arXiv:2302.10855v1 [physics.atom-ph] 21 Feb 2023

光学镊子阵列的暗态增强装载

Adam L. Shaw, [1] Pascal Scholl, [1] Ran Finklestein, [1]Ivaylo S. Madjarov, [1] Brandon Grinkemeyer, [2] 和 Manuel Endres[1], *[1] *Division of Physics, Mathematics and Astronomy, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA*[2] *Department of Physics, Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA*

被光学镊子捕获的中性原子和分子，已成为量子模拟、量子计算和计量学中广泛使用的资源。然而，此类阵列可实现的最大系统规模往往受限于光学镊子装载过程的随机性，典型装载概率仅为 50%。在此，我们提出一种基于实时反馈、长寿命搁置态和迭代阵列重新装载的物种无关暗态增强装载（DSEL）方法。我们利用一个含有 ^{88} 个锶原子的 95光镊阵列演示了该技术，实现了 84.02(4)% 的最大装载概率，以及一维中由 91 个原子构成的最大阵列规模。我们的方案与现有基于直接控制光辅助碰撞的增强装载方案互为补充且兼容；我们预测，该方法能够使原子或分子阵列实现接近满填充。

引言。—由光镊捕获的中性原子或分子阵列是量子科学的有力工具，这在很大程度上得益于单粒子操控能力 [1, 2]。在典型的实验序列中，原子被装载到阱中并成像，随后经过动态重排 [3, 4] ，形成最终构型，同时可实时调节粒子间距。这种灵活性使人们能够实现多种哈密顿量，例如具有偶极 [5–7] 或里德堡 [2, 8, 9] 相互作用的哈密顿量。基于光镊的量子模拟器展现出具有竞争力的纠缠生成保真度 [9–11], ，因此，将这类系统扩展至更大规模，已成为近期量子模拟 [12, 13],、量子计算 [9, 11, 14, 15], 和计量学 [16, 17]应用的一项重要目标。

然而，尽管通过使用更高功率的俘获激光器及其他技术改进，阵列规模稳步增大，但不完善的原子装载仍阻碍着阵列高效扩展至更大规模。在典型实验中，包含一团原子的磁光阱（MOT）或大束腰光偶极阱（ODT）与一组光镊势阱重叠，

阱，每个阱都捕获一群原子。随后对阱进行照明，以诱导光辅助碰撞和成对损失 [1, 18, 19], ，从而使典型的加载填充率达到 50%（分子光镊阵列为 ∼35% [6, 20]）。通过直接控制碰撞过程 [21, 22],，阵列平均填充率已提高到碱金属物种阵列的 74–80% [23–25] ，以及 Yb 阵列的 93% [26]。虽然可以利用光镊重排来消除剩余空位，但成功概率和重排时间都会随着阵列中初始缺陷数量的增加而表现出较差的尺度关系 [3, 4, 27], ，因此，改进初始加载的方法不仅能有效增加原子数，还能提高整体操作保真度。

在此，我们提出一种与物种无关的技术，称为暗态增强装载（DSEL），用于突破光辅助碰撞所设定的限制，提高光镊阵列的装载率。我们使用一个由95光镊

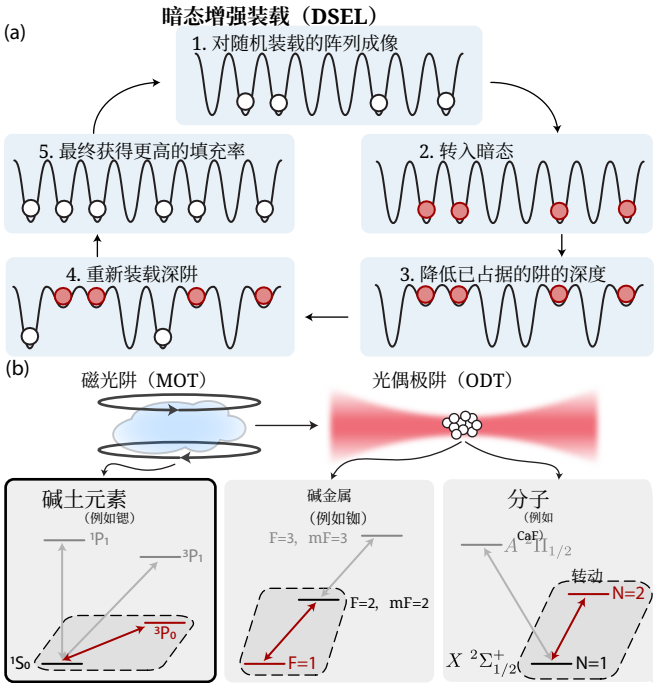


图 1。（a）光学镊子阵列暗态增强装载（DSEL）示意图。（1）原子（或分子）首先以随机方式装载到光镊阵列中，并进行成像以确定其位置。（2）将原子转移到一种长寿命搁置态，该态对装载动力学而言是暗态；（3）降低已占据阱的深度，以限制重新装载。（4）重复装载过程，在不影响处于搁置态的暗态原子的情况下，随机地重新装载未占据的深阱；（5）将所有原子返回基态，从而有效提高填充率。该过程可以重复进行，以逐步获得更高的填充率。（b）DSEL 可在碱土原子阵列（钟态搁置，例如锶）、碱金属原子阵列（超精细态搁置，例如铷）或分子阵列（转动态搁置，例如 CaF）中实现；其中后两者都要求从 ODT 装载光镊，而不是直接从磁光阱中装载。在本工作中，我们展示了使用碱土元素物种 ^{88}Sr 进行的实验演示。

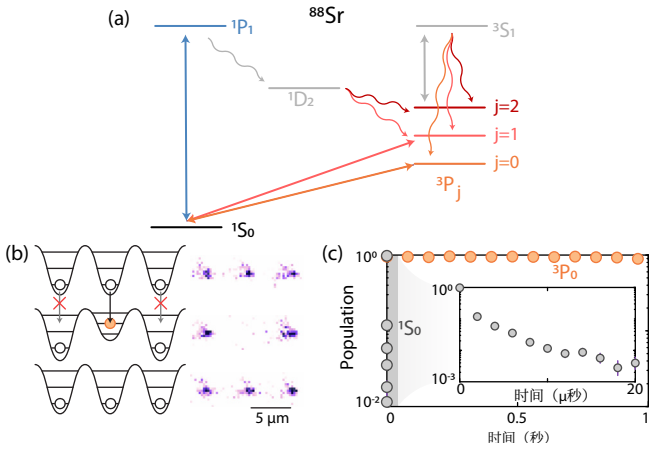


图 2. (a) ^{88}Sr 的低能态流形。特别重要的是 $^3P_0$ 态，它的寿命很长，且对成像、冷却和磁光阱动力学均呈暗态。(b) 连续拍摄的单次荧光图像：（上）所有原子最初均处于基态；（中）通过频率选择性运动边带驱动，将选定原子局部转移至 $^3P_0$，使其无法被成像；（下）所有原子均返回基态，表明这些 $^3P_0$ 原子得以存留。所有图像中，461、689 和 707纳米光均照射阵列。(c) 阱深为 12 μK 时，$^3P_0$ 态的布居数（橙色）；此时蓝色和红色磁光阱光均开启，测得寿命为 23(4) 秒。相比之下，在相同阱深下处于 $^1S_0$ 的原子（灰色）会迅速受热，并在磁光阱光开启时不到 2 μ 秒便被逐出阱外（插图）。

阵列进行了该方案的验证，该阵列中填充的是碱土元素 ^{88}锶原子，此前尚未展示过对其进行增强装载。对于 45.88(5)%的初始装载概率，我们在整个阵列中实现了 84.02(4)%的最终填充率。需要强调的是，我们的技术与现有通过直接碰撞控制实现增强装载的方法完全互补，两种方法还可以结合使用，以进一步提升其性能（见讨论部分）。

我们的方案如图 1(a) 所示。在初始步骤中，原子阵列以随机方式装载，并通过成像识别已占据的阱。随后，将原子转移到一种既不参与装载动力学、寿命又长的态。通过实时反馈逐步降低已占据阱的强度，并重新生成磁光阱或光偶极阱，以重启这一过程；这样便能以随机方式重新装载深阱中未占据的阱，同时不扰动浅阱中的暗态原子。结果是，理论上的装载分数提高了 25%（初始装载概率为 50%）；之后可无限次重复该过程，从而逐步提高装载保真度。值得注意的是，迭代装载技术已用于展示双原子光镊阵列的连续重新装载，但并未提高任一物种的填充率 [28]。实现 DSEL 所需的条件可在碱土原子阵列、碱金属原子阵列或分子阵列中实现 [图 1(b)] （见讨论）。

方法。—我们使用锶原子阵列实现 DSEL 的实验装置此前已有详细描述 [16, 29, 30]。简言之，原子最初由基于$^1S_0 \leftrightarrow {}^1P_1$ 跃迁的 461纳米（蓝光）磁光阱捕获 [图 2(a)]。少数原子可能会从 $^1P_1 \rightarrow {}^1D_2$ [29]衰变，随后进入 $^3P_2$ 或 $^3P_1$ [31]。处于 $^3P_2$ 的原子通过 $^3S_1$ 态，用 707纳米光再泵浦至 $^3P_1$；之后它们可衰变回 $^1S_0$，从而闭合磁光阱循环。通常还会将原子从 $^3P_0$ 再泵浦出来，因为再泵浦过程中存在一条从 $^3P_2 \rightarrow {}^3P_0$ 出发的跃迁通道。

原子从蓝色磁光阱转移到基于窄 $^1S_0 \leftrightarrow {}^3P_1$跃迁的低温、高密度 689纳米（红色）磁光阱中。随后，声光偏转器（AOD）生成任意的一维光镊陷阱（813纳米）构型；通过调节输入声光偏转器的电信号，我们可以控制光镊的数量、间距和相对强度 [3]。光镊的典型深度为 470 μK；它们与红色磁光阱重叠，装载一组原子后，再用 689纳米光照射，以诱导光辅助碰撞 [32, 33]。随后，可分别利用通向 $^1P_1$ 态和$^3P_1$ 态的跃迁，以高保真度对原子进行成像和冷却 [30]。

锶低能级能量景观的一个关键特征是 $^3P_0$ 态。该态是亚稳态 [34]，，可用于计量学应用 [16, 17, 35, 36] ，也是基于碱土金属的中性原子量子计算机方案的基础 [37, 38]。处于 $^3P_0$态时，原子不会与成像、冷却和磁光阱装载所用的光发生作用。在图2(b)中，我们通过连续三张单次荧光图像直接展示了这一概念。第一张图中，所有原子都处于绝对基态，并在 461纳米成像光照射下发出荧光；拍摄所有图像期间，689纳米和 707纳米光也分别用于冷却和再泵浦。第二张图中，中央原子被局域激发至 $^3P_0$态，因此在随后的图像中不可见。局域寻址通过将中央阱的陷阱频率降低一半，并用频率选择性脉冲驱动运动蓝边带来实现 [39]。最后，所有原子都被再泵浦至基态并再次成像，结果表明 $^3P_0$ 原子仍然存留。

原子在 $^3P_0$ 态的寿命受到高强度俘获光 [40]引发的拉曼散射限制。当用于产生红色和蓝色磁光阱的光仍在工作时， 12 μK 深阱中的寿命为 23(4) 秒 [图2(c)]；在我们常用的 470 μK 阱深下，寿命为 0.58(4) 秒（未显示）。在这两种阱深下，关闭磁光阱光都不会影响寿命（未显示）。相比之下，磁光阱光的散射会迅速加热并驱逐 $^1S_0$ 态的原子，使其在 12 μK 深光镊中的受困寿命缩短至不足2 μ秒 [图2(c)]；搁置到 $^3P_0$态后，寿命有效延长了 $\sim 10^7$ 倍。

与其他跃迁隔离，再加上

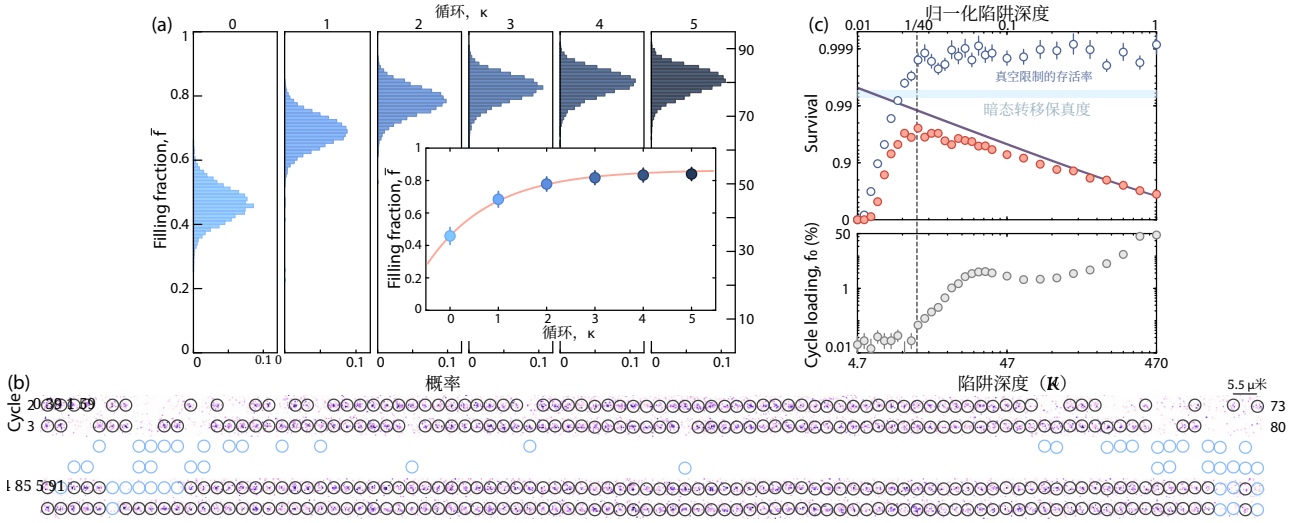


图 3. (a) 95光镊阵列中的 DSEL 结果。主图显示了每次连续重复装载周期后阵列填充率的直方图。第零个周期为标准的非增强装载，装载率为 45.88(5)%；经过五个 DSEL 周期后，装载率最高达到 84.02(4)%。插图：填充率随装载周期变化的平均值和标准差（标记），并与基于公式（1）的预测值进行比较；该预测采用每周期装载保真度 0.46 和周期间存活概率 0.93（粉色线，见正文）。(b) 一组 DSEL 周期中的典型单次荧光图像，展示了所实现的最大规模阵列，共有 91 个原子。高于原子探测阈值的位点以黑圈标出，低于阈值的位点以蓝圈标出。请注意，每个周期之间还会将原子重新排列到阵列中央。(c) 周期间存活率（红色标记）受到暗态转移保真度不完美（蓝色填充）、暗态寿命（紫色线）以及重新装载周期期间真空限制的存活率（空心标记）的限制；此处重新装载周期为 280 ms。当下降因子为 1/40（阱深为 $12\ \mu$K）时，存活率达到最佳。在此阱深下，重新装载一个已被占据的光镊的概率为 $\lesssim 0.1\%$（下图）。(c) 中的数据取自 39光镊阵列；与 (a) 和 (b) 中的 95光镊阵列相比，其存活率和暗态转移保真度更高。

较长的寿命，使 $^3P_0$ 成为 DSEL 所需暗态的理想候选态。然而，在标准磁光阱装载周期中，$^3P_0$ 会被专门重新泵浦。实际上，我们发现，在典型条件下，不使用 $^3P_0$ 再泵浦光装载时，装载概率仅下降 0.7(4)%；通过优化蓝色磁光阱密度，这一微小损失很可能还能进一步降低。

结果。—我们在图 3(a) 中展示了 95光镊阵列的 DSEL 结果。初始装载概率为 45.88(5)%；经过一次 DSEL 循环后，填充率达到 68.43(5)%，随后在五次 DSEL 循环后饱和至 84.02(4)%（第零次循环为初始标准装载）。图 3(b) 展示了一组 DSEL 循环中的荧光图像示例，说明阵列填充率逐循环提高，最多囚禁了 91 个原子。请注意，在图 3(b) 中，每次循环之间还会将原子重新排列至阵列中部。

我们观察到，DSEL 的效果在约 2 个循环后开始停滞，其限制因素是被搁置的原子在经历一个 DSEL 循环后仍存活且留存的概率，我们将其称为周期间存活率，p_0。假设装载过程仅受周期间存活率和每循环装载概率 $\bar{}$ 的控制，f_0，我们预测总装载概率 f，

经过 κ 个 DSEL 循环后为

$$\bar{f}(\kappa) = f_0 \sum_{j=0}^{\kappa} (p_0 - f_0)^j = f_0 \frac{1-(p_0-f_0)^{\kappa+1}}{1-(p_0-f_0)}, \qquad (1)$$

其中 j 表示周期索引。对于 95光镊阵列，我们发现实验结果与公式（1）吻合良好，其中 $f_0 = 0.46$ 和 $p_0 = 0.93$ [见图 3(a) 插图]。

对于尺寸较小、原子存活率和暗态转移效率更高的 39光镊阵列，循环间的概率提高至 $p_0 \sim 0.97$ [图3(c)，上图]。我们发现，p_0 主要受转移至 $^3P_0$ [41]不完全、原子从 $^3P_0$中衰变，以及原子存活率 [图3(c)，上图]的影响。这是因为，如果原子未转移至 $^3P_0$，或衰变回基态，那么它们会在磁光阱动力学过程中被逐出阱，导致损失 [图2(c)]。

转移后立即降低阱深，以延长其中原子的寿命 $^3P_0$ 并限制这一效应。然而，阱深不能任意降低，因为无论电子态如何，当阱深低于某一数值 [见图 3(c)上图]时，由于原子的温度 [42]，原子仍被俘获的概率会急剧下降。最终，我们发现这些效应在阱深降低至原来的 1/40（阱深为 $12\ \mu$K）时达到最佳平衡；在这一阱深下，我们还发现光镊重新装载的概率为 $\lesssim 0.1\%$ [见图 3(c)下图]，，从而限制了新原子的概率

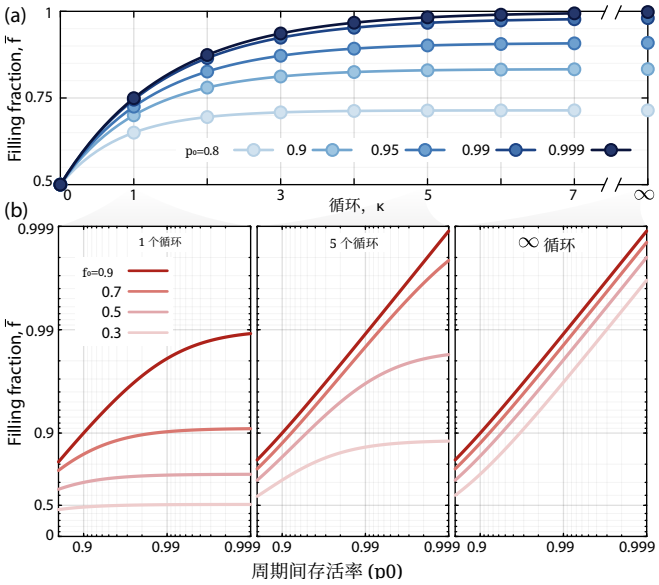


图 4. (a) 根据公式（1）预测的总填充率随 DSEL 循环次数 κ 的变化，其中每循环填充率固定为 $f_0 = 0.5$。(b) 对于不同的循环次数、每循环填充率 f_0 和周期间存活概率 p_0，DSEL 后的总填充率；通过将 DSEL 与现有的、可在装载过程中直接控制碰撞过程的方法相结合，f_0 可以达到大于 0.5 的值 [21–26]。

装载到已占据的阱中。

在通过实验展示 DSEL 后，我们在图 4(a) 中绘制了公式（1）随总循环数变化的结果，针对不同的 p_0，在固定 $f_0 = 0.5$ 下进行，并纳入了无限循环极限：

$$\bar{f}(\infty) = f_0 \frac{1}{1-(p_0-f_0)}. \tag{2}$$

我们发现，最终填充率会趋于饱和，且饱和水平随 p_0 变化。为理解这一行为，我们在图 4(b) 中绘出了循环次数为 1、5 和无限次时，填充率随 p_0 的变化。鉴于可通过基于控制光辅助碰撞的现有增强装载方法提高 f_0 [21–26]，图中展示了 f_0 从 0.3 到 0.9 时的结果。

在循环次数趋于无穷的极限下，我们发现 DSEL 主要受限于 p_0；当 p_0 趋近于 1 时，方程（2）在最低阶近似下可简化为 $f(\infty) \approx 1 + (p_0 - 1)/f_0$。若初始装载完美（$f_0 = 1$），则可进一步直接简化为 $f(\infty) \approx p_0$。另一方面，若 $p_0 = 1$ then_$f(\infty) = 1$，则无论 f_0 取何值，结果都如此。直观来说，这是因为 DSEL 带来的收益源于从原子成像中准确获取信息，从而降低装载熵。如果这些信息有误，即 p_0 较低，那么收益就相对有限。另一方面，当从阵列成像中获取的信息最准确时，收益最大化，即 p_0 达到最大值。凭借先进的成像存活率 [30]、暗态转移 [9, 43]，以及优化的磁光阱装载

次，p_0>0.99 很可能可以实现。

讨论。—尽管本文仅针对碱土原子锶进行了演示，但 DSEL 同样可用于碱金属和分子光镊阵列 [图 1(b)]。对于 CaF 等可激光冷却分子，通常会将磁光阱转移至光偶极阱中，以提高分子密度 [20]；随后通过在$|X\ ^2\Sigma^+_{1/2}$、$N{=}1\rangle \leftrightarrow |A\ ^2\Pi_{1/2}$、$J{=}1/2$、$+\rangle$ 跃迁上的 Λ-冷却，将分子冷却至光镊势中。在这种情况下，用于 DSEL 的暗态可以是另一种长寿命转动态，例如 $N{=}2$；该态与这一冷却过程相距甚远，不会发生共振。

在碱金属的情况下，例如铷，暗态将是长寿命的超精细能级流形，例如 $F{=}1$；然而，由于若不从这些态进行再泵浦，就难以形成初始磁光阱，因此可能有必要先将原子从磁光阱转移至光偶极阱中，类似于分子的情况。原子可以使用例如 $|F = 2、mF = 2\rangle \leftrightarrow |F =3、mF = 3\rangle$ 跃迁，从光偶极阱冷却至光镊中；对于该跃迁，$F{=}1$ 捆置态原子将处于暗态 [44]。

直接从光偶极阱中装载，除了适用于分子和碱金属情形外，通常也可能带来益处。这是因为光偶极阱形成后，可以在对光镊阵列成像时将其移开，随后再将二者重新重叠，以执行 DSEL，而无需重复整个磁光阱序列。这可以大幅减少 DSEL 的主要限制之一，即实验运行时间的增加。

重要的是，通过将一轮实验中的原子重复用于下一轮实验，DSEL 几乎不会影响实验占空比。典型的实验序列会以读出阶段结束，随后可将剩余的任何原子转移到暗态，然后准备下一次实验重复。通过实现一个 1-循环版本的 DSEL，这实际上使原子能够从一轮实验传递到下一轮实验。

如果某种物种的暗态具有内部结构，那么在 DSEL 过程中，有望在该流形内保持相干性，这与利用双物种阵列的方法类似 [45]。例如，$^3P_0$ 碱土元素物种中的多个超精细子能级可用于暂存原子，同时对丢失的原子进行电路中途重新放置 [38, 46]。

我们强调，尽管这里是在一维中实现 DSEL，但只要在实时反馈过程中能够充分控制各个阱（或阱区域）的阱深，这一基本原理就适用于任意维度的系统。通常用于生成二维阵列的交叉声光偏转器、时间复用或全息技术均可实现这一点 [29, 47–51]。

总之，我们提出并演示了一种通过暗态增强装载来提高光学

光镊阵列填充率的方案。该方案在包含 95 个光镊的阵列中实现了 84.02(4)% 的填充率，并获得了一个包含 91 个原子的阵列；据我们所知，这是首次在锶原子阵列中演示此类增强装载，也是迄今为止光镊中最大的单维原子阵列。重要的是，我们的方案具有可扩展性，可与现有增强装载方案互补，且不受原子种类限制。最终，持续制备更大的阵列将有益于光镊系统中的计量学、量子模拟以及量子优势检验。

致谢。——我们感谢 Joonhee Choi、Xin Xie、Jacob Covey、Hannah Manetsch 和 Kon Leung 与我们进行了有益的交流。此外，我们感谢 Arian Jadbabaie、Lo¨ıc Anderegg 和 Yicheng Bao，就我们方案的分子实现提出见解和建议。本研究得到美国能源部科学办公室国家量子信息科学研究中心量子系统加速器的支持。此外，我们还获得了量子信息与物质研究所（美国国家科学基金会物理前沿中心；美国国家科学基金会资助编号 PHY-1733907）、美国国家科学基金会职业奖（1753386）、美国空军科学研究办公室青年研究员计划（FA9550-19-1-0044）、美国国防高级研究计划局 ONISQ 计划（W911NF2010021）、美国陆军研究办公室多学科大学研究计划（W911NF2010136）、美国国家科学基金会 QLCI 计划（2016245）以及 FredBlum 的额外支持。ALS 感谢 Eddleman 量子研究生奖学金的支持。RF 感谢 Troesh 博士后奖学金的支持。

* mendres@caltech.edu[1] A. M. Kaufman 和 K.-K. Ni, 《自然·物理》**17**，1324（2021年）。[2] A. Browaeys 和 T. Lahaye, 《自然·物理》**16**，132（2020）。[3] M. Endres、H. Bernien、A. Keesling、H. Levine、E. R. Anschuetz、A. Krajenbrink、C. Senko、V. Vuleti´c、M. Greiner 和 M. D. Lukin, 《科学》**354**，1024（2016年）。[4] D. Barredo、S. de Leseleuc、V. Lienhard、T. Lahaye 和 A. Browaeys, 《科学》**354**，1021（2016年）。[5] Y. Bao、S. S. Yu、L. Anderegg、E. Chae、W. Ketterle、K.-K. Ni 和 J. M. Doyle, arXiv:2211.09780。[6] C. M. Holland、Y. Lu 和 L. W. Cheuk, arXiv:2210.06309。[7] S. de L´es´eleuc、V. Lienhard、P. Scholl、D. Barredo、S. We- ber、N. Lang、H. P. B¨uchler、T. Lahaye 和 A. Browaeys, 《科学》**365**，775（2019年）。[8] H. Bernien、S. Schwartz、A. Keesling、H. Levine、A. Om- ran、H. Pichler、S. Choi、A. S. Zibrov、M. Endres、M. Greiner、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin, 《自然》**551**，579 2017( )。[9] I. S. Madjarov、J. P. Covey、A. L. Shaw、J. Choi、A. Kale、A. Cooper、H. Pichler、V. Schkolnik、J. R. Williams 和 M. Endres, 《自然·物理》**16**，857（2020年）。[10] J. Choi, A. L. Shaw, I. S. Madjarov, X. Xie, R. Finkel- stein, J. P. Covey, J. S. Cotler, D. K. Mark, H.-Y. Huang, A. Kale, H. Pichler, F. G. S. L. Brand˜ao, S. Choi 和 M. Endres, 《自然》613, 468（2023年）。[11] H. Levine, A. Keesling, G. Semeghini, A. Omran, T. T. Wang, S. Ebadi, H. Bernien, M. Greiner, V. Vuleti´c, H. Pichler 和 M. D. Lukin, 《物理评论快报》123，170503（2019年）。[12] P. Scholl, M. Schuler, H. J. Williams, A. A. Eberharter, D. Barredo, K.-N. Schymik, V. Lienhard, L.-P. Henry, T. C. Lang, T. Lahaye, A. M. L¨auchli 和 A. Browaeys, 《自然》595，233（2021年）。[13] G. Semeghini, H. Levine, A. Keesling, S. Ebadi, T. T. Wang, D. Bluvstein, R. Verresen, H. Pichler, M. Kali- nowski, R. Samajdar, A. Omran, S. Sachdev, A. Vish- wanath, M. Greiner, V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin, 《科学》374，1242（2021年）。[14] D. Bluvstein, H. Levine, G. Semeghini, T. T. Wang, S. Ebadi, M. Kalinowski, A. Keesling, N. Maskara, H. Pichler, M. Greiner, V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin, 《自然》604，451（2022年）。[15] T. M. Graham, Y. Song, J. Scott, C. Poole, L. Phutti- tarn, K. Jooya, P. Eichler, X. Jiang, A. Marra, B. Grinke- meyer, M. Kwon, J. Cherek, M. T. Lichtman, M. Gillette, J. Gilbert, D. Bowman, T. Ballance, C. Campbell, E. D. Dahl, O. Crawford, N. S. Blunt, B. Rogers, T. Noel 和 M. Saffman, 《自然》604，457（2022年）。[16] I. S. Madjarov, A. Cooper, A. L. Shaw, J. P. Covey, V. Schkolnik, T. H. Yoon, J. R. Williams 和 M. Endres, 《物理评论 X》9，041052（2019年）。[17] A. W. Young, W. J. Eckner, W. R. Milner, D. Kedar, M. A. Norcia, E. Oelker, N. Schine, J. Ye 和 A. M. Kaufman, 《自然》588，408（2020年）。[18] N. Schlosser, G. Reymond, I. Protsenko 和 P. Grangier, 《自然》411，1024（2001年）。[19] Y. H. Fung 和 M. F. Andersen, 《新物理学杂志》17，73011（2015年）。[20] L. Anderegg, L. W. Cheuk, Y. Bao, S. Burchesky, W. Ketterle, K.-K. Ni 和 J. M. Doyle, 《科学》365，1156 2019年（）。[21] T. Gr¨unzweig, A. Hilliard, M. McGovern 和 M. F. An- dersen, 《自然·物理》6, 951（2010年）。[22] B. J. Lester, N. Luick, A. M. Kaufman, C. M. Reynolds 和 C. A. Regal, 《物理评论快报》115，073003（2015年）。[23] M. O. Brown, T. Thiele, C. Kiehl, T.-W. Hsu 和 C. A. Regal, 《物理评论 X》9，011057（2019年）。[24] M. M. Aliyu, L. Zhao, X. Q. Quek, K. C. Yellapragada 和 H. Loh, 《物理评论研究》3, 043059（2021年）。[25] J. Ang'ong'a, C. Huang, J. P. Covey 和 B. Gadway, 《物理评论研究》4，013240（2022年）。[26] A. Jenkins, J. W. Lis, A. Senoo, W. F. McGrew 和 A. M. Kaufman, 《物理评论 X》12，021027（2022年）。[27] K.-N. Schymik, V. Lienhard, D. Barredo, P. Scholl, H. Williams, A. Browaeys 和 T. Lahaye, 《物理评- 论 A》102，063107（2020年）。[28] K. Singh, S. Anand, A. Pocklington, J. T. Kemp 和 H. Bernien, 《物理评论 X》12，011040（2022年）。[29] A. Cooper, J. P. Covey, I. S. Madjarov, S. G. Porsev, M. S. Safronova 和 M. Endres, 《物理评论 X》8，041055 2018年（）。[30] J. P. Covey, I. S. Madjarov, A. Cooper 和 M. Endres, 《物理评论快报》122，173201（2019年）。[31] C. W. Bauschlicher, S. R. Langhoff 和 H. Partridge,

《物理学杂志 B：原子与分子物理学》18，1523 1985年（）。[32] T. Zelevinsky, M. M. Boyd, A. D. Ludlow, T. Ido, J. Ye, R. Ciury-lo, P. Naidon 和 P. S. Julienne，《物理评- 论快报》96，203201（2006年）。[33] G. Reinaudi, C. B. Osborn, M. McDonald, S. Ko- tochigova 和 T. Zelevinsky，《物理评论快报》109，115303（2012年）。[34] R. Santra, K. V. Christ 和 C. H. Greene，《物理评论 A》69，042510（2004年）。[35] T. Bothwell, C. J. Kennedy, A. Aeppli, D. Kedar, J. M. Robinson, E. Oelker, A. Staron 和 J. Ye，《自然》602，420 2022年（）。[36] X. Zheng, J. Dolde, V. Lochab, B. N. Merriman, H. Li 和 S. Kolkowitz，《自然》602，425（2022年）。[37] N. Chen, L. Li, W. Huie, M. Zhao, I. Vetter, C. H. Greene 和 J. P. Covey，《物理评论 A》105，052438（2022年）。[38] Y. Wu, S. Kolkowitz, S. Puri 和 J. D. Thompson，《自然·通讯》13，4657（2022年）。[39] 逐渐降低的阱频率为 $\sim$40 kHz，相较于未逐渐降低的阱的$\sim$80 kHz，拉比频率为 2 kHz。[40] S. D¨orscher, R. Schwarz, A. Al-Masoudi, S. Falke, U. Sterr 和 C. Lisdat，《物理评论 A》97，063419（2018年）。[41] 向 $^3P_0$ 的转移以相干方式进行，因为非相干泵浦会导致原子加热和损失增加。[42] C. Tuchendler, A. M. Lance, A. Browaeys, Y. R. P. Sor- tais 和 P. Grangier，《物理评论 A》78，033425（2008年）。[43] N. Schine, A. W. Young, W. J. Eckner, M. J. Martin 和 A. M. Kaufman，《自然·物理》18，1067（2022年）。[44] A. Fuhrmanek, R. Bourgain, Y. R. P. Sortais 和 A. Browaeys，《物理评论快报》106，133003（2011年）。[45] K. Singh, C. E. Bradley, S. Anand, V. Ramesh, R. White 和 H. Bernien, arXiv:2208.11716。[46] I. Cong, H. Levine, A. Keesling, D. Bluvstein, S.-T. Wang 和 M. D. Lukin，《物理评论 X》12，021049（2022年）。[47] F. Nogrette, H. Labuhn, S. Ravets, D. Barredo, L. B´eguin, A. Vernier, T. Lahaye 和 A. Browaeys，《物理评论 X》4，021034（2014年）。[48] H. Kim, W. Lee, H. gyeol Lee, H. Jo, Y. Song 和 J. Ahn，《自然·通讯》7，13317（2016年）。[49] M. A. Norcia, A. W. Young 和 A. M. Kaufman，《物理评- 论 X》8，041054（2018年）。[50] S. Saskin, J. T. Wilson, B. Grinkemeyer 和 J. D. Thompson，《物理评论快报》122，143002（2019年）。[51] Z. Z. Yan, B. M. Spar, M. L. Prichard, S. Chi, H.-T. Wei, E. Ibarra-Garc´ıa-Padilla, K. R. Hazzard 和 W. S. Bakr，《物理评论快报》129，123201（2022年）。