

确定性超冷单离子源的制备*

王铄¹⁾²⁾ 周文长^{2)†} 方锋³⁾ 罗长杰²⁾ 程锐²⁾³⁾
庞学霞^{1)‡} 杜广华²⁾ 杨杰²⁾³⁾

1) (河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

2) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

3) (先进能源科学与技术广东省实验室, 惠州 516000)

(2026 年 3 月 20 日收到; 2026 年 4 月 28 日收到修改稿)

单粒子的制备、操控与探测是实验物理技术发展的重点方向之一. 其中确定性单离子的制备和纳米级定位作为新一代离子束技术的核心目标, 可为量子科技与原子级制造等前沿科技领域的发展提供关键技术支撑. 本文报道了一种基于时间关联测量的确定性单离子源技术. 利用磁光阱中冷原子光电离产生的电子-离子对的时间关联性, 通过符合测量技术, 将电子作为触发信号调控离子运动轨迹, 实现高保真度单离子源的确定性制备. 我们分别在连续流模式和单离子模式下对离子源性能进行表征: 在连续流模式下, 电子和离子计数率分别为 $4.9 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ 和 $4.9 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$; 在单离子模式下, 电子-离子符合率最大值为 53.5%, 单离子保真度为 80.1%. 单离子的聚焦成像结果和基于实验参数的数值模拟结果表明, 确定性单离子源的发射度为 $(1.01 \pm 0.06) \times 10^{-10} \text{ m} \cdot \text{rad} \cdot \text{eV}^{1/2}$, 亮度为 $(7.2 \pm 0.8) \times 10^2 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$, 满足确定性单离子纳米束技术开发的需求. 本方案在离子种类与单离子操控等方面具备良好的可扩展性, 在离子显微成像和高精度单离子注入等前沿领域方面展现出广阔的应用前景.

关键词: 单离子, 磁光阱离子源, 确定性超冷单离子源, 符合测量**DOI:** 10.7498/aps.75.20260398**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260398

1 引言

量子科技和原子级制造等战略新兴产业是发展先进材料、量子技术及下一代微电子器件的关键点, 其技术核心是基于原子尺度的精准操控实现对材料的电学、光学与自旋性质的调控, 是当前科技竞争的核心领域与前沿制高点^[1-4]. 高精度单离子注入技术在该领域中具有显著的技术优势, 从经典半导体中有序掺杂阵列的制备, 到量子计算中高纯

度单原子量子比特的构筑, 均发挥着不可替代的作用^[5,6]. 例如, 基于单离子注入制备的金刚石氮空位色心具备色心品质高、光学与自旋性能优异等优势^[7]; 光学晶体中掺杂单个稀土离子制备的量子比特, 具备相干时间长和稳定性强的特性, 是量子存储器的理想候选体系^[8-10]. 实现单离子在这些场景下的应用, 前提是获得兼具纳米级空间分辨与单离子精准操控能力的确定性超冷单离子源.

激光冷却和囚禁原子技术, 为研发超冷离子源开辟了新途径^[11]. 通过光电离冷原子产生的超冷离

* 甘肃省科技计划 (批准号: 26ZDGA001)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2022YFA1602500)、甘肃省青年科技基金 (批准号: 24JRRA034)、中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDA0580302) 和等离子体物理全国重点实验室 (批准号: 6142A04250101) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhouwenchang@impcas.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: pangxuexia@hbu.edu.cn

子束具备两大显著优势: 其一, 激光冷却技术能将原子冷却至百 μK 甚至更低的温度, 产生的离子束具有极窄的横向速度分布, 无需任何低温介质即可实现极高亮度; 其二, 激光冷却技术已成功应用于元素周期表中超过 27 种原子, 可为不同的应用场景提供种类丰富的备选离子. 目前, 基于该方案已成功实现的冷离子源有两种类型^[12]: 磁光阱离子源 (magneto-optical trap ion source, MOTIS) 和冷原子束离子源 (cold atomic beam ion source, CABIS). 基于 Cr, Rb 和 Li 等原子体系的 MOTIS^[13-17], 光电离冷原子产生的冷离子束表现出优异的性能, 纵向能散低至 20 meV, 亮度达 $1.2 \times 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$, 发射度达 $6.0 \times 10^{-10} \text{ m} \cdot \text{rad} \cdot \text{eV}^{1/2}$. 而基于 Cs 和 Rb 原子体系的 CABIS 中^[18-20], 原子炉产生的中性原子束在进入电离区前被二维 MOT 冷却至百 μK (横向温度), 之后被光电离产生冷离子, 束流亮度高达 $2.4 \times 10^7 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$.

单离子束精准操控追求的目标是在百纳米尺度和指定的时间门控中获得高保真度的单离子, 因而确定性超冷单离子源是其核心技术挑战. 2017 年, Sahin 等^[21]在 MOTIS 的基础上利用电子-离子对的时间关联特性, 研发了确定性超冷单离子源, 实现了高保真度操控, 单离子计数率达 $4 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, 保真度达 98%, 亮度 $1.29 \times 10^2 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$. 2018 年, McCulloch 等^[22]基于共振电离铷原子束制备了确定性超冷单离子源, 符合率达 89.5%.

为了填补国内在确定性单离子源技术研究领域的空白, 支撑单离子纳米束开发、单原子量子比特构筑以及原子级精准掺杂等前沿应用研究, 本文拟研制一套基于磁光阱的确定性超冷单离子源实验装置. 该装置可以实现高保真度的单离子确定性引出, 预期离子束发射度优于 $5.0 \times 10^{-10} \text{ m} \cdot \text{rad} \cdot \text{eV}^{1/2}$, 亮度高于 $1.0 \times 10^2 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$. 为实现上述目标, 我们基于自主开发的 MOTIS 平台, 实现了确定性超冷单离子源的制备和性能表征, 并利用 COMSOL 软件进行建模和仿真计算. 在单离子工作模式下, 连续激光电离冷原子产生的电子-离子对, 在引出电场作用下分别飞向各自的探测器, 电子作为触发信号作用于离子门控系统, 筛选出具有特定飞行时间的离子, 以实现单离子的高保真度引出. 我们测量了电子/离子计数率、电子-离子符合率和单离子聚焦成像的空间分布, 获得了离子源的性能参数, 为确定性单离子纳米束技术研发提供基础数据.

2 实验装置和仿真模拟

图 1(b) 展示了 MOTIS 平台的结构和实验装置示意图, 包括磁光阱系统、离子引出与探测系统、离子门控系统 3 个部分. 另外, 还利用 COMSOL Multiphysics 软件构建实验装置的仿真模型, 并基于实验条件开展模拟计算, 与实验结果进行对比, 检验了像平面处的束流品质.

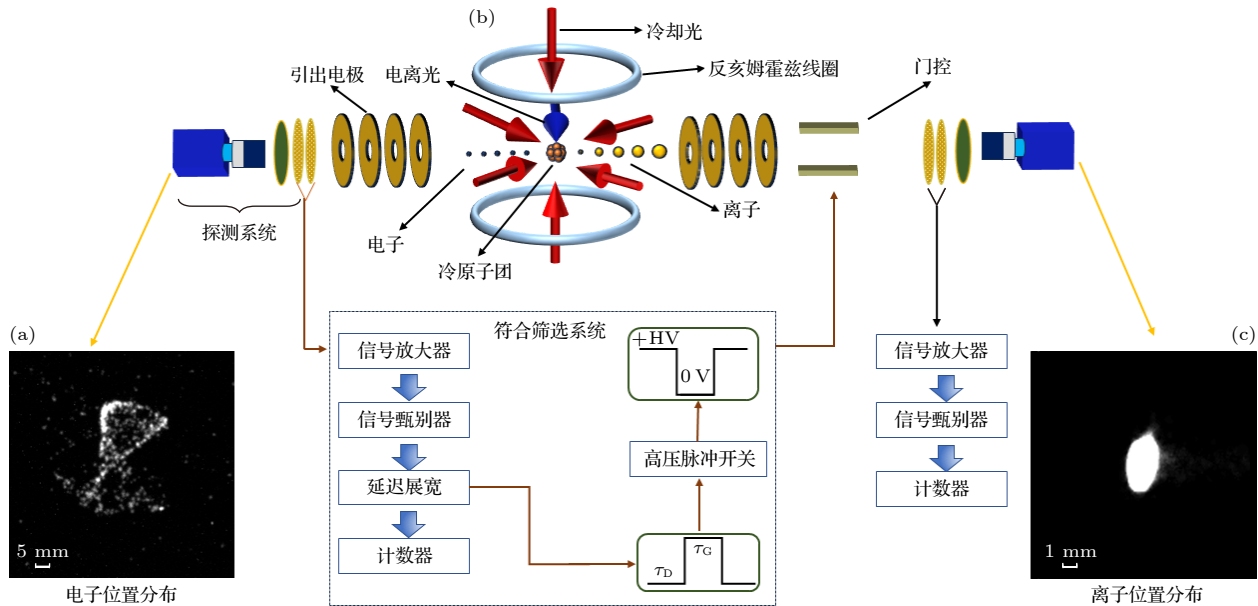


图 1 (a) 电子空间位置图像; (b) 单离子源装置示意图; (c) 离子空间位置图像

Fig. 1. (a) Spatial position image of electrons; (b) schematic diagram of the single-ion source setup; (c) spatial position image of ions.

2.1 磁光阱系统

本文使用 ^{87}Rb 原子磁光阱装置, 主要由连续波激光器和反亥姆霍兹线圈以及真空腔室等组成^[23,24]. 如图 2(a) 所示, ^{87}Rb 原子的激光冷却过程通过超精细能级之间的闭合跃迁实现. 根据跃迁选择定则, 冷却激光对应的循环跃迁为 $5^2\text{S}_{1/2}(F=2) \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}(F'=3)$. 然而, 原子在跃迁过程中有一定概率经由 $5^2\text{P}_{3/2}(F'=2)$ 能级通过自发辐射退激至 $5^2\text{S}_{1/2}(F=1)$ 态, 从而脱离冷却循环, 该现象称为光抽运效应. 为避免光抽运引起的损失, 引入一束较弱的再泵浦激光, 对应 $5^2\text{S}_{1/2}(F=1) \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}(F'=2)$ 跃迁, 原子有一定概率退激发至 $5^2\text{S}_{1/2}(F=2)$ 态, 重新进入冷却循环. 实验中采用波长 780 nm 的连续波激光器, 通过饱和吸收光谱进行锁频. 冷却激光波长锁定在 $5^2\text{S}_{1/2}(F=2) \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}(F'=1, 3)$ 交叉峰, 相对于 $5^2\text{S}_{1/2}(F=2) \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}(F'=3)$ 的吸收峰存在约 212 MHz 的红移. 对 ^{87}Rb 原子, 有效的冷却一般要求冷却激光红失谐在 3—18 MHz 之间. 本实验利用声光调制器对冷却激光进行 200 MHz 的蓝移, 使冷却激光相对于跃迁线中心红失谐约 12 MHz. 最终, 冷却激光和再泵浦激光经透镜系统耦合至保偏光纤, 经光纤分束器分为“三束六路”, 实现原子的三维冷却. 囚禁所需静磁场由一对反亥姆霍兹线圈提供, 其轴向和径向磁场梯度分别为 10 G/cm 和 5 G/cm. 为了研究磁光阱中原子的行为和性质, 实验中利用吸收成像方法标定原子团的温度, 并利用光电倍增管探测器实时监测冷原子的荧光信号强度推算冷原子的数目, 同时通过电荷耦合器件 (charge-coupled device, CCD) 相机采集荧光图像, 经校正定标后确定冷原子团的尺寸和形貌. 在典型的实验条件下, 冷原子的装载速率约为 $5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, 阱中俘获的冷 Rb 原子 10^7 个, 温度 200 μK , 冷原子团高斯半径 $(1/e^2)0.5 \text{ mm}$.

实验采用两步共振电离方法产生冷离子, 如图 2(b) 所示. 首先利用冷却激光将 ^{87}Rb 原子从基态 5S 激发到 5P 激发态, 随后利用波长 423 nm 的连续波激光电离 5P 态的原子. 光电离过程遵循动量与能量守恒, 由于离子质量约为电子质量的 16×10^4 倍, 其通过光电子反冲获得极小动量, 对应速度约 2.2 m/s, 等效温度约为 17 mK. 通过调节电离激光的光强, 可以连续调节 Rb 原子的电离率.

2.2 离子引出与探测系统

实验中, 通过向引出电极加载电压产生加速电场, 推动光电离产生的电子和离子飞向各自的探测器. 整套电极系统由 20 片中间带圆孔的矩形 (120 mm $\times$ 90 mm) 极板组成, 对称安装在冷原子云两侧, 靠近冷原子云的两片极板间距为 20 mm, 其余的极板间距均为 10 mm. 中间 4 片极板的圆孔直径为 60 mm, 其余极板圆孔的直径均为 80 mm, 极板相应部位预留直径 20 mm 的圆孔, 以便磁光阱的冷却光通过.

探测系统由两套二维位置灵敏探测器 (Photek, VID240) 组成. 该成像探测器由两片微通道板 (microchannel plate, MCP)、荧光屏和 CCD 相机组成. 探测过程中, 当离子或者电子通过两片 MCP 时, 会产生约 10^6 倍增的电子并加速撞击之后的荧光屏. 荧光屏被点亮后, 由 CCD 相机记录荧光屏图像. 此时, 由 MCP 输出的信号确定电子/离子的飞行时间 (time-of-flight, TOF) 信息, CCD 图像记录了电子/离子在探测器平面的二维分布信息.

实验中, 电子和离子探测器与作用区的距离分别为 28 cm 和 65 cm, 电子和离子的 TOF 时间分别为 21 ns 和 48 μs , 这一信息为后续离子符合筛选提供了时间基准. 另外, 离子探测器采集的 CCD 图像为表征离子源的性能参数, 如离子束的空间分布和发射度等, 提供了数据参考.

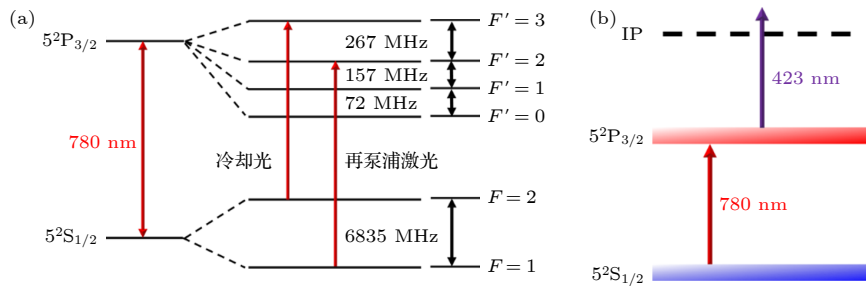


图 2 (a) ^{87}Rb 原子的冷却循环示意图; (b) 光电离过程示意图

Fig. 2. (a) Schematic diagram of the cooling cycle of ^{87}Rb atoms; (b) schematic diagram of the photoionization process.

2.3 离子门控系统

为了实现离子的确定性引出, 引入了电子-离子的符合测量技术, 利用光电离冷原子产生的电子-离子对之间存在固定飞行时间差的特点, 筛选出对应的离子. 实验中, 电离事件发生后的百纳秒内电子被探测, 电子的 TOF 信号用于确定对应离子的飞行时间, 之后触发离子门控系统, 实现离子筛选的目的.

具体来讲, 离子门控系统就是离子飞行路径上的一对加载脉冲高压的平行板电极. 没有电子 TOF 触发的状态下, 平行板的一侧电极为高电压, 离子发生偏转而无法到达探测器, 相当于门控关闭状态; 当电子探测器探测到电子时, 电子 TOF 信号经放大、甄别和延时后, 触发脉冲高压开关, 电极电压降低为低电平, 平行板在之后的 $2.5 \mu\text{s}$ 内处于等电位状态, 允许对应的离子通过, 相当于门控开启状态. 这种简洁而高效的符合逻辑和硬件, 确保了离子束中每个离子都有对应的电子信号作为先导. 相比离子而言, 电子在磁场中运动时受到洛伦兹力对其运动轨迹的影响较大, 因此电子 TOF 时间的精度对符合离子的探测可能存在一定影响. 本文利用 COMSOL 软件对实验过程的模拟结果表明, 电子 TOF 的最大时间差小于 0.1 ns . 因此单离子模式状态下, 离子门控的门宽 $2.5 \mu\text{s}$ 足以保证目标离子顺利通过.

2.4 COMSOL 仿真模拟

本文采用 COMSOL Multiphysics 软件中的电磁场和带电粒子追踪模块, 模拟带电粒子在电磁场中的运动轨迹, 并重点开展了单离子聚焦成像仿真. 具体仿真设置如下: 首先, 在 COMSOL Multiphysics 中构建了实验装置的全尺寸三维仿真模型, 对磁光阱真空腔、引出电场电极、离子筛选平行板、MCP 探测器等硬件进行了数字化, 引出电场电压和平行板脉冲电压也严格参照实验条件进行了设置. 其次, 按照实验条件对带电粒子(电子和离子)的初始状态进行设定, 初始位置为随机球分布, 半径 0.5 mm , 初始速度大小 2.2 m/s , 方向为各向同性. 另外, 由于是单离子引出, 仿真中未考虑带电粒子间的库仑相互作用. 最后, 根据模型的几何特征以及重要性选取合适的网格剖分方法, 配置求解器进行计算, 对仿真结果进行提取与分析.

3 结果与讨论

实验中, 根据离子筛选门控的设置方式, 离子源的工作模式分为连续流模式和单离子模式. 连续流模式是指离子筛选门控一直处于开门状态, 此时平行板电极处于等电位, 离子不经过符合而被连续引出, 也就是 MOTIS 的工作状态. 相应地, 单离子模式下, 离子筛选门控由电子 TOF 信号触发, 只有被筛选的离子才能到达探测器, 对应确定性单离子源.

3.1 连续流模式

在连续流模式下, 我们使用计数器分别测量电子与离子的计数率. 结果如图 3 所示, 电子和离子的计数率均随着电离激光功率的增大出现饱和趋势, 最高值分别为 $4.9 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ 和 $4.9 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$.

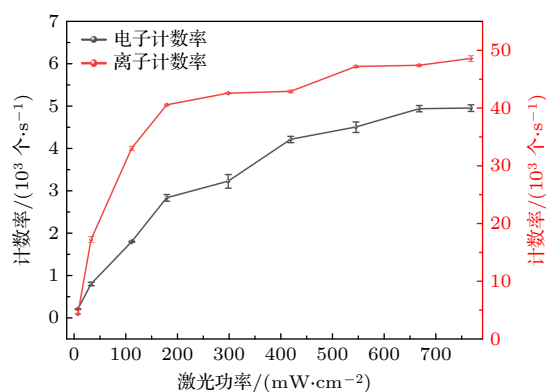


图 3 电子计数率(黑色实心球)和离子计数率(红色实心球)与激光功率的变化关系. 误差棒表示实验标准偏差, 主要来源于实验重复测量的计数统计

Fig. 3. Variation of electron count rate (black solid spheres) and ion count rate (red solid spheres) as a function of laser power, the error bars represent the experimental standard deviation, primarily derived from the counting statistics of repeated measurements.

实验观察到离子的最大计数率为电子的 10 倍, 这与常规认知存在明显的矛盾: 首先, 光电离冷原子产生的电子和离子的数量应完全相等; 其次, 在带电粒子能量 keV 量级的情况下, MCP 探测器对电子响应的量子效率应为对离子的数倍到数十倍. 我们对这一反常现象的解释如下: 光电离作用区位于磁光阱中心, 此处存在反亥姆霍兹线圈产生的梯度磁场, 电子在被电场引出的过程中受到洛伦兹力, 致使部分电子的轨迹发生偏转, 未能到达探测器. 而离子质量是电子的 16 万倍, 轨迹偏转较小,

几乎不影响后续探测. 如图 1 所示的 CCD 图像实验结果, 仅有一部分电子能到达探测器, 且因飞行路径发散, 电子在探测器上占据面积很大; 而离子几乎全部集中在探测器的中心, 发散很小.

3.2 单离子模式

在单离子模式下, 选取两个关键的物理量——符合率和保真度, 对离子源性能进行表征. 符合率定义为符合筛选后的离子计数与用于触发的电子计数的比值, 是用来检验符合筛选效率的参数. 保真度的定义为单离子出现在真实触发门中的概率, 是用来检验确定性单离子操控效率的参数.

符合率测量的实验中, 电子和符合离子计数分别由对应的计数器进行统计, 其误差的主要来源是 MCP 探测器的热噪音, 另外脉冲高压串扰和筛选电场泄漏是造成符合离子计数误差的其他来源. 我们测量了符合率随激光功率的依赖关系, 结果如图 4 所示. 随着电离激光功率的增大, 符合率呈现先上升后下降的趋势, 最高值达 53.5%.

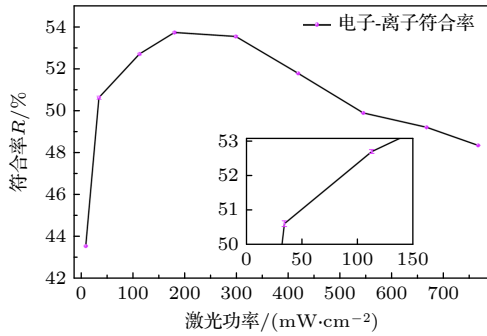


图 4 电子-离子的符合率随激光功率的依赖关系, 误差棒表示实验标准偏差, 主要来源于实验重复测量的计数统计
Fig. 4. Dependence of the electron-ion coincidence rate on laser power, the error bars represent the experimental standard deviation, primarily derived from the counting statistics of repeated measurements.

可以理解的是, 随着电离激光功率密度逐渐增至 180 mW/cm², 电离产生的电子-离子对快速增多, 符合信号数量增加. 相比之下, 电子 MCP 产生的热噪声 (约 30 s⁻¹) 以及电子线路噪声产生的假触发信号在符合计数中的占比快速降低, 因此符合率快速增大. 当电离光功率密度超过 180 mW/cm² 时, 光电离产生的电子-离子对数量逐渐趋于饱和. 在高计数率工况下, 离子符合筛选系统的电子学插件及门控高压模块的响应能力接近极限, 高频次的触发与调控会引发离子的漏计数现象, 导致符合率

呈下降趋势.

另外, 从原理上来讲, 基于符合测量方法的离子筛选方案具备接近 100% 的符合效率. McCulloch 小组的最高符合率达 89.5%^[22], 而本实验中最高符合率仅为 53.5%. 造成这一差异的主要原因是, 我们在实验中采用了 MCP 探测器, 其有限的开口比造成探测效率下降. 实验中使用的 MCP 探测器, 孔径 12 μm, 孔间距 15 μm, 开口比为 58.0%. 这也就意味着, 大约有 42% 的离子因未能进入 MCP 的管道而未被有效记录. 也就是说, 在离子与门控的关联分析中, 42% 的事件存在门控激活但未探测到离子的情况. 如果排除这部分损失, 最高符合效率大约为 0.535/(1 - 0.42) = 92.2%.

保真度代表了单离子出现在真实触发门中的概率, 因此在离子 MCP 探测器无法完全探测符合离子的情况下, 保真度可以有效地体现每个被探测的符合离子对应一个独立门控的概率. 单离子源的保真度表达式为^[21]

$$F = 1 - P(n_i > 1 | n_g = 1) - P(n_g > 1 | n_i = 1) - P(n_g = 0 | n_i = 1) - P_{bg,g},$$

其中, $P(n_i > 1 | n_g = 1)$ 表示输出一个门控信号时, 探测到多于一个离子的条件概率; $P(n_g > 1 | n_i = 1)$ 表示探测到单个离子时, 该离子对应多个门控信号的条件概率; $P(n_g = 0 | n_i = 1)$ 表示探测到单个离子却没有与之匹配的门控信号的条件概率; $P_{bg,g}$ 表示无电离激光作用时, 背景电子产生门控信号的条件概率.

实验通过采集 4000 组符合离子的 TOF 信号, 对离子与门控信号进行关联分析. 统计结果发现, 无电离激光时电子的计数率约为 30 s⁻¹; 电离激光开启且符合离子门控关闭时, 离子的计数率为 240 s⁻¹; 符合门控由电子信号触发后, 没有探测到离子的情况为 2460 s⁻¹, 探测到单离子的情况为 1804 s⁻¹, 两个离子的情况为 155 s⁻¹, 3 个离子的情况为 13 s⁻¹, 结果以柱状图的形式展示在图 5(a) 中. 首先, 大约有 55.5% 的门控触发情况下没有探测到离子信号, 主要原因还是 MCP 探测器有限的开口比. 其次, 由于平行板电极门控开门时间较长, 会有两个离子, 甚至 3 个离子同时出现并被探测的概率. 另外, 图 5(b) 展示了探测到单离子时检测到不同门控信号数量的概率, 83.9% 的离子信号与单一门控事件关联, 其余 16.1% 的离子未检测到对应门控信号.

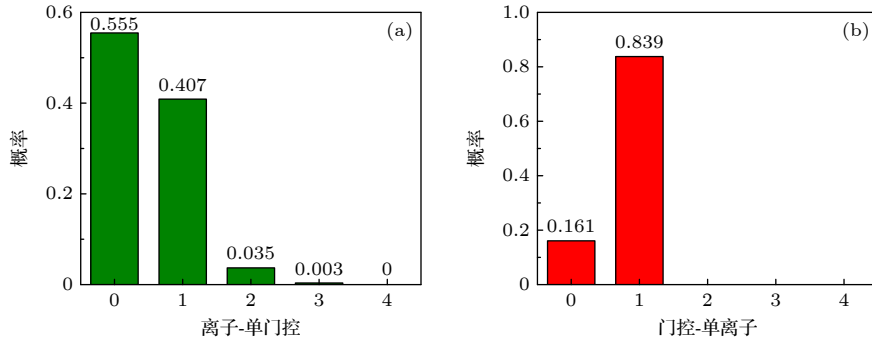


图 5 离子-门控关联分析 (a) 在单个门控 ($n_g = 1$) 条件下探测到离子数量 (n_i) 的概率; (b) 在单个离子 ($n_i = 1$) 条件下检测到门控数量 (n_g) 的概率

Fig. 5. Ion-gating correlation analysis: (a) Probability of detecting the number of ions (n_i) under the condition of a single gate ($n_g = 1$); (b) probability of detecting the number of gates (n_g) given the detection of a single ion ($n_i = 1$).

根据公式和实验测量结果, 可以得到确定性单离子的保真度为 80.1%. 在 Sahin 等^[21]的实验中, 他们使用了效率更高的 CEM 探测器, 紧凑的设备结构使得离子飞行路径更短, 单离子的保真度达到了 98%. 我们的测量结果中, 保真度的主要缺陷是探测到单离子却没有与之匹配的门控信号的条件概率. 考虑到离子 MCP 探测器的热噪声较低 (小于 10 s^{-1}), 因此脉冲高压串扰和筛选电场泄漏造成离子误计数是该缺陷的主要贡献. 因此, 为了提升保真度, 未来需要从硬件上改进离子符合筛选电极的设计, 降低离子误计数.

3.3 单离子聚焦与成像

基于多电极引出场结构设计, 结合二维位置成像探测器, 我们在单离子模式下开展了离子聚焦成像实验. 实验中, 电离激光功率密度设置为 16.4 mW/cm^2 以减少符合离子的误计数. 在离子飞行路径上, 我们选取 3 片电极加载电压, 构建单静电透镜, 其电场电势分布如图 6(a) 所示. 离子在 MCP 探测器的前表面聚焦, CCD 相机获得的荧光屏图片展现了束斑分布, 如图 6(b) 所示, 离子分布集中在图像中心约 2 个像素 (pixel) 内, 且核心像素点的计数远高于周边区域. 对该图像 X 轴投影 (图 6(d) 红色点线) 进行高斯拟合, 可以得到离子的焦斑尺寸, 即直径为 $91 \mu\text{m}$. 考虑到 CCD 相机像素单元对应荧光屏尺寸为 $1 \text{ pixel} = 1/14 \text{ mm}$ ($\approx 71 \mu\text{m}$), 远大于 MCP 通道孔径尺寸 ($12 \mu\text{m}$), 实际的离子焦斑可能会更小. 在相同的实验参数条件下, 我们使用 COMSOL 软件模拟冷离子的传输和成像. 离子经电场引出和聚焦后在 MCP 前表面的空间分布如图 6(c) 所示, 离子图像沿 X 轴

投影如图 6(d) 黑色点线所示, 与实验结果高度吻合.

发射度和亮度是表征离子源品质的重要参数. 其中, 发射度描述了离子束在相空间中占据的体积, 决定了离子束的聚焦能力. 亮度则描述了束流中离子的密度, 体现了离子源在单位相空间体积内的束流强度. 上文给出了离子源初始半径 (0.5 mm)、飞行距离 (65 cm)、离子在探测面的分布半径 ($(1.50 \pm 0.06) \text{ mm}$)、离子计数率 ($(1808 \pm 5) \text{ s}^{-1}$) 等参数, 根据发射度和亮度的定义^[25], 计算得到确定性单离子源发射度为 $(1.01 \pm 0.06) \times 10^{-10} \text{ m} \cdot \text{rad} \cdot \text{eV}^{1/2}$, 亮度为 $(7.2 \pm 0.8) \times 10^2 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$. 本实验的发射度优于 Debernardi 等^[26] Rb-MOTIS 的结果 ($1.4 \times 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{rad} \cdot \text{eV}^{1/2}$), 也好于 Hassen 等^[17] Cr-MOTIS 的结果 ($6.0 \times 10^{-10} \text{ m} \cdot \text{rad} \cdot \text{eV}^{1/2}$). 而本实验的亮度比 Sahin 等^[21] 的结果提升约 5 倍. 进一步, 本实验中单离子聚焦成像的束斑尺寸达 $91 \mu\text{m}$, 若引入适配的束流光学系统, 本文所制备的确定性单离子源可实现纳米尺度聚焦, 为高分辨成像以及高精度单离子注入实验提供关键技术支撑.

4 结论与展望

本文基于 Rb 原子磁光阱和符合测量技术开发了确定性超冷单离子源. 通过实验与数值模拟结合的方式, 表征了离子源的性能: 在连续流模式下, 电子与离子的计数率分别为 $4.9 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ 和 $4.9 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$; 在单离子模式下, 电子-离子符合率最大值为 53.5%, 单离子保真度 80.1%; 确定性单离子源的发射度为 $(1.01 \pm 0.06) \times 10^{-10} \text{ m} \cdot \text{rad} \cdot \text{eV}^{1/2}$, 亮度为 $(7.2 \pm 0.8) \times 10^2 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$.

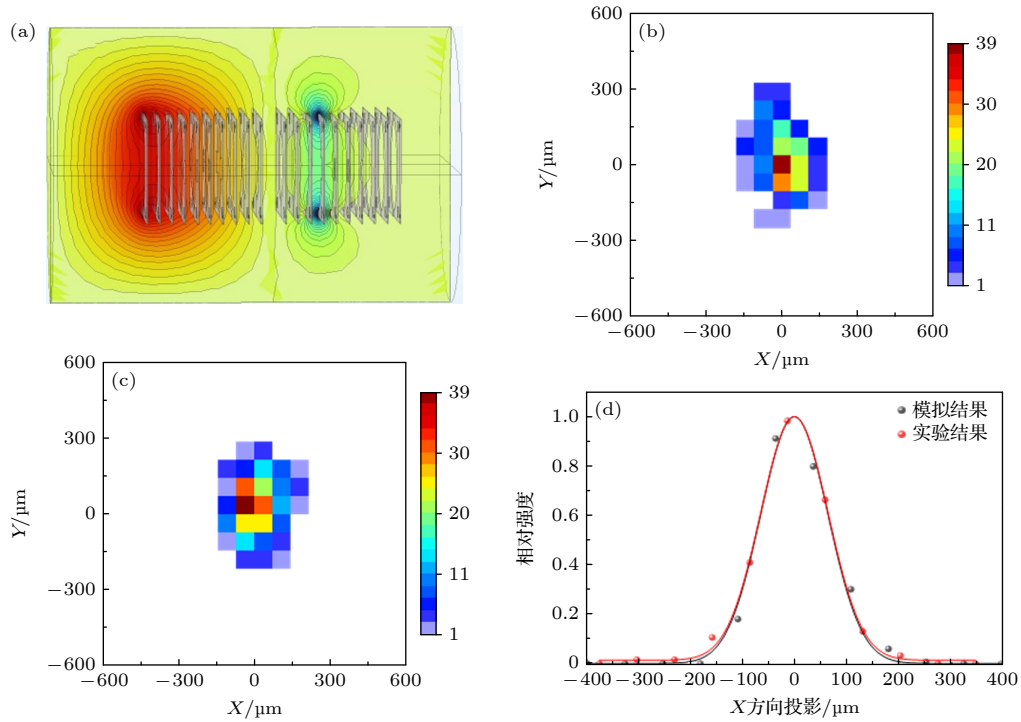


图 6 单离子聚焦与成像的实验条件和结果 (a) 引出电场电势分布及静电单透镜电势分布; (b) 实验结果, CCD 相机拍摄荧光屏得到的离子图像, 图中每一个小方格表示一个像素 (pixel), 对应的荧光屏尺寸为 1 pixel = 1/14 mm; (c) COMSOL 模拟结果; (d) 实验与模拟的离子空间分布沿 X 轴方向投影对比分析, 红色实心球表示实验结果, 黑色实心球表示模拟结果, 实线表示对应的高斯拟合

Fig. 6. Experimental conditions and results for single ion focusing and imaging: (a) Potential distribution of the extraction electric field and the electrostatic single lens; (b) experimental results, ion images captured by a CCD camera on a fluorescent screen, each small square in the figure represents one pixel, with a corresponding fluorescent scale of 1 pixel = 1/14 mm; (c) COMSOL simulation results; (d) comparative analysis of the projected ion spatial distribution along the X -axis for both experiment and simulation, red solid spheres represent experimental data, black solid spheres represent simulation results, and the solid line represents the corresponding Gaussian fit.

与已报道同类设备的技术指标对比, 本装置在电子/离子计数率和符合率等性能参数方面, 存在很大的提升空间. 未来我们计划通过快速关断 MOT 磁场、优化引出电场结构、采用栅网质量筛选器以及通道电子倍增器 (CEM) 等措施, 提升电子与离子的收集和探测效率^[27,28], 结合动态透镜电场与电子-离子动量关联调控^[29,30] 优化离子束像差矫正, 提升离子源的综合性能, 满足确定性单离子纳米束技术开发的需求.

参考文献

- [1] Fox D S, Zhou Y B, Maguire P, O'Neill A, Ó'Coileáin C, Gatensby R, Glushenkov A M, Tao T, Duesberg G S, Shvets I V, Abid M, Abid M, Wu H C, Chen Y, Coleman J N, Donegan J F, Zhang H Z 2015 *Nano Lett.* **15** 5307
- [2] Chen R, Li Y C, Cai J M, Cao K, Lee H B R 2020 *IJEM* **2** 022002
- [3] Ding Y R, Wang C Y, Zeng M Q, Fu L 2025 *Adv. Mater.* **37** 2306689
- [4] Schofield S R, Fisher A J, Ginossar E, Lyding J W, Silver R, Fei F, Namboodiri P, Wyrick J, Masteghin M G, Cox D C, Mordin B N, Clowes S K, Keizer J G, Simmons M Y, Stemp H G, Morello A, Voisin B, Rogge S, Wolkow R A, Livadaru L, Pitters J, Stock T J Z, Curson N J, Butera R E, Pavlova T V, Jakob A M, Spemann D, Räcké P, Schmidt-Kaler F, Jamieson D N, Pratiush U, Duscher G, Kalinin S V, Kazazis D, Constantinou P, Aeppli G, Ekinici Y, Owen J H G, Fowler E, Moheimani S O R, Randall J N, Misra S, Ivie J, Allemang C R, Anderson E M, Bussmann E, Campbell Q, Gao X J, Lu T M, Schmucker S W 2025 *Nano Futures* **9** 012001
- [5] Fuechsle M, Miwa J A, Mahapatra S, Ryu H, Lee S, Warschkow O, Hollenberg L C L, Klimeck G, Simmons M Y 2012 *Nat. Nanotechnol.* **7** 242
- [6] Koenraad P M, Flatté M E 2011 *Nat. Mater.* **10** 91
- [7] Haruyama M, Onoda S, Higuchi T, Kada W, Chiba A, Hirano Y, Teraji T, Igarashi R, Kawai S, Kawarada H, Ishii Y, Fukuda R, Tanii T, Isoya J, Ohshima T, Hanaizumi O 2019 *Nat. Commun.* **10** 2664
- [8] Groot-Berning K, Kornher T, Jacob G, Stopp F, Dawkins S T, Kolesov R, Wrachtrup J, Singer K, Schmidt-Kaler F 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 106802
- [9] Zhong T, Kindem J M, Bartholomew J G, Rochman J, Craiciu I, Verma V, Nam S W, Marsili F, Shaw M D, Beyer A D, Faraon A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 183603

- [10] Dibos A M, Raha M, Phenicie C M, Thompson J D 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 243601
- [11] Zhou W C, Fang F, Luo C J, Mou H J, Lu L, Zou L P, Cheng R, Yang J, Du G H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 173701 (in Chinese) [周文长, 方锋, 罗长杰, 牟宏进, 卢亮, 邹丽平, 程锐, 杨杰, 杜广华 2024 物理学报 **73** 173701]
- [12] McClelland J J, Steele A V, Knuffman B, Twedt K A, Schwarzkopf A, Wilson T M 2016 *Appl. Phys. Rev.* **3** 011302
- [13] Reijnders M P, van Kruisbergen P A, Taban G, van der Geer S B, Mutsaers P H A, Vredendregt E J D, Luiten O J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 034802
- [14] Steele A V, Knuffman B, McClelland J J, Orloff J 2010 *J. Vac. Sci. Technol.* **28** C6F1
- [15] Knuffman B, Steele A V, Orloff J, McClelland J J 2011 *New J. Phys.* **13** 103035
- [16] Gardner J R, McGehee W R, Stiles M D, McClelland J J 2020 *J. Vac. Sci. Technol.* **38** 052803
- [17] Hassen J L, Hill S B, Orloff J, McClelland J J 2008 *Nano Lett.* **8** 2844
- [18] Steele A V, Schwarzkopf A, McClelland J J, Knuffman B 2017 *Nano Futures* **1** 015005
- [19] Viteau M, Reveillard M, Kime L, Rasser B, Sudraud P, Bruneau Y, Khalili G, Pillet P, Comparat D, Guerri I, Fioretti A, Ciampini D, Allegrini M, Fuso F 2016 *Ultramicroscopy* **164** 70
- [20] Xu S, Li Y, Vredendregt E J D 2022 *J. Vac. Sci. Technol.* **40** 042801
- [21] Sahin C, Geppert P, Müllers A, Ott H 2017 *New J. Phys.* **19** 123005
- [22] McCulloch A J, Speirs R W, Wissenberg S H, Tielen R P M, Sparkes B M, Scholten R E 2018 *Phys. Rev. A* **97** 043423
- [23] Fang F, Zhou W C, Li Y F, Qian D B, Luo C J, Zhao D M, Ma X W, Yang J, 2021 *Rev. Sci. Instrum.* **92** 043103
- [24] Zhou W C, Fang F, Luo C J, Qian D B, Yang J, Lu L 2023 *J. Appl. Phys.* **133** 034901
- [25] Reiser M 2008 *Theory and Design of Charged Particle Beams* (Germany: Wiley-VCH) pp51–57
- [26] Debernardi N, Reijnders M P, Engelen W J, Clevis T T J, Mutsaers P H A, Luiten O J, Vredendregt E J D 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 024501
- [27] Depaola B D, Morgenstern R, Andersen N 2008 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **55** 139
- [28] Jia Z Z, Liu Z J, Wang X H, Wang R Y, Ma T J, Zhou Z W, Moro R, von Issendorff B, Ma L 2024 *AIP Adv.* **14** 035312
- [29] Lopez C, Trimeche A, Comparat D, Picard Y J 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 064049
- [30] Hahn R, Trimeche A, Lopez C, Comparat D, Picard Y J 2021 *Phys. Rev. A* **103** 042821

Deterministic ultracold single-ion source preparation^{*}

WANG Su¹⁾²⁾ ZHOU Wenchang^{2)†} FANG Feng³⁾ LUO Changjie²⁾CHENG Rui²⁾³⁾ PANG Xuexia^{1)‡} DU Guanghua²⁾ YANG Jie²⁾³⁾¹⁾ (*College of Physics Science & Technology, Hebei University, Baoding 071002, China*)²⁾ (*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)³⁾ (*Advanced Energy Science and Technology Guangdong Laboratory, Huizhou 516000, China*)

(Received 20 March 2026; revised manuscript received 28 April 2026)

Abstract

The preparation, manipulation and detection of single particles represent one of the key research directions in the development of experimental physics. As the core objective of next-generation ion beam technology, the deterministic generation and nanoscale positioning of single ions can break through the technical limitations of on-demand extraction in conventional ion sources, providing critical technical support for the advancement of cutting-edge fields such as quantum technology and atomic-scale manufacturing. This paper reports on a deterministic single-ion source technique based on time-correlated measurements. By exploiting the time correlation between electron-ion pairs generated by photoionization of cold atoms in a magneto-optical trap, and using coincidence measurement where electrons serve as a trigger signal to control the ion trajectory, the technique achieves the deterministic preparation of a high-fidelity single-ion source. We characterize the ion source performance in both continuous-flow mode and single-ion mode: in continuous-flow mode, the electron and ion counting rates are $4.9 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ and $4.9 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, respectively. In single-ion mode, the maximum electron-ion coincidence rate is 53.5%, and the single-ion fidelity is 80.1%. The results of single-ion focusing imaging and numerical simulations based on experimental parameters indicate that the emittance of the deterministic single-ion source is $(1.01 \pm 0.06) \times 10^{-10} \text{ m} \cdot \text{rad} \cdot \text{eV}^{1/2}$, and the brightness is $(7.2 \pm 0.8) \times 10^2 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$, meeting the requirements for the development of deterministic single-ion nanobeam technology. This approach offers excellent scalability in terms of ion species and single-ion manipulation. On the one hand, the method is applicable to all atomic systems that can be laser-cooled; on the other hand, by combining dynamic lens electric fields with electron-ion momentum correlation control, it is expected to enable ion beam aberration correction and spot optimization, further enhancing its overall performance. Therefore, this deterministic single-ion source holds broad application prospects in cutting-edge fields such as ion microscopy and high-precision single-ion implantation.

Keywords: single ion, magneto-optical trap ion source, deterministic ultracold single-ion source, coincidence measurement

DOI: [10.7498/aps.75.20260398](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260398)CSTR: [32037.14.aps.75.20260398](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260398)

^{*} Project supported by the Science and Technology Program of Gansu Province, China (Grant No. 26ZDGA001), the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2022YFA1602500), the Natural Science Foundation of Gansu Province, China (Grant No. 24JRRA034), the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA0580302) and the National Key Laboratory of Plasma Physics, China (Grant No. 6142A04250101).

[†] Corresponding author. E-mail: zhouwenchang@impcas.ac.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: pangxuexia@hbu.edu.cn



确定性超冷单离子源的制备

王稣 周文长 方锋 罗长杰 程锐 庞学霞 杜广华 杨杰

Deterministic ultracold single-ion source preparation

WANG Su ZHOU Wenchang FANG Feng LUO Changjie CHENG Rui PANG Xuexia DU Guanghua
YANG Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 160103 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260398

CSTR: 32037.14.aps.75.20260398

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260398>

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

超冷离子源研究进展

Research progress of ultracold ion source

物理学报. 2024, 73(17): 173701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240695>

微型电子回旋共振离子源的全局模型

Global model of miniature electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(14): 145204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212250>

大束流阳极层离子源的阴极刻蚀现象及消除措施

Cathode etching phenomenon of high beam-anode ion source and its elimination measures

物理学报. 2024, 73(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240494>

基于强流离子源的离子束溅射镀膜设备均匀性优化

Uniformity optimization of ion beam sputtering coating equipment based on strong current ion source

物理学报. 2024, 73(5): 058101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231491>

阿秒符合干涉仪与原子分子及团簇体系阿秒光电子电离延迟测量

Attosecond coincidence interferometer and measurement of attosecond photoelectron ionization time delay in atomic, molecular and cluster systems

物理学报. 2025, 74(24): 243202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251166>

面向复杂求解域的高效粒子网格/蒙特卡罗模型与阳极层离子源仿真

High-efficient particle-in-cell/Monte Carlo model for complex solution domain and simulation of anode layer ion source

物理学报. 2023, 72(8): 085202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222394>