arXiv:2304.08402v1 [physics.atom-ph] 17 Apr 2023

用于中性原子量子比特高保真控制和纠缠的激光系统

C.J. Picken, [1], * I. Despard, [1] A. Kelly, [1] J.D. Pritchard, [2] J.R.P. Bain, [1] N. Hempler, [1] G.T. Maker, [1] 和 G.P.A Malcolm[1]

[1] *M Squared Lasers Limited1 Kelvin Campus, West of Scotland Science Park,Glasgow, G20 0SP, United Kingdom*[2] *SUPA, Department of Physics, University of Strathclyde,Glasgow G4 0NG, United Kingdom*（日期：2023年4月18日）

我们介绍 M Squared Lasers 最近专为可扩展中性原子量子计算开发的新型光子学和电子学组件：用于扩展量子比特数量的高功率 1064 纳米系统、用于高保真单量子比特控制的锁相系统，以及用于高保真里德堡操作的稳健腔锁定系统。无需腔滤波，这些系统在基态拉曼跃迁和基态-里德堡态跃迁中实现的驱动相干时间均可媲美当前最先进水平，为中性原子量子计算提供了出色的平台。我们通过在 7 对原子中制备纠缠贝尔态来对这些系统进行基准测试；通过双量子比特 CZ 门，我们测得峰值原始保真度为 $F \geq 0.88(2)$，峰值态制备与测量校正保真度为 $F_C \geq 0.93(3)$。

I. 引言

量子计算的可行性以对量子系统的相干控制为基础。多种量子比特技术已展现出高保真度，接近可通过量子纠错在不久的将来实现现实应用的水平 [1–3]。在这些候选方案中，离子和中性原子平台依靠相干的光与物质相互作用来操控量子态并产生纠缠 [4, 5]。

近期进展表明，中性原子已成为实现全规模量子计算系统的有力候选方案：研究人员已在大规模阵列上实现了超过容错量子计算阈值的单量子比特门 [6]，并通过里德堡相互作用显著提高了双量子比特门保真度 [3, 7, 8]。中性原子处理器还具有有利于扩展量子比特数量的特性，使其达到纠错所需的规模[8–16], ；目前已展示包含多达 1000 个量子比特位置的系统 [17]，并演示了小规模数字算法 [18, 19]。中性原子在可重构原子光镊中的灵活性，也使这类平台能够用于模拟量子计算和量子模拟 [20], ；近期的演示实现了超线性量子加速 [21]，且该能力可扩展至广泛的组合优化问题 [22]。

详细分析表明，要实现高保真度，必须克服激光源带来的噪声因素限制 [23, 24], ；钛宝石激光器的低频噪声显著低于半导体二极管激光器，因此具有明显优势[24]。本文介绍了我们中性原子量子处理器 Maxwell 中用于量子比特制备、高保真控制和纠缠的完整光子学骨干系统。文中介绍的所有系统均由

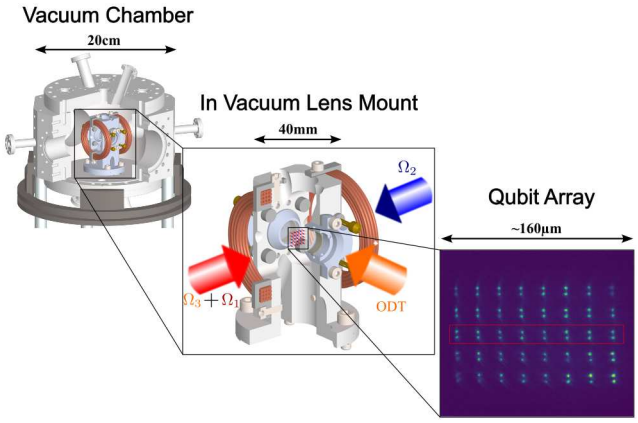

图1. 实验装置示意图——通过 1064 纳米光学偶极阱（ODT），在真空内透镜的焦点处生成可重构的量子比特阵列。与偶极阱垂直且沿量子化轴传播的全局光束可实现量子比特操作。图中显示了 40 对原子的平均图像。本文的工作聚焦于红框标出的中央行，以抑制里德伯激发激光器空间均匀性变化带来的影响。

我们的 Ice Bloc 接口控制。锁定操作（包括锁定至商用腔、蒸气池以及其他 SolsTis 激光器）均由 M Squared 专有电子设备负责。我们首先介绍实验装置和激光系统，随后通过实验展示里德伯激发中的相干时间延长以及高保真纠缠生成。

II. 实验装置

我们的装置使用七套 M Squared 激光系统。为简明起见，我们将这些系统分组，并在下文中详细讨论。量子比特光束的几何布局如

* craig.picken@m2lasers.com

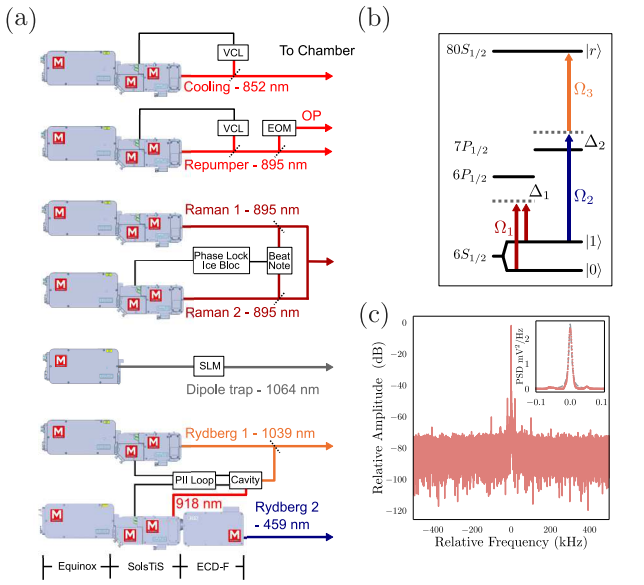

图1。(a) 本研究中使用的激光系统：用于冷却、再泵浦和光泵浦的 852 和 895 纳米 SolsTiS PI。两台相位锁定的 895 纳米 SolsTiS PI系统用于拉曼跃迁。用于原子囚禁的 1064 纳米 Equinox。腔锁定的 1039 和 918 纳米 SolsTiS PI系统配有 ECD-F 模块，可将 918 纳米光倍频，用于里德堡激发。(b) 本文所述量子比特操作的能级图。(c) 里德堡激光器之间的拍频，两台激光器均锁定在腔的独立轴上，波长为 918 纳米。

图 1 所示，每套激光系统如图 2(a) 所示。

A. 量子比特寄存器

用于生成可重构量子比特阵列的装置示意图如图 1(a)所示，其设计基于参考文献中详述的实验方案。[6]。约有 10^5 个铯原子在 100 毫秒内从二维磁光阱转移并囚禁于三维磁光阱（MOT）中。冷却光和再泵浦光分别由两台波长为 852 纳米和 895 纳米的 SolsTiS PI 激光器提供。每台激光器均使用 M Squared 的蒸气室锁定模块，通过饱和光谱进行抖动锁定。

MOT 装载完成后，原子通过偏振梯度冷却（PGC）进一步冷却。随后，原子被装载到由空间光调制器（SLM）[25], 生成的$1/e^2$ 1064 纳米全息阵列中，借助真空腔内高数值孔径透镜 [26]，实现了 1.55 μ米的束腰。装载到阱中后，施加冷却光以驱动光辅助碰撞，持续 50 毫秒，从而以概率方式实现每个位置装载一个单原子（概率为 55%）[27]。这套二极管泵浦固态 1064纳米系统专为量子计算应用设计，可提供 20 瓦的单纵模和单横模功率。其功率足以在 3 毫开尔文阱深下囚禁 225 个以上的量子比特 [6], ，同时计及.....

激光输出到原子处焦点之间高达 50% 的损耗。

我们采用以下成像序列来验证位点占据情况。施加一束单独的反射光束，失谐为 -2.5Γ ，持续 20 ms。成像光束以 1 MHz 的频率进行斩波，与偶极阱（3 mK）的相位相反，以消除囚禁势中相关的光频移。荧光由真空内透镜收集，并成像到一台 sCMOS 相机（Photometrics Prime BSI）上。根据对 200 次装载所得分布的拟合结果，通过对测得的计数数据进行阈值处理来探测原子[28]。随后进行另一阶段的偏振梯度冷却（PGC），然后将阱深绝热调节至 250 μK；通过释放-再捕获测得的单原子温度为 5 μK [29]。接着，使用再泵浦激光器发出的 895 nm 线偏振（π）光（其边带由电光调制器产生），在 7 G 偏置磁场下，将原子制备到 $|1\rangle = |F = 4, m_f = 0\rangle$ 态。这会将原子加热至 10 μ K。

此阶段，我们对原子进行量子操控，并根据实验需要施加吹除脉冲。随后将阱势逐渐调回成像设置（3 mK），以便拍摄第二张图像，测量所进行测试的结果。测得真空腔中的寿命为 22.3(6) s。

本文所报告的测量中，我们使用 8 对原子，原子对之间相隔 ≈ 20 μm，原子间距为 ≈ 6 μm；由于空间光调制器的衍射，距离零级衍射最远的阱位点处，间距略有变化。各位点两张图像之间的原子保留率为 98.8-99.6 %，阵列的平均值为 99.3(3) %；这代表了我们在态选择性读出中测量原子是否处于 F=3 的误差（假阴性）。各位点测量原子处于 F=4 的吹除误差（假阳性）为 0.1-0.7 %，平均值为 0.4(2) %。这些指标在各阱位点之间的差异，源于阵列阱深不均匀。

B. 基态量子比特控制

全局单量子比特操作通过一个与 $6P_{1/2}$ D_1 线失谐的 895 nm 锁相系统施加到原子阵列上，该系统可促进 $|1\rangle$ 和 $|0\rangle = |F = 3, m_f = 0\rangle$之间的拉曼跃迁。两套 SolsTiS PI系统各提供 >3.5 W 功率。主激光器和副激光器的相位通过将两台激光器的拍频输入我们的 Phase Lock Ice Bloc，在 8.92 GHz 处锁定。通过对副激光器使用三个 PI反馈回路来维持锁定。快速 PI 将反馈信号送至腔内电光调制器（EOM），慢速反馈送至快速压电陶瓷（直流至 250 Hz），最后一路反馈送至慢速谐振腔压电装置。慢速谐振腔由数模转换器控制，该转换器由 Ice Bloc 数字信号处理器软件更新，以维持快速压电陶瓷和 EOM 反馈电压处于其工作范围内，从而实现长期锁定稳定性。

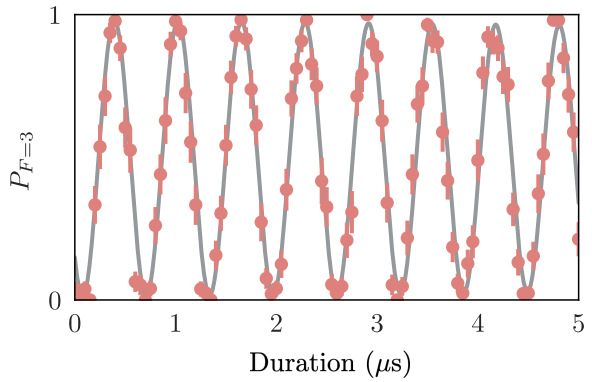

图 3. 使用我们的锁相拉曼系统测得的单个位置的拉曼拉比振荡，在 $\Delta_1/2\pi$ = - 250 GHz 失谐下，$\Omega_1/2\pi$ = 1.58(1) 兆赫。我们 16 个位置的拉比频率标准差为 0.5 %。

以维持快速压电陶瓷和 EOM 反馈电压处于其工作范围内，从而实现长期锁定稳定性。随后，在光纤之前通过一系列声光调制器控制激光器之间的频率间隔，以实现 $\omega_{\mathrm{HFS}} = 9.193$ GHz 的间隔。

SolsTiS 提供了充足的功率余量，使系统能够在远离中间 $6P_{1/2}$ 态的大失谐下运行，从而抑制激发态散射造成的误差。充足的可用功率也使我们能够使用较大的光束，以抑制阵列中拉比频率的变化。对于所报告的实验，我们通常在原子处使用总计 400 mW 的拉曼功率，并将光束聚焦至 $1/e^2$ 束腰为 180 μm。采用这些参数，我们在 $_1/2\pi = 1$处获得 Ω $\Delta_1/2\pi$ = -0.25 THz 失谐和 σ^- 偏振条件下的双光子耦合，数值为 .64 兆赫。采用这些参数，我们使用开源工具碱金属里德堡计算器（ARC）计算了因中间态散射导致一次 π脉冲期间发生不保真度的概率，为 1.4×10^{-4}。目前，激光器到原子之间的总功率效率受限于使用非偏振分束器，在进入光纤前合并偏振相同的光束。未来可通过采用 [30]中所介绍的无损光束合束干涉仪来克服这一限制[31]。

C. 里德堡激发激光器

与迄今发表的大多数中性原子量子处理器一样，我们装置中的原子间相互作用是通过将原子激发到里德堡态 [18, 21, 32–35] 来实现的。这需要将激光器锁定到高精细度参考腔，以提供稳定的频率基准，同时充分压窄激光线宽，使其显著小于里德堡态的自然线宽（通常为千赫兹量级） [36]。

中性原子平台的最新进展凸显了抑制腔锁定产生的高频相位噪声（最高达兆赫量级）的必要性，以实现高保真度的里德堡操作 [4, 23]。在本研究中，我们利用 SolsTiS 的低噪声特性，并将其锁定到专为此目的开发的商用高精细度腔系统，从而抑制这种高频噪声。这种方法无需注入由参考腔滤波的光来使用副激光器 [4]。

原子通过 $7P_{1/2}$，利用 1039 nm 和 459 nm 的光经双光子跃迁激发至 $80S_{1/2}$ 里德堡态，见图1(b)。1039 nm 波长的光功率超过 2 W，由 Equinox 泵浦的 SolsTiS 提供；459 nm 波长的光功率为 2 W，由我们的 ECD-F 模块对 Equinox 泵浦的 918 nm SolsTis 进行倍频产生。1039 nm 和 918 nm 的光锁定到我们最近开发的双轴腔系统上，该系统的自由光谱范围为 3 GHz，腔线宽为 75 kHz。腔体温度通过两个反馈回路对内外辐射屏蔽层进行稳定控制，温度维持在 $\pm$ 4 mK。借助专有电子设备，激光器通过三个反馈回路锁定到腔内电光调制器以及快、慢压电陶瓷，配置与前文所述的拉曼锁相系统类似。

将两台激光器均设为 918 nm，并锁定到相互独立的腔轴后，对拍频的测量显示，在激光线宽之外，频率噪声受到显著抑制 > 40 dB，见图1(c)。对拍频进行370 μs测量后，我们通过高斯拟合得到本征激光线宽（FWHM）为 10.4(2) Hz。

对于下文所述的里德堡实验，1039 nm 激光经聚焦后束腰为 87 μm，通过光纤向最终聚焦光学元件输送 0.85 W 功率。459 nm 光聚焦至束腰为 105 μm，$1/e^2$ 并通过光纤向实验输送 65 mW。两台激光器均通过将光纤后光电二极管的电压反馈至声光调制器来稳定强度。激光强度采样 1 ms 后，保持控制值，随后熄灭激光并打开通往腔室的快门，以便在 2 ms 后进行里德堡实验。这样，两台激光器的振幅逐次实验稳定性均达到 . 1 %。在所有所述实验中，里德堡光束相对于 $7P_{1/2}$, $F = 4$ 态的单光子失谐为 $\Delta_2/2\pi = +500$兆赫，测得的里德堡拉比频率为 1.25 兆赫。里德堡实验在关闭俘获势的情况下进行。随后，通过观察里德堡原子在重新开启俘获势时从俘获阱中被排出而造成的原子损失，来确认其存在。

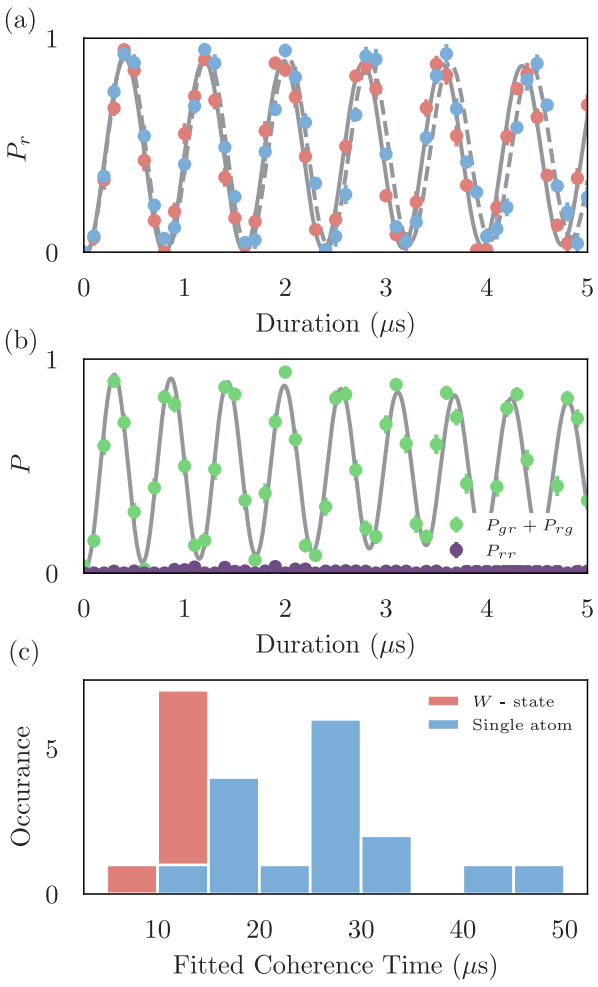

图 4. 单原子对的里德堡拉比振荡。(a) 在 $\Delta_2/2\pi = +500$MHz 下，单原子拉比振荡 $\Omega_a/2\pi = 1.267(2)$ 和 1.243(3) MHz。(b) 两个位点均装载原子时，向集体态的拉比振荡 $\Omega_{W}/2\pi = 1.776(3) \approx \sqrt{2}$ ( ) MHz Ω，对双激发位点 $|rr\rangle$ 有很强的抑制作用。(c) 所有位点/原子对的拉比振荡拟合相干时间直方图，显示整个阵列均具有优异性能。

III. 相干控制

A. 单量子比特操作

我们在 16 个量子比特位置上展示了相干单量子比特控制。沿着 7 G 磁场施加可变时长的拉曼脉冲，以产生图 3 所示的拉比振荡。我们在每个位置都观察到高对比度的相干振荡，相干时间超过 50 μs；平均拉比频率为 1.58 兆赫，各位置间的标准差为 0.5 %。通过拉姆齐实验测量基态相干时间，发现阵列上的平均值为 T_2^* =8.8 ms，标准差为 13 %。这种差异可归因于这是由于各个位点的阱深不同，限制了最终原子温度；原子温度与 T_2^* 直接相关，对应的平均原子温度为 ≈ 11.5 μK。

我们通过施加一个缓慢的拉曼 π 脉冲（$\Delta_1/2\pi$ = -1 THz，$\Omega/2\pi$ =0.37 MHz），测量光抽运效率，以尽可能降低对拉曼激光器强度噪声的敏感性。我们测得转移概率为 94.1-98.5 %，阵列平均值为 97.1(7) %。计入前文讨论的态测量误差后，光抽运效率为 98.1(7) %。这是我们装置中态制备与测量（态制备与测量）不保真度的最大来源。预计未来利用拉曼光束进行拉曼辅助光抽运，可将光抽运效率提高至 $>$ 99 % [7]。

B. 高保真度里德堡控制

通过改变向原子对施加里德堡激光器的持续时间，我们演示了对 $80S_{1/2}$ 的相干拉比振荡。由于原子对装载具有随机性，我们在同一次实验运行中采集单原子和原子对的数据，展示阻塞和纠缠。图 4(a) 展示了两个相邻位置的单原子数据，振荡对比度高且阻尼极小，这表明已避免腔锁定带来的有害相位噪声。我们观测到的拉比频率 $\Omega/2\pi = 1.267(2)$ 和 1.243(3) 兆赫，以及拟合得到的 $1/e$ 相干时间分别为 27(17) 和 47(38) μs。阻尼略有不对称，这可归因于中间态的自发辐射。根据 ARC [30]，我们计算出每次 π 脉冲发生这种情况的概率为 1.7%。

每次加载一对原子时的数据如图 4(b) 所示。我们观察到，耦合到激发对称态 $|W\rangle = (|gr\rangle + |rg\rangle)/\sqrt{2}$ state 的耦合增强了预期的 $\sqrt{2}$（$\Omega_W/2\pi = 1.776(3)$ 兆赫 $\approx \sqrt{2}\Omega$），同时双激发态 $|rr\rangle$ 受到显著抑制；所示原子对在旋转的第一个 2π 中测得的最高布居为 0.8(8) %。这种振荡的相干时间比单原子振荡短，这可能是由于每对原子中各原子的拉比频率略有差异，以及各原子之间存在随机多普勒频移。为突出展示我们在整个阵列中的高保真控制，我们在图 4(c) 中给出了单原子和原子对数据拟合所得相干时间的直方图。需要指出的是，由于振荡仅测量至 5 μs，因此相干时间拟合存在较大的误差；该图主要用于展示整个阵列中较长相干时间的一致性。

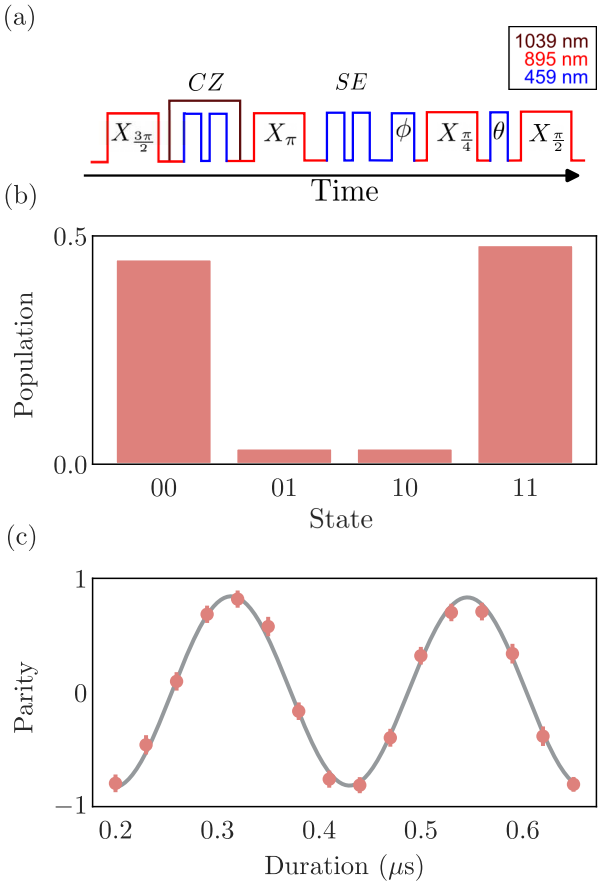

图 5. (a) 用于制备纠缠贝尔态 $|\Psi^+\rangle$ 的脉冲序列，以及用于测量宇称振荡的分析脉冲。(b) 单对原子的输出布居数，给出 $P_{00}+P_{11}\geq 0.91(4)$。(c) 对比度为 $C=0.83(2)$ 的宇称振荡，得到原始贝尔态保真度 $F\geq 0.88(2)$。

C. 双量子比特门与纠缠

我们采用[7]，中介绍的方案实现双量子比特门：施加两个持续时间相同的全局里德堡脉冲，以构造一个 CZ 门。每个脉冲对应于 2π 旋转，其形式为 $|W\rangle$，因此基态$|11\rangle$返回到 $|11\rangle$，并获得相位 ϕ_{11}，而 $|00\rangle$不受影响。对于基态 $|01\rangle$ 和 $|10\rangle$，只有一个原子被激发到里德堡态；第一个脉冲使其发生不完整振荡，随后通过改变第二个脉冲的相位，使原子返回原始基态。在单原子情况下，两个脉冲会额外累积相位 ϕ_{01}；选择合适的失谐 $2\phi_{01}-\pi=\phi_{11}$，即可实现 CZ 门。当里德堡阻塞位移 V 远大于拉比频率 $\Omega\gg V$ 时，该值为 $\Delta=0.377\Omega$ [7, 18]。最后，需要利用 459 nm 激光器施加全局相位移，以消除单粒子相位。

尚未在我们的装置中实现局域寻址，以将量子比特分别制备到不同的基态中。不过，可以使用上述量子门协议仅通过全局脉冲来制备纠缠态。施加一个全局 $3\pi/2$ 拉曼脉冲，随后执行量子门协议，最后施加一个 $\pi/4$ 拉曼脉冲来制备贝尔态 $|\Psi^+\rangle=(|00\rangle+|11\rangle)/\sqrt{2}$。我们还按照 [7] 中的说明，将 CZ 门嵌入回波序列中。图 5(a) 展示了我们的脉冲序列。我们测量输出布居数（图 5(b)），并使用 459 nm 激光器施加分析脉冲，随后施加一个 $\pi/2$ 拉曼脉冲以诱发宇称振荡，如图 5(c) 所示。对于表现最佳的一对量子比特（Pair 1），我们测得布居数 $(P_{00}+P_{11})$ =0.93(4)，宇称振荡振幅对比度为 C =0.84(2)，得到未经校正的贝尔态保真度 $F=(P_{00}+P_{11}+C)/2=0.88(2)$。表现最佳的 7 对量子比特的平均保真度为 $F=0.85$。

表 I. 对 7 对原子的贝尔态进行分析，其中 P为该对量子比特未发生错误的概率，$P_{00}+P_{11}$ 为布居数下限，C 为宇称振荡对比度，F 为原始保真度，F_c 为 SPAM校正保真度。

Pair	P	$P_{00}+P_{11}$	C	F	F_C
1	0.936(12)	$\geq$ 0.92(4)	0.83(2)	$\geq$ 0.88(2)	$\geq$ 0.93(3)
2	0.946(12)	$\geq$ 0.91(4)	0.82(3)	$\geq$ 0.86(3)	$\geq$ 0.91(4)
3	0.937(12)	$\geq$ 0.87(4)	0.74(5)	$\geq$ 0.81(3)	$\geq$ 0.86(5)
4	0.935(11)	$\geq$ 0.88(4)	0.76(2)	$\geq$ 0.82(2)	$\geq$ 0.87(4)
5	0.964(1)	$\geq$ 0.92(4)	0.82(3)	$\geq$ 0.87(3)	$\geq$ 0.90(3)
6	0.949(1)	$\geq$ 0.87(4)	0.79(2)	$\geq$ 0.83(2)	$\geq$ 0.87(3)
7	0.917(12)	$\geq$ 0.87(4)	0.74(2)	$\geq$ 0.81(2)	$\geq$ 0.87(3)

贝尔态的误差来源包括此前讨论过的态制备与测量误差，以及在 CZ 协议期间因滞留在里德堡态而损失的原子，这会导致对 P_{11} 的高估。我们在不进行吹除的情况下重复测量，以确定布居的下限；按照 [7] 中的分析，我们得到 $P_{00}+P_{11}\geq 0.91(4)$，原始保真度的下限为 $F\geq 0.875(20)$（第 1 对）。最后，我们对态制备与测量误差进行校正，发现这对量子比特无误差发生的概率为 $P=0.936(12)$；校正后的布居和宇称振荡幅度分别为 $P_{00}^c+P_{11}^c\geq 0.97(4)$ 和 $C^c=0.88(2)$，由此得到态制备与测量校正后保真度的下限 $F\geq 93(4)$。表 1 总结了全部 7 对量子比特的结果。值得注意的是，因原子滞留在里德堡态而造成的损失极小；以第 1 对为例，此项误差为 0.011(7)，表明里德堡激光器性能出色。通过解决其他实验误差，例如态制备与测量误差、阵列中的均匀性，以及在远离 $7P_{1/2}$ 的较大失谐下工作以尽量减小自发辐射的影响，保真度还可以进一步提高。

IV. 结论

我们已展示使用 M Squared 激光器作为光子学基础架构的量子比特操作，其原子激光相干时间极长

，并观测到拉曼激发和里德伯激发具有极长的相干时间。这些激光器还用于在 7 对量子比特之间制备贝尔态，保真度很高。我们装置中导致保真度损失的主要原因包括光抽运效率、阱深不均匀、阵列中的寻址不均匀，以及来自中间态的自发辐射。可通过拉曼辅助光抽运提高光抽运效率[7]，，并可通过采用 [12]中介绍的技术，将反馈传送至空间光调制器，从而改善各量子比特位置的阱深均匀性；此外，可通过改用平顶光束来改善寻址均匀性，这一方法已在 [11]中得到展示，从而在大规模二维阵列中实现高保真度操作。值得注意的是，459 nm ECD-F 已提供充足的功率余量（2 W），足以支持改用更大的光束。目前内部正在研究提升可用的 1039 nm 功率，这也将允许采用更大的失谐，以减少自发辐射造成的误差。未来的工作将着眼于引入局域操作通过快速寻址，可以进一步对双量子比特门进行基准测试；引入原子排序 [12, 16]，则可研究更大的二维阵列以及多量子比特门 [37]。我们还注意到，SolsTiS 的最佳输出功率对应的波长范围为 780–820 nm，非常适合未来开展铯的蓝失谐囚禁 [8] 或铷的红失谐囚禁 [11]研究。

V. 致谢

作者谨向 M Squared 的量子团队全体成员及工作人员致谢，感谢他们提供的意见和参与的讨论。我们还要感谢斯特拉斯克莱德大学的 SQuAre 团队和 Paul Griffin 对本项工作的支持。本工作得到 Innovate UK、DISCOVERY（项目编号：50133）的支持。JP 感谢英国工程与自然科学研究委员会（资助编号：EP/T005386/1）和 M Squared Lasers Ltd. 的支持。

[1] Laird Egan *et al.*, *Fault-tolerant control of an error-corrected qubit*, 《自然》598，281–286（2021）[2] Rajeev Acharya *et al.*, *Suppressing quantum errors by scaling a surface code logical qubit*, 《自然》614，676–681（2023）[3] Simon J. Evered *et al.*, *High-fidelity parallel entangling gates on a neutral atom quantum computer*, （2023），2304.05420 [4] Harry Levine *et al.*, *High-fidelity control and entanglement of Rydberg atom qubits* **121**, , 《物理评论快报》123603（2018）[5] C. J. Ballance *et al.*, *High-fidelity quantum logic gates using trapped-ion hyperfine qubits* **117**, , 《物理评论快报》060504（2016）[6] B. Nikolov *et al.*, *Randomized Benchmarking using Non-Destructive Readout in a 2D Atom Array*, （2023），2301.10510[7] Harry Levine *et al.*, *Parallel implementation of high-fidelity multi-qubit gates with neutral atoms*, 《物理评论快报》123，170503（2019）[8] T. M. Graham *et al.*, *Rydberg mediated entanglement in a two-dimensional neutral atom qubit array*, 《物理评论快报》123，230501（2019）[9] Y. Wang *et al.*, *Preparation of hundreds of microscopic atomic ensembles in optical tweezer arrays*, 《npj量子信息》，6，54（2020）[10] Iris Cong *et al.*, *Hardware-Efficient, Fault-TolerantQuantum Computation with Rydberg Atoms*, 《物理评论X》12，021049（2022）[11] Sepehr Ebadi *et al.*, *Quantum Phases of Matter on a 256-Atom Programmable Quantum Simulator*, 《自然》595，227（2021）[12] Kai-Niklas Schymik *et al.*, *In situ equalization of single-atom loading in large-scale optical tweezer arrays*, 《物理评论A辑》106，022611（2022年8月）[13] Kevin Singh *et al.*, *Dual-Element, Two-Dimensional Atom Array with Continuous-Mode Operation*, 《物理评论X》12，011040（2022）[14] M. O. Brown *et al.*, *Gray Molasses Optical-Tweezer Loading: Controlling Collisions for Scaling Atom-Array Assembly* **9**, 011057 2019 , 《物理评论X》( ) [15] Cheng Sheng *et al.*, *Defect-Free Arbitrary-Geometry Assembly of Mixed-Species Atom Arrays* , 《物理评论快报》128, 083202 (2022) [16] Weikun Tian *et al.*, *Parallel assembly of arbitrary defect-free atom arrays with a multitweezer algorithm*, 物理评论应用19, 034048（2023年3月）[17] P. Huft *et al.*, *Simple passive design for large optical trap* , , 《物理评论A辑》 ( ) [18] T. M. Graham *et al.*, *Demonstration of multi-qubit entanglement and algorithms on a programmable neutral atom quantum computer*, 《自然》604, 457–462 (2022) [19] Dolev Bluvstein *et al.*, *A quantum processor based on coherent transport of entangled atom arrays*, 《自然》604, 451–456 (2022) [20] Loic Henriet *et al.*, *Quantum computing with neutral atoms*, Quantum 4, 327 (2020) [21] Sepehr Ebadi *et al.*, *Quantum Optimization of Maximum Independent Set using Rydberg Atom Arrays*, 科学376, 1209 (2022) [22] Minh-Thi Nguyen *et al.*, *Quantum Optimization with Arbitrary Connectivity Using Rydberg Atom Arrays*, PRX Quantum 4, 010316 (2023) [23] Sylvain de L´es´eleuc *et al.*, *Analysis of imperfections in the coherent optical excitation of single atoms to Rydberg states* **97**, 053803 2018 , 《物理评论A辑》 ( ) [24] X. Jiang, J. Scott, Mark Friesen, and M. Saffman, *Sensitivity of quantum gate fidelity to laser phase and intensity noise* **107**, 042611 2023 , 《物理评论A辑》 (Apr) [25] Florence Nogrette *et al.*, *Single-atom trapping in holographic 2D arrays of microtraps with arbitrary geometries* **4**, 021034 2014 , 《物理评论X》( ) [26] Y. R. P. Sortais *et al.*, *Diffraction-limited optics for single-atom manipulation* **75**, 013406 , 《物理评论A辑》 (Jan 2007)

[27]N. Schlosser, G. Reymond, and P. Grangier, *Collisional Blockade in Microscopic Optical Dipole Traps*,《物理评论快报》**89**, 023005 (2002) [28] C. J. Picken, R.Legaie, and J. D. Pritchard, *Imaging with an sCMOS camera* *Single Atom* **111**, ,《应用物理快报》164102 (2017) [29] C. Tuchendler, *et al.*, *Energy distribution and cooling of a single atom in an optical tweezer* *Rydberg* **78**, ,《物理评论A辑》033425(2008) [30] N. ˇSibali´c, J. D. Pritchard, C. S. Adams, and K. J. Weatherill, *ARC: An open-source library for calculating properties of alkali Rydberg atoms*,《计算物理通讯》**220**, 319 (2017) [31] D. Haubrich, M. Dornseifer, and R. Wynands, *Lossless beam combiners for nearly equal laser frequencies*,《科学仪器评论》**71**, 338–340 (2000)

[32] M. Saffman、T. G. Walker 和 K. Molmer, *Quantum information with Rydberg atoms* **82**, 2313 ,《现代物理评论》（2010）[33] M Saffman, *Quantum computing with atomic qubits and Rydberg interactions: progress and challenges* ,《物理学杂志B辑》49，202001（2016年10月）[34] C S Adams、J D Pritchard 和 J P Shaffer, *atom quantum technologies* **53**, 012002 ,《物理学杂志B辑》（2019年12月）[35]M. Morgado 和 S. Whitlock, *Quantum simulation and computing with Rydberg-interacting qubits*,《AVS量子科学》3，023501（2021）[36] R.Legaie, C.J. Picken 和 J. D. Pritchard, *Sub-kHz ex-Rydberg atoms* **35**, 892 2018 ,《美国光学学会期刊B辑》（）[37] Gerard Pelegr´ı、Andrew J. Daley 和 Jonathan D. Pritchard, *High-fidelity multiqubit Rydberg gates via two-photon adiabatic rapid passage* **7**, ,《量子科学与技术》045020（2022）