

# 基于微尺度光学偶极阱的一维 单原子阵列的实验制备\*

刘岩鑫<sup>1)2)</sup> 王志辉<sup>1)2)</sup> 管世军<sup>1)2)</sup> 王勤霞<sup>1)2)</sup>  
张鹏飞<sup>1)2)</sup> 李刚<sup>1)2)†</sup> 张天才<sup>1)2)‡</sup>

1) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学省部共建协同创新中心, 太原 030006)

(2024年1月19日收到; 2024年2月25日收到修改稿)

光学偶极阱俘获的中性原子阵列是多体物理、量子计算、量子模拟等领域的重要实验平台. 本文详细介绍了制备包含40个铯原子的一维均匀单原子阵列的实验过程, 包括偶极阱阵列的产生装置、原子阵列荧光成像以及偶极阱阵列均匀性优化. 偶极阱阵列的非均匀性主要是由声光偏转器(AOD)衍射效率的非线性和多频率射频信号在功率放大过程中的互调效应引起. 测量偶极阱光强和受俘获原子光频移的起伏并反馈优化施加于AOD多频率射频信号的相位和振幅, 将偶极阱阵列的强度均匀性优化为2%. 另外, 实验测量了偶极阱阵列内原子的振荡频率、装载率和寿命的均匀性. 结果显示, 振荡频率均匀性为2%; 单原子平均装载率为58%, 阱中原子的光谱一致性为3%; 单原子暗阱平均寿命约为6(1) s, 不同原子寿命的起伏为8%.

**关键词:** 量子计算, 原子阵列, 声光偏转器, 互调

**PACS:** 37.10.Gh, 42.50.-p, 42.40.Lx, 42.30.-d

**DOI:** 10.7498/aps.73.20240135

## 1 引言

大规模独立可控的单量子系统, 如中性原子<sup>[1]</sup>、离子<sup>[2]</sup>和超导体量子比特<sup>[3]</sup>等的实现是现代物理研究的重要基础. 超高真空中经光学俘获的中性原子阵列不仅能够与环境有效隔离, 而且原子间的相互作用可调节, 通过扩展光学阱能够将系统扩展到上百个可单独控制的量子比特<sup>[4]</sup>, 是当前多体物理<sup>[5,6]</sup>、量子模拟<sup>[7,8]</sup>和量子计算<sup>[9-13]</sup>等研究领域的重要系统之一.

近年来, 基于中性原子阵列系统已取得一系列重要突破, 包括无缺陷原子阵列<sup>[14-16]</sup>、量子自旋液

体<sup>[17]</sup>、量子磁体<sup>[18]</sup>、Ising型量子自旋模型下的量子相变与动力学过程<sup>[5]</sup>、多步量子算法<sup>[11,12]</sup>和纠错量子计算<sup>[13]</sup>等. 此外, 基于中性原子阵列与高精度光学腔的结合系统<sup>[19]</sup>, 相继实现并演示了超分辨成像<sup>[20]</sup>、纠缠输运和纳米光子界面<sup>[21]</sup>、中间线路测量<sup>[22]</sup>和超辐射现象<sup>[23]</sup>等技术和量子现象. 随着光学腔内可控单量子比特数目的增加, 该系统可作为多量子比特量子节点模块, 用于处理本地信息或实现量子交互界面.

当前用于产生俘获中性原子阵列的光学偶极阱阵列的技术途径主要包括空间光调制器(SLM)、透镜阵列和声光偏转器(AOD)等. SLM具有高空间分辨率和灵活光场调制能力等优点, 适合产生大

\* 国家自然科学基金(批准号: U21A6006, U21A20433, 11974223, 11974225, 12104277, 12104278)和山西省“1331工程”重点学科建设基金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gangli@sxu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: tczhang@sxu.edu.cn

规模、任意排布结构的偶极阱阵列,但成本较高、响应速度较慢,且光场调制算法复杂.透镜阵列结构简单、成本相对较低,但灵活性和空间分辨率有限,更多地应用于简单结构的偶极阱阵列构建. AOD 具有高速响应和高精度控制等特点,适合产生形状规则的一维或二维偶极阱阵列.在中性原子阵列与高精度光学腔的结合系统中,通过采用 AOD 产生偶极阱阵列,可以精细调节原子间距与位置,使得偶极阱阵列俘获的每个原子均处于与光学腔耦合强度最大的位置.同时,该系统空间介入性差,使用 AOD 可以在不额外添加原子移动光束的情况下快速实现腔内无缺陷原子阵列的实验制备.

本文详细介绍了如何通过 AOD 于光学腔中心产生一维偶极阱阵列 ( $1 \times 40$ ) 来俘获单原子阵列,包括微尺度偶极阱阵列的设计与搭建、高分辨率成像系统和单原子阵列成像. AOD 上施加的多频率射频信号在功率放大过程中会产生交调互调效应,影响各个频率对应的功率分布,从而导致偶极阱阵列的强度不均匀.另外,偶极阱阵列强度均匀性还与 AOD 在不同工作频率下的衍射效率有关.为了解决这些问题,优化多频率信号的相位来抑制非线性效应产生的其他频率成分,并测量偶极阱阵列强度分布和原子能级光频移分布来反馈调节多频率射频信号对应的幅值,最终实现了均匀的微尺度光学偶极阱阵列.此外,实验测量偶极阱阵列内单个原子的特征参数,包括振荡频率、光频移、原子装载率和寿命,来表征偶极阱阵列的均匀性.

## 2 偶极阱阵列装置

图 1 为偶极阱阵列的实验装置示意图,包括产生装置与成像系统.偶极阱阵列由声光偏转器(型号为 DTSX-400-1064, AA-Opto-Electronic)衍射出的多个光束经透镜聚焦后产生. AOD 工作原理如图 1 插图所示,一束 1064 nm 的激光穿过包含 3 个频率成分的射频信号驱动的 AOD 时发生衍射,出射光束变为与 3 个射频频率相对应的 3 束光,光束之间的夹角大小由频率间隔决定.射频频率改变 1 MHz,衍射角偏转约  $0.15^\circ$ .改变射频信号的频率间隔可精确调节相邻偶极阱之间的距离. AOD 驱动射频信号可以表示为  $\sum_j A_j e^{-i\phi_j} e^{-i\omega_j t}$ ,

$j$  为射频信号的序号,  $A_j$  表示所对应频率的幅度,  $\phi_j$  表示相位大小,  $\omega_j$  表示频率大小.实验中设置起始频率为  $\omega_1 = 65.8$  MHz,频率间隔为 0.58 MHz,  $j$  最大为 40.波长为 1064 nm 激光由芯径大小为  $5 \mu\text{m}$  的保偏光纤输出,经过焦距  $f = 15.29$  mm 的非球面透镜准直为近平行光,随后穿过 AOD 衍射出 40 束激光,再通过焦距  $f = 19$  mm 的透镜后,形成了一个相邻间距为  $d = 24.6 \mu\text{m}$  的偶极阱阵列,理论腰斑约为  $3.1 \mu\text{m}$ .该偶极阱阵列再通过焦距分别为 166 mm 和 28.8 mm 的透镜形成的  $4f$  望远镜系统后,形成相邻间距为  $4.26 \mu\text{m}$  的强聚焦偶极阱阵列,理论腰斑大小约为  $1.3 \mu\text{m}$  (实际校准腰斑大小约为  $1.8 \mu\text{m}$ ).望远镜系统中焦距为 166 mm 的透镜由型号为 AC-254-300-B 和 LE1929-B 的透镜组成,焦距均为 300 mm.调节两个透镜的距离,可改变组合透镜的焦距大小,进而灵活调节相邻偶极阱间的距离.焦距为 28.8 mm 的透镜为实验室自制的高数值孔径 ( $\text{NA} = 0.4$ ) 透镜组 [24],空间分

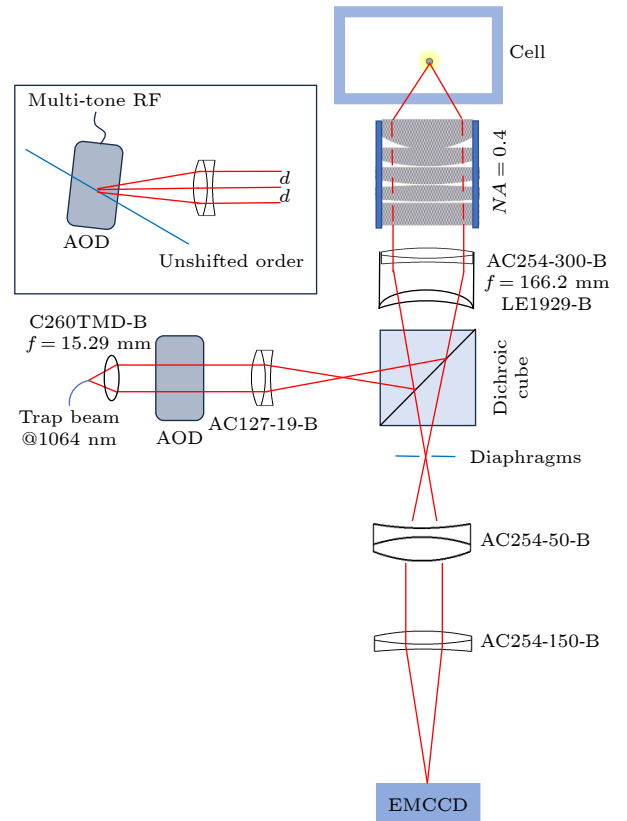


图 1 偶极阱阵列以及成像光路示意图,插图为 AOD 工作原理示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the dipole trap array and imaging optics, and the inset demonstrates the operational principle of AOD.

辨率为  $1.3 \mu\text{m}$ , 视场直径约为  $600 \mu\text{m}$ . 成像光路与偶极阱阵列光路共享透镜组 ( $\text{NA} = 0.4$ ) 和组合透镜组成的望远镜系统 (放大比例为  $1:5.7$ ). 两者在双色块 (dichroic cube) 处分开, 原子荧光最后穿过比例为  $1:3$  的望远镜系统后, 由电子倍增相机 (EMCCD) 成像探测. 整个成像光路理论放大倍数为  $17.1$ , 实际校准为  $16.7$ , 主要是由透镜之间的不完美共焦产生的差异. EMCCD 单个像素大小为  $16 \mu\text{m}$ , 理想情况下的单原子荧光成像所占据的像素大小区域为  $3 \times 3$ .

### 3 均匀偶极阱阵列的产生及成像系统校准

偶极阱阵列的强度非均匀主要由两个原因导致: 一是多频率射频信号在功率放大过程中的互调效应; 二是不同射频频率对应的 AOD 衍射效率有差异.

多频率射频信号经过功率放大器 (ZHL-5 W-1+) 之后用来驱动 AOD. 功率放大过程中由于非线性效应充当了类似于混频器的作用, 导致  $\omega_1$  与  $\omega_2$  混频会产生  $\omega_2 + \omega_1$  和  $\omega_2 - \omega_1$  的频率成分,  $\omega_2 - \omega_1$  与  $\omega_2$  进一步混频会产生  $2\omega_2 - \omega_1$  的频率成分. 实验中要精心挑选初始各频率对应的相位  $\{\phi_j\}$ , 抑制非线性效应产生的其他频率功率分布. 最佳初始相位  $\{\phi_j\}$  通过计算机模拟计算产生. 首先, 生成了 40 个频率间隔均匀、相位随机、振幅相等的信号. 其次, 计算每两个频率的差频所对应的幅值, 并对所有幅值求和. 最后, 逐步优化每个频率所对应的相位, 直至所有差频幅值的总和最小.

结合计算得到的最佳相位, 接下来优化不同频率所对应的幅度  $A_j$ . 首先, 透镜组聚焦之后的偶极阱阵列通过比例为  $1:8.6$  的望远镜系统放大之后, 由 CCD (像素大小为  $3.45 \mu\text{m}$ ) 成像; 其次, 提取成像图的灰度值并进行高斯拟合得到各个偶极阱的强度分布, 并计算每个偶极阱强度与其平均值的偏差, 调节  $A_j$ , 不断减小所有偶极阱强度的方差. 经过反复优化, 最终结果如图 2 所示, 40 个偶极阱的强度均匀性在  $3.6\%$  以内.

成像系统校准与检验是通过芯径大小  $5 \mu\text{m}$  的单模保偏光纤端面 and 测试靶 (Edmund Optics 公司, 型号为 USAF-1951) 光学成像来实现的, 具

体过程如下. 首先, 仅打开单个偶极阱, 射频信号频率设置为  $75 \text{ MHz}$ , 将高数值孔径透镜组聚焦之后的俘获激光耦合进单模保偏光纤, 精细调节耦合效率至最大. 然后, 在单模保偏光纤中输入波长为  $852 \text{ nm}$  的微弱激光, 并将 CCD 放置于透镜 AC254-150-B 的焦点位置, 对单模保偏光纤端面进行光学成像, 成像结果如图 3(a) 所示, 其灰度值强度分布如图 3(d) 所示, 可见光斑强度符合高斯分布且无明显形变. 此时, 完成了偶极阱阵列和成像光路的校准. 之后, 在透镜组焦点处放置测试靶, 由微弱  $852 \text{ nm}$  激光照射测试靶的刻线, 使用相同的 CCD 进行成像. 测试靶成像结果如图 3(b) 所示, 图中第 8 组的第 3 个刻线可清晰分辨, 说明成像系统的空间分辨率优于  $1.55 \mu\text{m}$ , 足以分辨相邻间距为  $4.26 \mu\text{m}$  的单原子阵列.

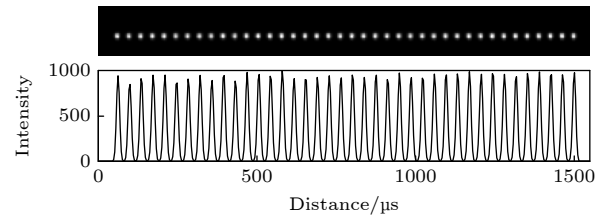


图 2 偶极阱阵列 CCD 成像图及强度分布

Fig. 2. CCD imaging and intensity distribution of the dipole trap array.

### 4 实验过程与成像

实验过程如图 4(a) 所示, 主要分为以下 5 步.

1) 冷原子样品获取. 二维磁光阱 (2D-MOT) 从背景蒸气中捕获雪茄型冷原束, 随后由推送光引导穿过微分管至微腔的中心, 再由三维磁光阱 (3D-MOT) 于微腔中心捕获冷原子云 (具体装置图见文献 [19]).

2) 原子装载. 在 3D-MOT 装载结束前开启偶极阱阵列 (阱深为  $500 \mu\text{K}$ ) 与原子云重叠  $100 \text{ ms}$ .

3) 两级偏振梯度冷却 (PGC), 持续时间  $12 \text{ ms}$ . 关闭 2D-MOT 和 3D-MOT 反亥磁场, 依次对阱中原子进行两级 PGC, 冷却光频率失谐分别为  $-30 \text{ MHz}$  和  $-60 \text{ MHz}$ . 原子最终温度约为  $15 \mu\text{K}$ .

4) 光辅助碰撞  $20 \text{ ms}$ . 成像光束作为光辅助碰撞激光对阱中俘获的原子作用  $20 \text{ ms}$ , 确保单个偶极阱每次只有一个原子被装载 [25].

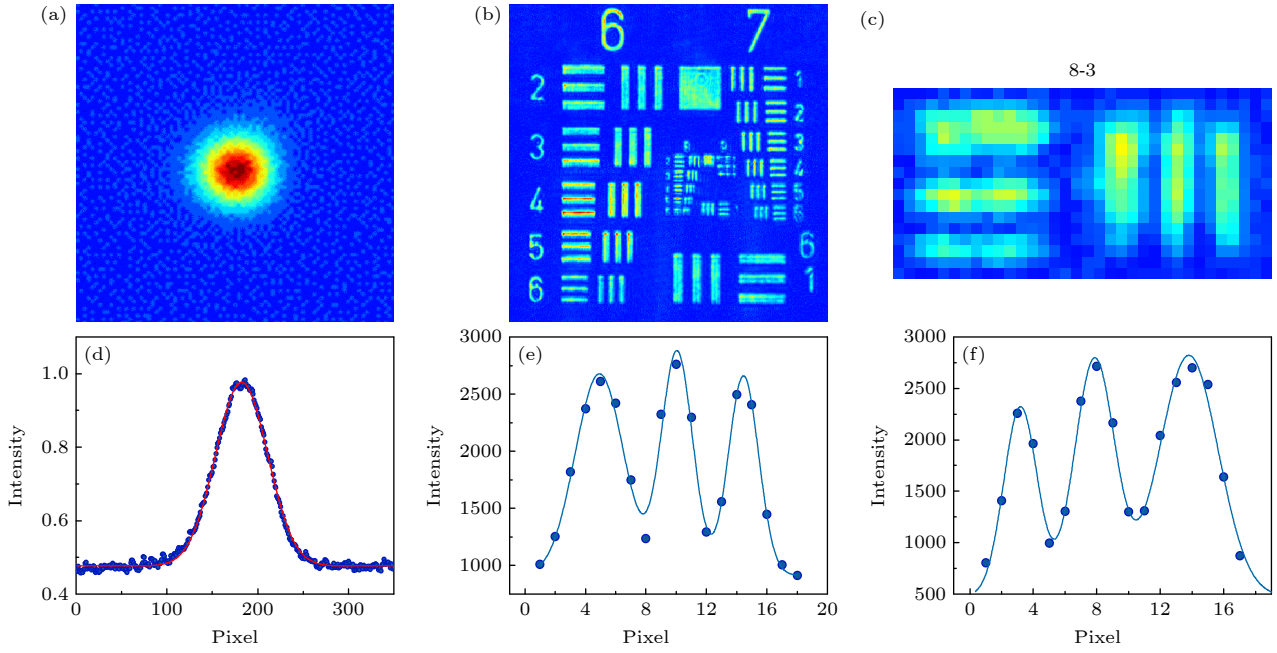


图 3 (a), (b) 成像系统校准与分辨率测量, 通过成像系统分别对 780 nm 单模保偏光纤端面成像 (a) 及测试靶成像 (b); (c) 图 (b) 中第 8 组刻线的第 3 个条纹放大图; (d) 图 (a) 灰度值强度分布; (e), (f) 分别对应于水平刻线和竖直接线强度分布图

Fig. 3. Calibration and resolution measurement of the imaging system: (a), (b) Single-mode polarization-maintaining fiber end-face is imaged by the imaging system, and a test target is imaged as well; (c) zooms in on the third stripe of the eighth group of patterns in Fig. (b); (d) the intensity distribution of the grayscale values in Fig. (a); (e), (f) correspond to intensity distribution maps of horizontal and vertical stripes, respectively.

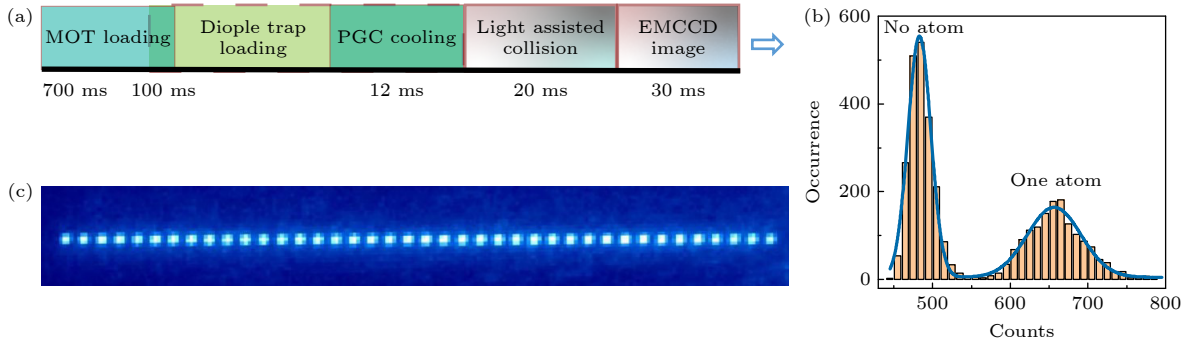


图 4 实验过程与单原子阵列荧光成像 (a) 实验时序图; (b) 单原子信号统计直方图 (图 (c) 中从左往右第 13 个偶极阱), 曝光时间为 30 ms, 测量次数为 3600, 浅蓝色线为双峰高斯函数拟合曲线; (c) 单原子阵列荧光信号叠加图, 叠加次数为 500

Fig. 4. Experimental process and fluorescence imaging of a single-atom array: (a) Experimental timing sequence; (b) histogram of single-atom signals (the 13th dipole trap from left to right in Fig. (c)), with an exposure time of 30 ms and a total measurement times of 3600, the light blue line represents the fitted curve using a bimodal Gaussian function; (c) fluorescence signal superimposed image of single-atom array, with a total of 500 superimpositions.

#### 5) EMCCD 原子荧光成像, 曝光时间为 30 ms.

成像光为两束对射的线偏振光, 且偏振相互垂直. 光束直径约为 500  $\mu\text{m}$ , 与偶极阱光束传播方向夹角约  $45^\circ$ , 频率与自由空间铯原子跃迁线  $|6S_{1/2}| F=4 \rangle \leftrightarrow |6P_{3/2}| F=5 \rangle$  红失谐 24 MHz, 减小成像过程中光子散射对原子的加热. 图 4(b) 为 EMCCD 相机记录的单原子荧光计数统计直方图. 双峰结构表明单个偶极阱每次装载只有一个原子, 装载率约为 58%.

### 5 单原子阵列均匀性表征

为表征最终单原子阵列的均匀性, 实验测量了每个偶极阱内原子的能级光频移、振荡频率、单原子装载率和寿命.

光频移指俘获光引起的原子的跃迁频率偏移, 偏移大小取决于俘获光的强度和频率. 光频移的测量方法如下, 一束近共振激光短时间作用于被俘获

的原子后, 测量原子仍在阱内的概率, 改变该激光频率可得到如图 5(a) 中插图所示实验结果 (偶极阱序号 13), 洛伦兹拟合可得到该偶极阱对原子造成的光频移. 测量各个偶极阱对阱内原子引起的光频移, 进一步优化  $\{A_j\}$ , 最终结果见图 5(a). 所有偶极阱引起原子的光频移平均值为 21.2(3) MHz, 标准差为 0.4 MHz, 仅为平均值的 2%.

原子在阱内的振荡频率通过释放再捕获方法测量 [26]. 偶极阱俘获原子之后, 先将偶极阱光束关闭 10  $\mu\text{s}$ , 可实现阱内原子振荡相位初始化; 之后, 打开偶极阱光束并持续时间  $\Delta t$ , 再将偶极阱光束关闭 20  $\mu\text{s}$ ; 最后打开偶极阱光束测量原子仍在阱

内的概率. 扫描  $\Delta t$  可得到如图 5(b) 中插图所示的振荡信号 (偶极阱序号 13). 正弦函数拟合得到振荡周期, 即可得到原子在阱中的径向振荡频率. 不同偶极阱内原子振荡频率的分布如图 5(b) 所示, 平均振荡频率为 43.8(8) kHz, 标准差为 0.8 kHz, 仅为平均值的 2%.

偶极阱阵列单原子装载概率分布如图 6(a) 所示, 平均装载概率为 58%, 标准差 2%, 仅为平均值的 3%. 平均每次原子阵列装载, 可获得 29 个原子. 原子在暗阱中的寿命如图 6(b) 所示, 平均寿命约为 6(1) s, 标准差为 0.5 s, 仅为平均值的 8%. 平均寿命主要受限于原子所处环境的真空度.

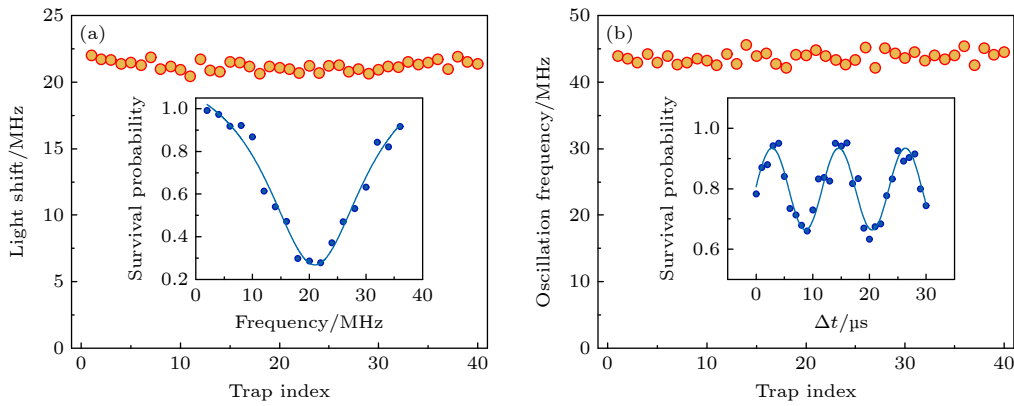


图 5 单原子阵列光频移和振荡频率均匀性 (a) 不同偶极阱引起原子光频移分布图, 插图实验结果可用于确定偶极阱 13 中原子的光频移; (b) 不同偶极阱内原子振荡频率分布图, 插图为偶极阱 13 通过释放再俘获方法测量得到的实验结果, 用于确定原子的振荡频率. 图中的误差棒为拟合误差

Fig. 5. Uniformity of light shift and oscillation frequency in single-atom array: (a) Distribution of light shift caused by different dipole trap, with inset showing the experimental results that can be used to determine the light frequency shift of atoms in dipole trap 13; (b) distribution of oscillation frequencies within different dipole traps, with inset indicating the experimental results obtained through the release-recapture method for measuring dipole trap 13, which can be used to determine the oscillation frequency of atoms. The error bars in panels (a) and (b) represent fitting errors.

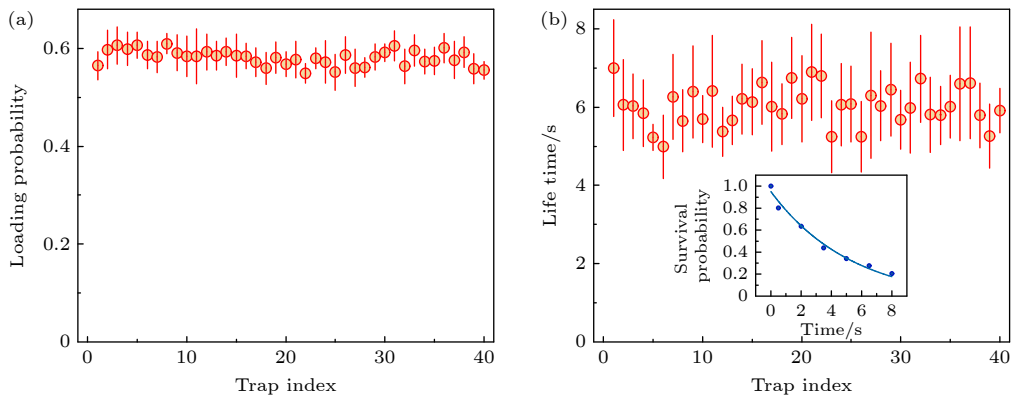


图 6 单原子阵列装载率和寿命均匀性 (a) 不同偶极阱单原子装载概率分布图, 误差棒为多次测量结果的标准差; (b) 不同偶极阱内单原子暗阱寿命分布图, 误差棒为拟合误差, 插图为偶极阱 13 暗阱寿命测量结果

Fig. 6. Uniformity of loading probability and lifetime in the single-atom array: (a) Distribution of loading probability in different dipole trap, the error bar is the standard deviation of multiple measurement results; (b) distribution of lifetime in different dipole trap, the error bars represent fitting errors, the inset presents the measurement results of the dark trap lifetime in dipole trap 13.

## 6 结 论

实验实现了一个强度均匀性为 2% 的一维单原子阵列, 该结果优于目前文献 [27] 所报道的强度均匀性 12%, 差于文献 [6] 中报道的强度均匀性 0.6%, 之后可进一步抑制施加于 AOD 上的多频率射频信号在放大过程中的高阶互调效应, 再反复测量偶极阱所俘获原子的光频移并反馈调节多频率信号的幅值, 有望继续优化原子阵列的均匀性. 实验中自主设计搭建的成像系统的空间分辨率优于  $1.55\ \mu\text{m}$ , 已接近该透镜组的衍射极限  $1.3\ \mu\text{m}$ , 之后可选用数值孔径更大的透镜组进一步优化成像分辨率. 另外, 该偶极阱阵列放置于一个强耦合腔电动力学系统的光学腔中心. 基于该系统, 我们实现了最多 8 个原子和微腔的强耦合 [19]. 结合本文实验实现的大规模原子阵列, 与微腔耦合的确定原子数目可增加到 30 个左右. 这将提供了一个重要的实验平台来研究光与物质的相互作用, 包含多个原子量子比特的量子网络, 确定原子数目的多体纠缠态, 以及由光子诱导的相互作用的多体物理.

## 参考文献

- [1] Weiss D S, Saffman M 2017 *Phys. Today* **70** 44
- [2] Bruzewicz C D, McConnell R, Chiaverini J, Sage J M 2016 *Nat. Commun.* **7** 13005
- [3] Gong M, Chen M C, Zheng Y R, Wang S Y, Zha C, Deng H, Yan Z G, Rong H, Wu Y L, Li S W, Chen F S, Zhao Y W, Liang F T, Lin J, Xu Y, Guo C, Sun L H, Castellano A D, Wang H H, Peng C Z, Lu C Y, Zhu X B, Pan J W 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 110501
- [4] Singh K, Anand S, Pocklington A, Kemp J T, Bernien H 2022 *Phys. Rev. X* **12** 011040
- [5] Bernien H, Schwartz S, Keesling A, Levine H, Omran A, Pichler H, Choi S, Zibrov A S, Endres M, Vuletić V, Lukin M D 2017 *Nature* **551** 579
- [6] Labuhn H, Barredo D, Ravets S, Léséleuc S D, Macrì T, Lahaye T, Browaeys A 2016 *Nature* **534** 667
- [7] Ebadi S, Wang T T, Levine H, Keesling A, Semeghini G, Omran A, Bluvstein D, Samajdar R, Pichler H, Ho W W, Choi S, Sachdev S, Greiner M, Vladan Vuletić V, Lukin M D 2021 *Nature* **595** 227
- [8] Scholl P, Schuler M, Williams H J, Eberharter A A, Barredo D, Schymik K N, Lienhard V, Henry L P, Lang T C, Lahaye T, Läuchli A M, Browaeys A 2021 *Nature* **595** 233
- [9] Norcia M A, Cairncross W B, Barnes K, et al. 2023 *Phys. Rev. X* **13** 041034
- [10] Singh K, Bradley C E, Anand S, Ramesh V, White R, Bernien H 2023 *Science* **380** 126
- [11] Evered S J, Bluvstein D, Kalinowski M, Ebadi S, Manovitz T, Zhou H, Li S H, Geim A A, Wang T T, Maskara N, Levine H, Semeghini G, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2023 *Nature* **622** 268
- [12] Graham T M, Song Y, Scott J, Poole C, Phuttitarn L, Jooya K, Eichler P, Jiang X, Marra A, Grinkemeyer B, Kwon M, Ebert M, Cherek J, Lichtman M T, Gillette M, Gilbert J, Bowman D, Ballance T, Campbell C, Dahl E D, Crawford O, Blunt N S, Rogers B, Noel T, Saffman M 2023 *Nature* **604** 457
- [13] Bluvstein D, Evered S J, Geim A A, Li S H, Zhou H, Manovitz T, Ebadi S, Cain M, Kalinowski M, Hangleiter D, Atalides J P B, Maskara N, Cong I, Gao X, Rodriguez P S, Karolyshyn T, Semeghini G, Gullans M J, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2024 *Nature* **626** 58
- [14] Barredo D, De Léséleuc S, Lienhard V, Lahaye T, Browaeys A 2016 *Science* **354** 1021
- [15] Endres M, Bernien H, Keesling A, Levine H, Anschuetz E R, Krajenbrink A, Lukin M D 2016 *Science* **354** 1024
- [16] Brown M O, Thiele T, Kiehl C, Hsu T W, Regal C A 2019 *Phys. Rev. X* **9** 011057
- [17] Semeghini G, Levine H, Keesling A, Ebadi S, Wang T T, Bluvstein D, Verresen R, Pichler H, Kalinowski M, Lukin M D 2021 *Science* **374** 1242
- [18] Sergi J F, Joseph V, Alexandre D 2024 arXiv: 2402.02852 [cond-mat.quant-gas]
- [19] Liu Y X, Wang Z H, Yang P F, Wang Q X, Fan Q, Guan S J, Li G, Zhang P F, Zhang T C 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 173601
- [20] Deist E, Gerber J A, Lu Y H, Zeiher J, Stamper-Kurn D M 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 083201
- [21] Đorđević T, Samutpraphoot P, Ocola P L, Bernien H, Grinkemeyer B, Dimitrova I, Vuletić V, Lukin M D 2021 *Science* **373** 1511
- [22] Deist E, Lu Y H, Ho J, Pasha M K, Zeiher J, Yan Z, Stamper-Kurn D M 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 203602
- [23] Yan Z J, Jacquelyn H, Lu Y H, Masson S J, Asenjo-Garcia A, Stamper-Kurn D M 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 253603
- [24] 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
- [25] Schlosser N, Raymond G, Grangier P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 023005
- [26] Sortais Y R P, Marion H, Tuchendler C, Lance A M, Lamare M, Fournet P, Armellin C, Mercier R, Messin G, Browaeys A, Grangier P 2007 *Phys. Rev. A* **75** 013406
- [27] Sheng C, He X, Xu P, Guo R, Wang K, Xiong Z, Liu M, Wang J, Zhan M 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 240501

# Experimental realization of one-dimensional single-atom array based on microscale optical dipole traps\*

Liu Yan-Xin<sup>1)2)</sup> Wang Zhi-Hui<sup>1)2)</sup> Guan Shi-Jun<sup>1)2)</sup> Wang Qin-Xia<sup>1)2)</sup>  
 Zhang Peng-Fei<sup>1)2)</sup> Li Gang<sup>1)2)†</sup> Zhang Tian-Cai<sup>1)2)‡</sup>

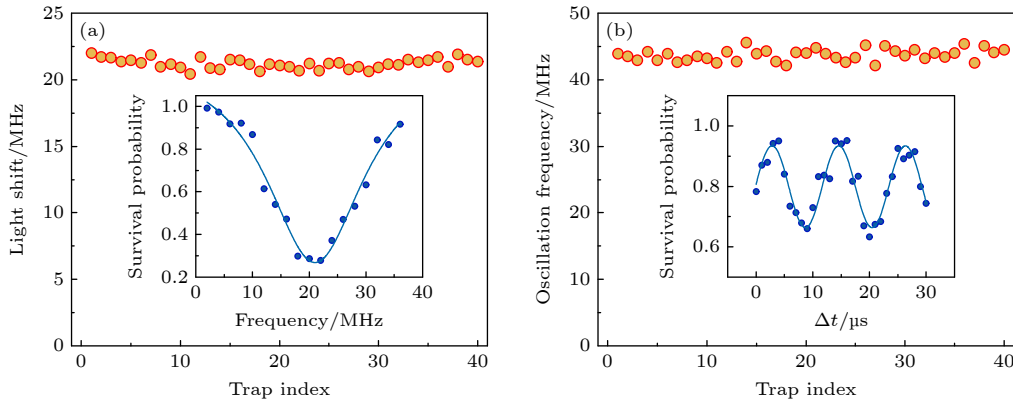
1) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

( Received 19 January 2024; revised manuscript received 25 February 2024 )

## Abstract

Neutral atom array serves as a crucial experimental platform for studying many-body physics, quantum computing, and quantum simulation. In this work, we describe in detail the experimental process of preparing a one-dimensional homogeneous single atom array containing 40 Cs atoms, including the dipole trap array generation device, atomic array fluorescence imaging, and the uniformity optimization of the dipole trap array. The beam waist of the dipole trap is about 1.8  $\mu\text{m}$ , and the spatial resolution of the imaging system is higher than 1.55  $\mu\text{m}$ . The non-uniformity of dipole trap array is mainly caused by the intermodulation effect of multi-tone signal during amplification. The uniformity of the dipole trap array is optimized to 2% (Fig. (a)) by measuring the fluctuations of the dipole trap intensity and the light shift of trapped atom, and providing feedback to adjust the phase and amplitude applied to the multi-tone RF signal on acousto-optic deflectors. Furthermore, the uniformity of oscillation frequency, loading rate, and lifetime for trapped atom in the dipole trap array are measured. These results show that oscillation frequency has a uniformity within 2% (Fig. (b)); mean loading rate is around 58% with a uniformity within 3%; and mean lifetime of single atom in dark trap is around 6(1) s with a uniformity within 8%.



**Keywords:** quantum computing, atom array, acousto-optic deflector, intermodulation

**PACS:** 37.10.Gh, 42.50.-p, 42.40.Lx, 42.30.-d

**DOI:** 10.7498/aps.73.20240135

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U21A6006, U21A20433, 11974223, 11974225, 12104277, 12104278) and the Fund for “133 Project” Key Subjects Construction of Shanxi Province, China.

† Corresponding author. E-mail: [gangli@sxu.edu.cn](mailto:gangli@sxu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [tczhang@sxu.edu.cn](mailto:tczhang@sxu.edu.cn)

## 基于微尺度光学偶极阱的一维单原子阵列的实验制备

刘岩鑫 王志辉 管世军 王勤霞 张鹏飞 李刚 张天才

## Experimental realization of one-dimensional single-atom array based on microscale optical dipole traps

Liu Yan-Xin Wang Zhi-Hui Guan Shi-Jun Wang Qin-Xia Zhang Peng-Fei Li Gang Zhang Tian-Cai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 103701 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240135

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240135>

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

---

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

#### 基于DNA折纸模板的铁原子阵列构建及其信息加密应用

Constructions of iron atoms arrays based on DNA origami templates for cryptography applications

物理学报. 2021, 70(6): 068702 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201438>

#### 量子存储式量子计算机与无噪声光子回波

“Quantum memory” quantum computers and noiseless photon echoes

物理学报. 2022, 71(7): 070305 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212245>

#### 硅和锗量子计算材料研究进展

Research progress of silicon and germanium quantum computing materials

物理学报. 2021, 70(21): 217802 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211492>

#### 面向量子计算的拓扑超导体材料、物理和器件研究

Research progress of material, physics, and device of topological superconductors for quantum computing

物理学报. 2022, 71(16): 160302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220596>

#### 硅基半导体量子计算研究进展

New progress of silicon-based semiconductor quantum computation

物理学报. 2022, 71(23): 230301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221900>

#### 金刚石氮空位中心自旋量子调控

Quantum control of nitrogen-vacancy center in diamond

物理学报. 2018, 67(12): 120302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180755>