arXiv:2303.02143v1 [quant-ph] 3 Mar 2023

钡离子向表面电极离子阱中的烧蚀加载

X. Shi, [1] S.L Todaro, [1, a)] G. L. Mintzer, [1] C. D. Bruzewicz, [2,3] J. Chiaverini, [2,3] 和 I.L. Chuang[1]

1)超冷原子中心、电子学研究实验室、麻省理工学院，美国马萨诸塞州剑桥，*02139*2)林肯实验室、麻省理工学院，美国马萨诸塞州列克星敦，*02421*3)量子工程中心、电子学研究实验室、麻省理工学院，美国马萨诸塞州剑桥，*02139*

（日期：2023年3月6日）

囚禁离子量子信息处理可能受益于采用实际上只能以少量获得的同位素编码量子比特，例如由于天然丰度低或具有放射性。激光烧蚀提供了一种从小体积靶材中可控地释放中性原子或离子的方法，但高能烧蚀产物可能难以约束在适用于高速、高保真操控离子阵列的微米尺度微加工离子阱中，因为这类离子阱的离子-电极距离很小。本文研究了向不同尺寸的表面电极离子阱中进行基于烧蚀的离子加载，以检验一种描述离子加载概率与有效阱体积及其他离子阱参数之间关系的模型。我们在两个低温表面电极离子阱中实现了烧蚀钡和光电离钡的加载，这两个离子阱的离子-电极距离分别为730 μm和50 μm。我们的加载成功概率与预测性解析模型一致，为限制数量的目标物种在量子计算、量子模拟和量子传感中的约束提供了新的认识。

单电离钡最近已成为囚禁离子量子信息处理的主要离子种类之一，其低能级结构可由可见光和近红外激光控制，并具有一种长寿命的 $^2D_{5/2}$ 亚稳态，其辐射衰减寿命超过30秒[1]。此外，由于用于操控Ba^+ 的相关激光波长通常比大多数可比离子种类的波长更长，因此控制技术的集成可能得以简化。人们尤其关注放射性同位素 $^{133}Ba^+$，其核自旋为$I = 1/2$（参考文献[2–4]）。由于该同位素的核自旋较低且不为零，它具有位于超精细态之间的“钟”跃迁，这些跃迁对磁场涨落[5] 在一阶上不敏感，同时具有较为简单的电子结构。这种有利的电子结构使其能够快速进行基准电子态制备，并实现较低的态制备与测量误差[3]。然而， $^{133}Ba^+$的半衰期为10.5年，因此为确保安全使用，建议采用极少量（微克级）的样品，以避免污染或免于使用过度的屏蔽。非放射性Ba同位素的离子通常通过炉装载：在炉中，蒸气中的原子进入离子阱区域后，通过电子束轰击[6] 或光电离[7–9]实现电离。然而，标准炉的效率较低，会产生非准直原子束，并且通常会在装置上覆盖过量的源材料，因此并不适合用作放射性源。

或者，可以通过激光烧蚀源靶[10–13] 产生中性原子或电离原子，并形成定向材料羽流。与使用炉相比，烧蚀产生的多余材料沉积较少，给装置带来的热负荷也较小，因此有利于低温或便携式系统运行。最初关于囚禁 ^{133}钡$^+$并对其进行相干操控的演示，采用的是通过烧蚀直接电离[2,3]。对烧蚀产生的中性钡原子进行光电离，随后从与放射性源兼容的小体积靶中囚禁离子

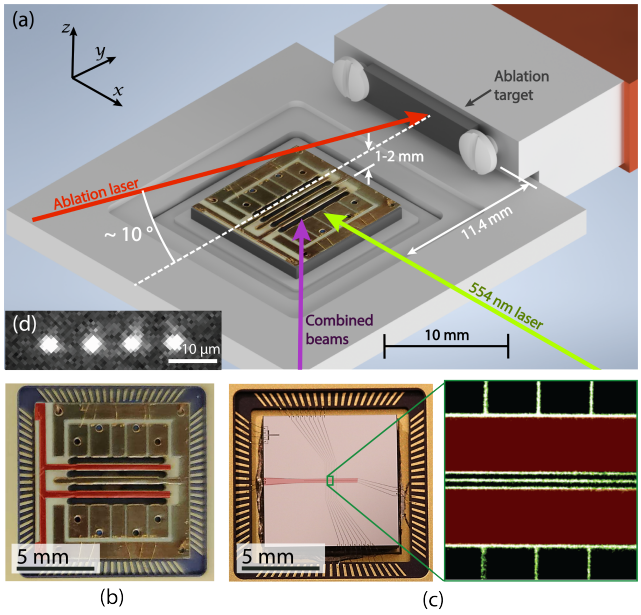


图1。离子阱和实验配置。(a) 光束方向和离子阱安装硬件。(b、c) 印刷电路板离子阱和微加工表面电极离子阱。两套系统中，射频驱动均施加于红色所示电极（伪彩色）。离子分别囚禁在离子阱表面上方730和50 μm处。离子阱安装在陶瓷针栅阵列（CPGA）插座中，以便快速更换离子阱。(d) 微加工离子阱中的四个钡$^+$ 离子。

也已得到展示[4]。这些关于俘获激光烧蚀钡的实验是在相对大型的三维射频（rf）保罗阱中完成的[4,14]。表面电极离子阱[15] 是这类体积较大的离子阱的一种有前景的替代方案，可用于扩展离子量子计算机的规模，因为它们能够利用现代微加工工艺[16]，并为将控制电子设备[17]、、激光传输[18–20]和单光子探测器[21–23] 等技术小型化并集成到芯片上提供了可能。然而，表面离子阱具有鞍

a)作者 通信作者：stodaro@mit.edu

（逃逸）点处的势能相对较低，与尺寸和射频驱动参数相近的三维保罗阱相比[15],，这使得高能离子更难以被约束。此外，微加工离子阱中的射频击穿会限制最终可达到的阱深[24]。因此，将丰度较低或具有放射性的物种加载到表面离子阱中需要专门的技术。

本文介绍了如何通过激光烧蚀，将 ^{138}钡$^{+}$ 离子加载到低温真空系统中的分段式线性表面电极阱内。我们针对采用不同工艺制备的靶材（其中一些适用于放射源制备），对烧蚀羽流中中性原子的光电离装载效率进行了表征。此外，我们使用锶离子和钡离子，分析了离子加载到两种尺寸迥异的表面电极阱设计中的情况；所得结果用于验证一种模型，该模型旨在根据射频离子阱参数预测相对装载效率。本文介绍的技术普遍适用于利用微加工表面电极阱中的稀有离子种类寄存器开展量子信息处理研究，包括 ^{133}钡$^{+}$。

实验在一种标准低温离子阱系统中进行，该系统此前已有记述[25–28]；此处我们介绍本研究中特有的方面。钡离子通过激光烧蚀后再进行光电离而加载，锶离子则从远程预冷中性原子源进行光电离[25,27]。烧蚀加载装置如图1(a)所示。我们使用一台调Q Nd:YAG脉冲激光器（Continuum Minilite II），以基频模式在1064 nm下运行，脉冲持续时间为5–7 ns。光束聚焦于靶材位置，束腰半径为100 um，辐照量为1 J cm^{-2}。烧蚀激光器沿离子阱轴向传播（如图y 轴所示，见图1(a)），并在yz 平面内倾斜，以避免光束在离子阱表面散射。烧蚀产生的中性钡原子随后通过两步光电离过程（PI）电离[9],，所用激光器为554 nm和405 nm，方向如图1(a)所示。554 nm激光束垂直于烧蚀产生的羽流，以尽量减小多普勒频移。其余所有激光（用于锶$^{+}$ 光电离、多普勒冷却和再泵浦，以及用于钡$^{+}$ 多普勒冷却和再泵浦）均在离子位置重合，与离子阱轴成45度角。散射光子通过双波长高数值孔径透镜成像（针对422 nm和493 nm进行优化，分别对应锶+ 和钡+ 的探测跃迁波长），并投射到光电倍增管（PMT）或电子倍增电荷耦合器件（EMCCD）相机上。

研究了多种烧蚀靶材及其制备方法（见附录 A）；本文所述装载效率测量采用金属靶。该靶材为金属钡（树枝状，纯度 99.8%），通过压缩一整块金属钡制成长方体，尺寸约为 10 毫米 × 3 毫米 × 1 毫米，并安装在距阱中心 11.4 毫米处（参见图 1a）。金属靶通常会在安装过程中因暴露于空气约 5 分钟而形成一层氧化钡。随后，使用 5–10 个脉冲在较高的烧蚀光束能量密度下烧蚀该氧化层（5–7 J cm^{-2}），同时使用光电倍增管监测 554 nm 处的中性钡荧光，直至观察到足够的通量。之后通常可以在靶材上看到一个黑斑；随后以 1 J cm^{-2} 的较低（标准）辐照量烧蚀该黑斑产生的中性原子，从而加载离子。虽然提高辐照量可以提升每个脉冲的装载成功率，但我们也观察到，离子阱受到粒子污染的速率会随之增加；这些粒子可能散射控制激光束，或被逸出电子充电。因此，我们采用低辐照量脉冲与较高重复频率（10–15 Hz）相结合的方式，以实现快速加载并最大限度地减少污染。

本研究使用了两种离子阱。第一种是线性印刷电路板表面电极保罗阱（印刷电路板离子阱，也称为 Bastille [10,29,30]）；第二种是溅射铌层于蓝宝石基底上的微加工线性保罗阱[25,31]（微加工离子阱；两种离子的照片见图 1(b,c)）。印刷电路板离子阱中的离子高度为 730 μm，使用频率为 7.1 兆赫的射频驱动，钡离子的世俗频率为：径向 165–295 kHz，轴向约 100 kHz。微加工离子阱中的离子高度为 50 μm，射频频率为 41.1 兆赫，钡离子的世俗频率为：径向 1.9–3.3 MHz，轴向 500–600 kHz。

我们通过首先确定相关阱体积来模拟两种离子阱中的离子加载概率。在该体积内，光电离原子在名义上会被无限期囚禁；计算时忽略加热效应，但纳入射频激发（微运动）的影响。不过，我们忽略激光冷却，因为预计离子阱动力学远快于典型的多普勒冷却时间尺度，尤其是对于在有效阱体积边缘附近产生的离子。我们使用表面电极阱几何结构的解析模型计算阱势[32]（详见附录 B ）。对于所研究的囚禁势，在 PI 光束所界定的囚禁区域范围内，轴向势变化缓慢且可忽略（参见图 2(a)），因此我们比较径向xz 平面上的二维截面。

如图 2 所示，裸稳定俘获体积 $\mathcal{V}^{(\circ)}$ 是这样一个区域：在该区域中特定位置 $\vec{x}$ 产生的离子，其势能（由赝势 $\phi_{\mathrm{rf}}(\vec{x})$ 和残余直流势 $\phi_{\mathrm{DC}}(\vec{x})$ 表征）低于离阱点 $E_{\max}$ 处的势能（即阱深）。为在考虑具有非零速度的离子时更新 $\mathcal{V}^{(\circ)}$，我们假设，当且仅当动能为 KE 的原子满足 $\phi_{\mathrm{DC}}(\vec{x})+\phi_{\mathrm{rf}}(\vec{x})+KE \le E_{\max}$ 时，它才会被囚禁；否则，离子将在数个阱周期内逃逸。由这一有效阱深 $E_{\max}-KE$ 定义的区域，即为（依赖于速度的）动能截断囚禁体积 $\mathcal{V}^{(\mathrm{KE})}$。阱体积还取决于具有足够光电离光束强度的区域——由烧蚀直接产生的离子生成于保守阱势之外，因此可能无法以可实现的多普勒冷却速率加以囚禁。我们将这一光电离俘获体积 $\mathcal{V}^{(\mathrm{KE}\cap\mathrm{PI})}$ 定义为 $\mathcal{V}^{(\mathrm{KE})}$ 与光电离光束（通过 $1/e^2$ 光束半径定义）的交集。

对于在远离阱中心的位置产生的离子，还必须考虑离子阱动力学，而 $\mathcal{V}^{(\mathrm{KE}\cap\mathrm{PI})}$ 还会因微运动而进一步降低。因此，我们研究近似解，以.....

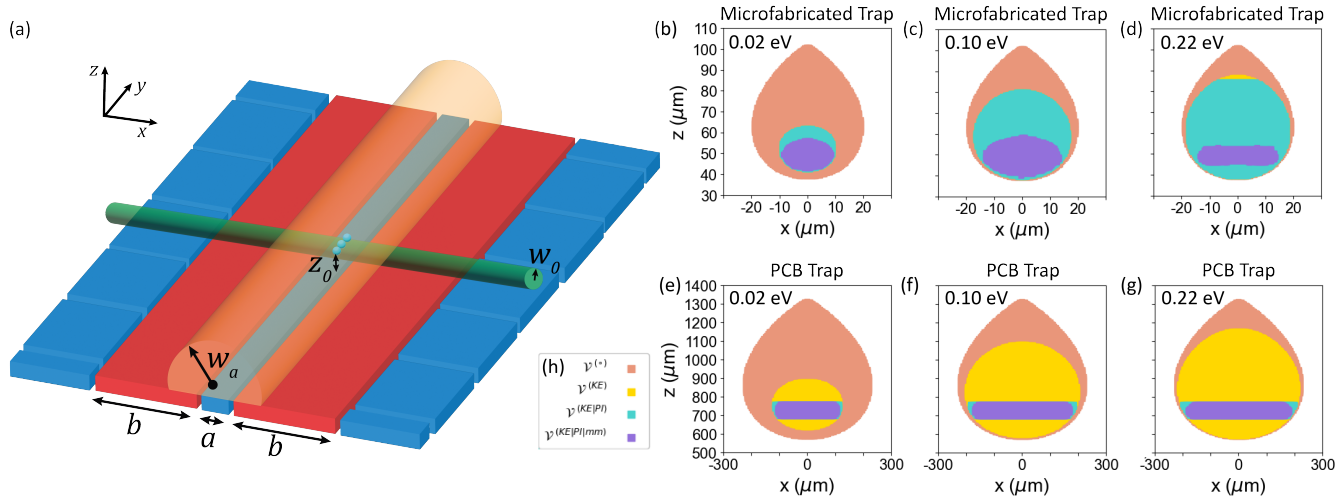


图 2。实验几何结构及相关囚禁体积。(a) 我们所考虑的俘获几何结构。离子阱的射频零点与 y 轴重合。驱动射频的振幅为 V_{rf}，角频率为 Ω_{rf}，施加于图中红色所示的两个电极上；电极宽度为 b，间距为 a。图中蓝色所示的电极用于产生直流囚禁势。我们假设均匀密度、半径为 w_{a} 的中性原子通量（橙色）沿 y 轴传播。半径为 w_0 的光电离光束（绿色）垂直于离子通量传播。离子（图中未按比例绘制）在电极上方 z_0 处被囚禁。(b-d) 微加工离子阱中囚禁体积的横截面；对于以 $v = 150\ \mathrm{ms}^{-1}$运动的入射钡原子，$V_{\mathrm{rf}}$ 从左至右逐渐增大。(e-g) 印刷电路板离子阱中囚禁体积的类似横截面。所有横截面 (b-g) 均标注了阱深 E_{max}。对于所有横截面，颜色如插图 (h) 所示：裸囚禁体积 $\mathscr{V}_{(\circ)}$ 以粉色表示，动能截断俘获体积 $\mathscr{V}_{(\mathrm{KE})}$ 以黄色表示，光电离相交囚禁体积 $\mathscr{V}_{(\mathrm{KE|PI})}$ 以青绿色表示，微运动校正后的稳定俘获体积 $\mathscr{V}_{(\mathrm{KE|PI|mm})}$以紫色表示。请注意，这些体积彼此重叠。

马丢方程[33,34]，以确定起始位置 $\vec{x}$ 位于 $\mathscr{V}_{(\mathrm{KE|PI})}$内时的离子轨迹。如果离子在一个久期周期内离开 $\mathscr{V}_{(\mathrm{KE})}$，则从射频动力学限制体积$\mathscr{V}_{(\mathrm{KE|PI}}$毫米$_{)}$中剔除该起始点；剩余点构成此体积。

根据这一体积测定结果以及已知的烧蚀和光电离过程特性，我们可以通过对原子速度v积分，计算出俘获概率（相差一个整体比例因子）：

$$P_{\mathrm{trap}} \propto \frac{I_2 w_0}{w_{\mathrm{a}}^2 k_{\mathrm{B}} T} \int_0^{v_{\mathrm{max}}} \mathscr{V}_{(\mathrm{KE|PI|mm})} \left(\frac{1 - e^{-\gamma_1 w_0 / 2v}}{v} \right) \times e^{-m(v-v_0)^2/2k_{\mathrm{B}}T}\, dv. \quad (1)$$

其中 m 为原子质量，$v_{\mathrm{max}} \equiv \sqrt{2E_{\mathrm{max}}/m}$ 为动能等于阱深时对应的速度E_{max}，v_0 为烧蚀羽流的质心速度，k_{B} 为玻尔兹曼常数，T 为烧蚀羽流的温度，w_{a} 为烧蚀羽流的半径，w_0 为聚焦光电离激光器的半径，γ_1 为饱和的第一阶段光电离线宽，而I_2 为第二阶段光电离激光器的强度。方程 1 的推导详见附录B。

我们通过测量射频驱动幅度变化时离子在两个离子阱中的相对俘获概率，验证这一理论模型。为比较驱动条件差异很大的离子阱（由于离子-电极距离和射频频率不同），我们采用阱深。由射频约束产生的阱深通常同时取决于射频振幅V_{rf} 和驱动频率 Ω_{rf}，

$$E_{\mathrm{max}}^{(rf)} = \frac{q^2 V_{\mathrm{rf}}^2}{\pi^2 m \Omega_{\mathrm{rf}}^2 z_0^2} \kappa(a,b) \quad (2)$$

其中 q 为离子电荷，m 为离子质量，z_0 为离子与电极的距离，而 $\kappa(a,b)$ 是一个取决于俘获几何结构参数 a 和 b (参见[35] 和附录B)。施加直流囚禁电压会降低阱深。我们区分“射频阱深”（不存在直流势时的阱深）和真实阱深，并在附录 B中对两者进行说明。本文报告加载率随射频阱深的变化。我们采用标准方法，通过久期频率测量提取轴向阱频率和射频振幅（从而得到阱深）[36,37]。

装载成功率定义为每次尝试所加载的离子数。单次钡$^+$ 加载尝试使用一个烧蚀激光器脉冲，而单次锶$^+$ 尝试则通过打开光束，将中性锶原子从预冷源输送出来，持续 1 s。因此，不应比较钡$^+$ 和锶$^+$ 的绝对加载数量。通过收集 10 ms 内的散射光子（波长分别为 493 nm 或 422 nm）来确认离子是否存在，并使用单个经过多普勒冷却的离子[38]校准出最优泊松判别阈值。对于两种离子阱中的钡$^+$ 加载，以及微加工离子阱中的锶$^+$ 加载，每次尝试加载的离子数为零或一个。在这些情况下，我们通过统计散射光子计数超过判别阈值的试验次数来计算装载成功率。相比之下，在印刷电路板离子阱中，当参数设置为

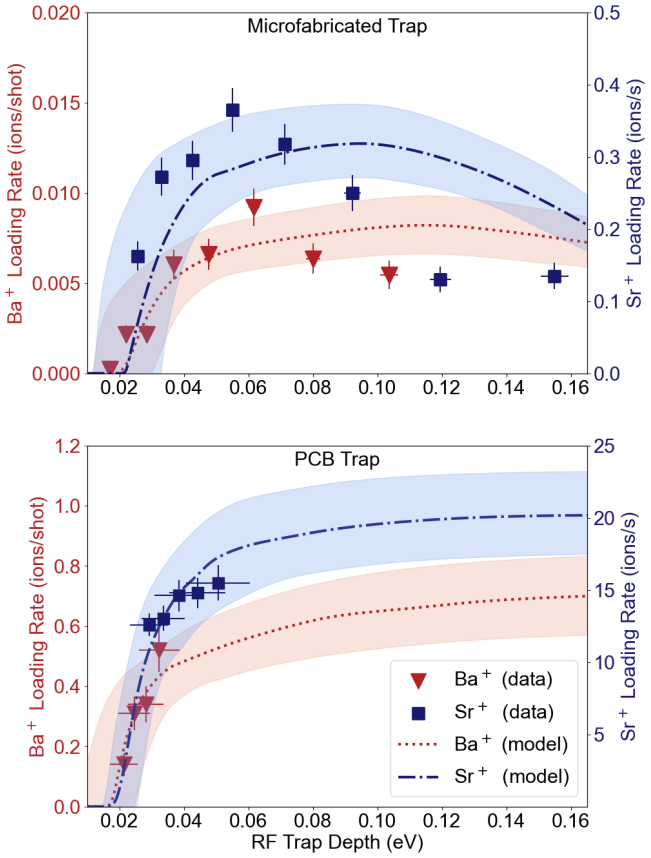


图 3. 加载率随射频阱深的变化。分别展示微加工离子阱（上）和印刷电路板离子阱（下）中钡$^+$（红色三角形，左轴）和锶$^+$（蓝色方形，右轴）的测量结果。误差棒表示一个标准差。虚线为基于模型的单参数拟合，阴影区域则计入了模型中的不确定性，这些不确定性源于光束指向、PI 强度、原子速度分布、靶效率的逐次变化以及杂散电场的波动。我们使用三次样条拟合对数值积分的有限步长导致的模型值离散跳变进行平滑。解析计算得到的射频阱深度阈值为$V_{\mathrm{th}} \sim 0.02$ 电子伏特，而微加工离子阱中钡$^+$的加载率峰值对应的阱深度$E^{(r_f)}\mathrm{opt} \sim 0.08$ 电子伏特$+V_{\mathrm{th}} = 0.10$ 电子伏特，与数据一致。

在其他情况下会实现单离子装载时，我们通常会加载多个锶$^+$ 离子。因此，我们通过估算每次试验加载的离子数，计算印刷电路板离子阱中锶$^+$ 的装载成功率：将光子总数除以单个离子的平均亮态光子数。每次试验后，我们关闭射频驱动以弹出离子。

这些测量结果以及模型拟合结果（拟合中唯一的参数是整体缩放因子）如图 3 所示。图中显示了测得的加载率的统计误差，以及由参数不确定性导致的模型估算误差；后者详见附录 D。在较低的射频阱深下，超过阈值射频振幅V_{th} 后，俘获概率会随阱深增加而急剧上升。该阈值由总势能正定性决定（见附录B，公式 B6）。在较高的阱深下，加载效率会随阱深增加而降低。这种现象是由于高振幅下保罗阱不稳定性导致稳定俘获体积 $\mathcal{V}$（KE|PI|毫米）减小，正如前文所述。因此，最佳俘获条件对应的阱深为

$$E_{\mathrm{opt}} \approx \frac{1}{2} m \left(v_0 + \sqrt{\frac{k_{\mathrm{B}} T}{m}} \right)^2 , \tag{3}$$

对于激光烧蚀钡，该值约为 0.08 电子伏特，详情见附录 C。实验观测到的下降趋势与理论模型的预测定性一致；在实验可达到的阱深范围内，印刷电路板离子阱中未观察到类似下降，这一结果也与预测一致。在微加工离子阱可达到的阱深上限处，微运动幅度在 $\mathcal{V}$(KE|PI)的相当大一部分范围内都很大，从而降低了 $\mathcal{V}$(KE|PI|mm)。相比之下，对于所有实验可达到的阱深，在物理尺寸较大的印刷电路板离子阱中，微运动幅度在 $\mathcal{V}^{(\mathrm{KE|PI})}$ 的相似范围内始终较小。我们观察到，随着微加工离子阱的阱深增大，加载率下降的速度略快于预测，这表明该区域内存在模型尚未完全考虑到的某种行为。

尽管尺寸小得多的微加工离子阱能够实现更高的阱深，但在所有阱深下，我们观察到大型印刷电路板离子阱的装载成功率都高于微加工离子阱。这是因为印刷电路板离子阱的俘获体积更大，其中 $\mathcal{V}^{(\mathrm{KE|PI})}$约大 150 倍，这归因于其物理尺寸更大。

在这项演示中，我们通过烧蚀钡金属源来加载离子。据我们所知，放射性增强的纯钡金属并不容易获得，因此这种方法不适用于俘获同位素 ^{133}Ba$^+$。此前研究表明，烧蚀 $BaCl_2$，可为 ^{133}Ba$^+$原子提供一种可行来源，并能产生平均温度为$T = 37000$ 开尔文的中性钡；这一温度比钡金属的熔点高出一个数量级以上。由于释放出的原子温度更高，我们的模型预测装载概率会降低约一个数量级；这给使用低体积放射性源向微加工离子阱加载离子带来了挑战。另一方面，根据本文所述结果，我们预计，通过原位化学反应让一种反应性更强的金属与氯结合并留下游离钡，可显著提高从 $BaCl_2$ 源烧蚀后加载 Ba$^+$ 的概率（经过此类预处理后）。

该模型对于未来离子阱系统的设计也具有启示意义，因为人们希望继续将兼容微加工的离子阱小型化，以应对量子信息处理中的速度和扩展性挑战。PCB 离子阱与微加工离子阱之间观测到的相对加载率，以及描述其性能的模型，证实了随着阱体积减小，加载率会下降，凸显出无论阱深如何，将稀有种类加载到日益小型化的离子阱中的困难。我们建议在离子阱设计中，将此处所述的稳定俘获体积作为另一项有价值的指标加以考虑。

例如，可通过加入高容量加载区和过渡区来弥补低容量离子阱中较低的加载率。

作者贡献

前两位作者对本研究的贡献相同。
Xiaoyang Shi：概念构思、正式分析、调查、方法设计、软件、验证、可视化、撰写/准备初稿、撰写/审阅与编辑；**Su- sanna L. Todaro**：概念构思、正式分析、调查、方法设计、软件、验证、可视化、撰写/准备初稿、撰写/审阅与编辑；**Gabriel Mintzer**：软件、撰写/审阅与编辑；**Colin D. Bruzewicz**：方法设计、监督、撰写/审阅与编辑；**John Chiaverini**：概念构思、经费获取、方法设计、项目管理、监督、撰写/审阅与编辑；**Isaac L. Chuang**：概念构思、经费获取、方法设计、项目管理、监督、撰写/审阅与编辑

致谢

本研究由美国陆军研究办公室通过项目编号 W911NF-20-1-0037 提供资助，并得到美国国家科学基金会超冷原子中心的支持。S.L.T. 获得麻省理工学院情报界博士后研究奖学金项目的任命资助，该项目由橡树岭科学与教育研究所管理，依据美国能源部与国家情报总监办公室之间的机构间协议实施。作者感谢 Eric Hudson 和 Wes Campbell 及其研究团队提供的有益讨论。

数据可用性声明

如有合理需求，可向作者索取数据。

[1]C. Auchter、T. W. Noel、M. R. Hoffman、S. R. Williams 和 B. B. Blinov，《钡$^+$的 $5D_{5/2}$ 能级分支比与寿命的测量》，《物理评论A：原子、分子与光学物理》90（2014），10.1103/PhysRevA.90.060501。[2]D. Hucul、J. E. Christensen、E. R. Hudson 和 W. C. Campbell，《合成离子阱量子比特的光谱学》，Phys. Rev. Let. 119，100501（2017）。[3]J. E. Christensen、D. Hucul、W. C. Campbell 和 E. R. Hudson，《基于合成原子核构建的量子比特的高保真操控》，arXiv:1907.13331（2019）。[4]B. M. White、P. J. Low、Y. D. Sereville、M. L. Day、N. Greenberg、R. Rademacher 和 C. Senko，《使用 $BaCl_2$ 靶材对 ^{137}钡$^+$ 进行同位素选择性激光烧蚀离子阱装载》，《物理评论A》105，1–10（2022）。[5]C. Langer、R. Ozeri、J. D. Jost、J. Chiaverini、B. Demarco、R. B. Blakestad、J. Britton 和 D. B. Hume，《利用原子离子实现长寿命量子比特存储器》，Phys. Rev. Let. 95，060502（2005）。[6]R. G. DeVoe 和 C. Kurtsiefer，《微型 ^{137}钡离子阱中反常加热与离子阱不稳定性的实验研究》，《物理评论A：原子、分子与光学物理》65，8（2002）。[7]A. V. Steele, L. R. Churchill, P. F. Griffin, 和 M. S. Chapman，《钡离子阱的光电离与光电加载》，《物理评论A：原子、分子与光学物理》75（2007），10.1103/Phys-RevA.75.053404。[8]B. Wang, J. W. Zhang, C. Gao, 和 L. J. Wang，《使用二极管激光器和LED光对钡原子进行高效、同位素选择性光电离》，《光学快报》19，16438（2011）。[9]G. Leschhorn, T. Hasegawa, 和 T. Schaetz，《利用偶极允许的共振双光子跃迁实现高效钡离子囚禁光电离》，《应用物理B：激光与光学》108，159–165（2012）。[10]D. R. Leibrandt, R. J. Clark, J. Labaziewicz, P. Antohi, W. Bakr, K. R. Brown, 和 I. L. Chuang，《表面电极离子阱的激光烧蚀加载》，《物理评论A：原子、分子与光学物理》76（2007），10.1103/PhysRevA.76.055403。[11]K. Zimmermann, M. V. Okhapkin, O. A. Herrera-Sancho, 和 E. Peik，《射频离子阱的激光烧蚀加载》，《应用物理B：激光与光学》107，883–889（2012）。[12]H. Shao, M. Wang, M. Zeng, H. Guan, 和 K. Gao，《用于产生 $^{40}Ca^+$的激光烧蚀和两步光电离》，《物理学通讯》2，095019（2018）。[13]G. Vrijsen, Y. Aikyo, R. F. Spivey, I. V. Inlek, 和 J. Kim，《在表面电极离子阱中高效、同位素选择性地脉冲激光烧蚀加载 $^{174}Yb^+$ 离子》，《光学快报》27，33907（2019）。[14]J. E. Christensen，《放射性囚禁离子量子比特 $^{133}Ba^+$ 的高保真度运行》，（2020）。[15]J. Chiaverini, R. B. Blakestad, J. Britton, J. D. Jost, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, 和 D. J. Wineland，《用于离子阱量子信息处理的表面电极架构》，《量子信息与计算》5，419–439（2005）。[16]K. K. Mehta, A. M. Eltony, C. D. Bruzewicz, I. L. Chuang, R. J. Ram, J. M. Sage, 和 J. Chiaverini，《在CMOS代工厂制造的离子阱》，《应用物理快报》105（2014），10.1063/1.4892061。[17]J. Stuart, R. Panock, C. D. Bruzewicz, J. A. Sedlacek, R. Mcconnell, I. L. Chuang, J. M. Sage, 和 J. Chiaverini，《用于控制囚禁离子的芯片集成电压源》，《物理评论应用》10，1（2019）。[18]R. J. Niffenegger, J. Stuart, D. Kharas, S. Bramhavar, C. D. Bruzewicz, W. Loh, R. Mcconnell, D. Reens, G. N. West, J. M. Sage, 和 J. Chiaverini，《通过多波长光子学实现离子量子比特的集成光学控制与相干性增强》，《自然》586，538–542（2020）。[19]K. K. Mehta, C. Zhang, M. Malinowski, T. L. Nguyen, M. Stadler, 和 J. P. Home，《集成光学多离子量子逻辑》，《自然》586，533–537（2020）。[20]M. Ivory, W. J. Setzer, N. Karl, H. McGuinness, C. Derose, M. Blain, D. Stick, M. Gehl, 和 L. P. Parazzoli，《对囚禁镱离子的集成光学寻址》，《物理评论X》11（2021），10.1103/Phys-RevX.11.041033。[21]S. L. Todaro, V. B. Verma, K. C. McCormick, D. T. Allcock, R. P. Mirin, D. J. Wineland, S. W. Nam, A. C. Wilson, D. Leibfried, 和 D. H. Slichter，《使用阱集成超导光子探测器读出囚禁离子量子比特的状态》，《物理评论快报》126（2021），10.1103/Phys-RevLett.126.010501。[22]W. J. Setzer, M. Ivory, O. Slobodyan, J. W. V. D. Wall, L. P. Parazzoli, D. Stick, M. Gehl, M. G. Blain, R. R. Kay, 和 H. J. McGuinness，《使用单片集成单光子计数雪崩二极管探测囚禁离子的荧光》，《应用物理快报》119（2021），10.1063/5.0055999。[23]D. Reens, M. Collins, J. Ciampi, D. Kharas, B. F. Aull, K. Donlon, C. D. Bruzewicz, B. Felton, J. Stuart, R. J. Niffenegger, P. Rich, D. Braje, K. K. Ryu, J. Chiaverini, 和 R. McConnell，《使用阱集成雪崩光电二极管实现高保真度离子态探测》，《物理评论快报》129，100502 2022（）。[24]J. M. Wilson, J. N. Tilles, R. A. Haltli, E. Ou, M. G. Blain, S. M. Clark, 和 M. C. Revelle，《微加工表面离子阱中射频击穿的原位探测》，《应用物理学杂志》131（2022），10.1063/5.0082740。[25]J. M. Sage, A. J. Kerman, 和 J. Chiaverini，《从远程预冷源加载表面电极离子阱》，《物理评论A：原子、分子与光学物理》，013417（2012）。[26]J. Chiaverini 和 J. M. Sage，《在宽温度范围内，离子运动加热速率对阱电极材料不敏感》，《物理评论A：原子、分子与光学物理》89（2014），10.1103/Phys-

RevA.89.012318。[27] C. Bruzewicz, R. Mcconnell, J. Chiaverini, 和 J. M. Sage, 《二维囚禁离子阵列的可扩展加载》, 《自然·通讯》7, 13005（2016）。[28] J. M. Stuart, 《囚禁离子阵列架构的集成技术与控制方法》, （2021）。[29]F. Splatt, M. Harlander, M. Brownnutt, F. Zähringer, R. Blatt, 和 W. Hänsel, 《线性分段保罗阱中 $^{40}Ca^+$ 离子的确定性重排》, 《新物理学杂志》11, 103008（2009）。[30]M. Harlander, M. Brownnutt, W. Hänsel, 和 R. Blatt, 《囚禁离子对电介质中光致充电效应的探测》, 《新物理学杂志》12, 093035（2010）。[31]J. A. Sedlacek, J. Stuart, D. H. Slichter, C. D. Bruzewicz, R. Mcconnell, J. M. Sage, 和 J. Chiaverini, 《表面电场噪声背后多种机制的证据》, 《物理评论A: 原子、分子与光学物理》98, 063430（2018）。[32]M. G. House, 《表面电极离子阱中静电场的解析模型》, 《物理评论A: 原子、分子与光学物理》78, 1 8 2008–（）。[33]D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, 和 D. M. Meekhof, 《囚禁离子的相干量子态操控中的实验问题》, 《美国国家标准与技术研究院研究杂志》103, 259–328（1998）。[34]D. J. Berkeland, J. D. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, 和 D. J. Wineland, 《保罗阱中离子微运动的最小化》, 《应用物理学杂志》83, 5025–5033（1998）。[35]A. H. Nizamani 和 W. K. Hensinger, 《微加工表面离子阱中快速离子分离的最佳电极构型》, 《应用物理学B辑》106, 327–338（2012）。[36] Y. Ibaraki, U. Tanaka, 和 S. Urabe, 《用于微运动补偿的囚禁离子参数共振探测》, 《应用物理B: 激光与光学》105, 219–223（2011）。[37]M. Fan, C. A. Holliman, X. Shi, H. Zhang, M. W. Straus, X. Li, S. W. Buechele, 和 A. M. Jayich, 《冷$RaOH^+$ 和$RaOCH_3^+$的光学质谱法》, 《物理评论快报》126（2021）, 10.1103/Physs-RevLett.126.023002。[38]A. H. Burrell, 《囚禁离子量子比特的高保真度读出》, （2010）。[39]K. Sheridan, W. Lange, 和 M. Keller, 《用于离子阱加载的全光离子产生》, 《应用物理B: 激光与光学》104, 755–761（2011）。[40]S. Niggli 和 M. C. E. Huber, 《中性钡的跃迁概率》, 《物理评论A》35, 2908–2918（1987）。[41]A. Bizzarri 和 M. C. E. Huber, 《中性钡6s6p $^1p^\circ_1$ 共振能级的跃迁概率》, 《物理评论A》42, 5422–5424（1990）。[42]X. Xu, T. H. Loftus, J. L. Hall, A. Gallagher, 和 J. Ye, 《锶原子的冷却与囚禁》, 《美国光学学会杂志B辑》20, 968–976（2003）。[43]M. Rossa, C. A. Rinaldi, 和 J. C. Ferrero, 《1064 nm激光辐照钡后喷射出的单原子物种的内态布居数和速度分布》, 《应用物理学杂志》105, 063306（2009）, https://doi.org/10.1063/1.3089214。

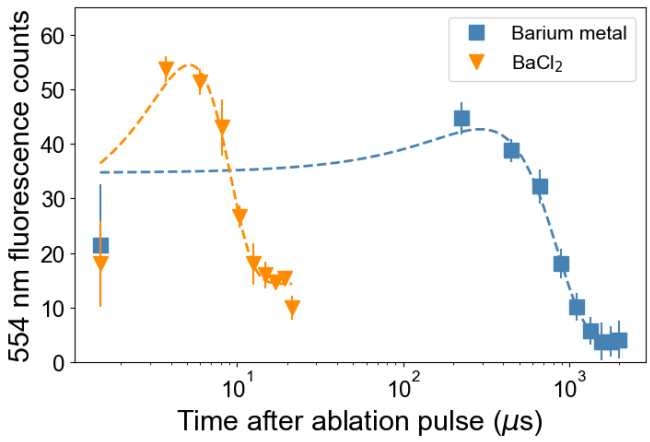


图4. 激光烧蚀金属钡（蓝色方块）和 $BaCl_2$ （橙色圆圈）的飞行时间光谱。图中还给出了高斯到达时间的拟合曲线（虚线），以供参考。我们收集光子 1.5 µs，因此无法区分时间尺度更短的动力学过程与背景。动能为 0.1 电子伏特的中性钡原子对应的到达时间为 82 µs。我们不认为这些测量结果与产生的钡原子绝对数量呈线性对应关系；运动较慢的原子通过激光时会散射多个光子，因此在这些测量结果中所占比例偏高。尽管如此，显然，化合物靶产生的典型原子速度比金属靶产生的高两个数量级。

附录 A：靶材料与表征

金属钡具有很强的反应性，在空气中会迅速氧化。我们在惰性气氛中制备钡靶，并将靶材转移到实验真空系统中，暴露于空气的时间不超过五分钟。在此期间，表面会形成一层灰白色氧化钡。正如正文所述，我们通过一系列高能制备用烧蚀脉冲击穿这层氧化物。不过，这一过程可能导致粒子沉积到离子阱上；这些粒子会使离子冷却与操控激光产生可见散射。此外，这种材料可能引入杂散电场，因此随着时间推移，补偿总杂散电场的能力可能会下降。为避免氧化，一些研究团队采用了化学结合形式的钡。通过在较高温度下使 $BaCO_3$ 与钽反应，原位释放出中性钡，随后在较高温度下[6]。近来，多个研究团队已展示了 $BaCl_2$ 的激光烧蚀[2–4]。$BaCl_2$ 用于医学检测，因此相对容易获得放射性增强形式的 BaCl。

我们还尝试使用几种由结合态钡制成的靶材来装载 ^{138}钡$^+$。这些尝试使用的靶材包括 $BaCl_2$和 $BaTiO_3$ 压制粉末、商用 $BaTiO_3$ 晶体基$_{0.5}$底、$Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ 溅射靶，以及自制 $BaCl_2$ 晶体。除自制 $BaCl_2$ 晶体外，我们通过激光烧蚀这些靶材均观察到中性钡的产生，并使用 554 nm 的$^1S_0 \leftrightarrow {}^1P_1$ 跃迁进行荧光光谱测量。然而，这些靶材所需的烧蚀激光能量密度均高于金属钡靶。我们成功地从 $BaCl_2$ 和 $BaTiO_3$ 粉末靶中将钡$^+$装载到印刷电路板离子阱中，也使用 $BaTiO_3$ 晶体基底将其装载到两个离子阱中。不过，粉末靶烧蚀后，离子阱很快就被白色颗粒污染。对于所有 $BaTiO_3$ 靶材，烧蚀点都会形成黑色变色，并很快导致烧蚀效率降低。

我们使用过的各种非束缚态钡源，都不如金属钡源持久可靠。我们认为，这种行为差异源于从金属钡与从 BaCl 烧蚀出的钡具有不同的热分布$_2$ 或 $BaTiO_3$。图中展示了化合物靶与金属靶的对比飞行时间光谱测量结果。4；测量了消融脉冲后不同延迟时间下 554 nm 处钡原子的荧光。我们观察到，化合物靶产生的原子能量显著更高。尽管我们的模型预测，即使是能量极高、由……产生的原子，我们也应该能够俘获其中一部分

由 BaCl 烧蚀产生的原子[2], 其预测的装载概率会降低一个数量级或更多，因此对实验误差和校准波动更加敏感。此外，高辐照量下杂散电荷的产生速率会使这些源难以实际使用，因为需要频繁重新校准杂散电场。我们预计，若要在表面电极离子阱中使用 $BaCl_2$ 烧蚀源来可靠地产生钡$^+$，最佳方案是原位产生自由钡。

附录B：理论模型

我们将讨论限制在五线对称表面电极离子阱[15], 中，射频电压施加于两个宽度为b的电极上，两个电极最近的边缘相距a （图2(a)中的红色部分）。这会在离子阱表面上方产生具有平移对称性的俘获赝势 ϕ_{rf}，我们根据表面电极离子阱的解析模型对其进行估算[32]。该模型将所有电极视为接地平面上无间隙的区域，并假设射频电极沿轴向无限延伸。根据此模型，微加工离子阱的射频赝势如图5(a)所示。按照通常的记法，我们将平移对称线称为“阱轴”，并将沿该轴（垂直于该轴）的运动称为“轴向”（“径向”）运动。在我们的几何结构中，阱轴与y 轴对齐，x 和z 则为径向方向，如图2所示。我们向分段电极（图2中的蓝色部分）施加直流电压，通过产生电势 ϕ_{DC} 将离子约束在阱轴方向上。直流电压除了提供轴向约束外，还会引入负曲率，从而削弱至少一个径向方向上的约束（参见拉普拉斯方程）。在光电离光束覆盖的范围内，轴向电势可很好地近似为谐振形式，且

$$\left(\frac{\partial^2\phi_{\mathrm{DC}}}{\partial x^2}\right)=\left(\frac{\partial^2\phi_{\mathrm{DC}}}{\partial z^2}\right)=-\frac{1}{2}m\omega_{\mathrm{ax}}^2 \tag{B1}$$

于是，位置（x，z）处的总径向势为 $\phi_{\mathrm{TOT}}=\phi_{\mathrm{rf}}(x,\ z)-m\omega_{\mathrm{ax}}^2(x^2+z^2)/4$。（本研究仅考虑对称情形，即直流势在 x 和 z 方向产生的曲率相等；但请注意，一般而言，这两种曲率的比值可以通过适当设计直流囚禁势来选择。）

赝势在距离

$$z_0=\frac{1}{2}\sqrt{a(a+2b)} \tag{B2}$$

离子阱表面处有一个最小值，可在xz 平面内提供约束；并且在

$$z_{\mathrm{esc}}=\sqrt{z_0(a+b+z_0)}, \tag{B3}$$

限制离子可被囚禁的区域。因此，射频阱深就是该鞍点处的赝势值（式 2），其中 $\kappa(a,\ b)$ 是一个无量纲、取决于离子阱的几何因子[35]

$$\kappa(a,b)\equiv\frac{ab^2(a+2b)}{4(a+b)^2(a+b+\sqrt{a(a+2b)})^2}. \tag{B4}$$

逃逸点处的总势能（即“真实”的阱深）为

$$E_{\mathrm{max}}=\frac{q^2V_{\mathrm{rf}}^2}{\pi^2m\Omega_{\mathrm{rf}}^2z_0^2}\kappa(a,b)-\frac{1}{4}m\omega_{\mathrm{ax}}^2z_{\mathrm{esc}}^2. \tag{B5}$$

要求总势能为正，即可确定离子阱囚禁所需的最小射频振幅；当射频振幅大于或等于

$$V_{\mathrm{th}}=\frac{\pi m\Omega_{\mathrm{rf}}\omega_{\mathrm{ax}}z_0z_{\mathrm{esc}}}{2q\sqrt{\kappa(a,b)}}. \tag{B6}$$

总势能的截面 ϕ_{TOT} 在驱动振幅低于和高于V_{th} 时分别如图 5（b）和5（c）所示。

根据对离子阱赝势的这一估算，我们定义了四种囚禁体积，用于估算离子被囚禁的概率。

裸稳定俘获体积 $\mathscr{V}_{(\circ)}$：第一个体积 $\mathscr{V}_{(\circ)}$ 可以由赝势确定。该体积是阱深E_{max}以下最大等势面所包围的区域。我们通过从阱中心 $\vec{}x_0$ 到由所有位置 $\vec{}x$ 组成的等势曲线进行数值广度优先搜索来确定该体积，其中赝势等于E_{max}：$\{\vec{}x|\phi_{\mathrm{TOT}}(\vec{}x)=E_{\mathrm{max}}\}$。

动能截断俘获体积 $\mathscr{V}^{(\mathrm{KE})}$：接下来我们引入入射原子的动能所产生的影响。我们假设，动能为KE 、位于位置 $\vec{}x$ 的离子，当且仅当 $\phi_{\mathrm{TOT}}(\vec{}x)+KE\ \leq E_{\mathrm{max}}$时才会被俘获；否则，该离子将在几个阱周期内立即逃逸。（这与以下假设一致：所有冷却过程，包括激光冷却和协同冷却，相对于俘获动力学都较为缓慢。我们认为这是一个恰当的近似，因为多普勒冷却的线宽通常为几十兆赫兹量级，这意味着每个射频周期内最多发生几次散射事件。）我们通过修改俘获体积的计算，以数值方式计算这一概率：不再积分至阱深，而是从 $\vec{}x_0$ 向外积分至由一个有效 阱深定义的等势曲线：$\{\vec{}x|\phi_{\mathrm{TOT}}(\vec{}x)\ =E_{\mathrm{max}}-KE\}$。这会使稳定俘获体积从 $\mathscr{V}_{(\circ)}$ 缩小为动能相关俘获体积 $\mathscr{V}_{(\mathrm{KE})}$。

与光电离束相交的俘获体积 $\mathscr{V}_{(\text{动能}|\text{光电离})}$：稳定的俘获体积也取决于与光电离光束的重叠情况。我们将光电离俘获体积定义为 $\mathscr{V}^{(\mathrm{KE|PI})}$，它是经过动能截断的俘获体积 $\mathscr{V}^{(\mathrm{KE})}$与光电离光束的交集。我们假设光电离光束以束腰$w_0$, 为中心，位于射频零点处，如图2所示。对于印刷电路板离子阱，其尺寸远大于我们 50 μm 的聚焦光束束腰，因此俘获体积会显著减小。对于微加工离子阱，光电离光束造成的阱体积减小较小，但仍不可忽略。

微运动截断俘获体积 $\mathscr{V}^{(\mathrm{KE|PI|mm})}$：对于在远离阱中心处产生的离子，必须考虑离子阱的动力学；射频驱动频率下离子微运动的影响会进一步缩小稳定俘获体积。具体而言，对于一部分远离射频零点的离子，其

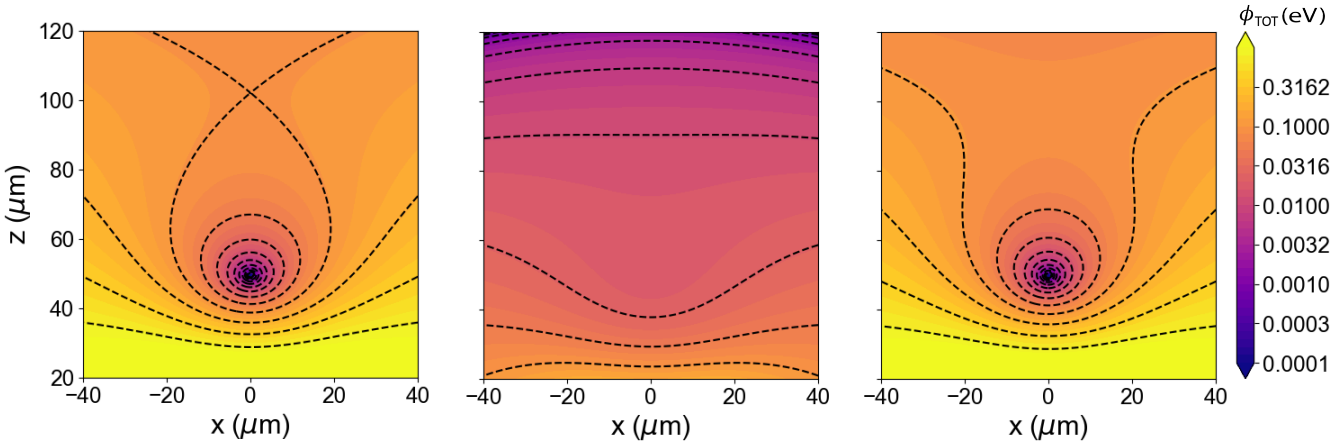


图 5. 在xz 平面、$y = 0$ 处，钡$^+$ 在不同条件下的微加工离子阱总有效势切片： (a) $\Omega_{rf} = 40$ 兆赫且无直流轴向囚禁势时，$V_{rf} = 100$ V；(b) $V_{rf} = 20$ V，且具有 600 kHz 轴向囚禁势（$V_{rf} < V_{th}$）；(c) $V_{rf} = 100$ V，且具有 600 kHz 轴向囚禁势（$V_{rf} > V_{th}$）。离子阱表面位于$z = 0$处。阱中心位于（x,z）$= (0,50)$ μm 处，逃逸点位于（x,z）$= (0,102)$ μm 处。

微运动幅度足够大，以至于在离子微运动周期中的某些时刻会离开俘获体积并丢失。这会使射频振幅较大时的稳定俘获体积减小。

对于表面电极离子阱，微运动对稳定俘获体积的影响难以通过解析方法计算，但我们可以通过数值方法评估其影响。我们通过数值考察马丢方程的解来估算离子的运动轨迹[32,33]

$$\frac{\partial^2 \vec{x}}{\partial t^2} + \frac{1}{4}\Omega_{rf}^2 [A + 2Q\cos(\Omega_{rf} t)] \cdot \vec{x} = 0 \qquad \text{(B7)}$$

其中

$$Q_{ij} \equiv \frac{2q}{m\Omega_{rf}^2}\left(\frac{\partial^2 \phi_{rf}}{\partial x_i \partial x_j}\right) \qquad \text{(B8)}$$

and

$$A_{ij} \equiv \frac{4q}{m\Omega_{rf}^2}\left(\frac{\partial^2 \phi_{DC}}{\partial x_i \partial x_j}\right) \qquad \text{(B9)}$$

其中x_i、x_j 为相关坐标。在射频零点附近，对角项Q_{ii} 和 A_{ii} 分别是常见的马丢参数q_i和a_i。

非常接近射频零点时，囚禁势可很好地近似为谐振势，且Q_{ii} 不随空间位置变化。在此极限下，离子以恒定频率$f_i = \omega_i/2\pi = (\Omega_{rf}/4\sqrt{2}\pi)\sqrt{q_i^2 + a_i}$进行久期振荡，并受到频率为 $\Omega_{rf}/2\pi$ 、振幅恒定的微运动调制。我们通过考察离子的位置随时间t 的变化，近似确定通常解失效的参数空间区域：对于较小的Q ，并假设A 可忽略时，

$$x_i(t) \approx \sin(\omega_i t + \delta_i)\left[\vec{x}_0 + \frac{1}{2}((Q\cdot\vec{x}_i)\cdot\hat{x}_i)\cos\Omega_{rf} t\right], \qquad \text{(B10)}$$

其中 δ_i 是一个取决于初始条件的相位因子[33,34]。对于中等位移，我们根据该表达式和电势的局部曲率数值计算轨迹。随后，我们按如下方式确定“正常”运动区域（即离子的运动有界，且我们认为所作近似有效的区域）。我们仅考虑初始位置为 $\vec{x}_d$ 位于 $\mathcal{V}^{(KE|PI)}$且初始静止的轨迹。然后，我们数值计算其在一个标称久期周期内的正向运动 $1/ff$ 根据初始位置处的曲率矩阵Q 计算。如果轨迹在任何时刻离开动能截断囚禁体积 $\mathcal{V}^{(KE)}$，我们就认为离子已丢失，且初始位置不稳定。否则，我们将该初始位置纳入微运动校正后的俘获体积$\mathcal{V}^{(KE|PI|mm)}$。我们还会剔除那些轨迹经过 $|Q\cdot\hat{x}_d| > 0.5$所在区域的起始点，因为我们认为这些离子不会沿闭合轨道运动。需要强调的是，我们并非用此方法全面确定被剔除区域内运动的性质，因为在式 B10所作近似下无法描述这种运动；我们只是估算近似失效的区域。

计算出稳定俘获体积后，我们便可计算俘获概率，并预测其对俘获驱动参数的依赖关系。我们通过连续变量的贝叶斯定理来计算：

$$P_{trap} = \int_{\vec{x},v} \mathcal{I}(\vec{x},v)\mathcal{A}(\vec{x},v)\, d^3\vec{x}\, dv, \qquad \text{(B11)}$$

其中， $\mathcal{I}(\vec{x}, v)$ 是对位于位置 $\vec{x}$、速度为 v 的原子进行光电离和俘获的概率分布； $\mathcal{A}(\vec{x},v)$ 则是烧蚀脉冲之后，中性原子出现在位置 $\vec{x}$、速度为 v 的基础概率分布。请注意，俘获因子 $\mathcal{I}(\vec{x}\ \vec{v})$ 仅取决于光电离激光束以及离子阱的几何结构和参数，而烧蚀因子 $\mathcal{A}(\vec{x}\ \vec{v})$ 仅取决于烧蚀激光器和原子源。烧蚀因子和俘获因子取决于表 I 中给出的参数值。

我们通过将原子源建模为具有均匀空间密度的烧蚀产生中性原子的简化热分布，来定义烧蚀因子

$$\mathscr{A}(\vec{x},v)\propto\begin{cases}(1/w_{\mathrm{a}}^2k_{\mathrm{B}}T)e^{-m(v-v_0)^2/(2k_{\mathrm{B}}T)} & |\vec{x}|<w_{\mathrm{a}}\\ 0 & \text{otherwise}\end{cases} \tag{B12}$$

其中，前因子由归一化确定。（实验数据支持我们的假设：烧蚀产生的离子呈热分布[13,39]。）

已知中性原子以v的速度在稳定俘获体积内产生，它发生光电离的概率，等于其被窄带第一阶段光电离激光激发的概率，乘以激发态中的电子随后被第二阶段光电离激光激发的概率。我们使第一阶段光电离激光（Sr为461 nm；Ba为554 nm）工作在高度饱和区，而第二阶段则远未饱和。因此，可根据爱因斯坦速率方程确定电子处于中间态的概率，而原子随后发生光电离的概率与其穿过光电离光束所用的时间成正比。对于以速度v垂直穿过腰斑为w_0,的激光的离子，持续时间为w_0/v。因此，我们将俘获因子定义为

$$\mathscr{T}(\vec{x},v)\propto\begin{cases}(I_2w_0/v)(1-e^{-\gamma_1w_0/2v}) & \vec{x}\in\mathscr{V}^{(\mathrm{KE|PI|mm})}\\ 0 & \text{otherwise}\end{cases} \tag{B13}$$

然后将方程B12和B13代入方程B11中的贝叶斯定律一般表达式。我们对微运动校正后的稳定俘获体积进行数值积分，积分上限为最大速度$v_{\max}=\sqrt{2E_{\max}/m}$，从而得出预测的俘获概率：

$$P_{\mathrm{trap}}\propto\frac{I_2w_0}{w_{\mathrm{a}}^2k_{\mathrm{B}}T}\int_0^{v_{\max}}\mathscr{V}^{(\mathrm{KE|PI|mm})}\left(\frac{1-e^{-\gamma_1w_0/2v}}{v}\right)\times e^{-m(v-v_0)^2/2k_{\mathrm{B}}T}\,dv. \tag{B14}$$

附录 C：最佳装载条件

在对装载羽流温度分布作出适当假设的前提下，我们可以解析地估算出使装载概率最大化的最佳阱深。我们可以考虑两种一般的阱几何条件：一种是PI光束相对于囚禁区域较大（如微加工离子阱的情况），另一种是PI光束相对于囚禁区域较小（如印刷电路板离子阱的情况）。对于小型离子阱，若将相关囚禁区域内的离子阱近似为谐振势阱，则经动能截断的阱体积近似为

$$\mathscr{V}^{(\mathrm{KE})}\approx\mathscr{V}^{(\circ)}\left(\frac{v_{\max}^2-v^2}{v_{\max}^2}\right) \tag{C1}$$

而微运动校正后的俘获体积近似为

$$\mathscr{V}^{(\mathrm{mm|PI|KE})}\approx\mathscr{V}^{(\mathrm{KE})}\frac{1}{(1+Q(\vec{x}_0))^2}, \tag{C2}$$

因为在谐振极限下，Q_{ii}不随空间变化，且等于其轴线上取值$Q(\vec{x}_0)$。因此，总体俘获概率近似为

$$P_{\mathrm{trap}}\propto\frac{\mathscr{V}^{(\circ)}}{(1+Q(\vec{x}_0))^2}\int_0^{v_{\max}}\left(1-\frac{v^2}{v_{\max}^2}\right)\frac{e^{-m(v-v_0)^2/2k_{\mathrm{B}}T}}{v}dv. \tag{C3}$$

假设烧蚀羽流的温度远高于任何可俘获原子的动能，即$m(v_{\max}-v_0)^2/2\ll k_{\mathrm{B}}T$，则

$$P_{\mathrm{trap}}\propto\frac{\mathscr{V}^{(\circ)}}{(1+Q(\vec{x}_0))^2}\int_0^{v_{\max}}\left(\frac{1}{v_0}-\frac{v}{v_{\max}^2}\right)e^{-m(v-v_0)^2/2k_{\mathrm{B}}T}dv \tag{C4}$$

在积分区域内，因为只有$v\approx v_0$这些v取值会对高斯分布的积分产生贡献。计算该积分后，概率为

$$P_{\mathrm{trap}}\propto\frac{\mathscr{V}^{(\circ)}}{(1+Q(\vec{x}_0))^2}\left[\sqrt{\frac{\pi k_{\mathrm{B}}T}{2mv_0^2}}\,\mathrm{erf}\left(\sqrt{\frac{m}{2k_{\mathrm{B}}T}}(v_{\max}-v_0)\right)-\frac{k_{\mathrm{B}}T}{2mv_{\max}^2}\left(1-e^{-m(v_{\max}-v_0)^2/k_{\mathrm{B}}T}\right)\right] \tag{C5}$$

在相关参数空间区域内，该式主要由第一项决定

$$P_{\mathrm{trap}}\propto\frac{\mathscr{V}^{(\circ)}}{(1+Q(\vec{x}_0))^2}\left[\sqrt{\frac{\pi k_{\mathrm{B}}T}{2mv_0^2}}\,\mathrm{erf}\left(\sqrt{\frac{m}{2k_{\mathrm{B}}T}}(v_{\max}-v_0)\right)\right]. \tag{C6}$$

我们通过将低阱深时的行为展开至$v_{\max}-v_0$的最低阶，估算其最优值

$$P_{\mathrm{low}}^{(\mathrm{MF})}\sim\frac{v_{\max}-v_0}{v_0\,(1+Q(\vec{x}_0))^2} \tag{C7}$$

并考察误差函数在高阱深$v_{\max}>>v_0$,时的极限行为

$$P_{\mathrm{high}}^{(\mathrm{MF})}\sim\sqrt{\frac{\pi k_{\mathrm{B}}T}{2mv_0^2}}\frac{1}{(1+Q(\vec{x}_0))^2} \tag{C8}$$

这两个状态区间之间的交叉点给出了最优$v_{\max}$的粗略估计，因此也给出了最优阱深

$$E_{\mathrm{opt}}^{(\mathrm{MF})}\approx\frac{1}{2}m\left(v_0+\sqrt{\frac{k_{\mathrm{B}}T}{m}}\right)^2 \tag{C9}$$

对于质心速度为40 ms^{-1}、烧蚀钡温度为1500开尔文的情况，得到的最佳阱深为0.08电子伏特。对于质心速度为40 $\mathrm{m\,s}^{-1}$、烧蚀钡温度为50开尔文的情况，得到的最佳

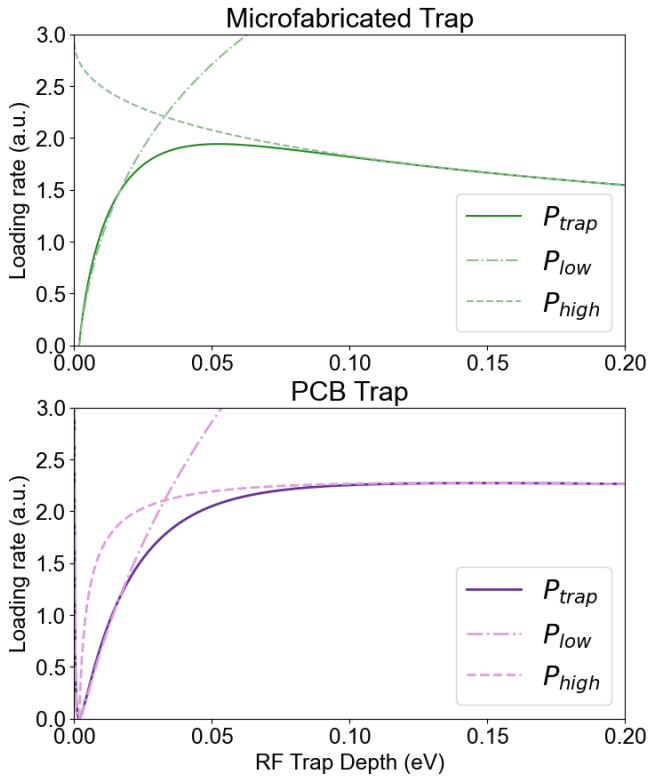


图 6. 随阱深变化，将离子加载到微加工离子阱（上）和印刷电路板离子阱（下）的装载概率的解析谐振估算。低阱深极限行为 P_{low}（式 C7 和 C14 分别对应紧凑型和大型离子阱）以点划线表示，高阱深极限行为 P^{high}（式 C8 和 C15）以虚线表示。这两个值均与裸囚禁体积 $\mathscr{V}_{(\circ)}$成正比，因此据此预测，在装载条件相同的情况下，印刷电路板离子阱的离子加载速率会显著更高。此计算未考虑轴向囚禁势的影响，因此$V_{\mathrm{th}} = 0\,\mathrm{V}$。

阱深为 0.01 电子伏特。应采用的适当温度将在附录 D 中讨论。该最佳点不依赖于离子阱的俘获几何结构；然而，该量在高阱深下的下降速率 $dP_{\mathrm{high}}/dv_{\mathrm{max}}$ 与 $1/Q$成正比。具有较大 Q 的离子阱（通常其物理尺寸较小）表现出更快的衰减，因此在这些离子阱中，更关键的是在接近最佳加载点处运行。

当光电离光束相对于裸囚禁区域较小（即通常在物理尺寸较大的离子阱中）时，俘获体积可近似视为一维。在这种情况下，动能截断阱体积则正比于

$$\mathscr{V}^{(\mathrm{KE})} \approx \mathscr{V}^{(\circ)} \left(\frac{v_{\mathrm{max}} - v}{v_{\mathrm{max}}} \right) \tag{C10}$$

且微运动修正阱体积满足

$$\mathscr{V}^{(mm)} \approx \mathscr{V}^{(\mathrm{KE})} \left(\frac{1}{1 + Q(\vec{x}_0)} \right) \tag{C11}$$

so

$$P_{\mathrm{trap}} \propto \frac{\mathscr{V}^{(\circ)}}{1 + Q(\vec{x}_0)} \int_0^{v_{\mathrm{max}}} \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_{\mathrm{max}}} \right) e^{-m(v-v_0)^2/2k_{\mathrm{B}}T} dv. \tag{C12}$$

同样，我们只考虑 $m(v_{\mathrm{max}} - v_0)^2/2 << k_{\mathrm{B}}T$ 的范围，因此可以作如下近似

$$P_{\mathrm{trap}} \propto \frac{\mathscr{V}^{(\circ)}}{1 + Q(\vec{x}_0)} \int_0^{v_{\mathrm{max}}} \left(\frac{1}{v_0} - \frac{1}{v_{\mathrm{max}}} \right) e^{-m(v-v_0)^2/2k_{\mathrm{B}}T} dv \tag{C13}$$

其计算结果为

$$P_{\mathrm{trap}} \propto \frac{\mathscr{V}^{(\circ)}}{1 + Q(\vec{x}_0)} \left[\sqrt{\frac{\pi k_{\mathrm{B}}T}{2m}} \left(\frac{1}{v_0} - \frac{1}{v_{\mathrm{max}}} \right) \times \right.$$
$$\left. \mathrm{erf}\left(\sqrt{\frac{m}{2k_{\mathrm{B}}T}} (v_{\mathrm{max}} - v_0) \right) \right].$$

在阱深较低时，该表达式的变化趋势为

$$P_{\mathrm{low}}^{(\mathrm{PCB})} \sim \frac{v_{\mathrm{max}} - v_0}{1 + Q(\vec{x}_0)} \left(\frac{1}{v_0} - \frac{1}{v_{\mathrm{max}}} \right) \tag{C14}$$

而在阱深较高时，其变化趋势为

$$P_{\mathrm{high}}^{(\mathrm{PCB})} \sim \sqrt{\frac{\pi k_{\mathrm{B}}T}{2m}} \left(\frac{1}{v_0} - \frac{1}{v_{\mathrm{max}}} \right) \frac{1}{(1 + Q(\vec{x}_0))}. \tag{C15}$$

回想一下，$Q(\vec{x}_0)$与 $\sqrt{E_{\mathrm{max}}}$成正比。在相关参数空间范围内（$Q(\vec{x}_0) < 1$），$P^{(\mathrm{PCB})}$ high 随E_{max} 下降的速度不如$P^{(\mathrm{MF})}$ high 快。此外，我们观察到，由于$P^{(\mathrm{PCB})}$ high 随E^{max}呈非单调变化，$P^{(\mathrm{PCB})}$ trap 的最大值接近$P^{(\mathrm{PCB})}$ high 在以下位置的最大值

$$E_{\mathrm{opt}}^{(\mathrm{PCB})} \approx \frac{1}{2} m v_0^2 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{1}{Q_0(\vec{x}_0)}} \right)^2 \tag{C16}$$

其中 $Q_0(\vec{x}_0)$是方程 B8 在阱深为 $E_{\mathrm{max}} = mv_0^2/2$时的轴上值。对于印刷电路板离子阱，质心速度为 50 ms^{-1} 时，预测的最佳阱深为 0.31 电子伏特，对应的射频振幅 $V_{\mathrm{rf}} = 580\,\mathrm{V}$（在我们的射频驱动频率下），高于实验硬件所能达到的范围。这与实验结果一致：在印刷电路板离子阱中，我们从未观察到射频振幅增大时离子阱效率降低。关于根据本附录所述解析估算得出的两个离子阱中离子加载率的预期变化，请参见图 6 。

附录D：模型参数与误差

理论模型中考虑的条件汇总于表I。我们通常将其分为四类：由离子阱电极几何结构决定的几何参数；由射频驱动和直流

		印刷电路板离子阱	微加工离子阱
几何参数	a	840 μm	34 μm
	b	840 μm	127 μm
	z_0	730 μm	50 μm
	z_{esc}	1300 μm	100 μm
囚禁参数	V_{rf}	$100-1000$ V	$40-200$ V
	Ω_{rf}	$2\pi\times 7$ 兆赫	$2\pi\times 40$ μm
	ω_{ax}	$2\pi\times 100$ kHz	$2\pi\times 500$ kHz
光电离参数	w_0	50 μm	
	γ_1 (钡)	$2\pi\times 18.9$ 兆赫[40,41]	
	γ_1 (锶)	$2\pi\times 32.0$ 兆赫[42]	
	I_2	~ 6 Wcm^{-2}	
源参数	w_{a}	1 mm	
	T (钡)	1500 开尔文	
	v_0 (钡)	40 毫秒$^{-1}$	
	T (锶)	225 开尔文	
	v_0 (锶)	70 毫秒$^{-1}$	

表 I. 装载模型中使用的参数。

误差来源	估计值范围	ΔP^{trap}
杂散电场	<10 Vcm^{-1} (*)，<1 Vcm^{-1} (†)	10% 至 1000%
驱动射频振幅	1%	1% 至 10%
PI强度	10%	10%
源温度	20%	15% 至 20%
靶效率	10%	10%

表 II. 模型预测的装载概率误差贡献估计，如图 3 中的阴影误差区域所示。光电离激光器强度和靶效率造成的影响是线性的；其他所有误差源造成的误差会随阱深变化，变化范围见表中所列范围。（*）微加工离子阱。（†）印刷电路板离子阱

囚禁势决定的囚禁参数；由光电离激光器决定的光电离参数；以及由烧蚀激光器和靶材料决定的烧蚀源参数。除数据点报告的统计误差外，我们还根据模型参数的不确定性估算了理论模型的误差。这些汇总于表II 中，并以图3中的阴影区域表示。

几何参数 几何参数由制造工艺决定，并且已知得非常精确。我们采用参考文献[32], 中定义的a 和b ，其中a 是两个对称射频电极之间的间距，b 是射频电极的宽度。离子高度z_0 随后由这些参数确定，其推导见[32] ，并在上文重现。

囚禁参数 囚禁参数包括V_{rf}，即射频驱动幅度；$\Omega_{\mathrm{rf}}/2\pi$，即射频驱动频率；以及$f_{\mathrm{ax}}=\omega_{\mathrm{ax}}/2\pi$，即轴向世俗频率。我们通过在世俗频率[36] 处调制射频驱动频率，或对光子到达时间[37]进行傅里叶变换来测量世俗频率。随后，我们根据径向和轴向世俗频率的这些测量结果提取射频振幅。这些频率测量中的统计误差以图 3中的水平误差条表示。

离子与电极间距较小的离子阱对杂散电荷高度敏感。通常，杂散电荷会产生线性杂散电场，可通过施加大小相等、方向相反的电场来补偿。然而，在实验过程中，这些杂散电场可能会在不同次实验中发生变化。根据实验前后的测量结果，我们将装载尝试期间产生的未补偿杂散电场限定在微加工离子阱中的$E_s<10$ V cm^{-1} 以内。在印刷电路板离子阱中，我们将未补偿杂散电场限定在更严格的$E_s<1$ Vcm^{-1}以内，因为离子由相对较低频率的低频势捕获，而更大的杂散电场会使离子移出探测光束。我们通过增加一个额外的扰动势来估算该杂散电场对预测性装载模型的影响

$$\Delta\phi_{\mathrm{s}}(\vec{x})=\vec{E}_{\mathrm{s}}\cdot\vec{x} \tag{D1}$$

至 ϕ_{TOT} 并计算所得势在逃逸点处的势能。我们使用 $\vec{E}_{\mathrm{s}}\in\{\pm E_{\mathrm{s}}\hat{x}\ \pm E_{\mathrm{s}}\hat{z}\}$ 估算有效阱深，并将结果范围纳入模型误差中，即图 3 中的阴影区域。对于射频驱动幅度接近V_{th} 的阱深，这种效应十分显著，因为微弱的电场就可能使阱深增大或减小到足以实现或阻止离子加载的程度。在阱深较大时，这种效应较小。

光电离参数 由于第一级光电离跃迁高度饱和，加载率对该激光强度的依赖性受到抑制。然而，由于俘获概率与二级光电离激光器的强度呈线性关系，误差也与该强度呈线性关系。我们将二级光电离激光器强度日常波动造成的误差计入，幅度最高为 10%。

源参数 我们将烧蚀羽流建模为温度为T 、质心速度为v_0的热源。我们根据飞行测量估算质心速度，测量时间为——

图中所示的飞行测量 4。由于移动缓慢的原子在经过光束时会多次散射光子，因此我们根据原子经过半径为 50 μm 的光束时预计经历的散射事件次数，对数据进行反比加权。根据测得的热分布，我们估算原子温度约为 50 开尔文。然而，关于钡烧蚀的先前研究表明，真实分布呈双峰状，较冷组分的温度为 1500 ± 300 开尔文[43]。对于锶源，我们计入预冷源的质心速度，这与先前报道的方法类似[25,27]。我们估算温度约为实测热源温度的三分之一——

安装在锶炉上的热电偶所测得的温度，即约 225 K，因为磁光阱在三个方向中的两个方向上进行了冷却。

这项实验中一个重要的未知因素是钡烧蚀靶每次发射后的表面形貌。使用类似的靶时，我们观察到，经过数千次烧蚀脉冲后，烧蚀羽流的 554纳米荧光会衰减。因此，我们在模型中纳入了一种可能性：存在整体线性误差，其变化与每次测量所用烧蚀激光发射次数范围内靶效率的预期衰减相符。我们还随机安排了加载速率测量中所用射频振幅的顺序，以避免因靶寿命导致效率出现系统性衰减。