成像的典型荧光图像，红色实线方框内区域即为光镊中心周围 3×3 像素区域

Fig. 3. (a) Experimental timing sequence for optical tweezer loading and fluorescence detection. The abbreviations BBR MOT (broadband red MOT) and SFR MOT (narrow-linewidth red MOT) are used in the figure. (b) A typical fluorescence image of an atom trapped in the optical tweezer. The region enclosed by the red solid square is a 3×3 pixel area around the center of the optical tweezer.

3.3 $^1S_0 - ^3P_1$ 共振频率对比

光镊势阱深度是影响原子囚禁效果的重要因素。通过测量球差补偿前后阱中原子 $^1S_0 - ^3P_1$ 共振频率的改变，可以从原子层面验证补偿对阱深的影响。我们使用 689 nm 窄线宽激光驱动 $^1S_0 - ^3P_1$ 跃迁同时用于成像与冷却。在光镊激光场中，基态 1S_0 与激发态 3P_1 之间的跃迁频率可写为 [28]：

$$\nu_1 = \nu_0 - \frac{\Delta\alpha |\vec{E}|^2}{4h} + O(|\vec{E}|^4) \quad (4)$$

其中 $\nu_0 = \nu_e - \nu_g$ 为无扰动自由空间原子共振频率， $\Delta\alpha = \alpha_e - \alpha_g$ 为激发态与基态在光镊频率处的极化率差。在 813.4 nm 处， ^{88}Sr 原子基态 1S_0 (α_g) 与激发态 3P_1 ($|m_j| = 1, \alpha_e$) 能级的极化率分别为 286 a.u. 和 355 a.u. [29]， $\Delta\alpha = \alpha_e - \alpha_g > 0$ 。故 813.4 nm 光镊对铯原子 $^1S_0 - ^3P_1$ 跃迁是非魔术的（对钟跃迁 $^1S_0 - ^3P_0$ 是魔术的），会使其产生 AC Stark 频移。已知光强 I 与电场振幅 $|\vec{E}|$ 的关系： $I = \epsilon_0 c |\vec{E}|^2 / 2$ ，

将其代入式 (4)，忽略高阶项，得到 AC Stark 频移表达式：

$$\delta\nu = \nu_1 - \nu_0 = -\frac{\Delta\alpha}{2\varepsilon_0 ch} I \quad (5)$$

$\Delta\alpha$ 仅取决于原子能级结构和光镊波长。该式直接表明：在非魔术波长 ($\Delta\alpha \neq 0$) 下，AC Stark 频移 $\delta\nu$ 正比于光强 I 。对于远红失谐光偶极阱，原子势能 U_{dip} (以基态极化率 α_g 为主导) 可以简写为： $U_{\text{dip}} = -\alpha_g I / 2\varepsilon_0 c$ [30]，因此势阱深度 $|U_{\text{dip}}| = \alpha_g h |\delta\nu| / \Delta\alpha$ ， $|\delta\nu|$ 也正比于阱深， $|\delta\nu|$ 即为阱深的相对度量：频移越大，势阱越深。SLM 未加载球差补偿图案时，进入物镜前的一级衍射光功率约为 37.6 mW，一级衍射效率约为 70%。加载球差补偿图案后，一级衍射光功率几乎无变化 (波动 $< 2\%$)。此外，SLM 的零级衍射光在空间上与一级衍射光分离，经 4f 系统中的光阑阻挡，不会进入物镜。因此，补偿前后到达物镜后焦面的有效光功率基本一致，AC Stark 频移的改变可主要归因于焦场质量改变导致的峰值光强变化。

在收集 $^1S_0 - ^3P_1$ 荧光成像时，最大散射率对应的 689 nm 激光频率接近 $^1S_0 - ^3P_1$ 共振频率 [29]。因此，实验中，我们在有补偿 (Comp) 和无补偿 (Uncomp) 两种条件下，从近共振处开始逐步增大 689 nm 激光失谐量并采集在光镊中囚禁 100 ms 后的原子 $^1S_0 - ^3P_1$ 跃迁荧光强度，成像时间 100 ms，取荧光峰值对应的频率失谐量 ν_{peak} 作为 $\delta\nu$ 。激光光束失谐量定义为实际频率与锁定于超稳腔的二级窄线宽 689 nm 激光频率 (该频率接近自由空间共振频率，未单独标定) 的差值。补偿前后光镊中原子荧光信号在不同频率失谐条件下的部分实际测量图像如图 4(a) 所示。荧光频率响应曲线则采用 Lorentzian 函数拟合： $I(\nu) = A / (1 + \left[\frac{\nu - \nu_c}{\Gamma/2} \right]^2) + B$ 。其中 A 为共振峰幅度， ν_c 为中心频率， Γ 为半高全宽 (FWHM)， B 为基线偏移。拟合结果如图 4(b) 所示，无补偿时 $\delta\nu_{\text{uncomp}} \approx -264.0 \pm 7.4$ kHz，荧光峰值约为 2206.1；SLM 补偿后 $\delta\nu_{\text{comp}} \approx -506.3 \pm 5.4$ kHz，荧光峰值约为 5057.6。上述频率的 $\pm$ 项为拟合协方差矩阵给出的 1σ 标准误差，即拟合参数不确定度。补偿后荧光强度峰值由 2206.1 提升至 5057.6，可能的原因包括：光镊波前补偿恢复了聚焦质量，增大了阱深，从而提高了捕获原子数；单个原子的散射光子数增加；以及 Sisyphus 冷却效率增强，抑制了成像期间的原子损失。需要强调，共振频率的相对频移是通过拟合同种条件下荧光计数随激光频率的响应曲线得到的，其中心位置仅取决于原子感受到阱深，不受阱中捕获的绝对原子数影响，因此补偿前后荧光峰值的差异并不影响频移测量及后续阱深推算的有效性。经球差补偿后， $^1S_0 - ^3P_1$ 共振频率红移了 242.3 kHz，将 $\Delta|\delta\nu| = 242.3$ kHz 代入 $|\delta\nu|$ 与阱深的关系式 $|U_{\text{dip}}| = \alpha_g h |\delta\nu| / \Delta\alpha$ ，计算得到阱深增加了 48.1 μK 。该结果定量表明：球差补偿有效恢复了焦点区域的峰值光强，增加了势阱深度。

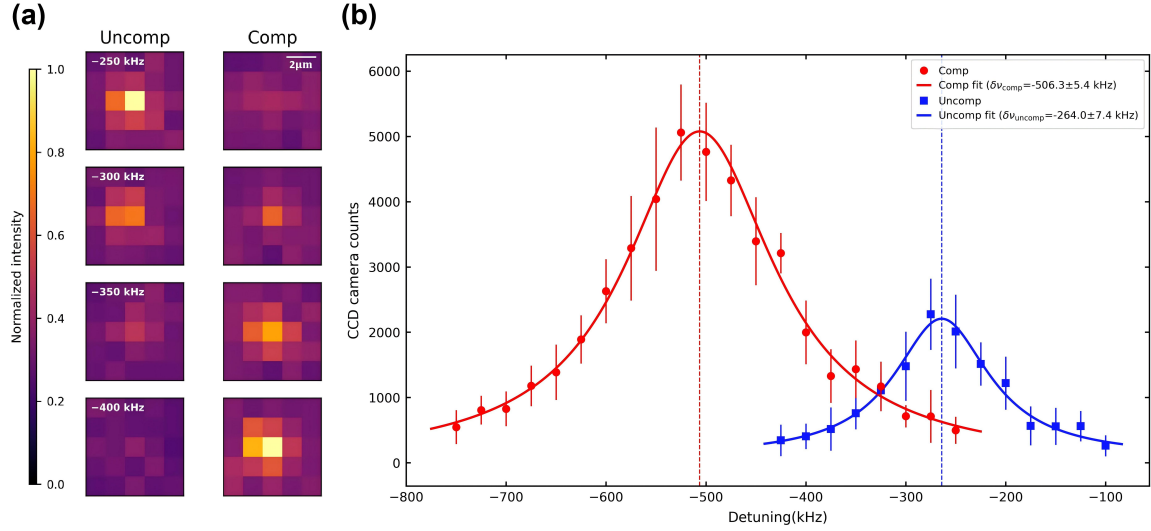


图 4 (a) 不同激光频率失谐量下的原子荧光图像，左、右两列分别对应在无补偿 (Uncomp) 和有补偿 (Comp) 条件下激光失谐量为 -250 kHz、 -300 kHz、 -350 kHz 和 -400 kHz 时 10 次实际测量结果叠加的荧光图像。左、右两列各按该列图像中峰值强度进行归一化，白色线段表示 $2\ \mu\text{m}$ 比例尺。(b) 激光失谐量与原子荧光强度对应曲线，蓝色与红色散点分别对应无补偿 (Uncomp) 和有补偿 (Comp) 条件下荧光强度，平滑曲线为洛伦兹拟合结果。纵坐标为相机的荧光计数和，横坐标为激光频率相对于参考频率的失谐量，竖直虚线代表拟合曲线对应的中心频率

Fig. 4. (a) Fluorescence images of atoms at different laser frequency detunings. The left and right columns correspond to the uncompensated (Uncomp) and compensated (Comp) conditions, respectively, showing superimposed fluorescence images from 10 actual measurements at detunings of -250 kHz, -300 kHz, -350 kHz, and -400 kHz. The images in each column are normalized by the peak intensity within that column; white line segments indicate a $2\ \mu\text{m}$ scale bar. (b) Curves of atomic fluorescence intensity versus laser detuning. Blue and red scatter points correspond to the fluorescence intensities under the uncompensated (Uncomp) and compensated (Comp) conditions, respectively, and the smooth curves are Lorentzian fits. The ordinate is the sum of fluorescence counts from the camera; the abscissa is the laser frequency detuning relative to a reference frequency. The vertical dashed line indicates the center frequency obtained from the fitted curve.

3.4 原子囚禁寿命对比

原子在阱中的囚禁寿命是衡量囚禁效果的重要指标。影响铯原子在光镊中囚禁寿命的重要因素有：背景气体碰撞导致的直接损失，光镊激光技术噪声驱动的加热效应，光镊激光带来的光子散射以及 Sisyphus 冷却效率。

室温真空腔内残余气体分子与冷原子之间的弹性碰撞是影响原子寿命的最主要因素之一。Bjorkholm 的计算表明，对于典型的远失谐光偶极阱，碰撞损失率由背景气体密度和碰撞参数决定，可以通过提高背景真空度来减少碰撞，增强寿命^[31]。光镊激光的强度噪声和指向抖动则通过参数共振显著加热原子。Savard 等指出，强度噪声在 $2\omega_{\text{trap}}$ 处、指向抖动在 ω_{trap} 处共振激发原子运动 ($\omega_{\text{trap}} = \sqrt{k_0/M}$ 为原子在阱中的振荡频率， k_0 为弹性系数，正比于光镊的平均光强)，导致平均能量指数增长^[32-34]。通过对光镊激光施加反馈控制抑制强度噪声，可将原子俘获寿命显著延长。此外，即便光镊激光远失谐，原子仍会吸收阱光子，发生散射，平均散射速率 $\Gamma_{\text{sc}} = \Gamma |U_{\text{dip}}| / \hbar |\Delta|$ ，与阱深成正比^[30]。囚禁时间结束后，实验打开 689 nm 窄线宽激光近共振激发 $^1S_0 - ^3P_1$ 跃迁进行荧光成像。在 813.4 nm 光镊下，基态与激发态极化率之比 $\alpha_e/\alpha_g = 355/286 \approx 1.24$ ^[29]，由式 $|U_{\text{dip}}| = \alpha I / 2\varepsilon_0 c$ 可知，激发态势阱比基态深约 24%，这为引力型 Sisyphus 冷却提供了条件：原子从基态（浅阱）吸收 689 nm 光子跃迁至激发态（深阱）时，需爬升势阱壁以补偿势能差，消耗自身动能；退激发回到基态后动能减少，实现减速冷却^[12,29]。单次散射事件的平均能量减少正比于激发态势阱频率 ω_e ，Sisyphus 冷却效率随阱深增大而增强。此外，光子反冲、吸收位置不确定性和多普勒频移等因素会引起原子的散射加热^[35]。在成像期间 Sisyphus 冷却与散射加热竞争，共同决定了原子存活率和荧光信号的收集效率。

实验中，我们以 689 nm 窄线宽激光同时提供冷却与荧光成像，激光频率分别设定在无补偿 ($\delta\nu_{\text{uncomp}} \approx -264.0$ kHz) 和有补偿 ($\delta\nu_{\text{comp}} \approx -506.3$ kHz) 的共振频率处，成像时间 100 ms。从 100 ms 开始逐渐增加光镊囚禁时间 (Holding time)，测量荧光强度随囚禁时间的变化。补偿前后光镊中原子荧光信号在不同囚禁时间下的部分实际测量图像如图 5(a) 所示。以指数衰减模型 $I(t) = A \exp(-t/\tau) + C$ 拟合荧光强度衰减曲线，其中 A 为衰减幅度， τ 为衰减时间常数 (即 $1/e$ 寿命)， C 为背景偏移。结果如图 5(b) 所示，无补偿时 $\tau_{\text{uncomp}} = 799.9 \pm 310.5$ ms，补偿后 $\tau_{\text{comp}} = 2317.6 \pm 854.9$ ms，其中不确定度为拟合协方差矩阵给出的 1σ 标准误差。球差补偿后原子囚禁寿命提升至 2.90 倍，且补偿前后寿命对应的 1σ 置信区间分别为 [489.4, 1110.4] ms 和 [1462.7, 3172.5] ms，彼此无重叠，表明球差补偿在统计水平上有效延长了原子在阱中的囚禁寿命。囚禁寿命的显著提升主要有以下几个可能的原因：(1) 该参数下原子寿命受限于

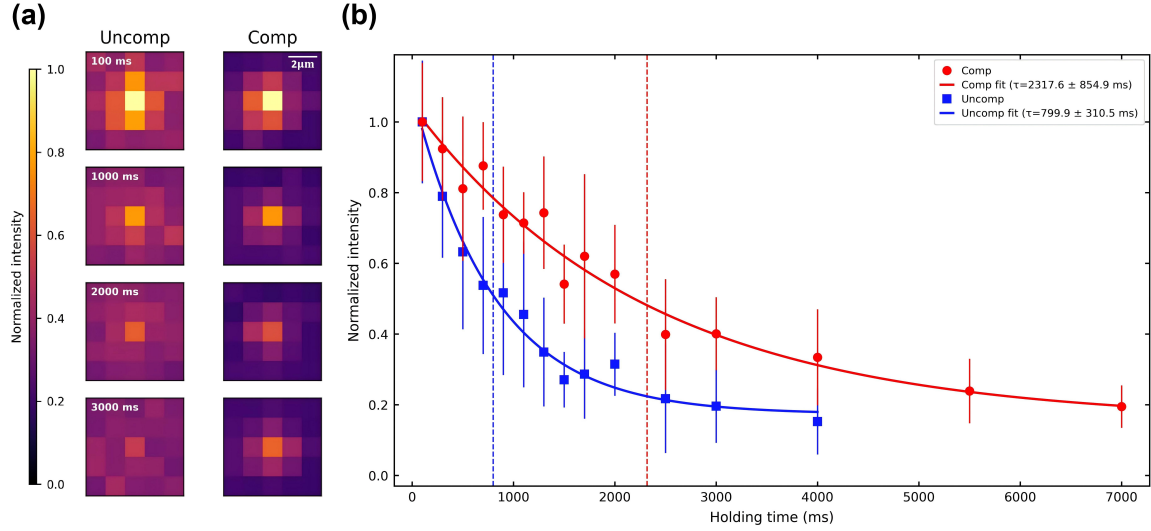


图 5 (a) 不同囚禁时间下的原子荧光图像，左、右两列分别对应在无补偿 (Uncomp) 和有补偿 (Comp) 条件下囚禁时间为 100 ms、1000 ms、2000 ms 和 3000 ms 时 10 次实际测量结果叠加的荧光图像。左、右两列各按该列图像中峰值强度进行归一化，白色线段表示 2 μm 比例尺。(b) 光镊囚禁时间与原子荧光强度对应曲线，蓝色与红色散点分别对应无补偿 (Uncomp) 和有补偿 (Comp) 条件下归一化强度，平滑曲线为指数衰减拟合结果。纵坐标为补偿前后两组数据按各自的荧光强度峰值进行归一化的归一化强度，横坐标为囚禁时间，竖直虚线代表各自条件下的 1/e 寿命 τ

Fig. 5. (a) Fluorescence images of atoms at different trapping times. The left and right columns correspond to the uncompensated (Uncomp) and compensated (Comp) conditions, respectively, showing superimposed fluorescence images from 10 actual measurements at trapping times of 100 ms, 1000 ms, 2000 ms, and 3000 ms. The images in each column are normalized by the peak intensity within that column; white line segments indicate a 2 μm scale bar. (b) Curves of atomic fluorescence intensity versus optical tweezer trapping time. Blue and red scatter points correspond to the normalized intensities under the uncompensated (Uncomp) and compensated (Comp) conditions, respectively, and the smooth curves are exponential decay fits. The ordinate is the normalized intensity, where the data for the two conditions are each normalized by their respective peak fluorescence intensity; the abscissa is the trapping time. The vertical dashed lines indicate the 1/e lifetimes τ under each condition.

某种与阱深无关的背景加热机制，加热速率相对固定，阱深增加提高了原子的逃逸阈值，显著延长了囚禁时间。(2) SLM 补偿改善了聚焦光斑质量，残余波前误差减小；且补偿前 ω_{trap} 位于某个激光噪声峰值附近，加热显著，阱深增加后 ω_{trap} 远离噪声峰值，加热速率明显下降^[33,34]。(3) 激发态势阱与基态势阱深度差值增大，增强了成像时 Sisyphus 冷却效率，减少原子因成像加热而致的逃逸损失，提高了收集的荧光光子数^[12,29]。综合而言，球差补偿通过增大阱深和改善聚焦光斑质量，从多个方面延长了 ^{88}Sr 原子的囚禁寿命。

4 结 论

本文针对高数值孔径物镜聚焦光镊中因真空玻璃窗口引入球差导致聚焦质量退化的问题，采用纯相位空间光调制器实现了波前补偿，并通过实验定量评估了补偿前后焦点三维光场及 ^{88}Sr 原子囚禁性能的改善。实验结果表明，真空窗口引入的球差使焦点轴向与径向 FWHM 明显展宽，聚焦能量从中心光斑向三维旁瓣转移。经 SLM 加载球差补偿相位后，轴向与径向 FWHM 得到有效压缩，有效光强占比较补偿前提高 93.3%，显著抑制了窗口引入的轴向与径向能量弥散。在原子层面，补偿后 $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$ 共振频率红移 242.3 kHz，阱深增加 48.1 μK ，原子囚禁寿命提升至 2.90 倍，表明球差补偿通过增大阱深、改善聚焦光斑质量与增强 Sisyphus 冷却效率等多重机制，有效抑制了原子逃逸损失，显著提升了原子囚禁性能。

本实验仅针对单一窗口参数和固定数值孔径的物镜组合进行了验证，但该球差补偿方法具有更广泛的适用性。由公式 (2) 可知，真空窗口引入的球差相位 $\varphi(\rho)$ 由窗口厚度 d 、折射率比值 $n_r = n_0/n$ 及数值孔径 NA 共同决定。对于不同厚度或材料的窗口、不同数值孔径的显微物镜，仅需将相应的 d 、 n_r 和 NA 代入公式 (2) 重新计算补偿相位并加载至 SLM 即可，方案本身无需硬件改动。然而，该 SLM 方案也存在若干限制：(1) SLM 的相位调制范围有限（通常为 2π ），过大的窗口厚度或折射率差异会导致所需补偿相位超出 2π 范围，需通过相位包裹将其映射至有效调制区间；(2) 补偿相位表达式仅考虑了初级球差 (ρ^4 项) 和离焦 (ρ^2 项)，当 $\text{NA} > 0.6$ 或窗口厚度显著增大时，高阶球差项的贡献将不可忽略，需引入更高阶 Zernike 项进行修正^[36,37]；(3) SLM 自身存在固有局限：液晶像素衍射效率通常为 60%–90%，零级泄漏光可能在焦平面形成背景干扰，影响单原子装载保真度与成像信噪比；同时，像素尺寸（本工作为 7.8 μm ）远大于波长，限制了有效数值孔径，在大规模光镊阵列扩展时面临相位采样不足的问题，导致阵列均匀性下降。这些因素共同制约了阱深和原子寿命的进一步提升。

近年来，基于高折射率介质材料的超表面 (metasurface) 光学技术迅速发展，为突破 SLM 固有局限提

供了新路径。超表面由亚波长纳米柱阵列构成，结构单元尺寸可达百纳米量级，已实现 $NA > 0.6$ 的高效全息光镊阵列，单原子俘获和成像保真度超过 99%^[38]；进一步实现了超过 10 万个陷阱的大规模阵列^[39]，并在 Sr 原子中红外跃迁（2.9 μm ）的魔数波长光镊中获得了应用^[40]。此外，超表面还可实现多功能光场调控，如任意形状光涡旋产生与多任务并行操控^[41]，以及可编程纳米粒子输送^[42]。未来，将超表面光学引入中性原子光镊系统，有望替代或补充现有 SLM 方案，借助其亚波长像素密度实现大规模高均匀性光镊阵列，推动中性原子量子计算与量子模拟的可扩展性发展。

参考文献

- [1] Euchner S, Lesanovsky I 2025 *Phys. Rev. Res.* **7** L042009
- [2] Jin J, Shi Y, Alaoui Y A, Deng J, Lu Y, Thompson J D, Bakr W S 2026 *PRX Quantum* **7** 033009
- [3] Florshaim Y, Zohar E, Koplovich D Z, Meltzer I, Weill R, Nemirovsky J, Stern A, Sagi Y 2024 *Sci. Adv.* **10** ead11220
- [4] Meltzer I, Sagi Y 2024 *Phys. Rev. A* **110** 032602
- [5] Singh K, Bradley C E, Anand S, Ramesh V, White R, Bernien H 2023 *Science* **380** 1265
- [6] Lis J W, Senoo A, McGrew W F, Rönchen F, Jenkins A, Kaufman A M 2023 *Phys. Rev. X* **13** 041035
- [7] Wen K, Chen H, Yan X, Ren Z, He C, Hajiyeve E, Wong P T F, Jo G B 2024 *Chin. Phys. B* **33** 120703
- [8] Norcia M A, Cairncross W B, Barnes K, Battaglini P, Brown A, Brown M O, Cassella K, Chen C A, Coxe R, Crow D, Epstein J, Griger C, Jones A M W, Kim H, Kindem J M, King J, Kondov S S, Kotru K, Lauigan J, Li M, Lu M, Megidish E, Marjanovic J, McDonald M, Mittiga T, Muniz J A, Narayanaswami S, Nishiguchi C, Notermans R, Paule T, Pawlak K A, Peng L S, Ryou A, Smull A, Stack D, Stone M, Sucich A, Urbanek M, van de Veerdonk R J M, Vendeiro Z, Wilkason T, Wu T Y, Xie X, Zhang X, Bloom B J 2023 *Phys. Rev. X* **13** 041034
- [9] Young A W, Eckner W J, Milner W R, Kedar D, Norcia M A, Oelker E, Schine N, Ye J, Kaufman A M 2020 *Nature* **588** 408
- [10] Norcia M A, Young A W, Eckner W J, Oelker E, Ye J, Kaufman A M 2019 *Science* **366** 93
- [11] Norcia M A, Young A W, Kaufman A M 2018 *Phys. Rev. X* **8** 041054

- [12] Cooper A S, Covey J P, Madjarov I S, Porsev S G, Safronova M S, Endres M 2018 *Phys. Rev. X* **8** 041055
- [13] Cao A, Eckner W J, Lukin Yelin T, Young A W, Jandura S, Yan L, Kim K, Pupillo G, Ye J, Darkwah Oppong N, Kaufman A M 2024 *Nature* **634** 315
- [14] Finkelstein R, Tsai R B S, Sun X, Scholl P, Direkci S, Gefen T, Choi J, Shaw A L, Endres M 2024 *Nature* **634** 321
- [15] Iwaniuk D, Rastogi P, Hack E 2011 *Opt. Express* **19** 19407
- [16] Török P, Varga P, Laczik Z, Booker G 1995 *J. Opt. Soc. Am. A* **12** 325
- [17] Mikš A, Novák J 2019 *Appl. Opt.* **58** 5823
- [18] Li S K, Li G, Wu W, Fan Q, Tian Y L, Yang P F, Zhang P F, Zhang T C 2020 *Rev. Sci. Instrum.* **91** 043104
- [19] Golovizin A, Shlykov N Y, Yaushev M, Klimov S, Dvurechenskii A, Tregubov D, Kolachevsky N 2025 *Instrum. Exp. Tech.* **68** 758
- [20] Shen X Y, Cheng Y H, Xia L 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 066701 (in Chinese) [沈晓阳, 成一灏, 夏林 2024 物理学报 **73** 066701]
- [21] Booth M J, Neil M A, Juškaitis R, Wilson T 2002 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **99** 5788
- [22] Débarre D, Botcherby E J, Watanabe T, Srinivas S, Booth M J, Wilson T 2009 *Opt. Lett.* **34** 2495
- [23] Ji N, Milkie D E, Betzig E 2010 *Nat. Methods* **7** 141
- [24] Yudaev A, Kiselev A, Shashkova I, Tavrov A, Lipatov A, Korablev O 2023 *Photonics* **10** 320
- [25] Hill P, Lunt P, Reiter J, Galka M, Preiss P M, Jochim S 2024 *Phys. Rev. A* **110** 053308
- [26] Wong-Campos J, Johnson K, Neyenhuis B, Mizrahi J, Monroe C 2016 *Nat. Photonics* **10** 606
- [27] Nero G, Balaji M M, Bass J, Chen J, Deng X, Koch T, Kaneda Y, Willomitzer F, Takashima Y 2025 *Emerging Digital Micromirror Device Based Systems and Applications XVII* 13383 (Bellingham, WA: SPIE) p23
- [28] Ido T, Katori H 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 053001
- [29] Urech A, Knottnerus I H, Spreuw R J, Schreck F 2022 *Phys. Rev. Res.* **4** 023245

- [30] Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Y B 2000 *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* 42 (San Diego: Academic Press) p95
- [31] Bjorkholm J E 1988 *Phys. Rev. A* **38** 1599
- [32] Savard T A, O'Hara K M, Thomas J E 1997 *Phys. Rev. A* **56** R1095
- [33] Blatt S, Mazurenko A, Parsons M F, Chiu C S, Huber F, Greiner M 2015 *Phys. Rev. A* **92** 021402
- [34] Wang J C, Sun R, Wang X, Zhang K, He J, Wang J M 2019 *J. Quantum Opt.* **25** 180 (in Chinese)
[王嘉超, 孙瑞, 王欣, 张孔, 何军, 王军民 2019 量子光学学报 **25** 180]
- [35] Ivanov V V, Gupta S 2011 *Phys. Rev. A* **84** 063417
- [36] Tanabe T, Shibuya M, Toyoda M 2025 *Optik* **327** 172286
- [37] Fan Z, Wei S 2025 *Results Phys.* **77** 108430
- [38] Hsu T W, Zhu W, Thiele T, Brown M O, Papp S B, Agrawal A, Regal C A 2022 *PRX Quantum* **3** 030316
- [39] Holman A, Xu Y, Sun X, Wu J, Wang M, Zhu Z, Seo B, Yu N, Will S 2026 *Nature* **649** 859
- [40] Holman A, Sun X, Seo B, Corn J, Zhu Z, Xu Y, Wu J, Yu N, Filin D, Safronova M, Will S 2026 arXiv:2606.02560 [physics.atom-ph]
- [41] Li T, Gao W, Fu B, Shao T, Fu Y, Zavatski S, Nayak J K, Yan S, Xu X, Wang S, Yao B, Wang Z, Zhu S, Martin O J F, Chan C T 2026 *Sci. Adv.* **12** ead5302
- [42] Li T, Li X, Gao Z, Ng J, Blahnik V, Nan F, Zheng Y, Chan C 2026 *Nat. Commun.* **17** 4212

Trapping Enhancement of Strontium Atoms in Optical Tweezers through SLM-Based Spherical Aberration Compensation

LIU Tongyan^{1)2)#} CHEN Hang^{1)2)#} ZUO Shaolong¹⁾²⁾ TANG
Xiaokang¹⁾²⁾ SONG Shangning¹⁾²⁾ ZHOU Yongzhuang^{1)2)†} SHEN
Yong^{1)2)‡} ZOU Hongxin^{1)2)††}

1) (*College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

2) (*Hunan Key Laboratory of Mechanism and Technology of Quantum Information, Changsha
410073, China*)

Abstract

Optical tweezers for neutral atoms are a core platform for quantum simulation and precision metrology. In such experiments, tight laser foci are often generated with objectives of high numerical aperture (NA) through a vacuum window, where spherical aberration is inevitably introduced. This aberration in the wavefront stretches the focal light field, reducing the peak intensity and gradient, thereby degrading the trapping performance. Conventional solutions mostly rely on custom-made objectives or programmable wavefront-shaping devices to correct the aberrated optical field. However, to our knowledge, no quantitative experimental comparison has been made regarding the atomic transition frequencies and

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62275268, 62375284, 62475287), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2025JJ20063), the Science and Technology Innovation Program of Hunan Province (2023RC3010), the Innovation Research Foundation of NUDT.

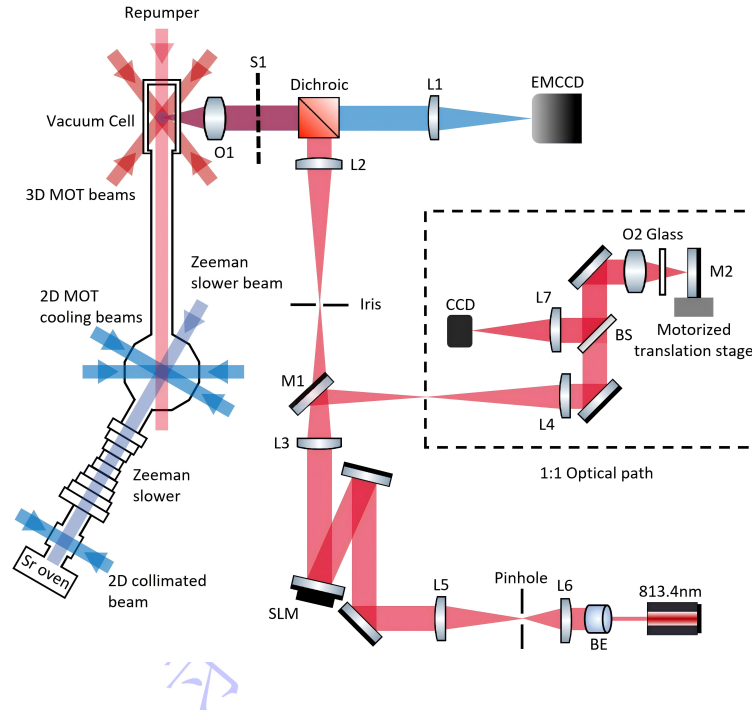
These authors contributed equally.

† Corresponding author. Email: y.zhou@protonmail.com

‡ Corresponding author. Email: shenyong08@nudt.edu.cn

†† Corresponding author. Email: hxzou@nudt.edu.cn

trapping lifetimes before and after the wavefront compensation. We demonstrate active compensation of the window-induced spherical aberration at the 813.4 nm magic wavelength of ^{88}Sr using a standard commercial microscope objective (20 $\times$, NA = 0.4) combined with a phase-only spatial light modulator (SLM), with the phase mask analytically determined from the wavefront phase retardation of the 3.0-mm-thick fused-silica vacuum window. A 1:1 auxiliary optical path is constructed to quantitatively characterize the three-dimensional focal field before and after compensation. Trapping improvements are evaluated through the $^1S_0\text{--}^3P_1$ transition frequency and the lifetime of the trapped atoms. Our results show that the axial and radial full widths at half maximum (FWHMs) of the spherically aberrated optical trap are significantly compressed with the correction phase implemented, and the effective intensity fraction is improved by 93.3% relative to the uncompensated case. At the atomic level, the $^1S_0\text{--}^3P_1$ resonance frequency is further shifted to the red by 242.3 kHz after compensation, corresponding to a trap-depth increase of 48.1 μK . The $1/e$ trapping lifetime is extended from 799.9 ms to 2317.6 ms by a factor of 2.90. These results show that spherical aberration compensation significantly restores the focusing quality of the optical tweezer and increases the trap depth, suppressing atom escape losses and heating, thereby improving the trapping performance. This work provides a quantitative atomic-level evaluation of vacuum-window aberration compensation in optical tweezers, and offers a useful reference for related quantum information research.



Keywords: cold atom, optical tweezers, spherical aberration compensation, spatial light modulator

录用稿件，非最终出版稿