

专题: 量子光学原理与应用·封面文章

室温表面电极离子阱中的多离子相干操控*

谢艺¹⁾³⁾ 陈婷¹⁾³⁾ 王弘扬¹⁾³⁾ 陶毅¹⁾³⁾ 张鑫¹⁾³⁾陈岩¹⁾ 张杰¹⁾³⁾ 吴伟^{1)2)3)†} 陈平形^{1)2)3)‡}

1) (国防科技大学理学院, 长沙 410073)

2) (合肥国家实验室, 合肥 230088)

3) (湖南省量子信息机理与技术重点实验室, 长沙 410073)

(2025年10月24日收到; 2025年11月12日收到修改稿)

高性能表面电极离子阱是构建可扩展离子阱量子计算机的关键平台。在室温下实现多离子相干操控, 是迈向量子纠错与大规模集成的关键步骤。本文报道了在自主研制的室温表面电极离子阱中, 单离子与多离子相干操控的研究进展。该芯片阱在轴向与横向分别实现了低至 0.074(8) quanta/ms(@833 kHz) 与 0.237(51) quanta/ms(@1.3 MHz) 的加热率。结合电磁诱导透明(EIT)冷却与边带冷却, 单离子被冷却至平均声子数 0.04(2) 以下。在此基础上, 利用载波与边带跃迁对多达 20 个离子进行了全局相干操控, 观测到由集体振动模式介导的离子间耦合, 并清晰地展示了不同位置离子因高阶振动模式向量差异而呈现出的特异相干演化行为。本工作充分验证了在微型表面电极离子阱的单势阱中囚禁与相干操控链状和二维多离子的能力, 为在芯片电极离子阱中实现高效的多离子纠缠态制备和量子模拟奠定了物理基础。

关键词: 表面电极离子阱, 多离子相干操控, 低加热率**PACS:** 03.67.Lx, 37.10.Ty, 32.80.Qk**DOI:** 10.7498/aps.74.20251454**CSTR:** 32037.14.aps.74.20251454

1 引言

囚禁离子系统已成为量子光学^[1]、量子精密测量^[2]、量子模拟与量子计算^[3,4] 研究的重要平台。囚禁多离子系统可以作为理想的量子模拟器^[5], 能高效处理传统计算机难以处理的复杂量子多体问题, 例如量子相变与临界现象^[6-9]、拓扑物态^[10] 以及非平衡动力学^[11] 等。然而, 量子模拟与量子计算的进一步拓展均依赖于大量逻辑量子比特, 这对囚禁离子系统的规模扩展提出了严峻挑战。

表面电极芯片离子阱^[12-16] 为实现离子阱系统

集成化与量子比特规模化提供了有效路径。该技术通过微纳加工工艺在芯片表面制备电极, 形成微型离子阱, 具备加工精度高、一致性好、结构紧凑等优势, 并可进一步集成光学操控^[17]、微波操控^[18] 以及光学探测^[19] 等功能单元, 极大提升了系统的集成度, 代表了未来发展方向。

目前, 基于表面电极离子阱的研究多采用分区域囚禁方案^[20], 通过在多个囚禁区限制离子数量以降低操控难度。然而, 该方案也显著增加了离子间互联的时间开销。位于同一势阱中的离子可通过库仑相互作用实现自然耦合, 而分区域囚禁的离子则需借助离子分离^[21]、输运^[22]、合并^[23] 等操作

* “量子通信与量子计算机”国家科技重大专项 (批准号: 2021ZD0301605) 和国家自然科学基金 (批准号: 12204543, 12174447, 12174448, 12074433) 资助的课题。

† 通信作者。E-mail: weiwu@nudt.edu.cn

‡ 通信作者。E-mail: pxchen@nudt.edu.cn

构建量子电荷耦合器件 (quantum charge coupled device, QCCD) 架构. 通常这些互联操作需要的时间比量子逻辑门本身长得多. 因此, 在单个区域中囚禁足够多的离子并进行相干控制, 不仅有助于提高芯片表面利用效率, 更能有效减少输运操作、显著提升量子逻辑整体效率. 然而, 小尺度离子阱常受限于较强的电场噪声和较浅的囚禁势阱, 难以实现大量离子的稳定囚禁、基态冷却与相干操控.

为应对上述挑战, 本文验证了在单个势阱中囚禁并相干操控大量离子的可行性, 报道了我们在室温表面电极离子阱中实现多离子相干操控的研究进展. 实验采用自主设计制备的表面电极离子阱, 囚禁高度为 154 μm , 在室温下实现了较低的加热率: 轴向最低约为 0.074(8) quanta/ms, 径向约为 0.237(51) quanta/ms, 为多离子相干操控奠定了基础. 基于该芯片, 实现了 6 个以内线性 $^{40}\text{Ca}^+$ 离子链的高保真度单比特操作以及多离子的载波和边带相干操控, 演化行为与理论高度符合. 我们发现高阶轴向振动模式可以被冷却到更低的平均声子数, 并且各离子振动态与内态耦合强度表现出显著的空间差异性, 这些特点可以被运用于特殊量子态的制备. 此外, 针对多至 20 个离子构成的二维离子晶体, 利用激光和微波进行了载波的相干操控, 对二者的性能差异进行了对比分析.

2 离子相干操控基本理论

2.1 单离子哈密顿量

$^{40}\text{Ca}^+$ 离子中与冷却和操控相关的几个能级结构如图 1 所示. 其中 397 nm 激光与 866 nm 激光配合, 共同实现 Doppler 冷却、电磁诱导透明 (EIT) 冷却以及荧光探测. 729 nm 激光用于驱动 $S_{1/2}$ —

$D_{5/2}$ 态之间的光学跃迁. $S_{1/2}$ 的两个塞曼子能级之间还可以通过微波驱动跃迁.

当驱动激光与 $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ 到 $|D_{5/2}, m_j = -3/2\rangle$ 态的振动蓝边带跃迁频率接近时, 令频率差值为 δ , 激光场的相位为 ϕ_1 , 考虑振动态为 Fock 态 $|n\rangle$, 在 Lamb-Dicke 极限 (离子的振动态波包宽度远小于激光波长) 和旋波近似条件下, 相互作用哈密顿量可以简化为

$$H_{\text{bsb}} = \frac{i\hbar\Omega_{n,n+1}}{2} [e^{-i(\delta t - \phi_1)}\sigma_+ a^\dagger - e^{i(\delta t - \phi_1)}\sigma_- a], \quad (1)$$

其中, $\Omega_{n,n+1} = \eta\sqrt{n+1}\Omega$, 且 Ω 表示激光耦合强度; n 为振动量子数; σ_+ , σ_- 分别是电子自旋升降算符; a^\dagger , a 分别是振动量子数的产生湮灭算符; $\eta = k \cos(\theta)\sqrt{\frac{\hbar}{2M\omega}}$ 是 Lamb-Dicke 参数, 与激光波矢 k 和波矢与振动方向夹角 θ 以及振动频率 ω 均有关, M 是离子质量.

在离子被冷却后通常假设其振动量子数满足热态分布, 其 Fock 态 $|n\rangle$ 的分布概率由平均振动量子数 \bar{n} 决定, 并由 (2) 式描述:

$$p_n(n) = \frac{1}{\bar{n} + 1} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1} \right)^n. \quad (2)$$

在此热态分布下, 以共振的蓝边带激光作用一段时间 t , 各 Fock 态将按照 (1) 式哈密顿量演化, 离子内态布居到上能级的概率可由下式表示:

$$p^{\text{bsb}}(t) = \frac{1}{2} \left[1 - \sum_{n=0}^{n_{\text{max}}} p_n(n) \cos(\Omega_{n,n+1}t) \right], \quad (3)$$

其中 n_{max} 为热态分布截断的最大振动量子数. 当振动态的平均振动量子数 $\bar{n} < 1$ 时, (3) 式常被用于拟合得到 \bar{n} .

当激光频率与载波共振时, 在 Lamb-Dicke 极限条件下, 并考虑旋波近似时相互作用哈密顿量为

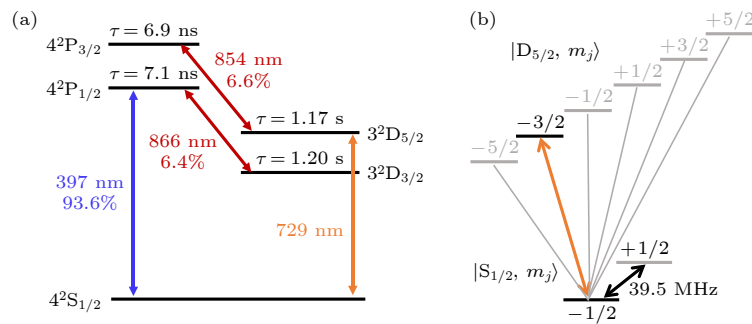


图 1 $^{40}\text{Ca}^+$ 相关能级示意图 (a) $^{40}\text{Ca}^+$ 最低的几个能级; (b) 与相干操控相关的塞曼子能级

Fig. 1. Schematic diagram of the energy level structure of $^{40}\text{Ca}^+$: (a) The lowest-lying energy levels; (b) Zeeman sublevels involved in coherent control.

$$H_{\text{car}} = \frac{\hbar\Omega_{n,n}}{2} (e^{i\phi_1}\sigma_+ + e^{-i\phi_1}\sigma_-), \quad (4)$$

其中, $\Omega_{n,n} = \Omega \prod_m (1 - \eta_m^2 n_m)$, η_m 是第 m 个振动模式的 Lamb-Dicke 参数 (如果激光在多个振动方向都有波矢分量, 则需要将它们全部考虑在内), n_m 是第 m 个振动模式的量子数.

采用微波进行操控时, (4) 式仍然适用, 但是微波波矢只有激光波矢的 $1/10^7$, 可以忽略不计. 此时 $\Omega_{n,n} = \Omega$, 微波驱动的跃迁与振动维度几乎是解耦的, 其振荡周期基本不会受到声子数热态分布的影响.

2.2 多离子哈密顿量

当多个离子被囚禁于同一势阱时, 库仑相互作用使它们通过集体振动模式发生耦合. 在此体系中, 利用激光进行全局操控将呈现出丰富的动力学行为. 考虑一个包含 N 个离子的离子晶体, 设第 m 个模式的频率为 ω_m , 振动态为 $|n\rangle$, 第 j 个离子在该模式中的归一化振幅为 $\xi_{m,j}$, 则在 Lamb-Dicke 极限条件下, 考虑一束全局激光均匀照射所有离子, 并且激光的频率调谐至该模式的蓝边带, 则系统的相互作用哈密顿量可以写为 [24]

$$H_{\text{bsb}}^{(N)} = \sum_{j=1}^N \frac{i\hbar\Omega_{n,n+1}^{(j)}}{2} \left[e^{-i(\delta_1 t - \phi_1)} \sigma_+^{(j)} a_m^\dagger - e^{i(\delta_1 t - \phi_1)} \sigma_-^{(j)} a_m \right], \quad (5)$$

其中 $\sigma_+^{(j)}$ 和 $\sigma_-^{(j)}$ 分别表示第 j 个离子的赝自旋升降算符; $\Omega_{n,n+1}^{(j)} = \eta_{m,j} \Omega_{n,n+1}$ 是第 m 个模式下第 j 个离子的等效 Rabi 频率, 且 $\eta_{m,j} = \xi_{m,j} k \cos(\theta) \times \sqrt{\frac{\hbar}{2M\omega_m}}$, θ 为激光波矢与模式振动方向的夹角; δ_1 是激光相对蓝边带跃迁的失谐量.

当激光频率调谐到载波附近时, 无论振动模式的频率、振动态的量子数是多少, $|S, n_m\rangle$ 到 $|D, n_m\rangle$ 之间的跃迁都具有相同的能级差, 都能发生跃迁, 但是具有不同的耦合强度. 该系统的相互作用哈密顿量可以写作:

$$H_{\text{car}}^{(N)} = \frac{\hbar\Omega}{2} \sum_{j=1}^N \sigma_+^{(j)} \exp \left[i \sum_{m=1}^{3N} \eta_{m,j} (a_m e^{-i\omega_m t} + a_m^\dagger e^{i\omega_m t}) - i(\delta t - \phi_j) \right] + \text{h.c.}, \quad (6)$$

其中 δ 是激光相对载波跃迁的失谐量. 取 $\delta = 0$,

$\phi_j = 0$, 并考虑 Lamb-Dicke 极限, (6) 式可化简为

$$H_{\text{car}}^{(N)} = \sum_{j=1}^N \frac{\hbar\Omega_{n,n}^{(j)}}{2} \sigma_x^{(j)}, \quad (7)$$

其中 $\Omega_{n,n}^{(j)} = \Omega \prod_m (1 - \eta_{m,j}^2 n_m)$ 是各个离子的 Rabi 频率.

对于处于热态的情况, 系统的总演化是不同 Fock 初态下各演化路径依热态分布 (2) 式的加权平均. 由于不同离子在不同振动模式中的耦合强度 (由离子在该模式中的归一化振幅 $\xi_{m,j}$ 表征) 存在差异, 即便使用均匀的全局激光, 若振动未处于基态, 各离子的 Rabi 振荡频率也会有所不同, 因此集体载波 Rabi 振荡将出现衰减. 相比之下, 微波驱动因其波长远大于热离子波包宽度, 可忽略与振动模式的耦合. 此时, 离子间 Rabi 频率的差异仅源于驱动场分布的不均匀性, 且振荡不会因热态分布而产生衰减.

3 表面电极离子阱及其性能

3.1 离子阱结构及其加热率

本实验采用自研的表面电极离子阱 [25], 如图 2 所示. 它以 $500 \mu\text{m}$ 厚高阻硅材料为衬底, 在上表面生长 $2 \mu\text{m}$ 屏蔽层, 然后通过等离子体增强化学气相沉积法 (PECVD) 生长 $5 \mu\text{m}$ 厚的 SiO_2 , 最上层采用磁控溅射生长 $2 \mu\text{m}$ 厚的金电极. 表面电极采用六线型布局, 离子的囚禁高度为 $154 \mu\text{m}$.

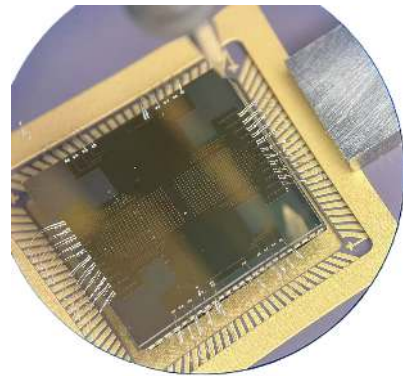


图 2 表面电极离子阱的照片

Fig. 2. Picture of the surface electrode ion trap.

表面电极离子阱中, 离子因与芯片表面距离较近而易受电场噪声加热. 为此, 在该款芯片中设计了屏蔽层与电极“帽”结构, 电极之间设计约 $5 \mu\text{m}$

深的沟槽降低射频损耗^[26], 其中表面电极向 SiO₂ 支撑柱外延伸约 2 μm, 有效避免了底部衬底与侧面电介质的暴露. 该设计显著抑制了光致电荷沉积, 并有助于降低加热率.

在电路层面, 芯片通过金线键合至陶瓷针栅阵列封装 (CPGA) 底座, 并安装到印刷电路板. 直流信号经由四组 25 针 D-Sub 接口从真空腔外引入, 用于调控离子运动与轴向囚禁频率. 为抑制电噪声引入的加热, 在电路板上设置了截止频率约 160 kHz 的低通滤波电路以滤除直流电源噪声, 同时对囚禁射频电压施以带通滤波, 进一步抑制由电源引入的技术噪声.

为表征该阱的加热率^[27], 首先利用 EIT 冷却^[28] 和边带冷却将单个离子的振动模式冷却至较低的平均声子数 n_1 (通常低于 0.2), 随后, 在等待一段时间 t 后再次测量其平均振动量子数 n_2 . 加热率可由公式 $(n_2 - n_1)/t$ 计算得到. 为减小随机误差, 实验测量了多个等待时间对应的平均声子数, 并通过线性拟合其变化斜率来最终确定加热率. 通过调节直流电压以改变轴向囚禁频率 f_z 得到如图 3(a) 所示的加热率谱. 由于离子的加热主要来源于电场噪声, 并满足关系 $\Gamma_h \approx \frac{e^2}{4m\hbar\omega_m} S_E(\omega_m)$, 其中 e 和 m 分别表示离子电量和质量. 由此可以得到电场噪声谱密度 $S_E(\omega_m)$, 如图 3(b) 所示. 结果显示, 电场噪声谱密度 $S_E(\omega_m)$ 随 f_z 的变化近似遵循幂律关系 $S_E(\omega_m) \propto f_z^c$, 拟合指数 $c \approx -2.52(22)$. 该趋势与文献^[29] 报道的一款芯片类似, 表现出加热率随频率的下降速度快于典型的 $1/f$ 噪声模型预测. 我们推测, 该现象可能与外部电路的滤波特性有关. 该芯片的噪声谱密度在 500 kHz 以上阱频段进入 $10^{-13} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ 量级, 在常温表面电极离子阱中处于较优秀水平.

由图 3 可见, 该芯片在轴向 833 kHz 阱频处加热率和噪声谱密度最低, 约 0.074(8) quanta/ms. 基于该性能, 我们实现了基于快速绝热捷径的轴向离子输运, 在平均输运速度为 10 m/s、行程为 150 μm 的条件下, 输运所引起的振动量子数激发小于 0.1. 此外, 系统还具备离子分离、合并以及位置交换能力, 为构建 QCCD 构架奠定了操作基础.

在径向 1.3 MHz 阱频处, 该芯片的加热率为 0.237(51) quanta/ms. 其性能主要受限于芯片整体较低的 Q 值 (射频频率为 22 MHz, Q 值约 17).

究其原因, 是上下电极间仅设有 5 μm 厚的 SiO₂ 电介质层, 导致阱电容较大, 从而降低了射频谐振电路的 Q 值, 削弱了频率选择性并引入额外噪声. 该结构亦可能增大射频损耗, 限制阱频进一步提升.

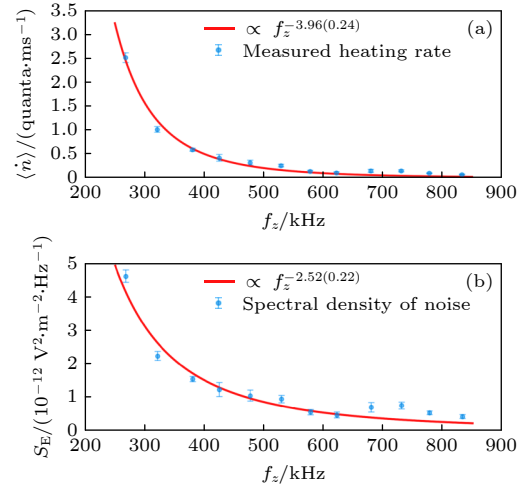


图 3 轴向加热率曲线 (a) 与电场噪声密度谱曲线 (b)
Fig. 3. Curve of axial heating rate (a) and spectral density of the electric-field noise (b).

理论分析表明, 增加 SiO₂ 支撑柱高度是降低阱电容、提升 Q 值的有效路径^[26]. 除结构优化外, 降低环境温度也可显著抑制加热. 研究表明, 在低于 10 K 的低温环境下, 芯片加热率可被抑制 1—2 个数量级^[30]. 因此, 将优化后的芯片集成于低温制冷系统, 有望在径向获得更优异的加热抑制性能.

3.2 单离子操控性能

单离子的冷却与相干操控能力是评估表面电极离子阱性能的核心指标. 为此, 我们在囚禁单个 ⁴⁰Ca⁺ 离子的条件下, 系统测试了其冷却极限、Rabi 振荡以及相干时间. 实验中所用的量子跃迁为: 在使用 729 nm 激光驱动时, 选择 $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ 与 $|D_{5/2}, m_j = -3/2\rangle$ 之间的光学跃迁; 在使用微波驱动时, 则研究 $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ 与 $|S_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$ 之间的塞曼能级跃迁.

所有实验均以 397 nm σ^- 偏振光将离子初态制备到 $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ 子能级. 经 EIT 冷却和边带冷却后, 扫描 729 nm 激光的脉冲时长, 让系统相干演化一定时间. 在最后测量阶段使用 397 nm 和 866 nm 激光照射离子, 使处于 S 态的离子发出荧光, 通过收集到的荧光光子数进行量子态判别, 并经多次重复实验统计布居概率, 从而得到如图 4(a)

所示的蓝边带 Rabi 振荡曲线. 根据 (3) 式进行拟合, 得出冷却后的平均振动量子数为 0.04(2).

基于前述冷却条件, 进一步开展了载波 Rabi 振荡的测量. 采用 729 nm 激光驱动 $S_{1/2}-D_{5/2}$ 跃迁, 测得载波 Rabi 振荡曲线如图 4(b) 所示. 在连续施加 9 个 π 脉冲后, 态翻转概率约 91.20(7)%, 据此估计单个 π 脉冲的保真度约 98.98(8)%. 作为对比, 采用 39.5 MHz 的微波驱动离子在 $S_{1/2}$ 的两个塞曼子能级之间翻转, 在连续作用 46 个 π 脉冲后, 其翻转概率约 97.91(1)% (如图 4(c) 所示), 相应单个微波 π 脉冲的保真度可达 99.95(2)%.

这一差异性结果难以完全归因于磁场噪声的影响, 因为微波所耦合的塞曼能级对磁场的敏感度约为光跃迁能级的 4 倍, 但是其保真度反而更高. 同时, 根据 (4) 式可知, 平均振动量子数仅为 0.04 的热分布及其引起的模式耦合也不足以解释如此显著的保真度差异. 我们推断, 729 nm 激光的相位噪声与强度涨落是导致其保真度异常下降的主要原因.

进一步地, 利用低相位噪声的微波源评估了系统的磁场噪声水平. 通过微波 Ramsey 实验测量退相干时间 T_2^* , 结果如图 4(d) 所示, 拟合得到其相干时间约为 5.0(4) ms.

4 实验结果

在较低加热率和较高单离子操作保真度的基础上, 对该系统的多离子相干操控能力进行了评估. 由于囚禁离子系统中的振动自由度具有巨大的可用希尔伯特空间, 其作为量子资源的价值已超越在内部自由度纠缠量子操作中充当媒介的传统角色^[31]. 多离子组成的库仑晶体中的多个振动模式进一步扩展了希尔伯特空间的维度, 而振动模式的边带操作是调控系统振动自由度的主要手段. 因此, 本文评估实验分别针对多离子轴向不同振动模式的边带跃迁以及载波跃迁展开.

通过调节直流电压, 将轴向囚禁频率设定为约 399 kHz, 径向频率为 1.3 MHz, 此时可以维持由 6 个离子构成的线性链结构. 在此条件下, 轴向与径向的单离子加热率分别约为 0.50 quanta/ms 与 0.237 quanta/ms. 实验采用如下时序将离子冷却至 Lamb-Dicke 区: 首先进行 1 ms Doppler 冷却与 1.5 ms EIT 冷却, 随后以 5 μ s 光泵浦将离子初态制备在 $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ 态. 接着, 使用 729 nm 激光脉冲全局照射离子链, 通过将激光频率设置为与不同集体振动模式共振并扫描作用时间, 观测

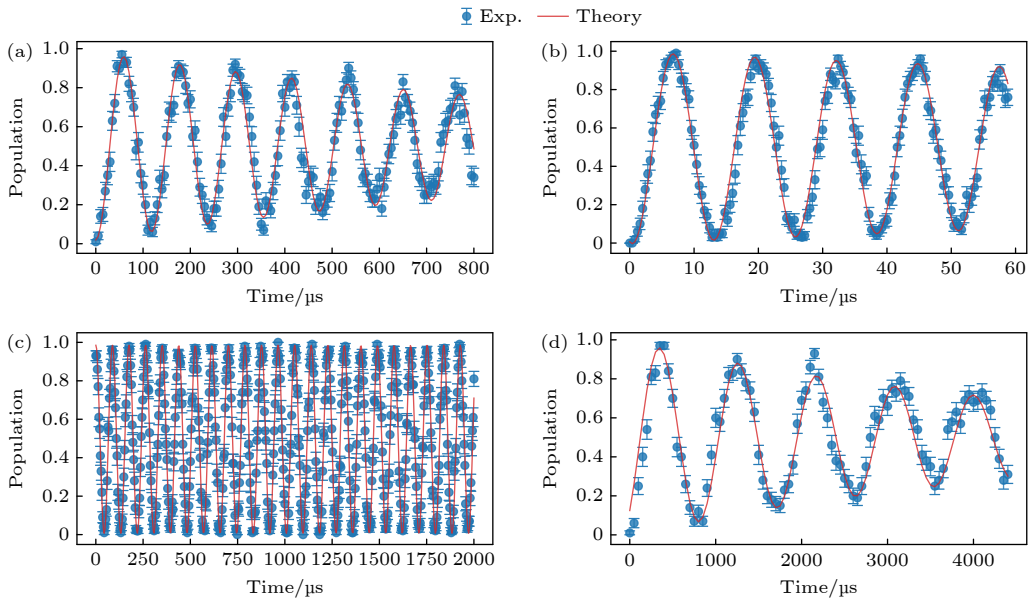


图 4 单离子冷却及相干操控测试 (a) 激光驱动蓝边带 Rabi 振荡曲线, 轴向阱频为 748 kHz; (b) 激光驱动载波 Rabi 振荡曲线; (c) 微波操控 Rabi 振荡曲线; (d) 微波操控 Ramsey 干涉测量曲线

Fig. 4. Single-ion cooling and coherent manipulation characterization: (a) Laser-driven blue motional sideband Rabi oscillations at an axial trap frequency of 748 kHz; (b) laser-driven carrier Rabi oscillations; (c) microwave-driven Rabi oscillations; (d) microwave-driven Ramsey interference.

由 (5) 式描述的耦合演化. 最终, 利用 397 nm 与 866 nm 激光诱导荧光, 并借助电子倍增电荷耦合器件 (EMCCD) 实现离子分辨的量子态读出. 实验中设置荧光计数时间为 5 ms, 在此条件下亮态和暗态光子计数的平均值具有非常高的区分度, 均值差别达到亮态荧光分布半高宽的 4 倍, 几乎没有亮态和暗态光子数分布交叠导致的误差. 但是由于 854 nm 激光泄漏导致 $D_{5/2}$ 态寿命降至 0.8 s, 这导致在离子读出的 5 ms 内可能发生暗态自发辐射光子被误判为亮态的错误, 估计由此导致的单离子读出保真度下限约 99.4%.

通过对不同离子链构型与振动模式的系统测量, 清晰观测到了理论所预测的集体耦合行为与离子分辨的相干演化动态, 部分典型结果示于图 5. 其中处于对称位置的离子具有相同的演化曲线, 故用相同的线条表示.

图 5(a) 展示了在 5 离子晶体中, 激光共振激发

第 2 个轴向模式的蓝边带 Rabi 振荡曲线. 根据各离子的演化曲线拟合得到该模式的热态平均声子数约为 4.5. 该振动模式的归一化向量为 $\{-0.6395, -0.3017, 0, 0.3017, 0.6395\}$, 可见中心离子 (第 3 个) 与激光场几乎完全解耦, 而对称位置离子 (1 与 5、2 与 4) 的耦合强度一致, 因此 5 个离子呈现出三种不同的演化趋势.

图 5(b) 为 5 离子晶体中激光失谐激发第 3 个轴向模式的蓝边带 Rabi 振荡, 失谐量约为 $0.2\Omega_{0,1}$, 平均声子数 $\langle n \rangle \approx 1.3$. 该模式对应的向量为 $\{0.5377, -0.2805, -0.5143, -0.2805, 0.5377\}$, 其中第 1 和第 5 离子的耦合强度相等, 且与第 3 离子相当, 均强于第 2 和第 4 离子.

图 5(c) 显示了 5 离子系统中最高阶轴向模式的 Rabi 振荡, 失谐约为 $0.08\Omega_{0,1}$, 平均声子数 $\langle n \rangle \approx 0.4$. 模式向量 $\{0.1045, -0.4704, 0.7318, -0.4704, 0.1045\}$ 也呈现出对称分布, 第 3 离子具有最大耦

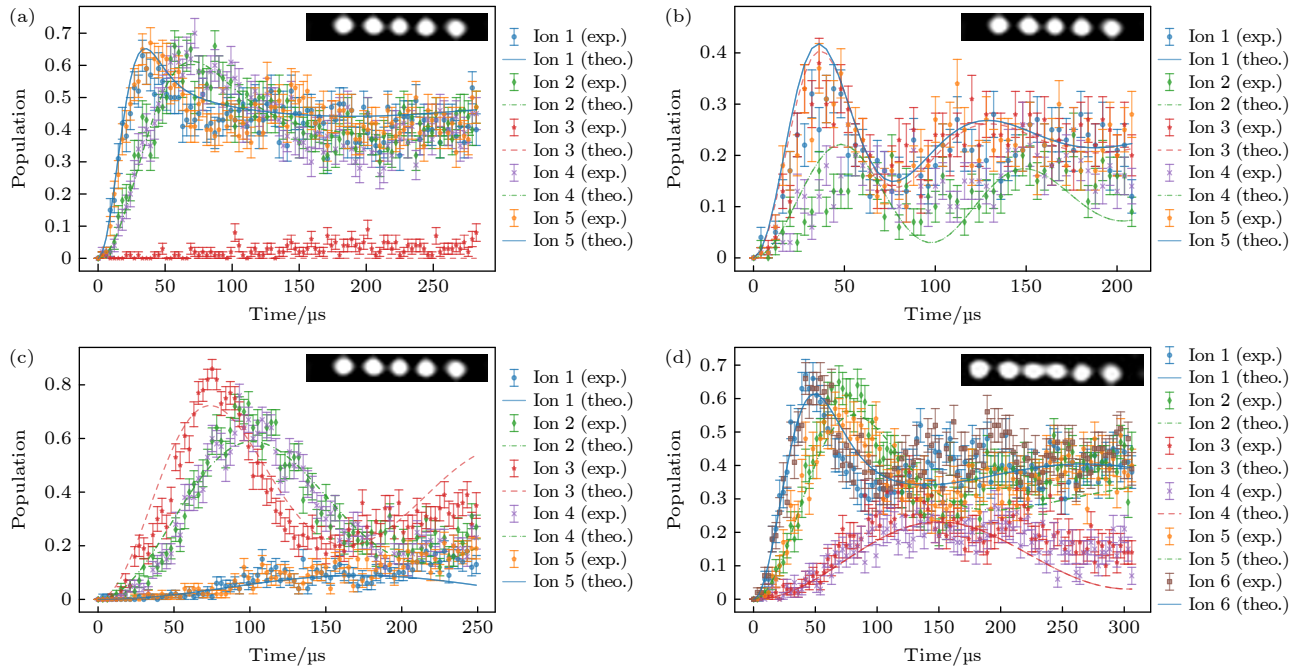


图 5 离子可分辨的多离子蓝边带 Rabi 振荡曲线 (实验数据由点表示, 理论曲线由线条表示, 离子序号按照从左到右的顺序标记为 1—5(6)). 实验误差棒表示估计的投影测量不确定度) (a) 5 个离子第 2 个轴向模式的蓝边带振荡曲线, 模式频率约 691 kHz, 失谐为 0; (b) 5 个离子第 3 个轴向模式的蓝边带振荡曲线, 模式频率约 962 kHz, 失谐为 $0.2\Omega_{0,1}$; (c) 5 个离子第 5 个轴向模式的蓝边带振荡曲线, 模式频率约 1219 kHz, 失谐为 $0.08\Omega_{0,1}$; (d) 6 个离子第 6 个轴向模式的蓝边带振荡曲线, 模式频率约 1464 kHz, 失谐为 $0.06\Omega_{0,1}$.

Fig. 5. Site-resolved blue-sideband Rabi oscillations for multiple ions: (a) Blue-sideband oscillations on the 2nd axial mode of a 5-ion chain. The mode frequency is about 691 kHz and detuning is 0. (b) Blue-sideband oscillations on the 3rd axial mode of a 5-ion chain. The mode frequency is about 962 kHz and detuning is $0.2\Omega_{0,1}$. (c) Blue-sideband oscillations on the 5th axial mode of a 5-ion chain. The mode frequency is about 1219 kHz and detuning is $0.08\Omega_{0,1}$. (d) Blue-sideband oscillations on the 6th axial mode of a 6-ion chain. The mode frequency is about 1464 kHz and detuning is $0.06\Omega_{0,1}$. Experimental data are represented by points, with theoretical curves shown as lines. Ions are labeled 1 to 5 (6) from left to right. Error bars indicate the estimated projection measurement uncertainty.

合强度, 第 2 和第 4 离子次之, 第 1 和第 5 离子最弱, 该强度关系在 Rabi 振荡曲线中亦有清晰体现。

作为对比, 图 5(d) 展示了 6 离子晶体中激光失谐激发第 2 个轴向模式的结果, 失谐量约为 $0.06\Omega_{0,1}$, 平均声子数 $\langle n \rangle \approx 3.3$. 该模式向量为 $\{-0.608, -0.3433, -0.1118, 0.1118, 0.3433, 0.608\}$, 对称位置的离子具有一致的耦合强度。

在奇数离子组成的线性链中存在某些集体振动模式, 其中间离子的模式向量分量为零, 因此该离子在该模式下不参与振动, 天然与该模式解耦, 可用于实现局域控制、局域测量或模式选择耦合。而在偶数离子组成的线性链中, 所有离子对每个模式的参与度均为非零, 不存在天然的完全解耦的离子。要达到将该离子与某模式解耦的效果则只能通过幅度、频率或相位调制操控激光来实现。

在上述冷却条件下, 进一步开展了离子可分辨的载波 Rabi 振荡实验, 结果如图 6 所示。这里采用沿阱轴方向传播的 729 nm 激光照射离子, 其束腰半径达到约 $35 \mu\text{m}$, 因此能排除因光强分布不均匀导致的各离子 Rabi 振荡速率差异。正如理论预期, 由于高阶振动模式中不同离子与光场的耦合强度呈对称但非均匀分布, 各离子的 Rabi 振荡行为呈现明显差异: 对称位置的离子演化轨迹相近, 而不同位置的离子则表现出不同的振荡频率。具体而言, 离子 1 和 5 的振荡明显更慢, 说明它们与振动模式的耦合最强。这一现象可归因于它们在多个低频模式中具有较高的归一化振幅。这些模式频率较低、加热率较高, 冷却后仍保留较高的平均声子数, 且对应的 Lamb-Dicke 参数较大, 因而与内态的有效耦合更强。由于该系统涉及五个振动自由度的热声子分布, 理论拟合难以收敛, 因此图中未提供相应的拟合曲线。

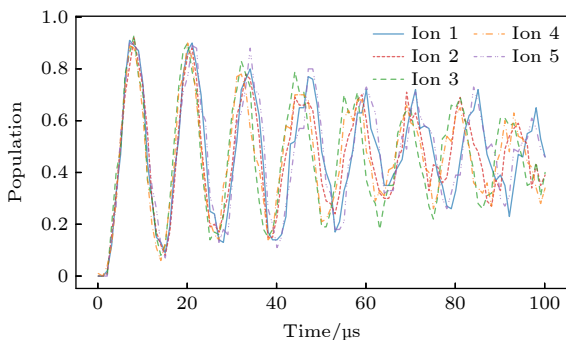


图 6 离子可分辨的载波 Rabi 振荡曲线
Fig. 6. Site-resolved carrier Rabi oscillations.

若仅采集所有离子的总体荧光信号, 单个离子的量子态信息将无法分辨, 仅能获取体系的平均亮态布居数。上述几种情况下的总体荧光振荡曲线如图 7 所示。其中图 7(a) 为 5 离子链的载波 Rabi 振荡, 图 7(b) 则分别为 5 离子与 6 离子链在不同轴向模式下的蓝边带 Rabi 振荡。图中实线、短虚线、长虚线及点划线依次对应 5 离子第 2 模式、5 离子第 3 模式、5 离子第 5 模式与 6 离子第 2 模式的实验结果。

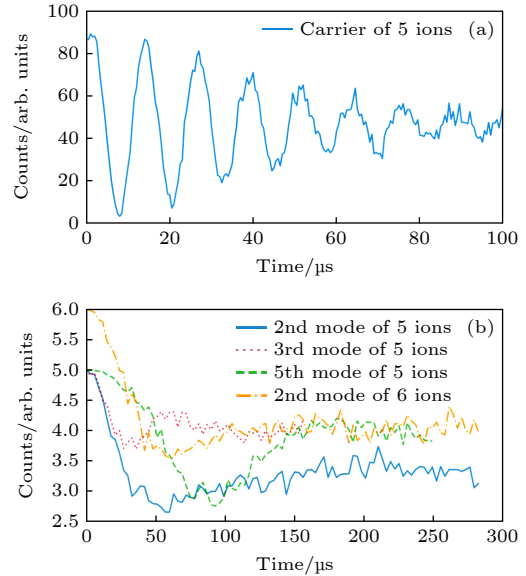


图 7 多离子 Rabi 振荡的集体荧光计数曲线 (a) 5 离子载波 Rabi 振荡集体荧光曲线; (b) 5(6) 离子蓝边带 Rabi 振荡的集体荧光曲线
Fig. 7. Collective fluorescence measurement of multi-ion Rabi oscillations: (a) Collective fluorescence signal of the carrier transition for a 5-ion chain; (b) collective fluorescence signal of the blue-sideband transition for 5- or 6-ion chains.

可以看出, 除整体幅值外, 5 离子与 6 离子在第 2 模式下的荧光振荡曲线形态较为相似, 这可能源于二者平均振动量子数接近。相比之下, 5 离子第 5 模式与第 2 模式的振荡曲线差异显著, 这主要由于第 5 模式冷却效果更好、模式频率更高, 因而耦合行为有所不同。而第 3 模式曲线振荡频率较快、幅值较小, 与其在较大失谐 ($0.2\Omega_{0,1}$) 条件下测量有关。

进一步增加离子数量至 20 个, 为维持稳定囚禁, 将轴向阱频降低至约 350 kHz, 离子在径向弱束缚方向扩展, 形成二维“之”字形排列 (图 8(a)). 在该构型中, 部分离子偏离阱轴, 会受到附加微运动的影响, 导致整体冷却效果略逊于一维链结构,

振动模式分布也更为复杂. 此外, 由于离子间距减小, 单离子荧光探测易相互影响, 因此我们采用集体荧光信号读取整个离子阵列的 Rabi 振荡行为.

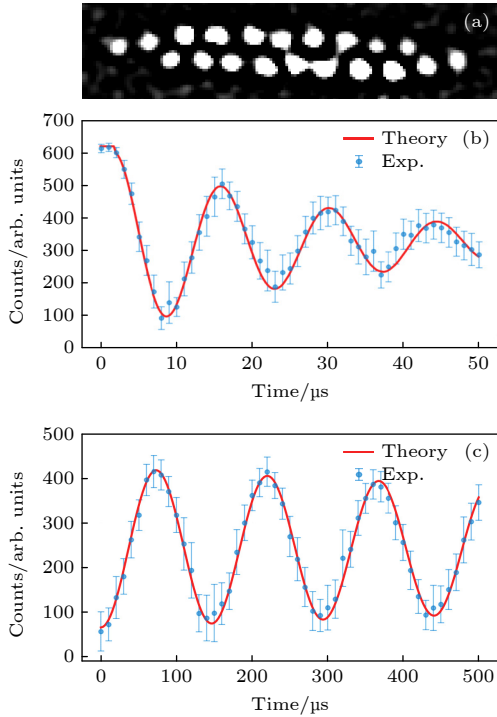


图 8 20 个离子全局相干操控 (a) 20 个离子形成二维之字形排列的照片; (b) 激光驱动的 $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ 到 $|D_{5/2}, m_j = +1/2\rangle$ 的载波跃迁 Rabi 振荡曲线; (c) 微波驱动的 $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ 到 $|S_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$ 的载波跃迁 Rabi 振荡曲线

Fig. 8. Global coherent manipulation of 20 ions: (a) Fluorescence image of 20 ions crystallized into a two-dimensional zigzag configuration; (b) laser-driven carrier transition Rabi oscillations between $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ and $|D_{5/2}, m_j = +1/2\rangle$; (c) microwave-driven carrier transition Rabi oscillations between $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ and $|S_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$.

图 8(b) 是 729 nm 激光共振驱动载波跃迁时, 扫描激光作用时间所得的集体荧光曲线. 作为对比, 图 8(c) 显示了采用微波共振驱动载波跃迁条件下, 扫描微波作用时间, 并随后施加 729 nm π 脉冲将态 $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ 转移到不发光的 $|D_{5/2}, m_j = -3/2\rangle$ 态后, 进行荧光读数的结果.

可以观察到, 激光驱动的载波 Rabi 振荡呈现明显衰减, 而微波驱动的振荡则几乎无衰减. 这一现象与 (7) 式描述的哈密顿量一致, 由于激光波长远短于微波, 其对应的 Lamb-Dicke 参数大约高出 7 个数量级, 因此离子通过集体振动模式产生的耦合在激光驱动下更为显著.

尽管激光沿轴向照射, 系统中仍有轴向的全部 20 个振动模式参与跃迁过程, 且不同位置的离子在不同模式中的耦合强度各异, 这些复杂的多模耦合动力学难以进行精确数值模拟. 理论上, 该演化可视为多种频率正弦振荡的相干叠加, 其干涉导致观测信号的衰减. 图中红色曲线为基于衰减振荡模型的唯一拟合结果.

值得注意的是, 微波与激光驱动下的荧光信号均未完全消失, 表明量子态无法完全转移至 $|D_{5/2}, m_j = -3/2\rangle$ 能级. 这源于多个振动模式处于热态布局, 而不同模式及其不同 Fock 态对应的 Rabi 频率存在差异, 从而阻碍了全局完美的态转移. 这一效应预计可以通过绝热调整态转移脉冲的幅度和失谐, 采取绝热捷径的方式予以抑制.

5 总结与讨论

本研究基于自主研发的室温表面电极离子阱芯片, 系统性地实现了从单离子、多离子链到二维离子晶体的高保真度相干操控, 充分验证了该平台在室温环境下进行可扩展量子信息处理的潜力. 通过引入屏蔽电介质层的优化设计, 芯片在轴向表现出优异的低加热率特性, 为高保真度量子操作提供了低噪声环境. 理论分析表明, 通过增加介质层厚度来降低阱电容、提高谐振 Q 值, 径向加热率性能有望获得显著改善, 这为下一代芯片的优化指明了清晰路径.

在此基础上, 实现了对多离子阵列的全局操控. 实验上实现了对由 20 个离子构成的二维之字形晶体的全局载波相干操控, 以及对 6 离子线性链的高阶振动模式蓝边带操控. 通过空间分辨的量子态测量, 成功观测到不同振动模式下, 各离子因耦合强度差异而呈现的特异相干演化行为. 结果表明高阶振动模式能够获得更好的冷却效果, 其运动态-内态耦合强度呈现出显著的空间非均匀性与对称分布特征. 这就表明, 仅通过全局操控即可利用模式的空间分布特性, 实现对不同位置离子的差异化量子控制. 这些高保真度的基本操作, 是构建可扩展量子逻辑门集和验证量子纠错码的必备前提, 也为模拟诸如反铁磁现象、横场伊辛模型等复杂的量子多体系统奠定了坚实基础. 据我们所知, 这是目前在国内表面电极离子阱系统中公开报道的规模最大、操控最精密的量子实验.

展望未来, 将芯片的先进制备技术与低温制冷系统相结合, 有望进一步提升阱的稳定性和抑制加热率, 从而显著降低面向大规模集成的量子电荷耦合器架构的时间开销. 尽管当前受限于寻址能力, 主要实现了全局相干操控, 但随着片上集成光学寻址等前沿技术的发展, 表面电极离子阱的操控精度与规模必将迎来质的飞跃, 为实现具有实用价值的量子计算与模拟开辟广阔前景.

参考文献

- [1] Cai M L, Liu Z D, Jiang Y, Wu Y K, Mei Q X, Zhao W D, He L, Zhang X, Zhou Z C, Duan L M 2022 *Chin. Phys. Lett.* **39** 020502
- [2] Cui T H, Li J, Yuan Q, Wei Y Q, Dai S Q, Li P D, Zhou F, Zhang J Q, Chen L, Feng M 2023 *Chin. Phys. Lett.* **40** 080501
- [3] Zhao X, Bian J, Li Y, Li Y, Zhang M, Lin Y 2025 *Chin. Phys. Lett.* **42** 110601
- [4] Wu Y K, Duan L M 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 230302 (in Chinese) [吴宇恺, 段路明 2023 物理学报 **72** 230302]
- [5] Guo S A, Wu Y K, Ye J, Zhang L, Lian W Q, Yao R, Wang Y, Yan R Y, Yi Y J, Xu Y L, Li B W, Hou Y H, Xu Y Z, Guo W X, Zhang C, Qi B X, Zhou Z C, He L, Duan L M 2024 *Nature* **630** 613
- [6] Zhang J, Chow B T, Ejtemaee S, Haljan P C 2023 *npj Quantum Inf.* **9** 68
- [7] Cheng Z J, Wu Y K, Li S J, Mei Q X, Li B W, Wang G X, Jiang Y, Qi B X, Zhou Z C, Hou P Y, Duan L M 2024 *Sci. Adv.* **10** eadr9527
- [8] Cai M L, Liu Z D, Zhao W D, Wu Y K, Mei Q X, Jiang Y, He L, Zhang X, Zhou Z C, Duan L M 2021 *Nat. Commun.* **12** 1126
- [9] Zhang J, Pagano G, Hess P W, Kyprianidis A, Becker P, Kaplan H, Gorshkov A V, Gong Z X, Monroe C 2017 *Nature* **551** 601
- [10] Iqbal M, Tantivasadakarn N, Gatterman T M, Gerber J A, Gilmore K, Gresh D, Hankin A, Hewitt N, Horst C V, Matheny M, Mengle T, Neyenhuis B, Vishwanath A, Foss-Feig M, Verresen R, Dreyer H 2024 *Commun. Phys.* **7** 205
- [11] Chertkov E, Cheng Z, Potter A C, Gopalakrishnan S, Gatterman T M, Gerber J A, Gilmore K, Gresh D, Hall A, Hankin A, Matheny M, Mengle T, Hayes D, Neyenhuis B, Stutz R, Foss-Feig M 2023 *Nat. Phys.* **19** 1799
- [12] Pearson C E, Leibbrandt D R, Bakr W S, Mallard W J, Brown K R, Chuang I L 2006 *Phys. Rev. A* **73** 032307
- [13] Seidelin S, Chiaverini J, Reichle R, Bollinger J J, Leibfried D, Britton J, Wesenberg J H, Blakestad R B, Epstein R J, Hume D B, Itano W M, Jost J D, Langer C, Ozeri R, Shiga N, Wineland D J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 253003
- [14] Qin Q, Chen T, Zhang X, Ou B, Zhang J, Wu C, Xie Y, Wu W, Chen P 2025 *Chip* **4** 100126
- [15] Wang C X, He R, Li R R, Chen Y, Fang D, Cui J M, Huang Y F, Li C F, Guo G C 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 133701 (in Chinese) [王晨旭, 贺冉, 李睿睿, 陈炎, 房鼎, 崔金明, 黄运锋, 李传锋, 郭光灿 2022 物理学报 **71** 133701]
- [16] Chen T, Xie Y, Zhang J, Ou B Q, Qin Q Q, Zhang X F, Wang H Y, Tao Y, Xiong K L, Fan G, Ouyang Y, Chen Y, Wu W, Chen P X 2025 *Acta Optica Sin.* **45** 2027004 (in Chinese) [陈婷, 谢艺, 张杰, 欧保全, 秦青青, 张鑫方, 王弘扬, 陶毅, 熊凯莉, 樊钢, 欧阳仪, 陈岩, 吴伟, 陈平形 2025 光学学报 **45** 2027004]
- [17] Kwon J, Setzer W J, Gehl M, Karl N, Van Der Wall J, Law R, Blain M G, Stick D, McGuinness H J 2024 *Nat. Commun.* **15** 3709
- [18] Weber M A, Gely M F, Hanley R K, Harty T P, Leu A D, Löschnauer C M, Nadlinger D P, Lucas D M 2024 *Phys. Rev. A* **110** L010601
- [19] Todaro S L, Verma V B, McCormick K C, Allcock D T C, Mirin R P, Wineland D J, Nam S W, Wilson A C, Leibfried D, Slichter D H 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 010501
- [20] Moses S A, Baldwin C H, Allman M S, Ancona R, Ascarrunz L, Barnes C, Bartolotta J, Bjork B, Blanchard P, Bohn M, Bohnet J G, Brown N C, Burdick N Q, Burton W C, Campbell S L, Campora J P, Carron C, Chambers J, Chan J W, Chen Y H, Chernoguzov A, Chertkov E, Colina J, Curtis J P, Daniel R, DeCross M, Deen D, Delaney C, Dreiling J M, Ertsgaard C T, Esposito J, Estey B, Fabrikant M, Figgatt C, Foltz C, Foss-Feig M, Francois D, Gaebler J P, Gatterman T M, Gilbreth C N, Giles J, Glynn E, Hall A, Hankin A M, Hansen A, Hayes D, Higashi B, Hoffman I M, Horning B, Hout J J, Jacobs R, Johansen J, Jones L, Karcz J, Klein T, Lauria P, Lee P, Liefer D, Lu S T, Lucchetti D, Lytle C, Malm A, Matheny M, Mathewson B, Mayer K, Miller D B, Mills M, Neyenhuis B, Nugent L, Olson S, Parks J, Price G N, Price Z, Pugh M, Ransford A, Reed A P, Roman C, Rowe M, Ryan-Anderson C, Sanders S, Sedlacek J, Shevchuk P, Siegfried P, Skripka T, Spaun B, Sprengle R T, Stutz R P, Swallows M, Tobey R I, Tran A, Tran T, Vogt E, Volin C, Walker J, Zolot A M, Pino J M 2023 *Phys. Rev. X* **13** 041052
- [21] Ruster T, Warschburger C, Kaufmann H, Schmiegelow C T, Walther A, Hettrich M, Pfister A, Kaushal V, Schmidt-Kaler F, Poschinger U G 2014 *Phys. Rev. A* **90** 033410
- [22] Hilder J, Pijn D, Onishchenko O, Stahl A, Orth M, Lekitsch B, Rodriguez-Blanco A, Müller M, Schmidt-Kaler F, Poschinger U G 2022 *Phys. Rev. X* **12** 011032
- [23] Palmero M, Martínez-Garaot S, Poschinger U G, Ruschhaupt A, Muga J G 2015 *New J. Phys.* **17** 093031
- [24] James D F V 1998 *Appl. Phys. B* **66** 181
- [25] Tao Y, Chen T, Wang H, Zhang J, Zhang T, Xie Y, Chen P, Wu W 2024 *Phys. Rev. A* **109** 062434
- [26] Zhang J, Chen S M, Liu W 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 060303 (in Chinese) [张见, 陈书明, 刘威 2014 物理学报 **63** 060303]
- [27] Lauprêtre T, Achi B, Groult L, Carry É, Kersalé Y, Delehayé M, Hafiz M A, Lacroûte C 2023 *Appl. Phys. B* **129** 37
- [28] Zhang J, Zhang M C, Xie Y, Wu C W, Ou B Q, Chen T, Bao W S, Haljan P, Wu W, Zhang S, Chen P X 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 014022
- [29] Turchette Q A, Kielpinski, King B E, Leibfried D, Meekhof D M, Myatt C J, Rowe M A, Sackett C A, Wood C S, Itano W M, Monroe C, Wineland D J 2000 *Phys. Rev. A* **61** 063418
- [30] Chiaverini J, Sage J M 2014 *Phys. Rev. A* **89** 012318
- [31] Chen W, Gan J, Zhang J N, Matuskevich D, Kim K 2021 *Chin. Phys. B* **30** 060311

SPECIAL TOPIC—Principles and applications of quantum optics·COVER ARTICLE

Coherent manipulation of multiple ions in a room-temperature surface-electrode trap*

XIE Yi¹⁾³⁾ CHEN Ting¹⁾³⁾ WANG Hongyang¹⁾³⁾ TAO Yi¹⁾³⁾
 ZHANG Xin¹⁾³⁾ CHEN Yan¹⁾ ZHANG Jie¹⁾³⁾
 WU Wei^{1)2)3)†} CHEN Pingxing^{1)2)3)‡}

1) (*College of Sciences, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

2) (*Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China*)

3) (*Hunan Key Laboratory of Mechanism and Technology of Quantum Information, Changsha 410073, China*)

(Received 24 October 2025; revised manuscript received 12 November 2025)

Abstract

The development of high-performance chip-scale ion traps is crucial for the integration and scaling of ion-trap-based quantum computers. Although cryogenic environments can greatly reduce anomalous heating, operating ion traps at room temperature remains highly attractive due to its simplicity and lower cost. This work reports significant progress in coherently controlling multiple ions confined in a custom-fabricated, room-temperature surface-electrode trap, establishing a critical foundation for advanced quantum protocols such as quantum error correction and future scalable architectures.

Research objectives and methods This study aims to characterize a home-built chip trap and demonstrate its capabilities for multi-ion quantum logic under ambient conditions. The trap adopts a six-wire electrode design on a high-resistivity silicon substrate, with ions trapped at a height of 154 μm . A combination of Doppler cooling, electromagnetically induced transparency (EIT) cooling, and resolved-sideband cooling is used to prepare the ions in their motional ground state. Coherent manipulations are performed using both a 729 nm laser (for optical qubits between the $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ and $|D_{5/2}, m_j = -3/2\rangle$ states) and microwave radiation (for qubits between the $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$ and $|S_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$ states). Quantum state detection is achieved via state-dependent fluorescence by using an EMCCD camera, thereby enabling site-resolved readout.

Key results Low room-temperature heating rates: The trap exhibits low heating rates, measured to be 0.074(8) quanta/ms in the axial direction (at 833 kHz) and 0.237(51) quanta/ms in the radial direction (at 1.3 MHz). The spectral density of electric-field noise is on the order of $10^{-13} \text{ V}^2/(\text{m}^2 \cdot \text{Hz})$ at trap frequencies above 500 kHz, ranking among the best for room-temperature devices. The spectral density of electric-field noise follows an approximate $f^{-2.52(22)}$ dependence, potentially influenced by external filtering circuits.

High-fidelity single-ion control: A single $^{40}\text{Ca}^+$ ion is cooled to an average phonon number of 0.04(2) in its axial motion. High-fidelity coherent operations are demonstrated: carrier Rabi oscillations using the 729 nm laser shows a single-pulse fidelity of approximately 98.98(8)%, while microwave-driven operations achieves a fidelity of 99.95(2)%. Ramsey interferometry with microwaves reveals a coherence time T_2^* of 5.0(4) ms.

Site-resolved multi-ion coherent control: The core achievement is the global coherent manipulation of ion chains containing up to 20 ions. The system is characterized by driving motional sideband transitions on various

* Project supported by the Quantum Science and Technology-National Science and Technology Major Project (Grant No. 2021ZD0301605) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12204543, 12174447, 12174448, 12074433).

† Corresponding author. E-mail: weiwu@nudt.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: pxchen@nudt.edu.cn

axial modes of 5- and 6-ion chains. The resulting Rabi oscillations, measured using site-resolved fluorescence, clearly show the collective dynamics and mode-dependent coupling strengths determined by the normalized mode eigenvectors. Furthermore, global carrier transitions are demonstrated on a two-dimensional (2D) zigzag crystal of 20 ions, confirming the ability to execute simultaneous operations on a large qubit array.

Global control of 2D ion crystals: Using 20 ions, a 2D zigzag crystal is formed and globally addressed using both laser and microwave drives. Laser-driven carrier transitions show strong decay due to multimode motional coupling, whereas microwave-driven oscillations remain nearly decay-free, consistent with the Lamb-Dicke parameter being negligible for microwave fields.

Conclusion The room-temperature surface-electrode trap can support low-heating confinement, high-fidelity single- and multi-qubit operations, as well as coherent control of large ion arrays. The site-resolved observations of mode-dependent coupling highlight the potential for utilizing collective vibrational modes for selective quantum control. These results validate the trap as a robust and promising platform for medium-scale quantum information processing and quantum simulation at room temperature. Future work will focus on structural optimizations to reduce radial heating and integration with cryogenic systems to further suppress noise, ultimately advancing toward large-scale quantum computing architectures.

Keywords: surface-electrode ion trap, multi-ion coherent manipulation, low heating rate

PACS: 03.67.Lx, 37.10.Ty, 32.80.Qk

DOI: [10.7498/aps.74.20251454](https://doi.org/10.7498/aps.74.20251454)

CSTR: [32037.14.aps.74.20251454](https://cstr.net.cn/detail/32037.14.aps.74.20251454)

室温表面电极离子阱中的多离子相干操控

谢艺 陈婷 王弘扬 陶毅 张鑫 陈岩 张杰 吴伟 陈平彤

Coherent manipulation of multiple ions in a room-temperature surface-electrode trap

XIE Yi CHEN Ting WANG Hongyang TAO Yi ZHANG Xin CHEN Yan ZHANG Jie WU Wei
CHEN Pingxing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 240301 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251454

CSTR: 32037.14.aps.74.20251454

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251454>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电子非广延分布的多离子磁化等离子体鞘层特性

Multi-ion magnetized sheath properties with non-extensive electron distribution

物理学报. 2024, 73(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231452>

量子计算与量子模拟中离子阱结构研究进展

Advances in the study of ion trap structures in quantum computation and simulation

物理学报. 2022, 71(13): 133701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220224>

线型离子阱中钙离子库仑晶体结构和运动轨迹模拟

Simulation of Coulomb crystal structure and motion trajectory of calcium ions in linear ion trap

物理学报. 2023, 72(1): 013701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221674>

离子阱中以声子为媒介的多体量子纠缠与逻辑门

Phonon-mediated many-body quantum entanglement and logic gates in ion traps

物理学报. 2022, 71(8): 080301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220360>

离子阱量子计算规模化的研究进展

Research progress of ion trap quantum computing

物理学报. 2023, 72(23): 230302 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231128>

电四极跃迁对电子束离子阱等离子体中离子能级布居的影响

Effects of electric quadrupole transitions on ion energy-level populations of in electron beam ion trap plasma

物理学报. 2022, 71(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220489>