arXiv:2603.15561v1 [quant-ph] 16 Mar 2026

速度赋能的中性原子量子计算

Ohad Lib, [1, 2, *] Hendrik Timme, [1,2] Maximilian Ammenwerth, [1,2] Flavien Gyger, [1,2] Renhao Tao, [1, 2, 3, †] Shijia Sun, [1,2,3] Immanuel Bloch, [1,2,3] 和 Johannes Zeiher[1,2,3]

[1] *Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 85748 Garching, Germany*

[2] *Munich Center for Quantum Science and Technology (MCQST), 80799 Munich, Germany*

[3] *Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität, 80799 Munich, Germany*（日期：2026年3月17日）

实现纠错逻辑量子比特是当前数字量子计算机发展的核心目标。中性原子能够实现相干原子输运，从而利用长程连通性和并行原子输运实现高效量子纠错。然而，原子输运的时间开销以及复杂的控制硬件给当前架构的扩展带来了挑战。在此，我们将原子速度作为一种新的自由度引入面向量子纠错的中性原子架构。通过可控的多普勒频移，我们在运动原子上实现了速度选择性电路中态制备与测量，同时不影响旁观原子。此外，我们通过将微米尺度原子位移映射为空间相位，实现了实时局部单量子比特旋转。结合保真度为99.86(4)%的CZ纠缠门，我们在实验中实现了量子纠错和基于测量的量子计算的关键基本操作。我们生成了一个八量子比特纠缠簇态，其平均稳定子值为0.830(4)；实现了一种 $[[4,2,2]]$ 错误检测码，逻辑贝尔态保真度达到99.0(3)%；并利用飞行辅助量子比特执行稳定子测量。通过仅使用全局光束即可对持续运动的原子执行选择性操作，这种速度赋能架构减少了硬件开销，同时最大限度地降低了输运和转移延迟，为快速、大规模的原子量子计算开辟了新途径。

实现容错量子计算需要对大量量子比特进行精确控制 [1]。囚禁中性原子已成为这一竞赛中颇具前景的平台，已经展示出高保真度操作 [2–8] 以及可扩展潜力 [9–13]。近期的演示已实现大规模阵列的制备、控制和持续加载 [14–18]，并且已展示低于阈值的量子纠错（QEC） [19]。

原子平台用于量子纠错的一个关键优势在于，相干原子穿梭 [20–22], 实现了任意连通性，从而促进了横向逻辑门的高效实现以及高码率量子纠错码的实施 [19, 23–26]。除了长程连通性之外，原子穿梭还被用于实现硬件高效的量子比特选择性控制：通过在功能不同的空间区域之间移动原子来实现控制，每个区域由一束或多束特定的激光束寻址 [22]。然而，大规模阵列中的这种基于区域的控制需要原子进行长距离穿梭，因此会在计算时间上产生显著开销。利用对逻辑量子比特高效的横向操作 [27], 、经过优化的硬件感知电路编译 [28, 29], ，或用于局部寻址的高度聚焦激光束 [30, 31], ，再结合实验上高效的量子纠错码 [32] ，有助于减少这一时间开销。尽管如此，在保持长程连通性和快速量子纠错循环时间的同时，将精确且具有量子比特选择性的控制扩展到大规模阵列，仍然是一项挑战。

在此，我们提出并实现了一种新的中性原子量子计算架构，能够实现快速的即时选择性操作，利用原子的速度作为一种新的自由度（图1a, b）。当原子向控制激光束移动时，会经历多普勒频移。尽管多普勒频移被广泛用于冷却， [34], 但通常被视为相干操作的误差来源。通过受控的原子移动，我们利用可调谐的多普勒频移以及类碱土原子中可用的窄线跃迁，对速度筛选原子进行选择性的电路中途态制备和测量。借助亚微米/微秒量级的原子速度，我们定义了空间上重合的速度区（图1b），在连续运动过程中，无论阵列大小如何，都可在数微米范围内实现此类选择性操作，且无需额外的局域控制光束。除了态制备和测量之外，我们还通过运动原子沿控制光束路径的位置，实现了局域单量子比特旋转。尽管此前已有研究通过约 100 纳米的位移来控制光学量子比特 [35], ，我们利用微米尺度的移动，在 ^{88}Sr 的精细结构（FS）量子比特上实现了此类旋转。重要的是，我们表明，这种局域控制可以通过在原子连续运动过程中对单量子比特门进行定时来实现，因此与我们的速度赋能架构兼容。最后，我们通过掠过式 CZ 门补充了这种即时单量子比特局域控制，并展示了基于测量的量子计算（MBQC）和量子纠错（QEC）的关键基本操作（图1c, d）。

我们的实验使用 ^{88}Sr原子进行

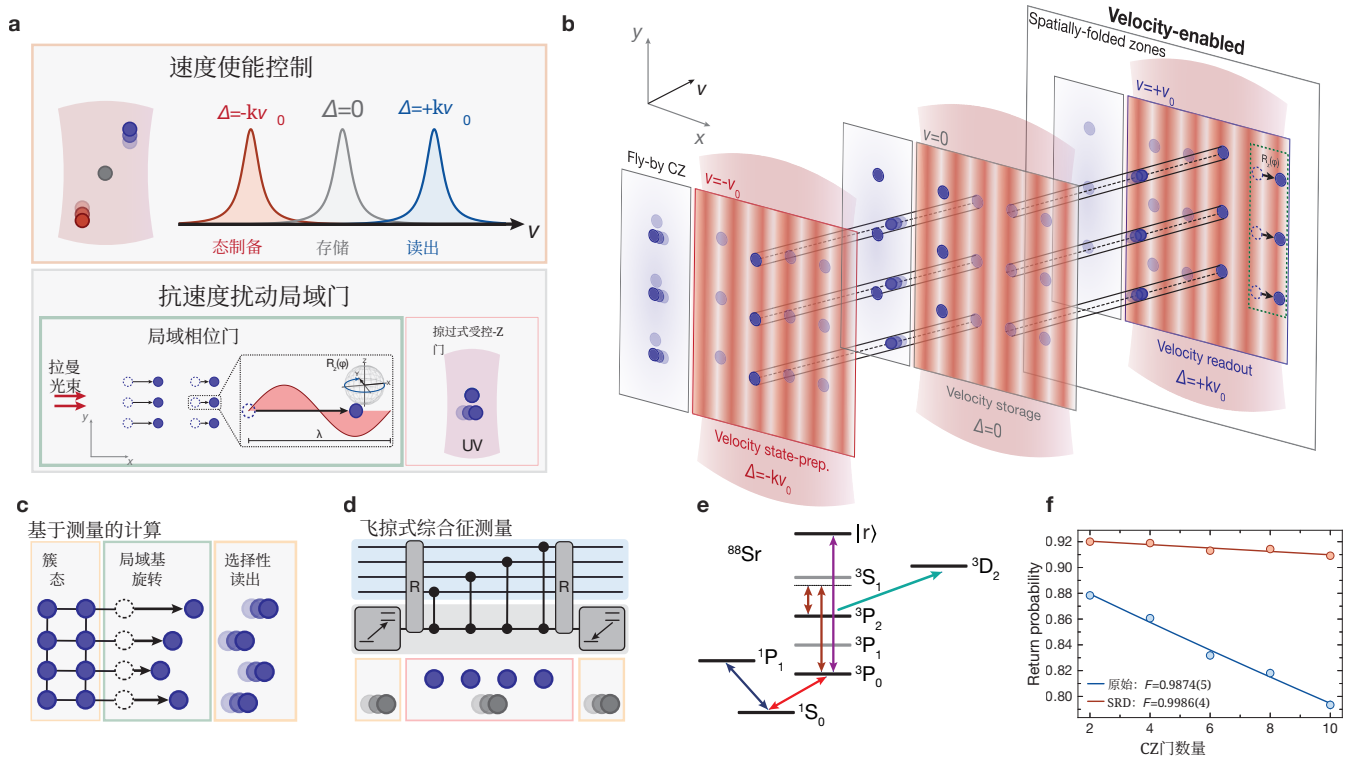


图 1. **速度赋能架构**。**a**速度使能控制的基本构件。对运动原子施加受控多普勒频移，可定义用于存储、态制备和测量的速度区。在每个速度区内，通过实时进行微米尺度原子位移，可实现对速度稳健的局域单量子比特操作。在不同速度下运动的原子之间执行掠过式受控-Z门，便构成了可在任意速度区利用持续运动的原子执行的一整套操作。**b** 利用这些基本构件的架构概览，其中速度成为一个新的自由度。标准的基于区域的架构中空间上分离的区域，被空间重合、由失谐受控的全局光束寻址的速度区所取代。实时单量子比特操作和掠过式受控-Z门可在任意速度区执行，同时双量子比特门的空间区域（蓝色阴影）或单量子比特门的空间区域（红色调制区域）仍有明确界定。要在不同区域之间切换，需将原子加速至相应失谐的全局控制光束所寻址的速度。这些概念可高效实现基于测量的量子计算和量子纠错中的关键基本操作。**c** 在纠缠簇态上进行基于测量的计算，需要在各种测量基下进行局域选择性读出。在我们的架构中，可通过原子位移实现局域基变换，随后对这些已在运动的原子进行速度选择性读出来实现。**d** 在量子纠错中，可使用飞行辅助量子比特进行综合征测量：先将其从基态选择性激发至量子比特流形，再通过掠过式受控-Z门使其与数据量子比特纠缠，最后对其进行选择性测量，而不影响静止的数据量子比特。**e**实验演示中使用的 ^{88}Sr 能级结构及其精细结构量子比特，图中标出了用于态制备（红色）、测量（蓝色）、单量子比特控制（深红色）、里德伯激发（紫色）以及用于态分辨探测（SRD）的退泵（青绿色）的相关跃迁。光束方向及更多详情见补充信息 [33]。 **f** 对静态原子的 CZ 门进行对称稳定子态基准测试（SSB）[5]，比较了使用（橙色）和不使用（蓝色）SRD的情况。

将其俘获在波长为 813 纳米米的光镊阵列中 [36,37]（图 1e）。在这一平台上，我们在精细结构量子比特上实现了通用门集，由 ^{3}P$_0$ 和^{3}P$_2$，$m_J = 0$ 钟态组成，并处于三重魔法俘获条件 [37——39]针对近基态冷却原子进行快速擦除成像和态分辨探测 [36, 37]。在本研究中，我们进一步将双量子比特门保真度提升至 99.86(4)%，并通过态分辨探测实现延迟擦除 [36]（图 1f），此外，还利用一对交叉声光偏转器生成的光镊，在基于静态空间光调制器的光镊阵列之外，实现了相干原子穿梭

（声光偏转器）在 813 纳米米 [33]。

我们首先展示了在 698纳米 ^{1}S$_0$ 到 ^{3}P$_0$ 钟跃迁上，对亚稳态量子比特流形进行选择性局部态制备和检测。我们将囚禁在可移动声光偏转器光镊中的基态原子沿钟光束方向加速至恒定速度，并施加一个失谐量可变的脉冲。我们观察到，共振频率随原子速度线性偏移，偏移量为失谐 Δ，这符合多普勒效应的预期 v，其中 $\Delta = k_0 v$表示钟光的波数（图 2a）。将钟激光失谐调至偏移后的共振频率，即可选择性地驱动

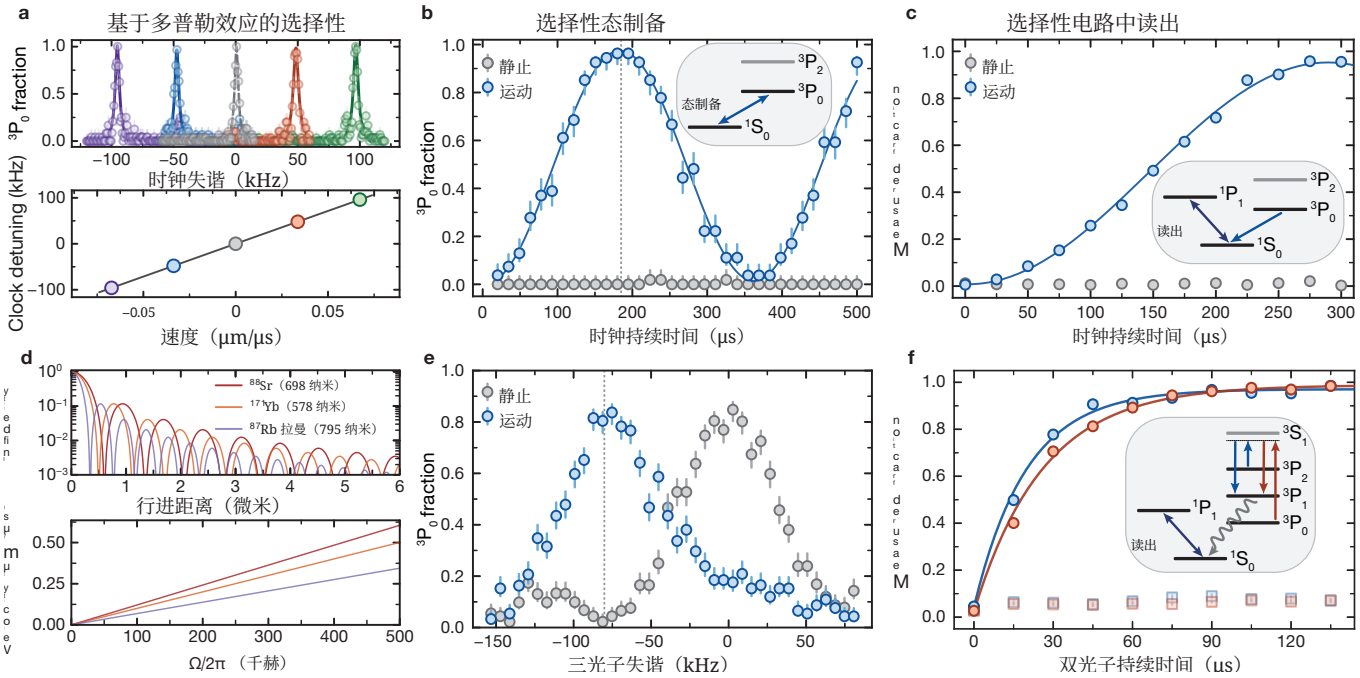


图 2。**速度选择性态制备与测量。a** 原子以不同速度向着或远离 698 纳米时钟激光移动。由于多普勒效应，基态至 $^3P_0$ 共振发生偏移（上图），且该偏移与速度呈预期的线性依赖关系（下图）。**b** 以 0.03 m/s 的恒定速度移动选定原子，并使时钟激光失谐与经多普勒偏移的原子相匹配，即可选择性地对运动原子进行 Rabi振荡，而附近的静止原子保持在基态。通过施加 π-脉冲，实现了将运动原子选择性态制备到亚稳态量子比特流形中。**c** 类似概念也可应用于速度选择性读出，其中初始处于 $^3P_0$，的运动原子被转移至基态。随后，通过快速电路中成像对其进行测量，而静止原子在量子比特流形中不受影响。**b** 与**c** 之间 π-时间的差异，是由于 698 纳米时钟激光所用功率不同所致。**d** 锶和镱中单量子比特时钟跃迁以及铷中采用反向传播光束的拉曼跃迁的速度选择性理论结果。绘制了速度选择性 π-脉冲对静止量子比特造成的非保真度解析曲线，将其表示为运动原子在脉冲期间移动距离的函数（上图）。该非保真度与拉比频率无关，并随移动距离增加而降低。可观察到并可在亚微米移动距离下实现对应于静止原子发生 2π-旋转的失谐零点。在第一个零非保真度点所需的运动原子速度被绘制为拉比频率的函数（下图）。**e** 通过由 679、688 和 689 nm 光束驱动的三光子跃迁，可实现快一个数量级的态制备和读出。图中显示了静止和运动原子的光谱测量；当速度精细调节为沿 688 nm 光束方向的 0.052 m/s 时，静止原子受到的影响最小。**f** 还可通过将两个量子比特态经由耗散性双光子耦合转移至 $^3P_1$，来实现原子向基态的稳健转移；原子在此处衰变，并可通过快速成像进行成像。运动原子（圆点）被抽空，而静止原子保持其原有态（方点）。这表明速度选择性在量子比特重置操作中的潜力。

以恒定速度 $v = 0.03$米/每秒运动的原子发生 Rabi振荡，而附近的静止原子不受影响（图 2b）。在 π时间，我们实现了将运动原子选择性地制备到量子比特流形中，保真度为 97(1)%，与我们的实验中不具备速度选择性的全局控制所达到的保真度相当，并且可通过擦除检测进一步提升 [36]。即使速度如此之低，在.4(3)% 的 π时间，测得静止量子比特的残余激发仅为 0，并且提高速度还能进一步降低残余激发。同一概念也可反向应用于选择性电路中读出。将制备在 $^3P_0$ 态的原子通过时钟脉冲选择性地转移至 $^1S_0$态，随后进行快速电路中成像基态的测量目前是在原子保持静止的情况下进行的 [36]。将时钟持续时间逐渐延长至 π时间后，在电路中成像中检测到的运动原子比例逐渐增加，最高可达 96(1) %；而静止原子在量子比特子空间中仍未被检测到（图2c）。

静止原子因失谐（去）激发而产生的非保真度为 $\pi^2 \mathrm{sinc}^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{1+(\Delta/\Omega)^2}\right)/4$，其中运动原子的拉比频率为 Ω，且施加的是 π 脉冲。我们还可以将失谐与拉比频率之比同运动原子在 π 脉冲期间移动的总距离 d 联系起来，从而得到 $d/\lambda_0 = \Delta/(2\Omega)$。因此，静止原子产生的非保真度仅取决于运动原子在脉冲期间移动的距离（图

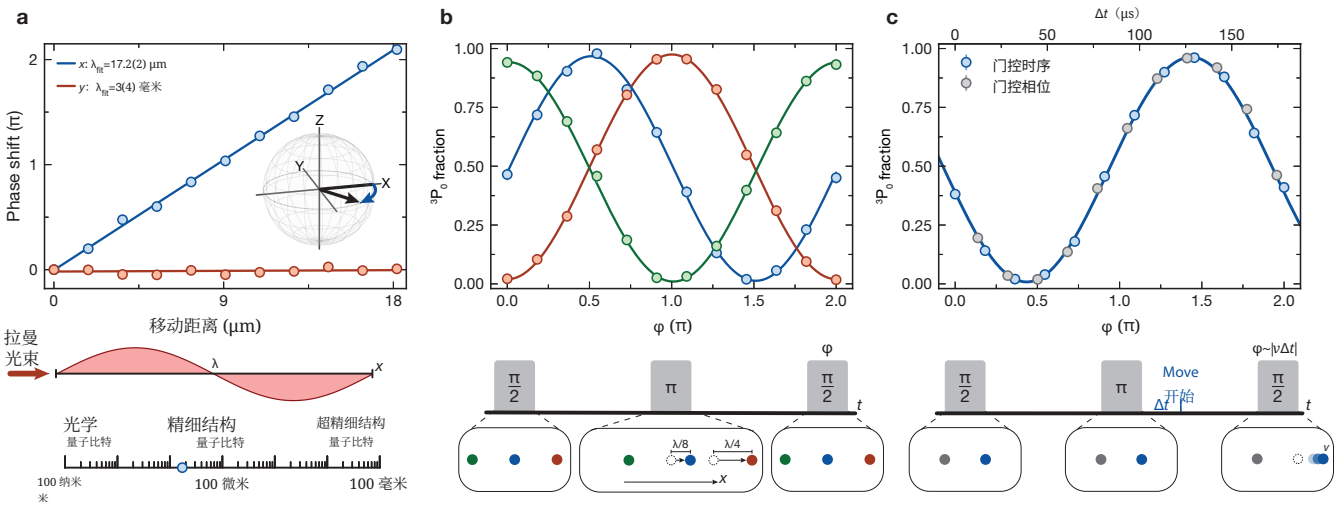


图 3。**通过实时位移实现快速局域旋转。a** 沿拉曼光束方向（x）位移的量子比特在拉姆齐序列中获得的相位经过测量，显示出与 FS 量子比特预期波长一致的线性趋势。沿垂直方向（y）移动则未显示相位偏移，符合预期。FS 量子比特的有效波长处于光学量子比特和超精细量子比特之间的中间区域，因此可以利用微米尺度的位移实现便捷的相位控制。**b** 在回波序列中展示了对量子比特旋转的局域控制。不同原子以不同距离发生位移，显示出预期的拉姆齐信号偏移。在实验中，四个静止原子被限制在静态陷阱中，而两列各含四个原子则被限制在可移动声光偏转器光镊中，并分别独立位移。**c** 静止原子与运动原子的 FS 回波拉姆齐测量。与光学量子比特相比，FS 量子比特对多普勒频移的敏感性更低且拉比频率更高，因此原子无需在门操作期间停止运动。通过改变回波序列中最后一个量子门相对于原子运动的时序，展示了这一点：相位会随量子门作用时原子所处的位置而变化。

）。移动距离达到数微米即可实现高保真操作；通过降低速度，可以实现对应于静止原子 2π 旋转的精细调谐失谐（图 2d，下图），并实现亚μm 的移动。因此，速度选择性的概念具有普适性，可应用于各种平台和量子比特编码（见图2d）；类碱土原子和碱土原子的窄线跃迁尤其适用于局域选择性态制备和读出。速度选择性态制备也完全兼容于三重魔术条件下从$^1S_0$ 到 $^3P_0$ 的三光子激发，其拉比频率 Ω 显著更高，达到 $= 2\pi \times 40$ kHz，相比之下，直接单光子激发的拉比频率为 [37, 40, 41]。我们通过对以恒定速度 $v = 0.052$m/s 运动的原子以及附近的静止原子进行三光子跃迁光谱学，展示了选择性三光子控制（图 2e）。此处，我们对速度进行精细调节，以驱动静止原子发生 2π 旋转，从而最大限度地减小对它们的影响，同时保持较低的移动速度。

超越速度选择性相干控制，我们展示了迈向速度选择性量子比特重置的第一步 [42]，，这对于无需测量的量子纠错方法 [43, 44]具有重要意义。通过从量子比特流形到基态的耗散跃迁可以通过到 $^3P_1$，的双光子跃迁实现，随后发生自发衰变 [37]。我们分别针对两种量子比特态实现了这一跃迁。由于该跃迁具有耗散性，我们通过用三个脉冲驱动每次跃迁来提高布居转移效率，同时让原子在两次驱动之间衰变至基态，等待时间为 40μs（图 2f）。随后进行电路中途测量，确认两种量子比特态均已转移至基态。在静止原子中观察到残余的几个百分点的影响，这主要是由跃迁的耗散性质造成的。由于运动原子旨在被冷却和重置，因此可以考虑以高于此处使用的 0.26m/s 的速度移动原子，即使这会导致加热，从而减少对静止原子造成的不利影响。

接下来，我们展示动态局域控制单量子比特旋转的能力。虽然速度选择性需要较大的动量转移，这在时钟量子比特中得以实现，但对于驱动 FS 量子比特单量子比特旋转的同向传播拉曼光束而言，这种方法的效果较差。因此，我们采用不同的方法，利用沿拉曼光束传播方向变化的空间变化相位来实现局域 Z 旋转。这一概念最近已在光学量子比特的计量学背景下得到展示，所采用的是纳米米尺度的原子位移

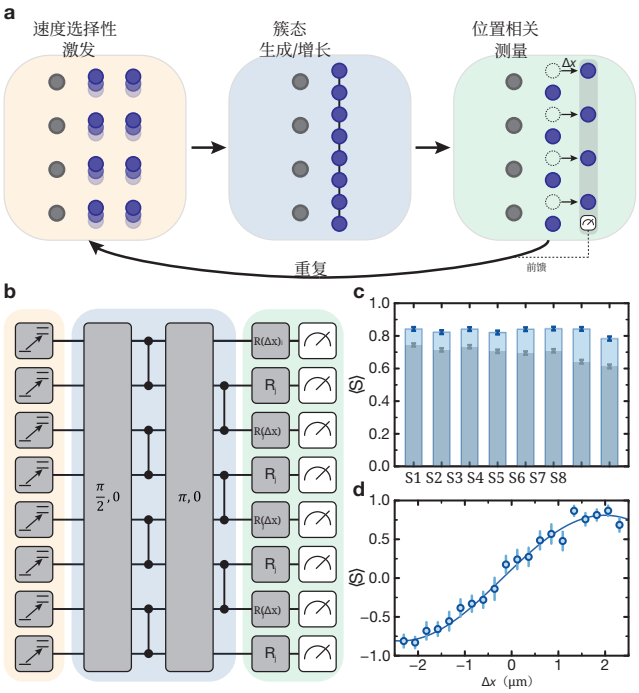


图 4。 **簇态生成**。**a** 利用速度选择性和位置依赖相位进行基于测量的量子计算的概念。将大型储存阵列中的特定原子（蓝色）移动至纠缠区，并选择性地激发至量子比特流形。利用纠缠操作生成新的簇态或扩展已有簇态。根据原子在最终单量子比特旋转期间的位置，实现针对特定原子的测量基。随后可对原子进行选择性测量、重新冷却和回收，以重复这一过程。**b** 我们通过实验展示了这一量子计算方法的基本构件。八个原子被选择性地激发至量子比特流形，同时有四个静止原子保持在基态（未显示）。这八个原子被纠缠成线性簇态，其稳定子为 $S_i = X_i \prod_{j\in\mathcal{N}(i)} Z_j$，其中每个量子比特对应一个泡利 X 门，其相邻量子比特对应泡利 Z 门 $\mathcal{N}(i)$。**c**通过原子位移实现的局域控制来测量稳定子。局域 R_j 旋转由一个回波序列组成（图 3b），在该过程中原子在 π 脉冲期间发生位移。我们获得的平均稳定子期望值，在具备和不具备态分辨探测的情况下分别为 0.830(4) 和 0.694(4)。**d** 扫描一半原子的位移时，测量得到的期望值发生振荡，从而给出 $\lambda_{FS}/8$ 位移处的稳定子值。

精度 [35]。对于 FS 量子比特，其量子比特能量为 17 THz，有效波长为 $\lambda_{FS} \approx 17.2\,\mu\text{m}$。因此，可以通过几微米量级的便捷原子位移实现 π旋转；与光学量子比特相比，这降低了对空间精度和稳定性要求。我们通过实验执行拉姆齐序列来验证局域控制所预期的空间相位图样，在该序列中，被囚禁于声光偏转器光镊中的原子被移动了一个变化的距离，移在第二个 $\pi/2$脉冲（图3a）之前。实际上，沿拉曼光束路径观察到了与预期 FS波长一致的相位累积，而在垂直方向上的相位偏移可以忽略不计。

我们通过位移，利用同时在三组原子上执行的回波序列，实现了局域旋转（图3b）。四个原子被置于静止陷阱中（绿色），另外两组各含四个原子（蓝色和橙色）分别在 $\lambda_{FS}/8$ 和$\lambda_{FS}/4$ 之前发生位移，然后施加 π 回波脉冲。我们观察到拉姆齐信号出现与位置相关的偏移，证实了执行局域 Z 旋转的能力。单量子比特控制光束相对较高的拉比频率（在本次测量中为 $\Omega_{FS} = 2\pi \times 120\,\text{kHz}$），加上 FS 量子比特相对较长的波长，使我们能够在原子运动时执行局域控制的单量子比特旋转。这可以这样理解：运动原子所经历的空间激光相位在量子门期间不会发生显著变化；等价地说，多普勒频移相对于拉比频率很小。我们通过重复相同的回波序列，实验展示了动态执行局域旋转的能力：在前两个脉冲期间原子保持静止，而在最后一个。1m/s 脉冲期间，一组原子（蓝色）以恒定速度 0 $\pi/2$移动（图3c）。相对于最后一个 $\pi/2$脉冲调整移动时序，会由于原子额外移动了一段距离而产生不同的相位。观测到的拉姆齐信号对比度为 95。5(6) %，与通过扫描第二个激光脉冲的相位、利用静止原子获得的参考测量结果（96。2(6) %）无法区分，表明可以对 FS 量子比特进行动态局域控制。

所展示的速度选择性态制备与测量，结合局部单量子比特旋转，为探索基于测量和电路的量子计算的两项关键应用打开了大门。在基于测量的量子计算中，会生成一个大型且具有计算用途的资源态，例如簇态，并通过一系列单量子比特测量和经典前馈来执行计算 [45]。重要的是，整个计算所需的大型簇态无需一次性生成，而可以在计算过程中逐步扩展，同时态的其他部分已经完成测量 [46]。所展示的工具是以下速度辅助的基于测量的量子计算方案（图4）的关键构成模块。设想一个处于基态的原子库，原子被囚禁在光镊中，如同我们的实验；或者也可以将其囚禁在大型光学晶格中，并持续向其中装载原子 [14–18]。在计算的每一步中，从原子库中选取的原子由可移动光镊拾取，并在移动到附近的纠缠区时被选择性激发至量子比特流形。随后并行执行单量子比特门和双量子比特门

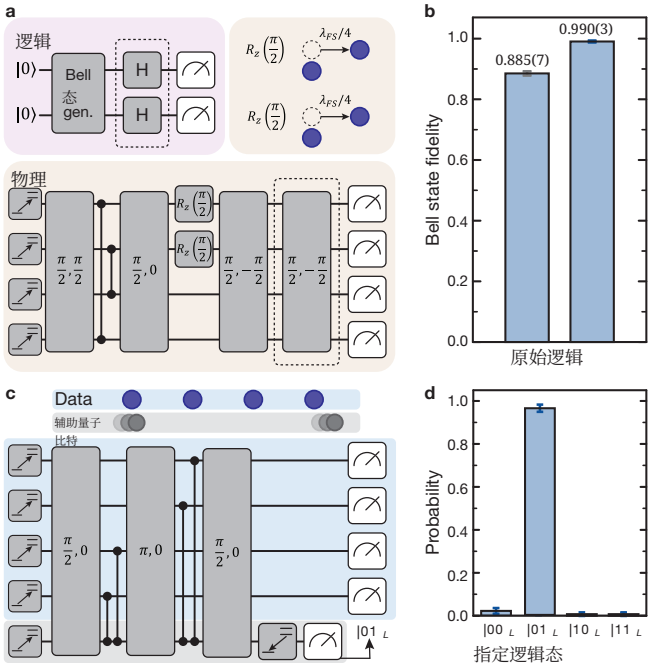


图 5. **逻辑量子比特之间的纠缠。a**我们实现了一种 $[[4,2,2]]$ 错误检测码，并制备了一个逻辑贝尔态，其保真度下界通过在 X（虚线框）和 Z 基底下进行测量来确定。借助原子位移实现局域控制，我们使用四个量子比特容错地生成了逻辑贝尔态。在对测量结果的奇偶性进行后选择后，观测到逻辑保真度为 99.0(3) %，显著高于同一序列中由物理量子比特对制备的各个物理贝尔态的保真度（**b**）。**c** 我们使用一个以恒定速度运动的飞行辅助量子比特来制备 $[[4,2,2]]$ 码的逻辑 $|01\rangle_L$ 态。辅助量子比特被选择性地激发到量子比特流形中，使用掠过式 CZ 门与所有数据量子比特执行纠缠操作，并在选择性三光子跃迁至基态后通过快速成像进行测量。通过快速成像测量辅助量子比特后，我们以 96(2) % 的概率识别出 $[[4,2,2]]$-码的正确态。

，以生成初始簇态或扩展已有簇态。随后，将簇态中选定的原子置于控制拉曼光束路径上的不同位置，并在脉冲作用期间将其旋转至所需的测量基。最后，将这些原子选择性地转移至基态以进行测量。借助高存活率和快速成像 [47],，可以迅速提取并处理信息，同时冷却已测量的原子。之后，冷却后的原子可用于补充原子库。此过程可重复进行，并在各步骤之间执行经典前馈操作，直至完成整个计算。

我们通过实验演示了这一概念的基本构建模块。作为初始储存区的十二个原子被囚禁在静态光镊中。其中八个原子被可移动光镊拾取并激发通过速度选择性时钟脉冲进入量子比特流形，而另外四个原子仍处于基态。随后，一半原子被置于静态光镊中，另一半则留在可移动光镊中。利用全局单量子比特旋转和双量子比特门，生成一个八量子比特线性簇态（图4b）。在两层并行纠缠门操作期间，可移动光镊相对于静态光镊的位置决定了簇态的连接性。最后，通过测量稳定子来评估所生成态中的纠缠。利用 Z 通过沿拉曼光束传播路径移动原子来实现的旋转，可局域选择不同原子的测量基，所采用的回波脉冲序列如图3b所示。所有稳定子的数值，无论是否（蓝色）对最终态分辨探测中所有原子均存在进行后选择（灰色），都高于0。5（图4c），从而证明了簇链的不可分离性 [22, 48, 49]。态分辨探测对于基于测量的量子计算尤其有用，因为每一步都可以检测到损失，并通过适当的量子纠错码高效地加以处理 [50, 51]。改变用于稳定子测量的一半原子的位移后，所测关联量的平均期望值（每个关联量均涉及一个发生位移的原子）呈正弦振荡（图4d） [52]。

作为第二个示例，我们通过两个 $[[4,2,2]]$ 错误检测码 [53–56] 实例，探讨已开发能力作为基于电路的量子计算和量子纠错的关键构建模块所具有的前景；这两个实例总共对应四个逻辑量子比特。我们首先使用容错电路，在每个 $[[4,2,2]]$码块内生成编码后的逻辑贝尔态，其中局部旋转通过沿拉曼光束路径移动特定原子来实现 [55]（图5a）。我们对所有量子比特进行测量，测量基底为 Z 或 X基底（使用横向哈达玛门 [55]），以获得逻辑态保真度的下界$F_L \geq (\langle X_L X_L\rangle + \langle Z_L Z_L\rangle)/2$ [57]。利用各基底下物理测量态的奇偶性来检测 $[[4,2,2]]$ 码中的错误。仅考虑与该码稳定子相容的正奇偶性数据（丢弃了 10.6% 的数据）后，我们得到的逻辑保真度为 99.0(3)%（图5b），显著高于同一序列中制备的物理量子比特对的原始贝尔态保真度（88.5(7)%）。此外，逻辑贝尔态保真度也略高于我们在同一平台上对物理量子比特所取得的最佳保真度 [36]。

最后，我们将单量子比特实时控制与掠过式 CZ 门相结合，利用飞行辅助量子比特实现稳定子测量。使用时钟脉冲对编码$[[4,2,2]]$ 码的四个原子以及一个辅助原子进行选择性激发。为生成 $[[4,2,2]]$ 码的 $|01\rangle_L$ 逻辑态，辅助原子以恒定速度 $v = 0.1\mathrm{m/s}$沿着数据

量子比特，距其 2µm。辅助原子通过掠过式 CZ 门与所有数据量子比特纠缠，随后使用速度选择性三光子跃迁将其 $^3P_0$ 布居转移至基态，并进行快速电路中途探测（图5c）。然后，对数据量子比特进行态分辨测量，并根据四个量子比特的物理态确定生成的逻辑态（图5d）。在辅助量子比特成功完成电路中途测量的情况下，96(2) % 的有效结果测得了正确的逻辑态（14 % 的实验次数因奇偶性错误而被舍弃）。有关掠过式 CZ 门以及重复辅助量子比特测量结果的更多信息，请参阅补充信息 [33]。

总之，我们展示了一种新颖的基于速度的架构，可利用中性原子实现快速量子计算。虽然我们的实验演示基于锶的 FS 量子比特，但所提出的思路具有普适性，经过适当调整后可应用于任何中性原子平台。例如，对于有效波长处于毫米尺度的超精细量子比特 [22],，可以改变控制拉曼光束之间的相对夹角，从而沿给定的传播轴设定所需的有效波长，以通过位移或速度选择性实现局域控制。然而，缺少解耦稳定态会使位点选择性成像和非破坏性成像变得复杂；这可能需要专门的空间区域、长距离穿梭以及隐藏光束 [16],，并且 [58可能还需结合基于腔的读出60]。此外，虽然我们的方法无需空间区域，仅使用全局控制光束和光镊即可实现架构，但也可以采用聚焦光束（可进行动态控制） [31]以及多个空间区域 [19, 22] ，并结合本文提出的思路，以提高灵活性。例如，可以在每个区域内实现速度选择性以及局域单量子比特控制，从而减少原子在不同区域间穿梭所需的时间开销，同时仍可使用专门区域执行纠缠门或读出，以降低所需的里德伯激光功率或成像激光功率。

除了当前的演示之外，我们还可以设想让沿曲线轨迹运动的原子执行即时操作，以及通过交换操作，在不停下来的情况下将信息从运动原子传递给静止原子或反向传播的原子。这将为重复进行综合征读出开辟道路，同时最大限度地减少辅助量子比特开销。未来，快速高效的原子穿梭 [61–63] 以及硬件改进（例如使用快速空间光调制器 [12, 64–66]，以不同速度和方向同时移动多个原子），可进一步提升我们的方法的可扩展性，使其超越标准声光偏转器。在编译层中，速度赋能计算为物理或逻辑电路层级的优化开辟了新的维度，例如寻找能够最大限度发挥该平台优势的量子纠错码，或寻找可在该平台上高效运行的应用。最后，我们预计，基于速度赋能的掠过式操作的平台——其中量子比特存储在运动光学晶格或大型光镊阵列中——能够突破当前中性原子量子计算机的扩展限制，并为构建基于中性原子的可扩展量子计算机铺平道路。

我们感谢马克斯·普朗克学会（MPG）、德国科学基金会（DFG）通过德国卓越战略 EXC-2111–390814868 提供的资助，以及通过 JST-DFG2024：日德“量子技术”联合征集项目（Japan-JST-DFG-ASPIRE 2024）在 DFG 资助编号 554561799 下提供的资助；同时感谢巴伐利亚州政府高科技议程增强版框架下慕尼黑量子谷倡议的资助，以及德国联邦研究、技术与航天部通过 MUNIQC-Atoms 和 MAQCS 项目提供的资助。本出版物还获得了地平线欧洲计划 HORIZON-CL4-2022-QUANTUM-02-SGA 项目 101113690（PASQuanS2.1）的资助。J.Z. 感谢德国联邦研究、技术与航天部通过“量子技术——从基础研究到市场”项目（SNAQC，资助编号 13N16265）提供的支持。

O.L. 感谢罗斯柴尔德和CHE量子科学与技术奖学金提供的支持。H.T.、M.A. 和 R.T. 感谢国际马克斯·普朗克量子科学与技术研究生院（IMPRS）提供的资助。M.A. 感谢赫克托研究员学院提供的奖学金支持。F.G. 感谢瑞士国家科学基金会提供的资助（基金编号：P500PT 203162）。利益冲突：J.Z. 是 PlanQC GmbH 的共同创办人和股东。

* ohad.lib@mpq.mpg.de

† 现地址：哈佛大学物理系，剑桥，马萨诸塞州 02138，美国

[1] C. Gidney，如何用不到一百万个含噪量子比特分解 2048 位 RSA 整数（2025年），arXiv:2505.15917。[2] S. J. Evered、D. Bluvstein、M. Kalinowski、S. Ebadi、T. Manovitz、H. Zhou、S. H. Li、A. A. Geim、T. T. Wang、N. Maskara， *et al.*，中性原子量子计算机上的高保真并行纠缠门，《自然》**622**，268（2023）。[3] M. Peper、Y. Li、D. Y. Knapp、M. Bileska、S. Ma、G. Liu、P. Peng、B. Zhang、S. P. Horvath、A. P. Burgers， *et al.*，用于高保真双量子比特门的 ^{171}Yb 里德伯态的光谱学与建模，《物理评论X》**15**，011009（2025年）。[4] J. Muniz、M. Stone、D. Stack、M. Jaffe、J. Kindem、L. Wadleigh、E. Zalys-Geller、X. Zhang、C.-A. Chen、M. Norcia， *et al.*，高保真通用门应用于^{171}Yb 基态核自旋量子比特，《PRX量子》

6，020334（2025年）。[5] K. Sun、B.-S. Li、T. Shi、A. L. Shaw、R. Finkelstein 和 M. Endres，《高保真里德伯纠缠门的基准测试与保真度响应理论》，《PRX量子》6，010331（2025年）。[6] A. Radnaev、W. Chung、D. Cole、D. Mason、*et al.*，《具有独立光学寻址和非破坏性读出的通用中性原子量子计算机》，《PRX量子》6，030334（2025年）。[7] A. Senoo、A. Baumg¨artner、J. W. Lis、G. M. Vaidya、Z. Zeng、G. Giudici、H. Pichler 和 A. M. Kaufman，《原子阵列中的高保真纠缠与相干多量子比特映射》（2025年），arXiv:2506.13632。[8] R. Lin、Y. Li、L.-T. Zheng、T.-R. Hu、S.-Y. Chen、H.-M. Wu、Y.-C. Zhang、H.-W. Cheng、Y.-H. Deng、Z. Wu、M.-C. Chen、J. Rui、C.-Y. Lu 和 J.-W. Pan，《通过电路中途操作在中性原子电路中维持高保真量子逻辑》（2026年），arXiv:2603.01612。[9] R. Tao、M. Ammenwerth、F. Gyger、I. Bloch 和 J. Zei-her，《光学晶格中大规模原子阵列的高保真探测》，Physical Review Letters 133，013401（2024年）。[10] L. Pause、L. Sturm、M. Mittenb¨uhler、S. Amann、T. Preuschoff、D. Sch¨affner、M. Schlosser 和 G. Birkl，《超强二维光镊阵列：包含逾1000个原子量子比特》，Optica 11，222（2024年）。[11] H. J. Manetsch、G. Nomura、E. Bataille、X. Lv、K. H. Leung 和 M. Endres，《包含6100个高相干原子量子比特的光镊阵列》，《自然》647，60（2025年）。[12] R. Lin、H.-S. Zhong、Y. Li、Z.-R. Zhao、L.-T. Zheng、T.-R. Hu、H.-M. Wu、Z. Wu、W.-J. Ma、Y. Gao、*et al.*，《借助人工智能并行组装数千个无缺陷中性原子阵列》，Physical Review Letters 135，060602（2025年）。[13] A. Holman、Y. Xu、X. Sun、J. Wu、M. Wang、Z. Zhu、B. Seo、N. Yu 和 S. Will，《在超表面光镊阵列中捕获单个原子》，《自然》649，859（2026年）。[14] F. Gyger、M. Ammenwerth、R. Tao、H. Timme、S. Sni-girev、I. Bloch 和 J. Zeiher，《光学晶格中大规模原子阵列的连续运行》，Physical Review Research 6，033104（2024年）。[15] M. A. Norcia、H. Kim、W. B. Cairncross、M. Stone、A. Ryou、M. Jaffe、M. Brown、K. Barnes、P. Battaglino、T. Bohdanowicz、*et al.*，《利用腔增强光学晶格迭代组装 ^{171}Yb原子阵列》，《PRX量子》5，030316（2024年）。[16] N.-C. Chiu、E. C. Trapp、J. Guo、M. H. Abobeih、L. M. Stewart、S. Hollerith、P. L. Stroganov、M. Kalinowski、A. A. Geim、S. J. Evered、*et al.*，《相干的3000量子比特系统的连续运行》，《自然》646，1075（2025年）。[17] Y. Li、Y. Bao、M. Peper、C. Li 和 J. D. Thompson，《中性原子量子比特阵列中快速、连续且相干的原子替换》（2025年），arXiv:2506.15633。[18] J. Muniz、D. Crow、H. Kim、J. Kindem、W. Cairncross、A. Ryou、T. Bohdanowicz、C.-A. Chen、Y. Ji、A. Jones、*et al.*，《中性原子量子计算机上用于逻辑计算的辅助量子比特重复利用》，《物理评论X》15，041040（2025年）。[19] D. Bluvstein、A. A. Geim、S. H. Li、S. J. Evered、J. P. Bonilla Ataides、G. Baranes、A. Gu、T. Manovitz、M. Xu、M. Kalinowski、*et al.*，《用于通用量子计算的容错中性原子架构》，《自然》649，39 (2025年)。[20] J. Beugnon, C. Tuchendler, H. Marion, A. Ga¨etan, Y. Miroshnychenko, Y. R. Sortais, A. M. Lance, M. P. Jones, G. Messin, A. Browaeys, *et al.*, 在光镊中对单个原子量子比特进行二维输运与转移, 《自然物理》3, 696 (2007). [21] A. Lengwenus, J. Kruse, M. Schlosser, S. Tichelmann, and G. Birkl, 可扩展移位寄存器中原子量子态的相干输运, Physical review letters 105, 170502 (2010). [22] D. Bluvstein, H. Levine, G. Semeghini, T. T. Wang, S. Ebadi, M. Kalinowski, A. Keesling, N. Maskara, H. Pichler, M. Greiner, *et al.*, 基于纠缠原子阵列相干输运的量子处理器, 《自然》604, 451 (2022). [23] D. Gottesman, 具有恒定开销的容错量子计算 (2013), arXiv:1310.2984. [24] N. P. Breuckmann and J. N. Eberhardt, 量子低密度奇偶校验码, 《PRX量子》2, 040101 (2021). [25]L. Pecorari, S. Jandura, G. K. Brennen, and G. Pupillo, 面向长程连接中性原子寄存器的高码率量子LDPC码, Nature Commu- nications 16, 1111 (2025). [26] C. Poole, T. Graham, M. Perlin, M. Otten, and M. Saffman, 采用优化里德伯量子门快速实现量子低密度奇偶校验码的架构, 《物理评论A》111, 022433 (2025). [27] H. Zhou, C. Zhao, M. Cain, D. Bluvstein, N. Maskara, C. Duckering, H.-Y. Hu, S.-T. Wang, A. Kubica, and M. D. Lukin, 通用量子计算的低开销横向容错, 《自然》646, 303 (2025). [28] Y. Stade, L. Schmid, L. Burgholzer, and R. Wille, 分区中性原子架构上逻辑纠缠门的抽象模型与高效路由, 载于2024 *IEEE International Conference on Quantum Computing and Engineering (QCE)* 1 2024 784 , 第卷 (IEEE,) 第–795页。[29]D. B. Tan, D. Bluvstein, M. D. Lukin, and J. Cong, 为动态现场可编程中性原子阵列处理器编译量子电路, Quantum 8, 1281 (2024). [30] T. Graham, Y. Song, J. Scott, C. Poole, L. Phuttitarn, K. Jooya, P. Eichler, X. Jiang, A. Marra, B. Grinke- meyer, *et al.*, 中性原子量子计算机上的多量子比特纠缠与算法, 《自然》604, 457 (2022). [31] R. Rines, B. Hall, M. H. Teo, J. Viszlai, D. C. Cole, D. Mason, C. Barker, M. J. Bedalov, M. Blakely, T. Both-well, *et al.*, 运动与原位纠缠相结合的逻辑架构演示：肖尔算法、恒定深度CNOT阶梯和多超立方体码 (2025), arXiv:2509.13247. [32] K. Sahay, J. Jin, J. Claes, J. D. Thompson, and S. Puri, 适用于具有偏置擦除错误的中性原子量子比特的高阈值码, 《物理评论X》13, 041013 (2023). [33] 参见补充材料。[34] T. W. H¨ansch and A. L. Schawlow, 激光辐射冷却气体, Optics Communications 13, 68 (1975). [35] A. L. Shaw, R. Finkelstein, R. B.-S. Tsai, P. Scholl, T. H. Yoon, J. Choi, and M. Endres, 通过编程局域旋转并移动原子实现多系综计量, 《自然物理》20, 195 (2024). [36] R. Tao, O. Lib, F. Gyger, H. Timme, M. Ammenwerth, I. Bloch, and J. Zeiher, 亚稳态

锶-88中的量子比特 (2025), arXiv:2506.10714. [37] M. Ammenwerth, H. Timme, F. Gyger, R. Tao, I. Bloch, and J. Zeiher, 在 ^{88}Sr中实现快速三重魔法全光学三能级量子比特, Physical Review Letters 135, 143401 (2025). [38] G. Unnikrishnan, P. Ilzh¨ofer, A. Scholz, C. H¨olzl, A. G¨otzelmann, R. K. Gupta, J. Zhao, J. Krauter, S. Weber, N. Makki, *et al.*, 单个碱土原子中精细结构量子比特的相干控制, Physical Review Letters 132, 150606 (2024). [39] S. Pucher, V. Kl¨usener, F. Spriestersbach, J. Geiger, A. Schindewolf, I. Bloch, and S. Blatt, 编码于光学晶格中囚禁的亚稳态锶的精细结构量子比特, Physical Review Letters 132, 150605 (2024). [40] J. He, B. Pasquiou, R. G. Escudero, S. Zhou, M. Borkowski, and F. Schreck, 锶钟跃迁的相干三光子激发, Physical Re- view Research 7, L012050 (2025). [41] S. P. Carman, J. Rudolph, B. E. Garber, M. J. Van de Graaff, H. Swan, Y. Jiang, M. Nantel, M. Abe, R. L. Barcklay, and J. M. Hogan, 强禁戒光学钟跃迁的共线三光子激发, 《物理评论X》 15, 031051 (2025). [42] J. W. Lis, A. Senoo, W. F. McGrew, F. R¨onchen, A. Jenkins, and A. M. Kaufman, 中性原子阵列中采用OMG架构的线路中途操作, 《物理评论X》 13, 041035 (2023). [43] S. Heußen, D. F. Locher, and M. M¨uller, 近期设备中的无测量容错量子纠错, 《PRX量子》 5, 010333 (2024). [44] F. Butt, D. F. Locher, K. Brechtelsbauer, H. P. B¨uchler, and M. M¨uller, 无测量、可扩展且容错的通用量子计算, 《科学进展》 11, eadv2590 (2025). [45] H. J. Briegel, D. E. Browne, W. D¨ur, R. Raussendorf, and M. Van den Nest, 基于测量的量子计算, 《自然物理》 5, 19 (2009). [46] C. Sch¨on, E. Solano, F. Verstraete, J. I. Cirac, and M. M. Wolf, 纠缠多量子比特态的序贯生成, Physical review letters 95, 110503 (2005). [47] A. Muzi Falconi, R. Panza, S. Sbernardori, R. Forti, R. Klemt, O. Abdel Karim, M. Marinelli, and F. Scazza, 微秒尺度的镱原子阵列高存活率、分辨粒子数检测, Physical Review Let- ters 135, 203402 (2025). [48] G. T´oth and O. G¨uhne, 稳定子形式体系中的纠缠检测, Physical Review A—Atomic, Molec- ular, and Optical Physics 72, 022340 (2005). [49] R. White, V. Ramesh, A. Impertro, S. Anand, F. Cesa, G. Giudici, T. Iadecola, H. Pichler, and H. Bernien, 双物种里德伯处理器上的量子元胞自动机 (2026), arXiv:2601.16257. [50] R. Raussendorf, J. Harrington, and K. Goyal, 簇态量子计算中的拓扑容错, 《新物理学杂志》 9, 199 (2007). [51] J. M. Auger, H. Anwar, M. Gimeno-Segovia, T. M. Stace, and D. E. Browne, 采用非确定性纠缠门的容错量子计算, 《物理评论A》 97, 030301 (2018). [52] R. Raussendorf, D. E. Browne, and H. J. Briegel, 簇态上的基于测量的量子计算, 《物理评论A》 68, 022312 (2003). [53] L. Vaidman, L. Goldenberg, and S. Wiesner, 四粒子错误预防方案, Physical Review A 54, R1745（1996年）。

[54] B. Reichardt、A. Paetznick、D. Aasen、I. Basov、J. M. Bello-Rivas、P. Bonderson、R. Chao、W. van Dam、M. B. Hastings、R. V. Mishmash、*et al.*基于中性原子处理器的容错量子计算（2024），arXiv:2411.11822。[55] W. C. Chung、D. C. Cole、P. Gokhale、E. B. Jones、K. W. Kuper、D. Mason、V. Omole、A. G. Radnaev、R. Rines、M. H. Teo、*et al.*利用中性原子逻辑量子比特实现容错操作与材料科学，npj Quantum Information 11，15（2025）。[56] B. Zhang、G. Liu、G. Bornet、S. P. Horvath、P. Peng、S. Ma、S. Huang、S. Puri 和 J. D. Thompson，利用亚稳态 ^{171}Yb原子逻辑量子比特中的擦除错误（2025），arXiv:2506.13724。[57] O. G¨uhne 和 G. T´oth，纠缠检测，Physics Reports 474，1（2009）。[58] E. Deist、Y.-H. Lu、J. Ho、M. K. Pasha、J. Zeiher、Z. Yan 和 D. M. Stamper-Kurn，中性原子阵列中的电路中途腔测量，Physical Review Letters 129，203602（2022）。[59] B. Grinkemeyer、E. Guardado-Sanchez、I. Dimitrova、D. Shchepanovich、G. E. Mandopoulou、J. Borregaard、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin，通过光学腔介导的中性原子错误检测量子操作，Science 387，1301（2025）。[60] B. Hu、J. Sinclair、E. Bytyqi、M. Chong、A. Rudelis、J. Ramette、Z. Vendeiro 和 V. Vuleti´c，位点选择性腔读出与5位原子寄存器的经典纠错，Physical Review Letters 134，120801（2025）。[61] N. Lam、A. Peter、T. Groh、W. Alt、D. Meschede、T. Calarco、S. Montangero 和 A. Alberti，演示原子远距离态之间的量子最速路径，Physical Review X 11，011035（2021）。[62] S. Hwang、H. Hwang、K. Kim、A. Byun、K. Kim、S. Jeong、M. Pratama Soegianto 和 J. Ahn，利用光镊实现快速可靠的原子输运，Optica Quantum 3，64（2025）。[63] K. Kim、K. Kim 和 J. Ahn，用于原子重排的闪烁光镊，Advanced Quantum Technologies 8，2500531（2025）。[64] M. Ammenwerth、H. Timme、V. Giardini、R. Tao、F. Gyger、O. Lib、D. Berndt、D. Kourkoulos、T. Rom、I. Bloch、*et al.*紫外光谱范围内的动态空间光调制，Physical Review Applied 24，034031（2025）。[65] X. Wei、Z. Li、A. V. Karve、A. L. Shaw、D. I. Schuster 和 J. Simon，一种10兆赫兹空间光调制器（2026），arXiv:2601.08906。[66] E. Bytyqi、J. Sinclair、J. Ramette 和 V. Vuleti´c，一种用于任意二维光势兆赫兹速率光栅扫描的器件（2026），arXiv:2602.16025。[67] Y.-X. Chao、Z.-X. Hua、X.-H. Liang、Z.-P. Yue、C. Jia、L. You 和 M. K. Tey，通过自适应 Pound-Drever-Hall 前馈稳健抑制高频激光相位噪声，Physical Review Applied 23，L011005（2025）。

补充信息

实验装置详情

我们的实验装置利用静态和动态光镊俘获单个锶原子，光镊的波长为813纳米（图 $^1S_0$ 至 $^3P_0$ 钟跃迁的魔法波长。互组合线上的西西弗斯冷却可实现高保真、低损耗成像 [36]。此外，还采用边带冷却，使原子接近其径向运动基态（$\bar{n} \approx 0.1$）。快速成像采用461 纳米的反向传播脉冲，在不进行冷却的情况下于数十微秒内破坏性地完成。使用496 纳米的再泵浦激光，选择性地将原子从 $^3P_2$ 态转移到基态，同时尽量减少与 $^3P_0$ 量子比特态的耦合，从而实现态分辨探测（SRD）。

在 $^3P_0$ 态中的态制备，可通过以下任一方式实现：使用功率为 10mW、波长为 698纳米的钟激光，并施加 420G 磁场进行单光子跃迁；或采用下文所述的三光子跃迁。对于相干操作，通过将 19G 磁场调至相对于光镊偏振 [37] 的平面内角度 79°，使精细结构（FS）量子比特在魔法条件下受到囚禁。

有关上述实验步骤的更多信息，请参阅我们近期发表的论文 [9, 31, 37]。在本研究中，我们进一步进行了多项实验升级。我们将可移动光镊的偏振与静态光镊的偏振对齐，使 FS 量子比特能够在静态和动态陷阱中同时处于魔法条件下并受到相干囚禁。我们展示并基准测试了 FS 量子比特在回波拉姆齐序列中的相干搬运，结果表明，搬运距离为 17。2μm 时，拉姆齐信号的对比度在数十次移动后仍得以保持。具体而言，我们来回移动，并在返回点执行一次 π脉冲（图 S1b）。一次移动定义为两个这样的返回点之间的一次行程。此外，我们提高了 CZ 门的保真度，并对拉曼激光系统和三光子激光系统进行了重大改进，以实现更高的拉比频率，详情见下文各节。

拉曼和三光子光束

我们使用共传播的 679纳米米和 707纳米米激光器对 FS 量子比特实施单量子比特门，这两台激光器相对于 $^3S_1$ 态均失谐 12GHz。由于两台激光器在 FS 量子比特上产生符号相反的光频移，我们选择了一个神奇功率比，使量子比特能量的有效频移为零（图 S1c）。与我们此前的工作不同，我们使用锁定到同一个高精细度腔的外腔二极管激光器（ECDLs），而不是频率梳。这使我们能够将庞德–德雷弗–霍尔伺服峰推高至 MHz 以上，从而降低 100kHz 至 1MHz 相关频率范围内的相位噪声。

因此，使用每束光对应的注入锁定放大器，我们可以将此前使用的 20 kHz 拉比频率提高最多两个数量级，并在冻结原子区工作。在图 S1d 中，我们展示了拉比频率为 200 kHz 时的单量子比特克利福德门保真度随机基准测试，其保真度与我们先前的工作相当 [36]，而门速提高了一个数量级。在本文所示的实验结果中，我们对每束光使用约 4 mW 的功率，在原子平面内光束尺寸为 130μm × 1.2 mm 时，得到 120 kHz 的拉比频率。通过利用前馈进行相位噪声抑制，我们预计在不久的将来可以实现拉比频率达到 MHz 量级且保真度更高的量子门 [67]。

对于态制备与测量，使用连接基态和 $^3P_0$ 的三光子跃迁 [37, 40, 41]。为此，将 688 nm 和 689 nm 的外腔二极管激光器分别锁定到同一高精细度腔的不同孔径上，FS 激光器也锁定在该腔上。688 nm 激光器使用注入锁定放大器进行放大。我们相对于 $^3S_1$ 采用 12 GHz 的红失谐，相对于 $^3P_1$采用 *20 MHz* 的红失谐，$m_J=-1$。679 nm、688 nm 和 689 nm 激光器的功率分别为 4.5 mW、10 mW 和 1 mW。689 nm 光束与 FS 光束同向传播，但具有正交偏振。688 nm 光束从正交方向入射，光束直径为 100μm。实验中使用的相关激光束方向如图 S1a 所示。我们以约 40 kHz 的拉比频率获得了 97% 的态制备保真度（图 S1e）。

使用相同的激光装置、光束方向以及相对于$^3S_1$的失谐来实现到 $^3P_1$ 的双光子跃迁。在这种情况下，为避免$^3P_1$ 中的原子经由 $^3S_1$, 发生散射，将 688 nm 的功率降低了两个数量级以上，而 679 nm 和 707 nm 的功率则保持与控制 FS 量子比特时相同。

静态和掠飞式 CZ 门

我们通过时间最优脉冲实现 CZ 门，将 $^3P_0$ 量子比特态与 $n = 47\,^3S_1, m_J = -1$里德伯态耦合。用于驱动里德伯跃迁的紫外激光系统与我们此前的演示 [36]完全相同。然而，我们通过经验观察到，实验室中的湿度波动会影响量子门性能的整体稳定性。通过改进湿度控制，实现了约 2% 量级的湿度稳定性。在这些条件下，我们观察到，光束位置和里德伯共振在全天范围内都足够稳定，从而能够实现高保真度量子门。

事实上，我们观察到，最优门参数在一天以上的时间内都保持稳定。通过 Hessian矩阵得到的有效参数

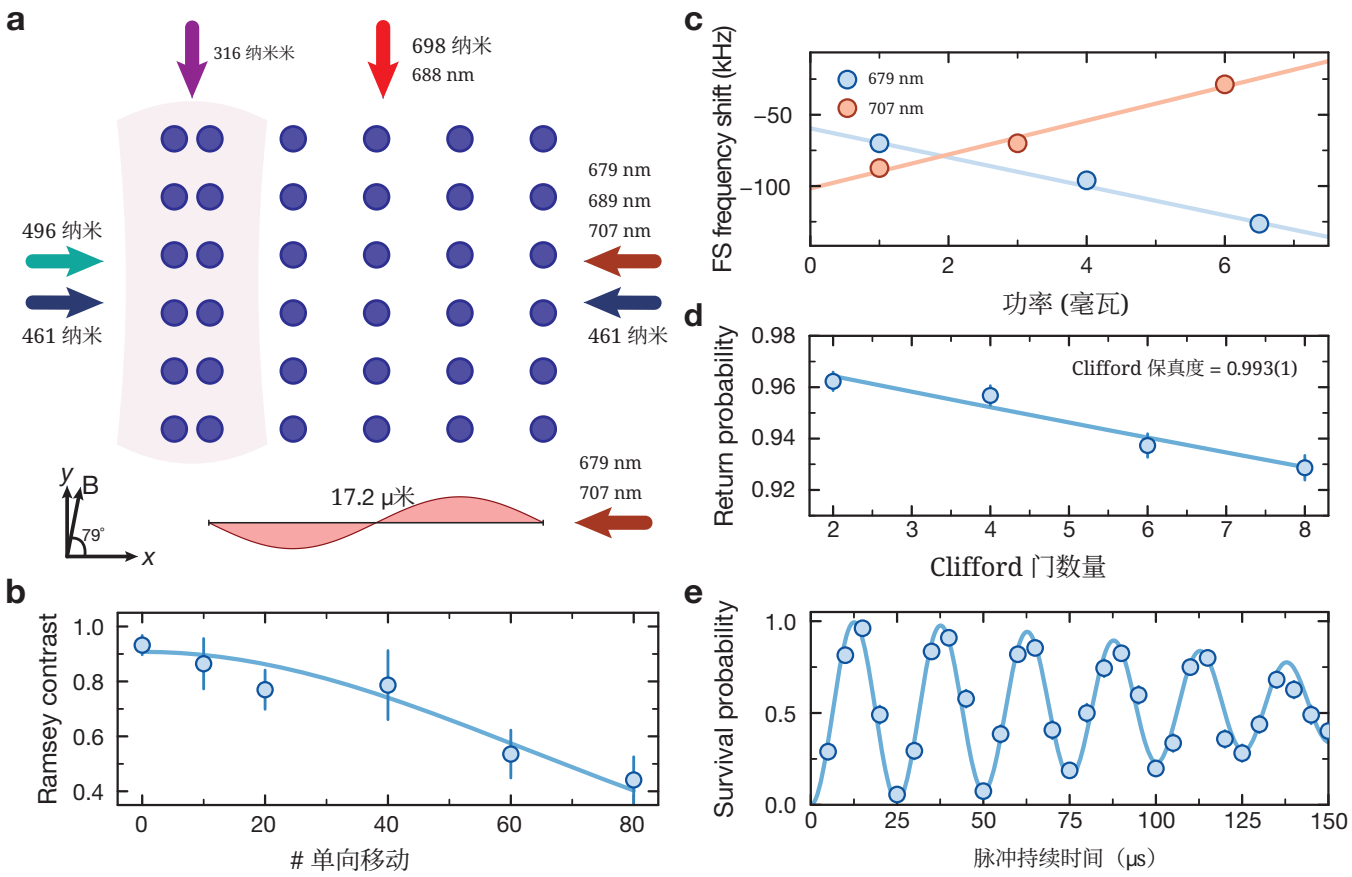


图 S1。**实验细节。a** 实验装置示意图。图中标出了813纳米静态陷阱位点（蓝色圆圈；未按比例绘制）。最左侧的两列用于校准和基准测试静态陷阱中的受控相位门，在水平方向上相距2 μm，垂直方向上相距13 μm。其余各列具有相同的垂直间距，但水平方向上的间距为4.3 μm，即FS波长的四分之一。这些列目前仅用于在最左侧列中整理无缺陷阵列，或储存随后将被转移至计算所用动态光镊中的原子。因而，所有涉及受控相位门的测量均在纠缠区进行，静态原子储存在从左数第二列中，动态原子则在附近运动。图中还展示了相关光束的方向，以及磁场相对于光镊偏振（x-方向）的取向。**b** FS 量子比特进行单向17.2 μm长移动时的Ramsey对比度，其中在返回点施加 π-脉冲。图中绘制了高斯衰减拟合曲线以辅助观察；在数十次移动中仍能保持相干性（拟合结果为90(10)次）。**c** 展示了Raman FS跃迁的失谐随679 nm和707 nm光束功率的变化关系，其中另一束光的功率保持不变。根据线性拟合的斜率可得到一个神奇功率比。**d** 在200 kHz拉比频率下对单量子比特门进行Clifford随机基准测试。**e** 在600 μK陷阱中，基态与 $^3P_0$, 之间三光子跃迁的Rabi振荡；演化结束后将基态原子推开。目前，相干Rabi振荡的次数受限于从 $^3P_1$ 态发生的散射。

经过 [4, 36]校准，方法是在包含十个 CZ门的回波序列中最大化返回概率 [5]。在 5 MHz 拉比频率下的误差预算如图 S2a 所示，并且与实验结果吻合良好。将另一个量子比特态 $^3P_2$, 耦合到里德伯态，将消除该态的电离；在进行态分辨探测之前，电离限制了我们当前的保真度 [36]。我们预计，即使不进行损耗校正，略高的拉比频率以及具有更高 n 的里德伯态也将使量子门保真度超过 99。9% 的水平。

对于掠过式 CZ 门，其他非保真度来源应予以考虑。由于运动原子在快速量子门操作期间移动的距离仅限于几十纳米，因此，只要脉冲时序正确，大多数潜在的非保真度来源（例如量子门期间的阻塞变化）都可以忽略不计。在我们的实验中，用于三光子态制备与读出的紫外光束和688纳米光束同向传播，因此我们重点研究飞行辅助量子比特沿紫外光束方向运动的掠过式 CZ 门。在这种情况下，主要的非保真度来源是运动原子相对于其静止对应原子所经历的多普勒频移（图 S2b）。我们在实验中观察到

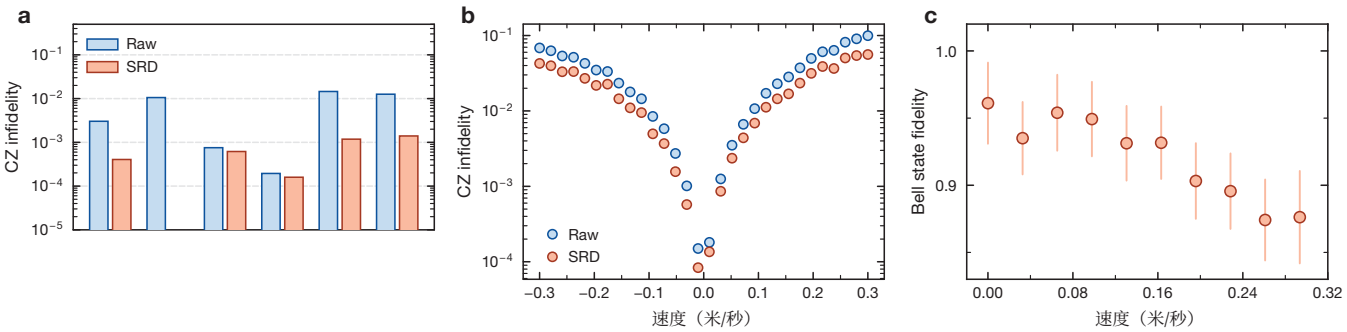


图 S2。**静态和掠飞式 CZ 门**。**a** 5 MHz 拉比频率下，采用和不采用态分辨探测（SRD）时静态 CZ 门的误差预算。**b** 使用静止门参数执行掠飞式 CZ 门时，多普勒效应导致的非保真度。**c** 掠飞式 CZ 门过程中，实验测得的贝尔态保真度随原子速度的变化。通过依次施加 π-半门、掠飞式 CZ 门和最终的 π-四分之一门制备贝尔态。通过测量每个速度下的布居数和宇称振荡来估算保真度。

了这一效应：通过测量不同速度下使用掠过式 CZ 门获得的贝尔态保真度（图 S2c），我们为飞行辅助量子比特测量选择了 $v = 0.1$米/每秒的速度，此时非保真度处于适中水平。尽管超出了本演示的范围，我们预计，使用沿垂直于紫外光束方向运动的原子实施掠过式量子门，在较高速度下将具有显著更高的保真度。

使用飞行辅助量子比特进行综合征测量

在正文中，我们讨论了使用飞行辅助量子比特在错误检测码中生成$|01\rangle_L$ 态。在该测量中，四个数据量子比特和飞行辅助量子比特均使用速度选择性时钟脉冲进行制备。随后，辅助量子比特与数据量子比特执行四次掠飞式 CZ 门，并在使用速度选择性三光子脉冲将其 $^3P_0$ 布居数映射到基态后，通过快速成像对其进行选择性测量。

此处，我们展示了更多数据：在态制备后，利用第二个飞行辅助量子比特在电路中途测量该态的 $ZZZZ$稳定子（图S3a）。由于量子比特此时已处于 FS 三重魔术条件下，第二个辅助量子比特通过速度选择性三光子脉冲初始化为 $^3P_0$ 态。随后施加全局单量子比特门和四个掠过式受控-Z门，再通过速度选择性三光子读出脉冲完成稳定子测量。在此次测量中，两个辅助量子比特转移至静态光镊后，在同一次电路中途快速成像中进行测量。不过，我们指出，也可以分别成像测量，也可以直接在声光偏转器光镊中测量。此外，还可以设想通过掠飞式交换，将信息从运动的辅助量子比特传递到静态读出量子比特。若采用合适的μs 量级读出时长（近期已在镱中实现 [47]），并配备合适的成像系统，捕获的辅助量子比特或许可以在成像脉冲期间移动亚微米距离的同时直接进行测量。

正确的逻辑态 $|01\rangle_L$ 在电路中途综合征测量（图S3b）中，后选择正确的稳定子值时，其保真度更高。然而，如正文所示，与不包含综合征测量模块的测量相比，总体保真度较低。在我们的实验中，非保真度的主要来源是三光子跃迁，这限制了综合征测量模块的保真度。我们在深势阱中的三光子 π脉冲保真度约为 97%。然而，FS 量子比特在深势阱中的相干性 [37]，有限，因此我们通常使用 30μK 浅势阱进行相干 FS 操控。在如此浅的势阱中，三光子拉比频率与势阱频率相近，因而我们观察到保真度显著降低。因此，目前我们必须在 FS 量子比特的相干性与在相同势阱深度下进行电路中途态制备与读出的保真度之间权衡。这一技术问题将在未来通过提高三光子转移的拉比频率，或改用高磁场下满足三重魔术条件的单光子时钟操作来解决。

速度区之间的原子转移

我们提出将速度作为量子计算的一种新自由度，这为标准的基于空间区域的架构带来了强大的扩展。原先通过速度在其间运送原子的空间分隔区域，现由通过加速原子实现转移的速度区取代。这些改变，加上已演示的即时单量子比特旋转和掠飞式 CZ 门，带来了多项优势。

在硬件层面，可以

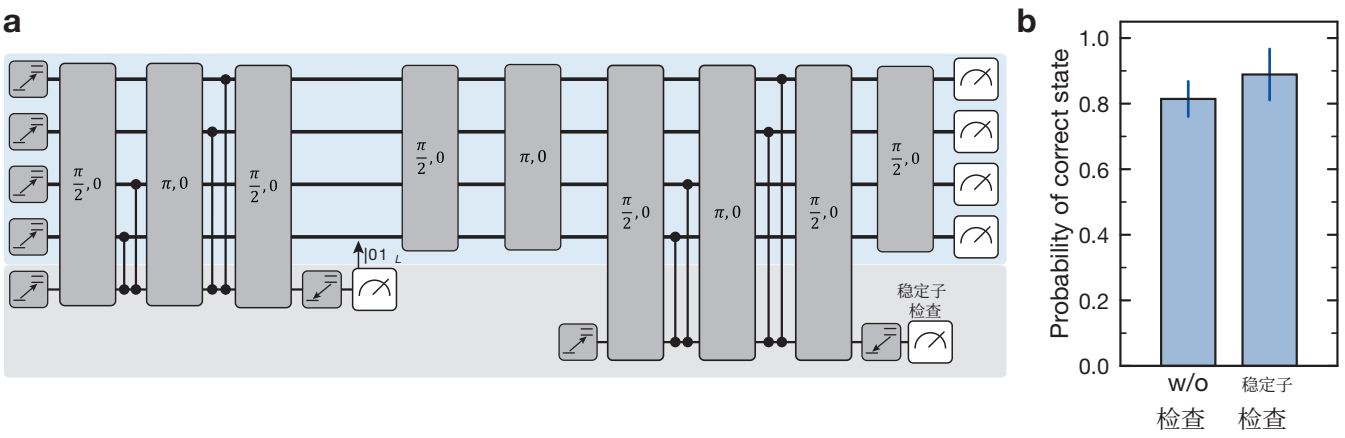


图 S3。**飞掠式综合征测量**。**a** 使用两个掠飞辅助量子比特生成并进行 $ZZZZ$-综合征测量的 $|01\rangle_L$ 逻辑态的电路图。**b** 根据综合征测量辅助量子比特的结果进行或不进行后选择时，识别正确逻辑态的概率。

通过以不同失谐重叠全局光束，便捷地寻址不同的速度区。在这种情况下，各速度区之间的速度间隔决定了串扰，而串扰与光束的形状以及原子的空间构型无关。此外，速度选择性有望降低计算过程中的时空开销。尽管高效编译算法的开发将留待未来，以实现我们基于速度的方案，但通过考察一个在速度区之间进行原子穿梭的简单示例，我们已经可以领会其在时间和空间节省方面的潜力。

在标准空间区域架构中，各空间区域通常相隔数百微米，不同区域之间的穿梭时间超过数百微秒 [11, 22]。对于速度区，相应的指标是将原子加速到不同区域速度所需的距离和时间。例如，我们考虑原子在相隔 100 µm 的空间区域之间穿梭，沿一条持续 200 µs 的三次轨迹移动。对于速度区，若态制备与测量的拉比频率为 40 kHz，则速度区之间约 0.05 m/s 的速度差已足够。采用与空间区域情形相同的加加速度，原子在速度区之间加速，在 860 纳米米的移动距离内约需 25.8 µs；这使时间缩短一个数量级，穿梭距离缩短两个数量级。我们预计，借助定制编译器，这些时间和空间上的节省将应用于量子计算和量子纠错，并能更全面地比较不同架构。