在亚稳态中性原子量子比特中实现中途擦除转换的高保真度量子门

马硕,[1],2,* 刘根月,[1],* 彭沛,[1],* 张碧晨,[1] 斯文·扬杜拉,[3] 贾汉·克莱斯,[4,5] 亚历克斯·P·伯格斯,[1],† 吉多·普皮洛,[3] 舒鲁蒂·普里,[4,5] 和杰夫·D·汤普森[1],‡
[1] *Department of Electrical and Computer Engineering, Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA*
[2] *Department of Physics, Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA*
[3] *University of Strasbourg and CNRS, CESQ and ISIS (UMR 7006) aQCess 67000 Strasbourg France* , , , , , , ,
[4] *Department of Applied Physics Yale University New Haven CT 06520 USA*
[5] *Yale Quantum Institute, Yale University, New Haven, CT 06511, USA*

arXiv:2305.05493v1 [quant-ph] 9 May 2023

开发可扩展的高保真度量子比特是量子信息科学的一项关键挑战。近年来，中性原子量子比特发展迅速，已展示出可编程处理器 [1, 2]和可扩展至数百个原子的量子模拟器 [3, 4]。探索新的原子种类（例如碱土原子 [5–7], ），或结合多种原子种类 [8]，可以为提升相干性、控制能力和可扩展性开辟新途径。例如，为了最终应用于量子纠错，实现具有结构化错误模型的量子比特具有优势，例如偏置的泡利错误 [9] ，或将错误转换为可检测的擦除 [10]。在这项工作中，我们展示了一种新型中性原子量子比特，它利用 ^{171}Yb长寿命亚稳态的核自旋。较长的相干时间以及快速激发至里德堡态的能力，使得单量子比特门和双量子比特门的保真度分别达到0.9990(1)和0.980(1)。重要的是，所有量子门错误中有相当一部分会导致量子比特跃迁出量子比特子空间，衰变至基态。通过快速进行电路中检测，我们将这些错误转换为擦除错误；在检测期间，对仍处于计算空间内的量子比特所引入的错误概率低于 10^{-5}。这项工作确立了亚稳态 ^{171}Yb作为实现容错量子计算的一个有前景的平台。

光镊阵列中的中性原子是量子科学领域中快速发展的研究方向 [11], ，涵盖可编程量子处理器 [1, 2]和多体模拟器 [12]。近期进展包括将规模扩展至数百个原子 [3, 4], 、实现支持电路中途测量和持续重新装载的双原子种类阵列 [8, 13], ，以及为量子纠错设计高效架构 [10, 14]。利用碱土原子构建光镊阵列 [5–7]也催生了原子钟 [15, 16], 和长寿命核自旋量子比特 [17–19]等应用。

碱土原子的一项重要特性是具有亚稳激发电子态，可用其代替基态（或与基态一起）编码信息 [10, 20]。这带来了多种独特可能性，包括快速、高保真度地激发至里德堡态 [21] ，以及对基态原子进行电路中荧光测量或激光冷却。后一特性对于电路中读出和量子比特重新装载十分重要，其作用类似于第二种原子种类。人们已提出将亚稳态量子比特用于中性原子 [10, 20] 和离子 [22, 23]„ 近期还在 ^{171}Yb^{+} 离子 [24, 25]中实现了这种量子比特。

亚稳态量子比特编码还可实现电路中检测由跃迁至基态所导致的错误 [10, 23]。这会将这些错误转化为擦除错误 [26, 27], ，在容错量子计算 [10, 28, 29] 中，此类错误显著更容易纠正。如果能将很大比例的所有错误转化为擦除错误，并在提取哪些量子比特被擦除的信息时，保留未发生错误的量子比特的量子态，就能显著降低容错计算的资源开销。这一概念推动了多个平台上的新型量子比特设计 [10, 30–34]„ 但尚未得到实验验证。

在本研究中，我们展示了一种以中性 ^{171}Yb 的亚稳态 $6s6p\,^3P_0$ 核自旋编码的量子比特。我们展示了秒级寿命和相干时间、保真度为 $\mathcal{F} = 0.9990(1)$ 的单量子比特门，以及保真度为 $\mathcal{F} = 0.980(1)$ 的双量子比特门；后者得益于一种新颖的量子门设计 [35] ，以及快速的单光子激发至里德堡态。相当比例的量子门错误会导致原子从亚稳态跃迁至原子基态。通过对基态原子进行快速（$20\,\mu$s）成像 [36], ，我们能够在量子电路中检测这些泄漏错误，并将其转化为擦除错误；检测过程中，对亚稳态中其余量子比特造成错误的概率低于 10^{-5} 。我们展示了，以这种方式检测到的单量子比特门错误占 56%，双量子比特门错误占 33%。最后，我们讨论了亚稳态 ^{171}Yb 量子比特的未来发展机遇，包括提高门保真度和擦除比例，以及实现电路中量子比特读出。

我们的实验首先将单个 ^{171}Yb 原子囚禁在光镊阵列中（图 1a） [18, 19]。我们使用光泵浦将量子比特初始化到状态 $|1\rangle \equiv |6s6p\,^3P_0,\ F = 1/2,\ m_F = +1/2\rangle$（图 1b）。单量子比特旋转由调谐至核自旋拉莫尔频率 $\omega_L = 2\pi \times 5.70$ kHz（$|B| = 5.0$ G，图 1c）的射频磁场驱动。自旋读出通过将处于 $|1\rangle$ 的原子移出离子阱来实现（先激发至里德堡态，随后发生自电离 [18]），然后将剩余的亚稳态布居重新泵回到 the

成像前的基态。态初始化与成像的综合保真度为 0.981(9)，受去泵浦步骤期间的损失限制。

该态中不存在超精细耦合，因此核自旋具有极长的相干时间（$T_1 = 23(14)$ 秒， $T_2^* = 0.92(2)$秒），这已在基态中的核自旋量子比特 [17–19]中得到证明。双量子比特操作通过选择性地将态 $|1\rangle$ 激发至里德堡态 $|6s59s\,^3S_1\, F = 3/2, m_F = 3/2\rangle$来执行，使用 302 nm 激光。与亚稳态不同，里德伯流形中存在超精细耦合，导致里德堡态中磁子能级之间产生较大的塞曼位移，因此双量子比特操作的执行速度可显著快于ω_L^{-1} （图 1d）。同样的概念还可用于利用较低能级的激发态 [19]实现快速的单量子比特旋转。

空闲操作和单量子比特操作的保真度主要受亚稳态有限寿命的限制（图 2a）；在典型运行条件下，该寿命为 $\Gamma_m^{-1} = 2.96(12)$ s。衰减率强烈依赖于阱功率，可描述为 $\Gamma_m = \Gamma_0 + \alpha P + \beta P^2$（图 2b）。常数项 $\Gamma_0 = 0.4(2)$ s^{-1}包括背景损失和辐射衰变（0.05 s^{-1}）。线性项 $[\alpha = 0.20(7)\ \text{s}^{-1}\text{mW}^{-1}]$ 和二次项 $[\beta = 0.053(5)\ \text{s}^{-1}\text{mW}^{-2}]$ 分别归因于拉曼散射和光电离；后者之所以可能，是因为俘获激光的能量（$\lambda = 486.8$ nm）高于双光子电离极限。不过，辐射衰变和拉曼散射都会使原子回到基态（并对另一亚稳态 $^3P_2$进行适当的再泵浦），从而最终能够实现检测，如图 2c 所示。

为了检测衰减至基态的情况，同时不干扰处于亚稳态的量子比特，我们使用强跃迁进行快速荧光成像 [36]。该跃迁的速度约为用于初始化原子阵列并测量最终自旋态的 $^1S_0$ - $^3P_1$互组合跃迁的 160 倍，因此可以缩短采集时间，但代价是成像后原子会损失。对于探测已经发生错误的量子比特，这种权衡是有利的，因为它能最大限度地降低成像时间内发生额外衰减的概率。通过用接近饱和的反向传播光束照射原子阵列，我们可以在曝光 $20\,\mu$s 后检测到处于基态的原子，保真度为 0.986（图 2d）。

现在，我们应用这一技术演示电路中检测衰减错误，并将其转换为擦除。我们使用标准的随机基准测试（RB）量子电路，最多包含 300 个单量子比特门，并在每执行 50 个门后快速成像一次，以探测是否有原子衰减至基态（图 2e ）。平均门错误率为 $\epsilon = 1.0(1) \times 10^{-3}$。然而，若以最终量子比特测量前所有擦除检测步骤中均未出现基态原子为条件（图 2f），错误率会降至 $\epsilon_c = 4.5(3) \times 10^{-4}$。因此，56(4)% 的错误在电路中被检测到并转换为擦除错误。部分未转换的错误可归因于未检测到的损失（即背景损失和光电离， 2×10^{-4}），以及在非理想跃迁上进行再泵浦 $^3P_2$ 时散射回亚稳态（$1.0(6) \times 10^{-4}$）。其余错误则发生在亚稳态内（$\approx 1.5 \times 10^{-4}$）。

现在，我们来考察擦除检测过程中的不完美因素，并将其分为两类：对仍处于亚稳态的量子比特造成的错误，以及对处于基态的原子进行的不完美检测。仍处于亚稳态的量子比特会受到成像时间内额外衰变概率 $P_d = 7 \times 10^{-6}$ 的影响，或受到成像光的失谐散射影响。由于 $^1S_0 - ^1P_1$ 跃迁与所有始于亚稳态的跃迁之间存在较大的失谐（最近的状态也失谐了 $2\pi \times 22$ 太赫兹），后一种效应受到强烈抑制。我们在随机基准测试序列期间持续用成像光照射原子，以探测散射错误（图 2e，红色星号）。未观察到任何影响，因此将该错误限定为每次成像时间不超过 $< 10^{-6}$ 。在图 2g 中，我们通过改变擦除检测阈值并追踪两个量来考察图像保真度：发生检测事件时，量子电路结束时量子比特出错的概率 $P(\text{err.}|\text{det.})$，以及在量子电路结束前检测到的所有错误所占比例 $R_e = (\epsilon - \epsilon_c)/\epsilon$。理想情况下，第一个量为 1；当阈值过低时，假阳性检测会使其降低。第二个量也理想地为 1，但会受到不可检测错误所占比例以及假阴性检测的限制。我们发现，存在一个合适的阈值，能够检测到几乎所有可检测错误，同时保持较低的假阳性率。

现在我们转向双量子比特纠缠门。我们采用文献 [35], 中的时间最优门协议实现受控-Z（CZ）里德堡阻塞门。该协议是一种基于文献 [37]中对称受控-Z（CZ）门的连续脉冲门。本工作中使用的具体门还经过进一步优化，以补偿两个量子比特态与其他里德堡能级之间的非共振跃迁（图 3a、b）。我们将激光耦合进抗紫外光纤 [38], ，并使用外差接收器监测透射脉冲，从而实现对里德堡激光脉冲的精确控制。入射到原子上的紫外光功率为 6 mW，对应的拉比频率 $\Omega_{UV} = 2\pi \times 1.6$ MHz。

为展示该门的基本功能，我们在五对原子上并行制备并测量贝尔态（图 3c）。我们得到的原始贝尔态保真度为 $\mathcal{F} = 0.866(12)$，并通过单独表征态制备与测量（SPAM）误差，将纠缠步骤的本征保真度估计为 $\mathcal{F} = 0.99(2)$。我们采用了不同于以往工作的测量电路 [18, 37], ，这会增加某些态制备与测量误差，但使其更易于表征。

在我们的方法中，我们始终记录处于状态 $|00\rangle$（即两个原子均为亮态）的事件比例，并使用单量子比特旋转将其他所需的可观测量映射到该状态。随后，我们通过移除 CZ 门并运行相同序列来表征态制备与测量误差，测得态制备与测量保真度为 $\mathcal{F}_{sp} = 0.872(6)$。通过将所有测量结果按 $\mathcal{F}_{sp}$重新归一化，我们估算出贝尔态制备的本征保真度。

为更精确地表征 CZ门的性能，我们进行了随机基准测试类型的实验，其中最多包含 10 个 CZ门，并穿插随机的全局单量子比特旋转。我们测得每个门的错误概率为 $2.0(1) \times 10^{-2}$，对应的保真度为 0.980(1)。需要指出的是，使用全局单量子比特门会使双量子比特随机基准测试的严格保证失效，且无法检测某些类型的错误 [39]。不过，我们使用覆盖广泛错误率范围的真实原子动力学模型对这一基准测试方法进行了模拟，发现其始终给出真实保真度的下界（见方法部分）。根据一个参数均经独立测量的详细模型，我们推断门错误的主要来源是里德堡态的有限寿命（$65(2)\,\mu$s，4×10^{-3} 错误）和多普勒频移（$T = 2.9\,\mu$K，5×10^{-3} 错误）。

这类错误中有很大一部分会导致泄漏到量子比特空间之外：可能是从 $|r\rangle$自发衰变到低能态，也可能是在门操作结束时仍有布居留在 $|r\rangle$ 或其他里德堡态中（这些态由黑体辐射布居）。泄漏错误是任何原子种类的里德堡门所固有的，通常会导致未检测到的损失 [14]。利用碱土原子的一项独特性质——由于 Yb^+ 离子实的极化率，里德堡态仍被束缚在光镊中 [40], ——我们可以等待这些泄漏布居衰变，从而将其重新捕获并检测出来。在图 4b 中，我们展示了：对于初始制备在 $|r\rangle$中的原子，经过 $400\,\mu$s 后，我们在 $^3P_0$中恢复了 10% 的布居，在 $^1S_0$中恢复了 25%，在 $^3P_2$ 中恢复了 35%（约 30% 的衰变去向无法确定）。通过 $^3S_1$对 $^3P_2$ 进行再泵浦后，51% 的布居位于 $^1S_0$中，19% 位于 $^3P_0$中。

为将双量子比特门错误转化为擦除，我们在基准测试电路中交错进行快速成像（每执行两个 CZ门后成像一次）。条件设为未检测到基态原子时，我们发现错误率较低，$\epsilon_c = 1.3(1) \times 10^{-2}$ 每个量子门（图 4c）。这相当于将约 33 % 的错误转化为擦除错误。我们的错误模型预测，所有量子门错误中有 60% 是泄漏；考虑到实验中只检测到一半的里德伯泄漏，这与实验结果一致（见方法）。等待里德堡态布居衰变会使擦除检测时间从 $20\,\mu$s 增至 $420\,\mu$s，并使无错误量子比特上的衰变概率增加至$P_d = 1.4 \times 10^{-4}$。

最后，我们证明了从量子比特态 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 发生擦除错误的情况并不对称，这是另一种有利于容错系统 [29] 设计的偏差形式。在图 4e 中，我们展示了在制备为 $|00\rangle$、$|{+}{+}\rangle$ 和 $|11\rangle$ 时，使用最多包含 18 个 CZ门的较长序列（不交错进行单量子比特旋转，以保持计算基中的态布居）检测到擦除的每门概率。正如预期的那样，当初始态处于 $|1\rangle$ 的概率较高时，检测到泄漏量子比特的概率也高得多，这源于将 $|1\rangle$ 选择性激发至里德堡态 [14]。我们推断出 $p_{11}/p_{00} > 15$ 擦除概率比值的下界 (9)。

在证明了亚稳态量子比特和擦除转换的基本性质后，我们现在重新审视亚稳态量子比特编码的优缺点。其主要缺点是，有限的亚稳态寿命引入了一个额外的错误通道，会影响非常缓慢的操作和量子比特存储。对于碱金属原子中的超精细量子比特而言，该寿命比典型的受拉曼过程限制的 T_1 时间短 2—3 倍 [1, 2], ，但正如本文所展示的，许多此类衰减都可以被检测到，这一事实抵消了其影响。亚稳态衰减在双量子比特门所处的亚微秒时间尺度上并不重要；相反，双量子比特门受到里德堡态有限衰减率的限制。对于任何原子种类的里德堡门，都存在相同的衰减通道，并且通常会导致原子损失。亚稳态量子比特能够重新捕获并检测这些衰减，这是一个显著优势；随着其他误差源逐渐被消除、里德堡衰减成为主要误差来源，这一优势将变得更加重要 [10, 41]。如本文所展示的，通过从亚稳态进行快速单光子激发，我们的错误模型预测，只需对激光器进行适度升级，就可以显著提高门保真度（见方法部分）。

有几种直接的方法可以提高可检测并转换为擦除的错误比例。通过采用另一种再泵浦跃迁 $^3P_2$ （见方法）、使用更长的捕获波长以抑制光电离，以及改善真空以减少背景损失，可以提高亚稳态衰减的检出比例。几乎所有亚稳态衰减似乎都可以被检测到。在双量子比特门中，随着门保真度提高、多普勒衰减成为主导错误机制，所有错误中泄漏所占的比例将会上升，最高可达 98% [10]。复合脉冲也可以将振幅噪声和多普勒频移等特定错误转换为擦除 [41, 42]。最后，通过识别并再泵浦更多衰减路径，或在门操作结束时将里德堡态中的原子电离，并利用荧光 [10, 43] 或带电粒子探测器直接探测 Yb^+ 离子，可以提高里德伯泄漏的检测保真度；带电粒子探测器已在光镊中实现了 98% 的离子探测效率 [44]。

所展示的高保真控制和中途擦除转换表明，亚稳态 ^{171}Yb 是一种有望用于基于擦除转换的容错量子计算的架构。在此背景下，这项演示的关键特性是，未发生擦除的量子比特的量子态不受擦除检测过程影响。在纠错码中，这将使擦除的量子比特能够通过可移动光镊进行替换，从而在测量错误综合征 [10] 后恢复正确的码态。

本研究展示的探测方案还可用于中途量子比特读出 [13, 45, 46], : 通过选择性地将量子比特的其中一个能级转移回基态（即使用光泵浦）。随后转移另一个能级并再次测量基态占据数，也能区分原子损失，这同样有利于错误校正 [29]。亚稳态量子比特还将支持中途重新装载新的量子比特，这一点已在双物种实验中得到展示 [13]。

致谢 我们感谢 Shimon Kolkowitz 和 Michael Gullans 提供的宝贵交流。本研究得到陆军研究办公室（W911NF-1810215）、海军研究办公室（N00014-20- 1-2426）、DARPA ONISQ（W911NF-20-10021）、国家科学基金会（QLCI 项目 OMA-2120757）和斯隆基金会的支持。本研究还获得了欧盟 Horizon 2020 计划通过玛丽·斯克沃多夫斯卡-居里项目 955479（MOQS）提供的资助、Horizon Europe 计划通过项目 101070144（EuRyQa）提供的资助，以及法国国家研究署通过未来投资计划项目 ANR-21-ESRE-0032（aQCess）提供的资助。

利益冲突 G.P. 是 QPerfect 的联合创始人和股东。
注：其中 在最终确定本稿件期间，我们了解到参考文献 [47, 48] 中近期发表的相关工作 .

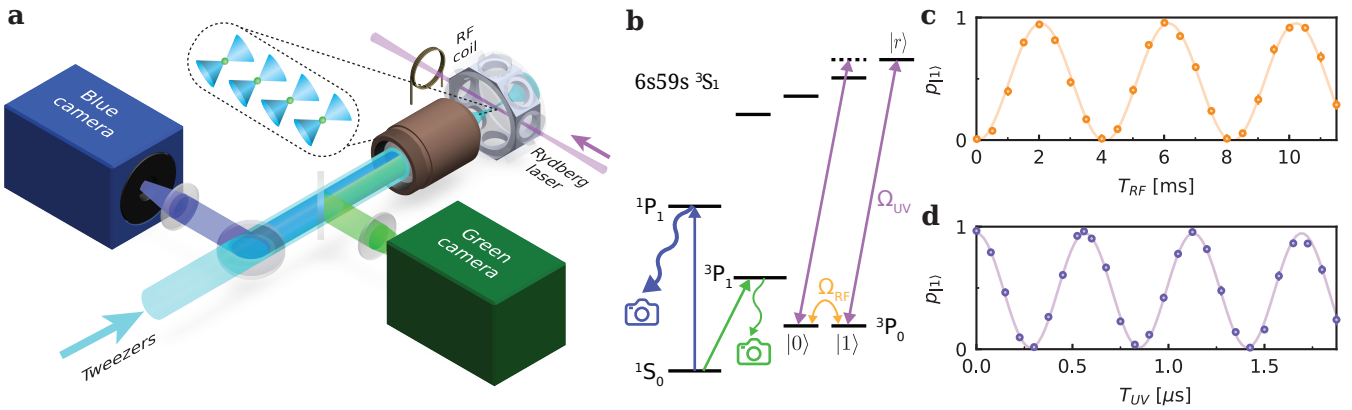

图 1. **亚稳态 ^{171}Yb 量子比特** (a) 实验装置概览，展示了玻璃池内的光镊阵列，以及用于采集非破坏性图像（使用 $^1S_0 - {}^3P_1$ 跃迁，556 纳米， $\Gamma = 2\pi \times 182$ 千赫）和快速图像（使用 $^1S_0 - {}^1P_1$ 跃迁，399纳米， $\Gamma = 2\pi \times 29$ 兆赫）的相机。(b) 简化的 ^{171}Yb 能级图，展示基态、成像跃迁，以及亚稳态 $^3P_0$ 态内编码量子比特的核自旋子能级。单量子比特门由射频磁场 Ω_{RF}产生；纠缠门则通过将 $|1\rangle$ 耦合到里德堡态$|r\rangle$来实现，所用激光为波长 302 纳米的紫外（UV）激光。(c) $|0\rangle$ 与 $|1\rangle$之间的核自旋拉比振荡， π脉冲时间为 2.0 毫秒。(d) $|1\rangle$ 与 $|r\rangle$之间的拉比振荡， π脉冲时间为 330 纳秒。

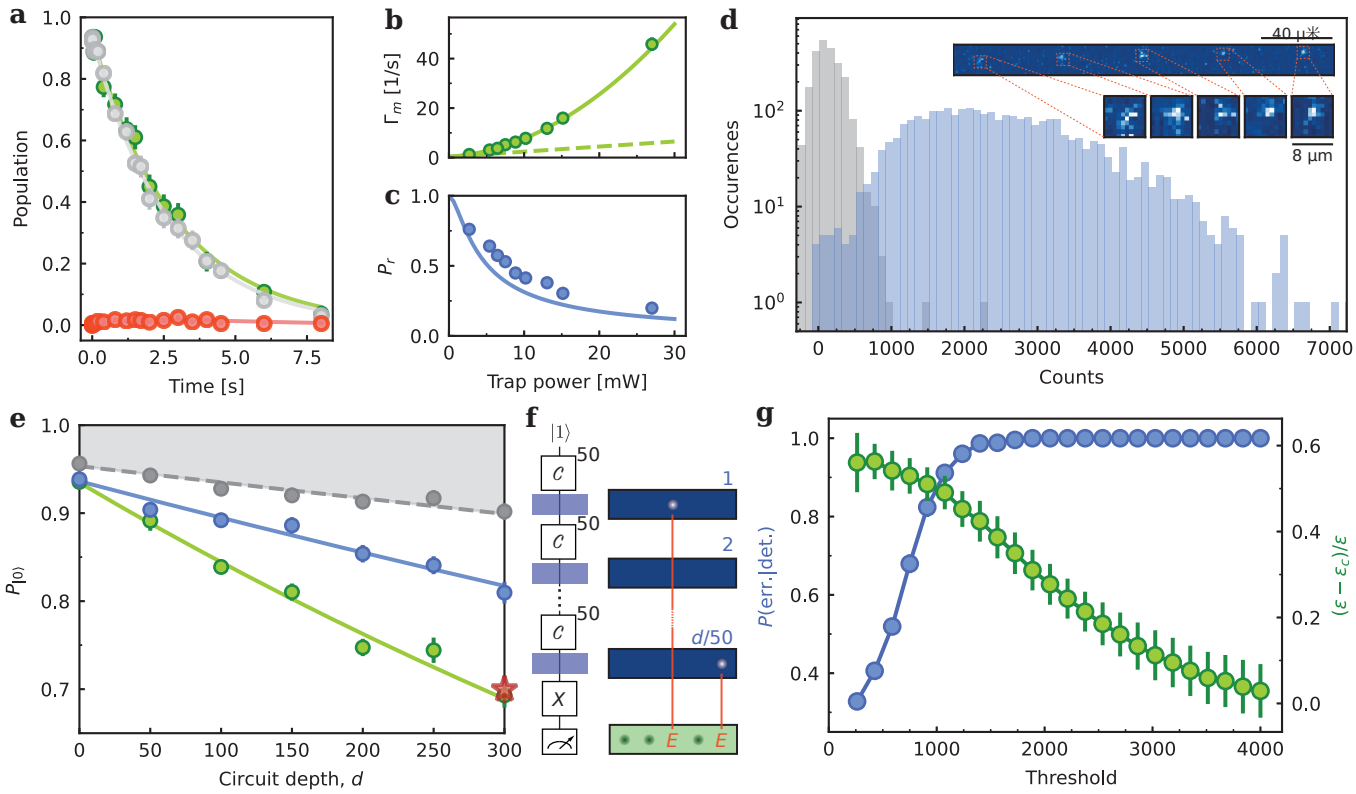

图 2. **中途擦除转换下的单量子比特门**(a) 光镊中 ^{171}Yb 亚稳态量子比特的寿命（功率 $P = 0.76\,\mathrm{mW}$，深度 $U = 58\,\mu\mathrm{K}$）。绿色数据点表示亚稳态总布居（$1/e$ 衰减时间 $\Gamma_m^{-1} = 2.96(12)$ s），灰色和红色数据点分别表示在先初始化到 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 后，P_0 在 $|0\rangle$ 中的布居。对 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 布居进行拟合，得到平均自旋翻转时间 $T_1 = 23(14)$ s。(b) 亚稳态衰减率 Γ_m 随阱功率的变化，图中还显示了二次模型（见正文）及其线性部分（虚线）。(c) 亚稳态衰变后恢复基态原子的概率 P_r。(d) 对 $^1S_0 - {}^1P_1$ 跃迁进行快速（$20\,\mu$s）成像所得的相机计数直方图。判别保真度为 0.986。 *Inset:* 一个5位点阵列的单次快速成像示例。(e,f) 单量子比特门的随机基准测试（RB），使用 f) 面板所示的量子电路。每经过 50 个 Clifford门（$\mathcal{C}$），快速成像便探测基态布居，将衰变转换为擦除错误，E。总错误率为 $\epsilon = 1.0(1) \times 10^{-3}$（绿色）；若以量子电路结束前未探测到基态原子为条件进行筛选，错误率则降至 $\epsilon_c = 4.5(3) \times 10^{-4}$（蓝色）。灰色显示原子总存活概率。红色星号表示另一项实验的结果；该实验中快速成像光始终开启，结果显示没有变化。(g) 在快速图像分析中，用于探测基态原子的阈值会影响擦除转换性能。我们用两个量进行量化：以探测到擦除为条件时，随机基准测试序列结束时发生错误的概率 P(err.|det.)（蓝色）；以及所有错误中被探测为擦除的比例 $(\epsilon - \epsilon_c)/\epsilon$（绿色）。面板 e) 的分析采用约 700 的阈值。

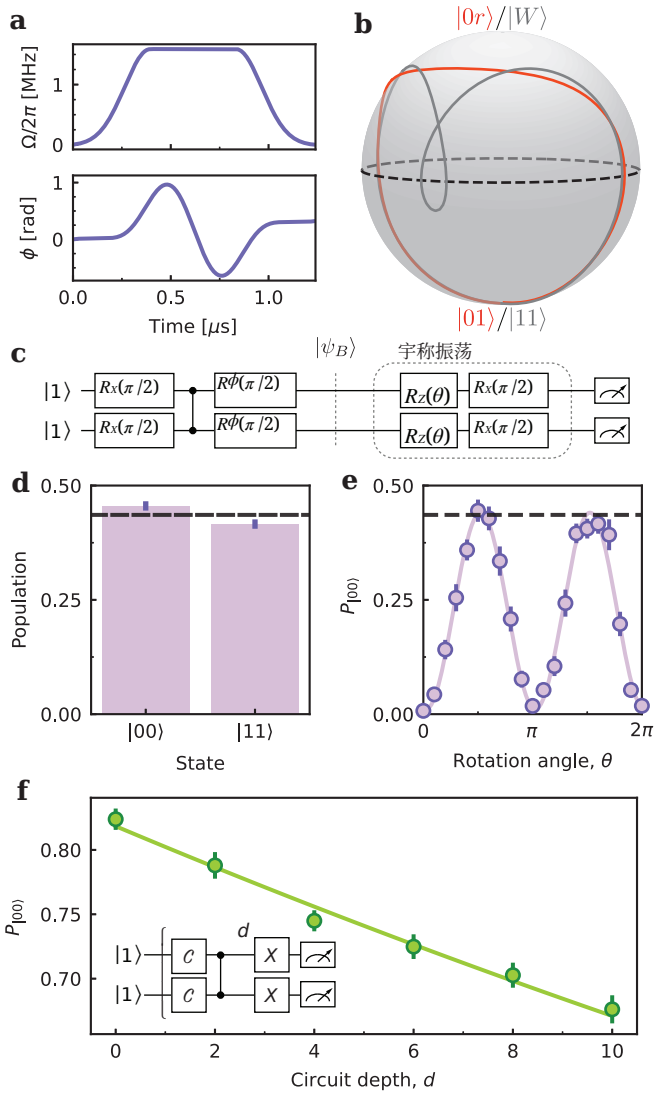

图 3. **时间最优双量子比特门** (a) 时间最优 CZ门 [35]的激光振幅（上）和相位（下）。(b) 门操作期间在 $\{|01\rangle,\ |0r\rangle\}$ 子空间（红色）和 $\{|11\rangle,\ \lrcorner|W\rangle\}$ 子空间（灰色）中的布洛赫球轨迹。此处，$|W\rangle \equiv (|1r\rangle + |r1\rangle)/\sqrt{2}$。(c) 用于制备和表征贝尔态 $|\psi_B\rangle = (|00\rangle + i\,|11\rangle)/\sqrt{2}$的门序列。(d) 贝尔态中 $|00\rangle$ 和 $|11\rangle$ 的布居。虚线表示不使用 CZ门时制备和测量亮态 $|00\rangle$ 的概率。(e) 宇称振荡，显示贝尔态的相干性，仅使用亮态布居进行测量。贝尔态密度矩阵的非对角部分为 $P_c = 4A$，其中 A 是 cos(2θ) 振荡的振幅。贝尔态保真度为 $(P_{00} + P_{11} + P_c)/2$。(f) 对双量子比特门进行随机化电路表征，每个门的误差为 $\epsilon = 2.0(1)\ \times 10^{-2}$。

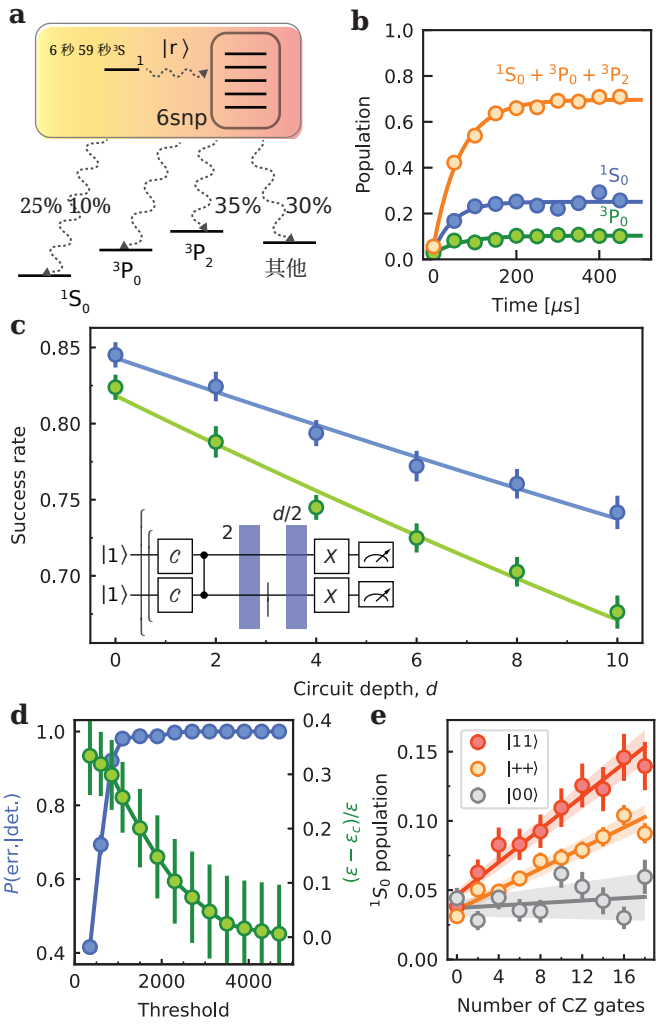

图 4. **双量子比特门的擦除转换** (a,b) 漏入 $|r\rangle$ 或其他里德堡态的布居可以通过等待其衰变来恢复。(c) 每两个门后插入擦除检测，对 CZ门进行随机化电路表征。未检测到基态中的原子后， $\epsilon = 2.0(1) \times 10^{-2}$ 每门的总错误率（绿色）降低至 $\epsilon_c = 1.3(1) \times 10^{-2}$ 每门（蓝色）。注意，绿色曲线与图 3f 中的曲线相同。(d) 双量子比特门期间擦除检测保真度的分析，参见图 2g。(e) 重复施加 CZ门时不同初始态的擦除检测概率。图中叠加了线性拟合，阴影区域表示一个标准差。 $|00\rangle$ 的擦除概率为每门 $4(6) \times 10^{-4}$，与零相符。

方法

实验装置

我们从一个在 $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ 互组合线工作的三维磁光阱中装载光镊阵列。光镊的波长为 $\lambda = 486.78$ 纳米，该波长对基态以及 $|{}^3P_1, F = 3/2, |m_F| = 1/2\rangle$激发态 [18]是魔术波长。我们使用由任意波形发生器驱动的声光偏转器，通过重排 [49, 50]构建无缺陷的一维光镊阵列。装载和重排时，我们在原子所在平面使用约 4 mW/光镊，对应的阱深为 $300\ \mu$K。装载后，施加一个短暂的蓝失谐冷却脉冲，使温度达到约 $T = 5\,\mu$K。为确定初始和最终的光镊占据情况，我们使用互组合线跃迁进行成像，在 15 ms 的曝光时间内实现了 0.995 的保真度和存活概率 [7]。图像由 sCMOS 相机（Photometrics Prime BSI）采集。为进行快速成像 [36] ，以探测已衰变至 $^1S_0$ 的原子，我们使用 $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$ 跃迁（399纳米）。我们用功率为 $I = 4I_{sat}$ 的共振后向反射光束照射原子。图像由 EMCCD 相机（N¨uv¨u HN¨u 512 Gamma）采集，EM 增益为 $= 1000$。我们在 $20\,\mu$秒内实现了 0.986 的探测保真度。该成像过程的存活概率较低但不为零（2-5%），因此每次蓝光成像后，我们都会额外施加一个 $80\,\mu$秒的脉冲，以确保所有衰变至基态的原子都不会出现在最终的自旋测量图像中。成像期间原子的位置展宽约为 $2\,\mu$米（均方根）。

我们最多可生成 30 个光镊组成的阵列，数量受可用激光功率限制。为避免自旋读出期间发生里德堡相互作用，在图 2d 的实验中，我们采用间距为 $d = 43\,\mu$ 米的排列，因此阵列最多包含 5 个位点。对于图 4 和图 3 中的双量子比特实验，我们使用五个间距为 $d = 43\,\mu$ 米的二聚体，每对原子之间的间距为 $2.4\,\mu$ 米。

M亚稳态初始化与测量 ment

我们通过光泵浦将原子初始化到 $^3P_0$ 态，从而无需使用钟跃迁所需的时钟激光和态不敏感光镊。光泵浦方案如图 S1a 所示。我们采用相干双光子跃迁（556 纳米， σ^+偏振；1539 纳米， π偏振），将原子从 $|{}^1S_0, m_F = +1/2\rangle$ 激发到$|{}^3D_1, F = 3/2, m_F = +3/2\rangle$ 态。在磁场中，激发态的 m_F 能级分裂为相隔 5.7 个线宽的能级，因此即使存在偏振缺陷，也能对 $m_F = 3/2$ 子能级进行能量选择性激发。该态以约 64% 的概率衰变至 $|1\rangle$ ，在大多数其他情况下则返回 $^1S_0$ （经由 $^3P_1$）；衰变至 $^3P_2$ 的分支比为 1%，且该态会通过 $^3S_1$ 持续再泵浦，使用带有边带的 770 纳米激光同时寻址两个 F 能级。双光子拉曼跃迁中 556 纳米光路的失谐选为与 $|{}^3P_1, F = 3/2, m_F = 1/2\rangle$ 激发态共振，从而持续将原子泵出 $|{}^1S_0, m_F = -1/2\rangle$ 态。

在这一过程中，由于非共振激发到其他 $^3D_1$态并经由 $^3P_2$衰变，最终有百分之几的原子处于 $|0\rangle$。为提高 $|1\rangle$ 态的纯度，我们施加一个短暂的 649 纳米（σ^+）光脉冲，使 $|0\rangle$ 耦合到 $|{}^3S_1, F = 1/2, m_F = 1/2\rangle$。这会以 $\approx 90\%$ 的概率使原子从 $|0\rangle$ 中移除，随后我们再进行一次额外的基态再泵浦循环。该过程再重复一次。

光泵浦过程的总持续时间为 $500\,\mu$秒，散射光子的平均数少于 2。我们测得 $^3P_0$中原子的温度为 5.7 μK，表明加热程度极小。

为测量 $^3P_0$中的布居，我们通过 $^3S_1$ （图 S1b）将原子从 $^3P_0$ 泵回基态，并持续照射 770 纳米光以再泵浦 $^3P_2$。为实现自旋选择性测量，我们首先通过激发到 $|r\rangle$ 并使里德堡态布居 [51]自电离，移除处于 $|1\rangle$ 的原子。除了具有破坏性外，这一步还限制了光镊的密度，以避免阻塞效应。未来的工作中，可通过 $^3S_1$ 或 $^3D_1$ 进行自旋选择性光泵浦，以替代这一步，从而实现非破坏性读出。由于 $^3P_2$ 态在 486纳米光镊（$U_{^3P_2}/U_{^3P_0} \approx -2$）中受到反囚禁，因此在这一步中我们关闭离子阱 3 μ秒，这会导致百分之几的原子损失概率。可通过使用多个短调制脉冲，或改用能囚禁 $^3P_2$ 的光镊波长来减轻这一问题（即，532纳米（ [52]） ）。

我们通过上述流程并结合核自旋旋转制备状态 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ ，以表征初始化与读出过程的保真度。对于 $|1\rangle$ （暗态），我们有 99.6(3)% 的时间观察到正确结果；对于 $|0\rangle$ （亮态），这一比例为 96.6(8)%，平均初始化与读出保真度为 98.1(9)%。我们认为主要误差来自泵浦回到 $^3P_0$ 过程中的损失。

最后，我们说明其他几项实验细节。初始化和读出在阱深为 $300\,\mu$ K 的条件下进行，这对应于每个光镊 4 mW 的功率。在量子门操作期间，阱深降至 $58\,\mu$ K（0.76 mW），从而减少多普勒频移以及在双量子比特

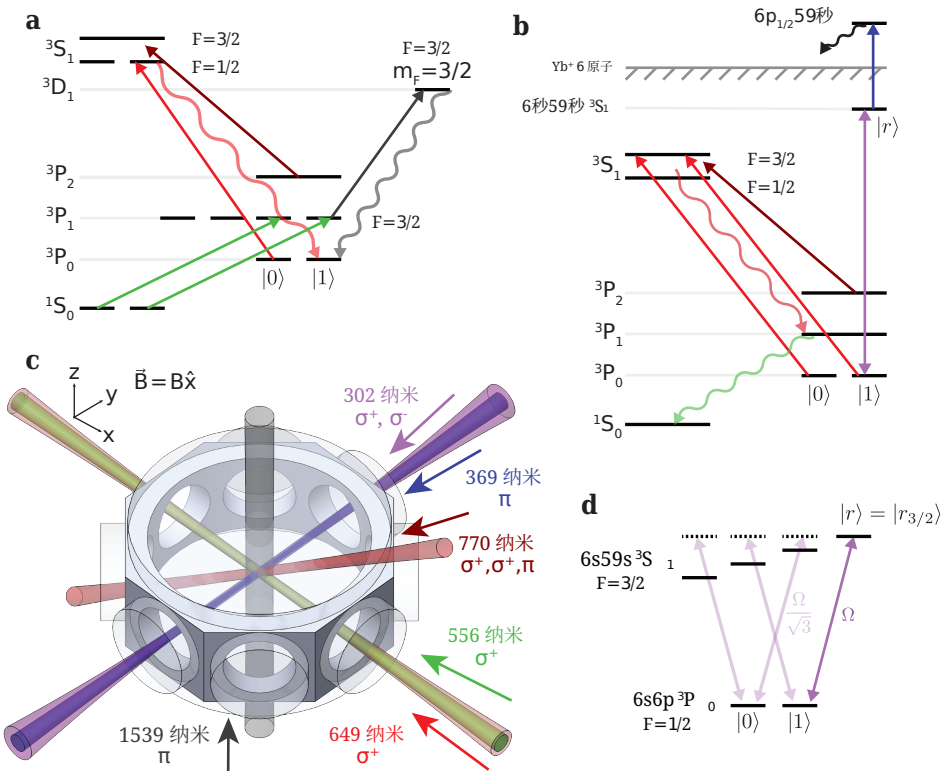

图 S1. **能级图和激光束几何**(a) 部分能级图，展示用于通过光泵浦制备状态 $|1\rangle$ 以进行初始化的跃迁。(b) 部分能级图，展示用于测量 $^3P_0$中自旋态的跃迁。首先，利用里德堡激发及随后的自电离，将处于 $|1\rangle$ 的原子从离子阱中移除。然后，将 $^3P_0$ 中的所有布居泵浦回 $^1S_0$ 并进行成像。(c) 照射原子的激光传播方向和偏振。图中未显示 556 纳米和 399纳米成像光束，但它们与 770 纳米光束同向传播，并经过反射返回。用于投射光镊并对原子成像的显微物镜（数值孔径 NA=0.6）位于玻璃池上方。(d) 部分能级图，展示本工作中 $^3P_0$ 与里德伯流形之间的跃迁。里德堡态之间的失谐是 Ω 的 5.8 倍。302 纳米光束的线偏振方向垂直于磁场，而磁场方向受装置几何结构限制。未来，若使用纯 σ^+偏振的 302 纳米光束，在激光功率相同的情况下，门速度将提高 $\sqrt{2}$ 倍。

–

门操作期间关闭光阱脉冲所造成的原子损失。这会进一步将原子冷却至 $T = 2.94\,\mu$K，该温度由里德堡态的拉姆齐相干时间测得。770 纳米再泵浦激光在原子处于亚稳态的整个期间持续开启，以快速再泵浦任何发生散射或衰变至 $^3P_2$ 的原子。这并非理想的再泵浦激光配置，因为它有 25% 的概率将原子泵浦回 $^3P_0$。这从图 2a 中有限的自旋翻转率可以看出——如预期，由于缺乏超精细耦合 [53]，在不使用 770 纳米再泵浦激光的情况下重复该测量不会观察到自旋翻转。未来，通过 $^3D_2$ 态进行再泵浦 $^3P_2$ （即使用 496.8 纳米或 1983 纳米的跃迁）将避免重新布居 $^3P_0$。

里德堡激光系统和光束传输

原子使用 302 纳米紫外光激发至里德堡态。这种光分两步产生。首先，使用 980 纳米钛蓝宝石激光器（MSquared Solstis，1 W）和 1565 纳米掺铒光纤激光器（NKT，10 W） [54]，在一块长 40 毫米的周期极化铌酸锂晶体中通过和频产生生成 ≈ 1 W 的 604 纳米光。随后，在谐振腔中将该光转换为 302 纳米，实现约 50 mW 的输出功率。

腔之后依次设置一台始终开启的声光调制器，用于振幅稳定；以及一台脉冲式声光调制器，用于产生门脉冲（图 S2a）。脉冲光耦合至耐日晒紫外光纤跳线 [38](NKT LMA-PM- 15)，并传输至直接安装在玻璃池旁的整体式光学平台；在该处，利用物镜（Thorlabs LMU-3X-UVB）将光聚焦至原子处，形成腰斑为 $w_0 = 10\,\mu$m 的光束。光学平台上的功率约为 6 mW。整个光学平台安装在电动位移台上，以便将光束对准原子。

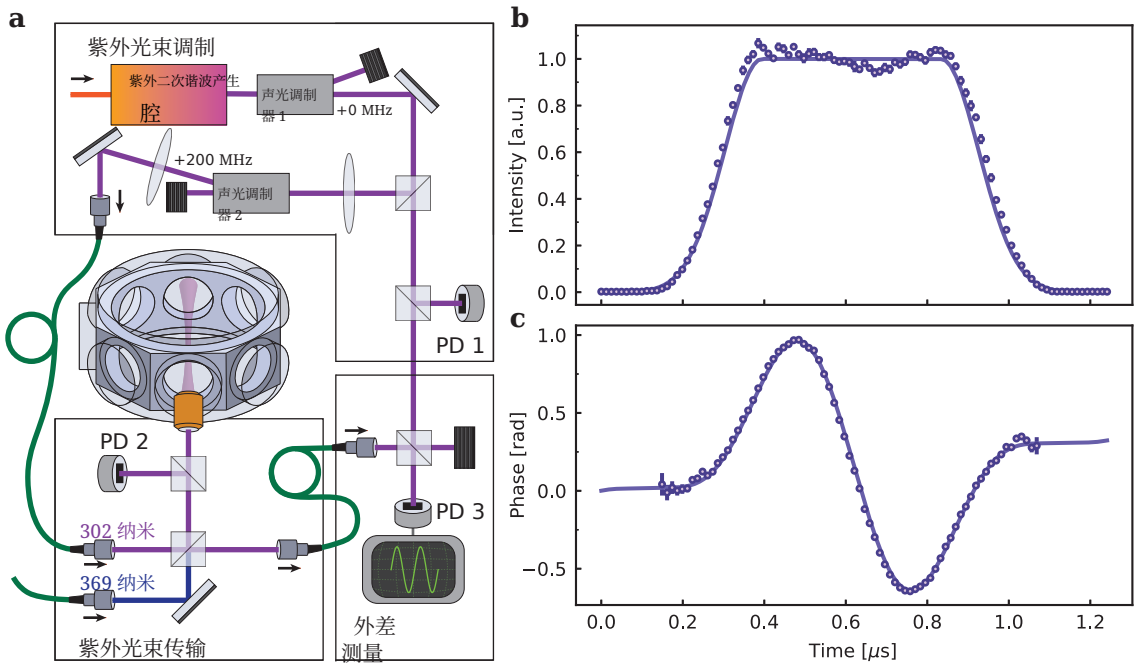

图 S2. **里德堡激光系统**(a) 302 纳米光由谐振腔产生。输出光束由 AOM1 和 PD1 组成的伺服系统进行功率稳定，并由 AOM2 产生脉冲。脉冲光耦合进光纤，并传输至玻璃池旁的整体式光学平台。PD2 监测平台上的脉冲功率。为监测脉冲相位，一小部分光通过第二根光纤传回光学平台，并与未调制激光干涉，在 PD3 上形成拍频信号（频率为 AOM2 的频率）。拍频信号经数字化和数字解调后，提取出 (b) 和 (c) 中所示的振幅和相位曲线，以及目标脉冲形状（实线）。使用简单波形对 AOM2 进行编程会导致明显的相位失真；(c) 中所示的波形是在经过闭环校正后获得的。

光纤之后的自由空间光程小于 30 cm，从而降低了对气流和温度梯度的敏感性。光学平台上的光电二极管用于监测脉冲功率。此外，约 10% 的光被分出并耦合回第二根紫外光纤，再与未调制的紫外激光在外差配置下进行拍频。这样便可测量激光脉冲的复包络，并调整驱动信号，以补偿上升沿和下降沿期间的相位瞬变（图 S2b、c）。

态制备与测量误差的表征

虽然我们以约 0.995 的保真度初始化并测量光镊中的原子，但量子比特初始化和测量还会受到额外误差的影响。这些误差主要由原子损失造成，包括光泵浦进入和离开 $^3P_0$ 过程中的损失（我们认为返回步骤是损失的主要来源），以及门序列期间从 $^3P_0$ 衰变造成的损失。

在本研究采用的破坏性自旋读出方案中，无法区分处于 $|1\rangle$ 的量子比特与原子损失。不过，我们的非破坏性成像误差偏向于假阴性：根据重复成像结果，我们推断原子假阳性探测概率为 4×10^{-4}。因此，态制备与测量误差主要表现为：由于原子损失，将处于亮态的原子错误地判定为暗态；而将丢失原子判定为亮态的概率则很低。利用这一偏差，我们设计了一种精确的原子损失校正方法，将所有可观测量转换为两个原子均处于亮态的概率 P_{bb}。我们首先通过测量 P_{bb} 说明原子损失校正的理论，然后展示如何将贝尔态保真度转换为 P_{bb}。

对于一般过程， P_{bb} 可写为

$$P_{\mathrm{bb}} = P_{(\mathrm{bb}|\mathrm{nl})} P_{\mathrm{nl}} + P_{(\mathrm{bb}|\mathrm{loss})} P_{\mathrm{loss}}, \tag{1}$$

其中， P_{nl} 是在整个过程中没有发生原子损失的概率， P_{loss} 是至少有一个原子丢失的概率， $P_{(\mathrm{bb}|\mathrm{nl})}$和 $P_{(\mathrm{bb}|\mathrm{loss})}$ 是相应的条件概率，即两个原子都处于亮态的概率。根据以上

讨论，丢失的原子呈现亮态的概率可以忽略不计， $P_{(\mathrm{bb|loss})} \approx 0$，因此 $P_{\mathrm{bb}} = P_{(\mathrm{bb|nl})}P_{\mathrm{nl}}$。移除 CZ 门和吹除脉冲后，可以独立测量 P_{nl}。如果自旋读出是完美的，那么条件保真度 $P_{(\mathrm{bb|nl})} = P_{\mathrm{bb}}/P_{\mathrm{nl}}$ 就是对初始化和读出过程中原子损失进行校正后的保真度。为完整起见，下面暂且假设自旋读出是完美的，并在介绍详细实验方案后给出贝尔态保真度的下限。

下面详细说明我们如何将这一修正应用于正文图 2 中的贝尔态保真度。贝尔态保真度可确定为 $\mathcal{F}_B = (P_{00} + P_{11} + P_c)/2$，因此我们需要将右侧的三个项转换为 P_{bb}。由于 $|0\rangle$ 是亮态， P_{00} 可以直接测量为 P_{bb}。通过施加额外的核自旋 π 脉冲，然后测量 P_{bb}，即可测量 P_{11}。

为测量 P_c，我们需要一个可观测量 $\mathcal{O}_c = |11\rangle\langle 00| + |00\rangle\langle 11|$,，它可以通过图 3c 中的宇称振荡电路获得。该量子电路可表示为 $U = e^{-i\pi X/4}e^{-i\theta Z/2}$，其中 $X = \sigma_x^1 + \sigma_x^2$、 $Z = \sigma_z^1 + \sigma_z^2$，且$\sigma_x^j$， σ_z^j是作用于 j^{th}原子上的泡利算符。测量到 P_{bb}的概率随后为 $P_{\mathrm{bb}} = \mathrm{Tr}(U\rho U^\dagger \mathcal{O}_{\mathrm{bb}})$，其中$\mathcal{O}_{\mathrm{bb}} = |00\rangle\langle 00|$。

这在数学上等价于测量一个有效可观测量

$$\begin{aligned}\mathcal{O}_\theta &= e^{i\theta Z/2}e^{i\pi X/4}\mathcal{O}_{00}e^{-i\pi X/4}e^{-i\theta Z/2} \\ &= \frac{1}{4}\begin{pmatrix} 1 & -ie^{i\theta} & -ie^{i\theta} & -e^{2i\theta} \\ ie^{-i\theta} & 1 & 1 & -ie^{i\theta} \\ ie^{-i\theta} & 1 & 1 & -ie^{i\theta} \\ -e^{-2i\theta} & ie^{-i\theta} & ie^{-i\theta} & 1 \end{pmatrix}.\end{aligned} \tag{2}$$

在 2θ 处振荡的项就是所需的可观测量 $\mathcal{O}_c/4$。将图 3e 中的宇称振荡信号拟合为$A\cos(2\theta + \theta_0) + B$，得到 $P_c = 4A$。

在第二个实验中，我们测量二聚体存活概率 P_{nl}，此时不施加 CZ 门和自旋吹除脉冲。估算得到的内禀贝尔态保真度为 $\mathcal{F}_B^c = \mathcal{F}_B/P_{\mathrm{nl}}$。实验中，我们测得 $P_{00} = 0.46(1)$ $P_{11} = 0.42(1)$ $P_c = 0.86(2)$ 和 $P_{\mathrm{nl}} = 0.872(6)$，得到 $\mathcal{F}_B = 0.866(12)$，修正后的数值为 $\mathcal{F}_B^c = 0.99(2)$。

到目前为止，我们一直假设自旋读出是完美的。现在，我们分析自旋读出不保真度的影响，并推导存在自旋读出误差时内禀贝尔态保真度 $\mathcal{F}_B^c$ 的一个近似下界。下文仅讨论以无原子损失为条件的概率，为简便起见，省略上标 c。我们定义单原子自旋读出真阳性率 p_{TP} （处于 $|0\rangle$ 的原子呈现亮态），以及假阳性率 p_{FP} （处于 $|1\rangle$ 的˜原子呈现亮态）。给定真实的贝尔态布居 P_{ij}，测得的布居 P_{ij} 可写为:

$$\begin{aligned}\tilde{P}_{00} &= P_{00}p_{\mathrm{TP}}^2 + (P_{01} + P_{10})p_{\mathrm{TP}}p_{\mathrm{FP}} + P_{11}p_{\mathrm{FP}}^2 \\ \tilde{P}_{11} &= P_{11}p_{\mathrm{TP}}^2 + (P_{01} + P_{10})p_{\mathrm{TP}}p_{\mathrm{FP}} + P_{00}p_{\mathrm{FP}}^2,\end{aligned} \tag{3}$$

˜其中， P_{11} 通过施加 π 脉冲，然后测量双亮态布居来提取。贝尔态保真度的对角部分为

$$P_{00} + P_{11} = \frac{\tilde{P}_{00} + \tilde{P}_{11} - 2p_{\mathrm{TP}}p_{\mathrm{FP}}}{(p_{\mathrm{TP}} - p_{\mathrm{FP}})^2}. \tag{4}$$

为推导相干项，我们使用具有不完美自旋读出的可观测量（ ）重写公式

3 $\tilde{\mathcal{O}}_{\mathrm{bb}} = p_{\mathrm{TP}}^2|00\rangle\langle 00| +$。类似地，$p_{\mathrm{TP}}p_{\mathrm{FP}}\ |11\rangle\langle 00| + |00\rangle\langle 11|\ + p_{\mathrm{FP}}^2|11\rangle\langle 11|$ $\tilde{\mathcal{O}}_\theta = e^{i\theta Z/2}e^{i\pi X/4}\tilde{\mathcal{O}}_{\mathrm{bb}}e^{-i\pi X/4}e^{-i\theta Z/2}$ 我们定义。实验信号 $\mathrm{Tr}(\rho\tilde{\mathcal{O}}_\theta)$ 包含一个 $\cos(2\theta + \theta_0)$ 振荡项，其振幅为 $1/[4(p_{\mathrm{TP}} - p_{\mathrm{FP}})^2]$,因此，测得的相干度为 $\tilde{P}_c = P_c(p_{\mathrm{TP}} - p_{\mathrm{FP}})^2$ 其中 P_c 为实际相干度。因此，实际贝尔态保真度 $\mathcal{F}_B$ 与˜测得的保真度 $\tilde{\mathcal{F}}_B$ 之间的关系为

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_B &= \frac{\tilde{\mathcal{F}}_B - p_{\mathrm{TP}}p_{\mathrm{FP}}}{(p_{\mathrm{TP}} - p_{\mathrm{FP}})^2} \\ &\geq \frac{\tilde{\mathcal{F}}_B - p_{\mathrm{FP}}}{(1 - p_{\mathrm{FP}})^2} \\ &= \tilde{\mathcal{F}}_B + (2\tilde{\mathcal{F}}_B - 1)p_{\mathrm{FP}} + (3\tilde{\mathcal{F}}_B - 2)p_{\mathrm{FP}}^2 + O(p_{\mathrm{FP}}^3) \\ &\geq \tilde{\mathcal{F}}_B,\end{aligned} \tag{5}$$

其中，第二行中的不等式是通过令 $p_{\mathrm{TP}} = 1$ 得到的（该不等式对 $p_{\mathrm{TP}} \geq p_{\mathrm{FP}}$ 成立），而且只要 $\mathcal{F}_B$ 显著大于 $1/2$ 且 p_{FP} 很小，最后一行中的不等式就成立。在我们的实验中，$p_{\mathrm{FP}} = 0.4\%$，且 $\mathcal{F}_B = 0.99(2)$，因此测量值是真实值（不含自旋读出误差）的下界。

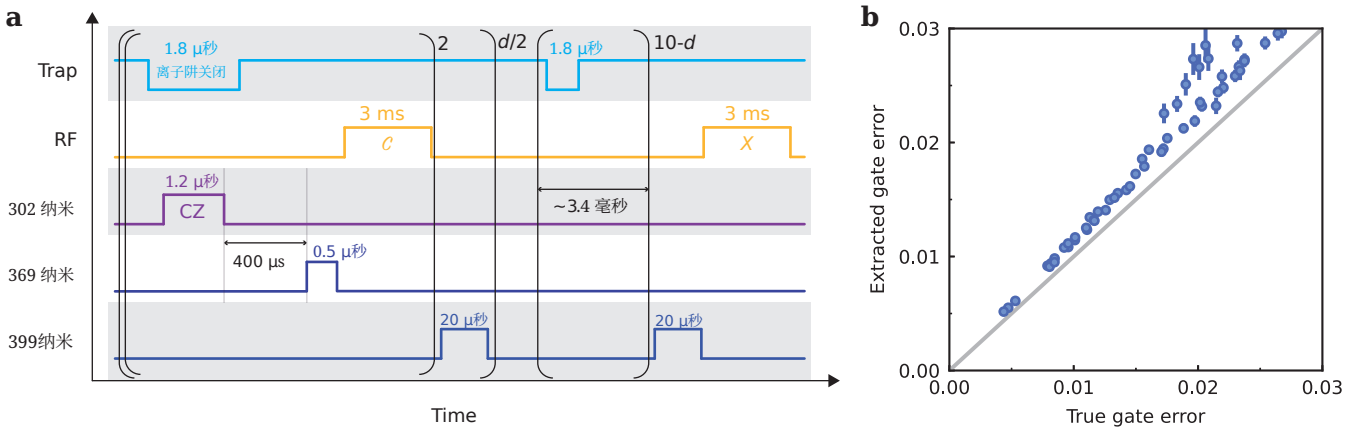

图 S3. **随机化量子电路基准测试实验**(a) 纠缠门随机化量子电路基准测试实验的操作序列（横轴未按比例绘制）。(b) 对比《方法》中讨论的错误模型下模拟得到的门保真度和随机化量子电路基准测试保真度。每个噪声项的强度均围绕实验预期的标称值随机变化。在所有情况下，随机化量子电路基准测试的非保真度都高于真实门误差，说明该基准测试可作为真实门保真度下界的相关指标。

双量子比特纠缠门

我们实验中实现的双量子比特门改编自文献 [35] 中的时间最优门。在该项工作中，每个原子被建模为一个三能级系统 $\{|0\rangle, |1\rangle, |r\rangle\}$ 并假设存在完美的里德堡阻塞，阻止两个原子同时激发至 $|r\rangle$，且 $|1\rangle$ 和 $|r\rangle$ 通过全局激光耦合，激光振幅恒定、相位随时间变化 $\phi(t)$。随后，文献 [35] 使用梯度上升脉冲工程（GRAPE）[55, 56]，这一量子最优控制方法，确定了实现 CZ门 的时间最优脉冲 $\phi(t)$。

这个简单的三能级模型无法准确描述我们的系统，因为两个量子比特态与其他里德堡能级之间存在非共振耦合（图 S1d）。为纳入这一效应，我们使用 GRAPE，在一个将所有这些额外跃迁都考虑在内的新模型下重新设计脉冲。里德伯流形的四个子能级均包含在内： $\{|r_{-3/2}\rangle, |r_{-1/2}\rangle, |r_{1/2}\rangle, |r_{3/2}\rangle\}$。考虑到里德堡激光的偏振以及每个跃迁的克莱布施-戈登系数，单个原子在 $\{|0\rangle, |1\rangle, |r_{-3/2}\rangle, |r_{-1/2}\rangle, |r_{1/2}\rangle, |r_{3/2}\rangle\}$ 基底中的哈密顿量可写为：

$$H_{sq} = \hbar \begin{pmatrix} -\Delta_m & 0 & \frac{\Omega e^{-i\phi}}{2} & 0 & \frac{\Omega e^{-i\phi}}{2\sqrt{3}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\Omega e^{-i\phi}}{2\sqrt{3}} & 0 & \frac{\Omega e^{-i\phi}}{2} \\ \frac{\Omega e^{i\phi}}{2} & 0 & -3\Delta_r & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Omega e^{i\phi}}{2\sqrt{3}} & 0 & -2\Delta_r & 0 & 0 \\ \frac{\Omega e^{i\phi}}{2\sqrt{3}} & 0 & 0 & 0 & -\Delta_r & 0 \\ 0 & \frac{\Omega e^{i\phi}}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{6}$$

这里，Ω 是拉比频率， ϕ 是里德堡激光的相位。 $^3P_0$ 流形和里德伯流形中的塞曼劈裂分别记为 Δ_m 和 Δ_r。由于 $^3P_0$ 流形中的朗德 g 因子比 $6s59s\ ^3S_1\ F = 3/2$中的小三个数量级以上，为简化起见，我们令 $\Delta_m = 0$ 。同时考虑两个原子和范德华相互作用后，系统的完整哈密顿量为

$$H = H_{sq} \otimes \mathbb{I} + \mathbb{I} \otimes H_{sq} + \hbar \sum_{ijkl} V_{ijkl} |r_i\rangle \langle r_k| \otimes |r_j\rangle \langle r_l| \tag{7}$$

在强范德华相互作用（$|V_{ijkl}| \gg \Omega$）的极限下，任何双里德堡激发都被严格禁止。在这种情况下，可以根据系统的初始状态分别计算其动力学，其中每一种

状态对应于五维子空间中的演化：

$$
\begin{aligned}
|00\rangle &\Rightarrow \left\{|00\rangle, |0r_{-3/2}\rangle, |0r_{1/2}\rangle, |r_{-3/2}0\rangle, |r_{1/2}0\rangle\right\},\\
|01\rangle &\Rightarrow \left\{|01\rangle, |0r_{-1/2}\rangle, |0r_{3/2}\rangle, |r_{-3/2}1\rangle, |r_{1/2}1\rangle\right\},\\
|11\rangle &\Rightarrow \left\{|11\rangle, |1r_{-1/2}\rangle, |1r_{3/2}\rangle, |r_{-1/2}1\rangle, |r_{3/2}1\rangle\right\}.
\end{aligned}
$$

我们注意到，$|01\rangle$ 和 $|10\rangle$ 的动力学始终相同，因此为简洁起见省略后者。

给定 Δ_r/Ω 的特定取值，可以利用我们更精确的模型实施与参考文献 [35] 类似的 GRAPE优化。我们不使用振幅为方波的脉冲，而是固定 $\Omega(t)$，使其具有高斯上升沿和下降沿，总时长为 T。这样可以最大限度地降低脉冲带宽，减少对另一个里德堡态的不必要激发，同时对里德堡态平均布居的影响可以忽略不计。随后，我们求出使 CZ门保真度损失最小的激光相位$\phi(t)$。为进行优化，我们对 $t \in [Tn/N, T(n+1)/N]$ 采用分段常数近似$\phi(t) = \phi_n$，分为 $N = 100 \gg 1$段。随后，可以对 $\phi_0, ..., \phi_{N-1}$数值最小化保真度损失 $1-\mathcal{F}$；GRAPE算法可高效计算梯度 $\nabla\mathcal{F}$[55] 所需的时间 $\mathcal{O}(N)$。还需注意，优化中也包含全局相位 θ_0 和单量子比特相位 θ_1，因此期望的演化为 $|00\rangle \mapsto e^{i\theta_0}|00\rangle$, $|01\rangle \mapsto e^{i(\theta_0+\theta_1)}|01\rangle$ 和 $|11\rangle \mapsto -e^{i(\theta_0+2\theta_1)}|11\rangle$。

对于 $\Delta_r = 2\pi \times 9.3\,\text{MHz}$ 和 $\Omega = 2\pi \times 1.6\,\text{MHz}$ 的实验参数，$\Delta_r/\Omega = 5.8$。对于这些参数，我们得到的门保真度为 $1-\mathcal{F} < 10^{-5}$。

为了在实验中部署，我们将 GRAPE 推导出的脉冲参数化为切比雪夫多项式的有限和：

$$
\Delta(t) = \dot{\phi}(t) \approx \sum_{n=0}^{n_{\max}} c_n T_n\left(\frac{2t}{T} - 1\right), \tag{8}
$$

其中，$T_n(x)$ 是第一类切比雪夫多项式的第 n 个。我们发现，在 $n_{\max} = 13$ 处截断级数不会影响门保真度。这种较低维度的参数化方式便于通过扫描每个系数在其标称值附近的取值来进行实验微调，以修正控制误差和模型未涵盖的影响。

双量子比特门的噪声模型

为了了解双量子比特门中保真度损失的来源，我们基于上述六能级模型，开发了一种结合主方程形式与蒙特卡洛方法的数值模拟。该模拟涵盖有限里德堡态寿命导致的马尔可夫衰减、相干误差（不完善的里德堡阻塞和非共振激发），以及非马尔可夫噪声（原子运动导致的多普勒频移，以及激光相位和强度噪声）。我们通过模拟随机生成的噪声轨迹下的演化并对最终结果 [57] 求平均，采用蒙特卡洛方法纳入非马尔可夫效应。

错误模型中的参数由独立实验确定。利用俘获里德伯原子的能力 [40], ，我们直接测量了里德堡态寿命，得到$T_{1,r} = 65(2)\,\mu$s。我们通过拉姆齐实验测量多普勒频移及其他准静态失谐误差，发现衰减完全呈高斯分布，衰减时间为 $1/e$ $T_2^* = 5.7\,\mu$s。这给出了温度上限 $T \leq 2.94\,\mu$K。我们使用高精细度腔作为频率鉴别器，测量倍频产生之前的激光相位噪声。最后，我们测量倍频产生之后的激光强度噪声。

我们发现，主要误差来源是里德堡态衰减（4×10^{-3}）、多普勒频移导致的失谐（5×10^{-3}）、激光相位噪声（2×10^{-3}）以及激光脉冲包络的不完善（2×10^{-3}）。将这些效应综合起来进行模拟，得到的门误差为 1.1×10^{-2}，低于实验测得的 2×10^{-2}。我们认为，部分差异是由于随机量子电路基准测试系统性地高估了误差（见下一节）。然而，这仍留下约 5×10^{-3} 的误差无法由我们的模型解释。最可能的解释是实验参数缓慢漂移，影响了门校准；但要隔离并修正这一误差，还需要进一步研究。

该模型还预测，60% 的错误应为泄漏错误，包括门操作期间从里德堡态衰变以及门操作结束时仍处于里德堡态的粒子数。当考虑到我们在 $^1S_0$ 中只能探测到 50% 的里德堡态衰变后，这与双量子比特门观察到的 33% 擦除转换比例（图 4c）一致。

要实现更高的门保真度，关键参数是拉比频率。里德堡衰减误差随门时间增加而降低，关系为 $1/\Omega_{UV}$。多普勒频移误差则随 $1/\Omega_{UV}^2$ 降低。鉴于我们当前的紫外激光功率为

6 mW 远低于类似波长下已展示的最高功率 [58], 通过直接提升激光功率、降低相位噪声并改进脉冲形状控制，已知误差源均可被抑制至低于 10^{-3} 。

随机化量子电路基准测试验证

如正文所述，图 3f 和图 4c 中使用的双量子比特基准测试电路无法给出严格的保真度估计，因为我们使用了全局单量子比特旋转。该电路对某些错误完全不敏感，例如交换两个量子比特的 SWAP 操作 [39]。为评估这一估计的可靠性，我们使用上一节讨论的错误模型，对实验中使用的精确基准测试序列进行了模拟，并在较大的范围内改变各噪声项的强度，以模拟不同的门错误率，最高达到实测实验值的数倍。在图 S3b 中，我们比较了真实门错误率与从模拟的基准测试电路中提取的门错误率，发现基准测试估计始终高估错误率，因此为门保真度提供了下限。

* 这些作者对本研究的贡献相同。
† 现任单位：密歇根大学工程学院电气与计算机工程系，美国密歇根州安娜堡，邮编 48109。‡ jdthompson@princeton.edu

[1] 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, 《基于纠缠原子阵列相干输运的量子处理器》, 《自然》**604**，451（2022）。[2] T. M. Graham、Y. Song、J. Scott、C. Poole、L. Phuttitarn、K. Jooya、P. Eichler、X. Jiang、A. Marra、B. Grinkemeyer、M. Kwon、M. Ebert、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, 《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）。[3] S. Ebadi、T. T. Wang、H. Levine、A. Keesling、G. Semeghini、A. Omran、D. Bluvstein、R. Samajdar、H. Pichler、W. W. Ho、S. Choi、S. Sachdev、M. Greiner、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin, 《256原子可编程量子模拟器上的物质量子相》, 《自然》**595**，227（2021）。[4] 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, 《利用数百个里德伯原子对二维反铁磁体进行量子模拟》, 《自然》**595**，233（2021）。[5] A. Cooper、J. P. Covey、I. S. Madjarov、S. G. Porsev、M. S. Safronova 和 M. Endres, 《光镊中的碱土金属原子》, 《物理评论X》**8**，041055（2018）。[6] M. Norcia、A. Young 和 A. Kaufman, 《光镊阵列中超冷锶的微观控制与探测》, 《物理评论X》**8**，041054（2018）。[7] S. Saskin、J. T. Wilson、B. Grinkemeyer 和 J. D. Thompson, 《光镊阵列中镱原子的窄线冷却与成像》, 《物理评论快报》**122**，143002（2019）。[8] K. Singh、S. Anand、A. Pocklington、J. T. Kemp 和 H. Bernien, 《连续模式运行的双元素二维原子阵列》, 《物理评论X》**12**，011040（2022）。[9] J. P. Bonilla Ataides、D. K. Tuckett、S. D. Bartlett、S. T. Flammia 和 B. J. Brown, 《XZZX表面码》, 《自然·通讯》**12**，2172（2021）。[10] Y. Wu、S. Kolkowitz、S. Puri 和 J. D. Thompson, 《碱土金属里德伯原子阵列中容错量子计算的擦除转换》, 《自然·通讯》**13**，4657（2022）。[11] A. M. Kaufman 和 K.-K. Ni, 《利用超冷原子和分子的光镊阵列开展量子科学研究》, 《自然·物理》**17**，1324（2021）。[12] A. Browaeys 和 T. Lahaye, 《利用单独控制的里德伯原子研究多体物理》, 《自然·物理》**16**，132（2020）。[13] K. Singh、C. E. Bradley、S. Anand、V. Ramesh、R. White 和 H. Bernien, 《利用旁观量子比特阵列在电路中途校正相关相位错误》（2022），arXiv:2208.11716。[14] I. Cong、H. Levine、A. Keesling、D. Bluvstein、S.-T. Wang 和 M. D. Lukin, 《利用里德伯原子实现硬件高效的容错量子计算》, 《物理评论X》**12**，021049（2022）。[15] M. A. Norcia、A. W. Young、W. J. Eckner、E. Oelker、J. Ye 和 A. M. Kaufman, 《光镊阵列中光学钟跃迁的秒级相干性》, 《科学》**366**，93（2019）。[16] I. S. Madjarov、A. Cooper、A. L. Shaw、J. P. Covey、V. Schkolnik、T. H. Yoon、J. R. Williams 和 M. Endres, 《具有单原子读出的原子阵列光钟》, 《物理评论X》**9**，041052（2019）。[17] K. Barnes、P. Battaglino、B. J. Bloom、K. Cassella、R. Coxe、N. Crisosto、J. P. King、S. S. Kondov、K. Kotru、S. C. Larsen、J. Lauigan、B. J. Lester、M. McDonald、E. Megidish、S. Narayanaswami、C. Nishiguchi、R. Notermans、L. S. Peng、A. Ryou,

T.-Y. Wu 和 M. Yarwood，《核自旋量子比特寄存器的组装与相干控制》，《自然·通讯》13，2779（2022）。[18] S. Ma、A. P. Burgers、G. Liu、J. Wilson、B. Zhang 和 J. D. Thompson，《光镊阵列中 171Yb原子核自旋量子比特的通用门操作》，《物理评论X》12，021028（2022）。[19] A. Jenkins、J. W. Lis、A. Senoo、W. F. McGrew 和 A. M. Kaufman，《光镊阵列中的镱核自旋量子比特》，《物理评论X》12，021027（2022）。[20] N. Chen、L. Li、W. Huie、M. Zhao、I. Vetter、C. H. Greene 和 J. P. Covey，《分析基于里德伯态的光学—亚稳态—基态架构在 171Yb核自旋中的应用》，《物理评论A》105，052438（2022）。[21] 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，《碱土金属里德伯原子的高保真纠缠与探测》，《自然·物理》16，857（2020）。[22] D. T. C. Allcock、W. C. Campbell、J. Chiaverini、I. L. Chuang、E. R. Hudson、I. D. Moore、A. Ransford、C. Roman、J. M. Sage 和 D. J. Wineland，《基于亚稳态的囚禁离子量子计算蓝图》，《应用物理学快报》119，214002（2021）。[23] W. C. Campbell，《经认证的量子门》，《物理评论A》102，022426（2020）。[24] H.-X. Yang、J.-Y. Ma、Y.-K. Wu、Y. Wang、M.-M. Cao、W.-X. Guo、Y.-Y. Huang、L. Feng、Z.-C. Zhou 和 L.-M. Duan，《利用同种离子实现可相干转换的双类型量子比特》，《自然·物理》18，1058（2022）。[25] C. H. Roman，
Expanding the $^{171}Yb^{+}$ *toolbox: the* $^{2}F^{o}_{7/2}$ *state as resource for quantum information science*博士论文，UCLA（2021）。[26] M. Grassl、T. Beth 和 T. Pellizzari，《量子擦除信道编码》，《物理评论A》56，33（1997）。[27] C. H. Bennett、D. P. DiVincenzo 和 J. A. Smolin，《量子擦除信道的容量》，《物理评论快报》78，3217（1997）。[28] S. D. Barrett 和 T. M. Stace，《具有极高丢失错误阈值的容错量子计算》，《物理评论快报》105，200502（2010）。[29] K. Sahay、J. Jin、J. Claes、J. D. Thompson 和 S. Puri，《适用于具有有偏擦除错误的中性原子量子比特的高阈值码》（2023），arXiv:2302.03063 [quant-ph]。[30] A. Kubica、A. Haim、Y. Vaknin、F. Brand˜ão 和 A. Retzker，《擦除量子比特：突破超导电路中的 T_1 限制》（2022），arXiv:2208.05461 [quant-ph]。[31] M. Kang、W. C. Campbell 和 K. R. Brown，《利用囚禁离子的亚稳态和擦除转换进行量子纠错》（2022），arXiv:2210.15024 [quant-ph]。[32] J. D. Teoh、P. Winkel、H. K. Babla、B. J. Chapman、J. Claes、S. J. de Graaf、J. W. O. Garmon、W. D. Kalfus、Y. Lu、A. Maiti、K. Sahay、N. Thakur、T. Tsunoda、S. H. Xue、L. Frunzio、S. M. Girvin、S. Puri 和 R. J. Schoelkopf，《超导腔中的双轨编码》（2022），arXiv:2212.12077 [quant-ph]。[33] T. Tsunoda、J. D. Teoh、W. D. Kalfus、S. J. de Graaf、B. J. Chapman、J. C. Curtis、N. Thakur、S. M. Girvin 和 R. J. Schoelkopf，《利用噪声辅助量子比特实现可检测错误的玻色纠缠门》（2022），arXiv:2212.11196 [quant-ph]。[34] Y. Lu、A. Maiti、J. W. O. Garmon、S. Ganjam、Y. Zhang、J. Claes、L. Frunzio、S. M. Girvin 和 R. J. Schoelkopf，《具有宇称保护转换器的高保真微波分束器》（2023），arXiv:2303.00959 [quant-ph]。[35] S. Jandura 和 G. Pupillo，《里德伯原子的时间最优双量子比特门与三量子比特门》，《量子》6，712（2022）。[36] A. Bergschneider、V. M. Klinkhamer、J. H. Becher、R. Klemt、G. Z¨urn、P. M. Preiss 和 S. Jochim，《自由空间中 6Li的自旋分辨单原子成像》，《物理评论A》97，063613（2018）。[37] 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，《利用中性原子并行实现高保真多量子比特门》，《物理评论快报》123，170503（2019）。[38] Y. Colombe、D. H. Slichter、A. C. Wilson、D. Leibfried 和 D. J. Wineland，《用于高功率、低损耗紫外传输的单模光纤》，《光学快报》22，19783（2014）。[39] C. H. Baldwin、B. J. Bjork、J. P. Gaebler、D. Hayes 和 D. Stack，《利用子空间基准测试对囚禁离子中的高保真纠缠操作进行基准评估》，《物理评论研究》2，013317（2020）。[40] J. Wilson、S. Saskin、Y. Meng、S. Ma、R. Dilip、A. Burgers 和 J. Thompson，《在光镊阵列中囚禁碱土金属里德伯原子》，《物理评论快报》128，033201（2022）。[41] S. Jandura、J. D. Thompson 和 G. Pupillo，《优化里德伯门以提升逻辑量子比特性能》（2022），arXiv:2210.06879 [quant-ph]。[42] C. Fromonteil、D. Bluvstein 和 H. Pichler，《具有准静态误差鲁棒性的里德伯纠缠门协议》（2022），arXiv:2210.08824。[43] P. McQuillen、X. Zhang、T. Strickler、F. B. Dunning 和 T. C. Killian，《成像超冷锶里德伯气体的演化》，《物理评论A》87，013407（2013）。[44] F. Henkel、M. Krug、J. Hofmann、W. Rosenfeld、M. Weber 和 H. Weinfurter，《高效的单原子态选择性亚微秒光电离探测》，《物理评论快报》105，253001（2010）。[45] 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》，《物理评论快报》129，203602（2022），arXiv:2205.14138。[46] T. M. Graham、L. Phuttitarn、R. Chinnarasu、Y. Song、C. Poole、K. Jooya、J. Scott、A. Scott、P. Eichler 和 M. Saffman，《中性原子量子处理器上的电路中途测量》（2023），arXiv:2303.10051。[47] S. J. Evered、D. Bluvstein、M. Kalinowski、S. Ebadi、T. Manovitz、H. Zhou、S. H. Li、A. A. Geim、T. T. Wang、N. Maskara、H. Levine、G. Semeghini、M. Greiner、V. Vuletic 和 M. D. Lukin，《中性原子量子计算机上的高保真并行纠缠门》（2023），arXiv:2304.05420。

[48] P. Scholl、A. L. Shaw、R. B.-S. Tsai、R. Finkelstein、J. Choi 和 M. Endres，高保真度里德堡量子模拟器中的擦除转换（2023），arXiv:2305.03406。[49] M. Endres、H. Bernien、A. Keesling、H. Levine、E. R. Anschuetz、A. Krajenbrink、C. Senko、V. Vuletic、M. Greiner 和 M. D. Lukin，无缺陷一维冷原子阵列的逐原子组装，《科学》**354**，1024（2016）。[50] D. Barredo、S. de L´es´eleuc、V. Lienhard、T. Lahaye 和 A. Browaeys，无缺陷任意二维原子阵列的逐原子组装器，《科学》**354**，1021（2016）。[51] A. P. Burgers、S. Ma、S. Saskin、J. Wilson、M. A. Alarc´on、C. H. Greene 和 J. D. Thompson，利用碱土原子光镊阵列中的离子实跃迁控制里德堡激发，《PRX 量子》**3**，020326（2022）。[52] D. Okuno、Y. Nakamura、T. Kusano、Y. Takasu、N. Takei、H. Konishi 和 Y. Takahashi，利用亚稳态对可重构镱原子光镊阵列进行高分辨率光谱学和单光子里德堡激发，《日本物理学会杂志》**91**，084301（2022）。[53] S. D¨orscher、R. Schwarz、A. Al-Masoudi、S. Falke、U. Sterr 和 C. Lisdat，光学晶格钟中的晶格诱导光子散射，《物理评论A》**97**，063419（2018）。[54] A. C. Wilson、C. Ospelkaus、A. P. VanDevender、J. A. Mlynek、K. R. Brown、D. Leibfried 和 D. J. Wineland，用于冷却和操控受囚禁 $^{9}Be^{+}$ 离子的750毫瓦连续波固态313纳米激光源，《应用物理B》**105**，741（2011）。[55] N. Khaneja、T. Reiss、C. Kehlet、T. Schulte-Herbr¨uggen 和 S. J. Glaser，耦合自旋动力学的最优控制：通过梯度上升算法设计核磁共振脉冲序列，《磁共振杂志》**172**，296（2005）。[56] F. K. Wilhelm、S. Kirchhoff、S. Machnes、N. Wittler 和 D. Sugny，量子技术最优控制导论（2020），arXiv:2003.10132 [quant-ph]。[57] S. de L´es´eleuc、D. Barredo、V. Lienhard、A. Browaeys 和 T. Lahaye，单个原子相干光学激发至里德堡态过程中的缺陷分析，《物理评论A》**97**，053803（2018）。[58] H.-Y. Lo、J. Alonso、D. Kienzler、B. C. Keitch、L. E. de Clercq、V. Negnevitsky 和 J. P. Home，用于铍离子电离、冷却和量子态操控的全固态连续波激光系统，《应用物理B》**114**，17（2014）。