

文章编号: 1007-4627(2019)03-0294-11

等时性质质量谱仪中 $N=Z$ 核质量测量的方法探索

葛壮^{1,2,3}, 王茜^{1,2}, 王猛^{1,2}, 上坂友洋³

- (1. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000;
2. 中国科学院大学核科学与技术学院, 北京 100049;
3. 日本理化学研究所, 日本 和光 351-0198)

摘要: $N=Z$ 核的质量数据对于研究 rp - 和 νp - 过程至关重要。此外, $N=Z$ 原子核的质量数据将会帮助我们解决与核结构有关的许多关键问题。结合碎片分离器的等时性质谱仪 (Isochronous mass spectrometry, IMS) 是十分快速有效而且高分辨的质量测量工具。由于 $N=Z$ 核的 m/q 值非常接近, 目前国际上的储存环质量谱仪 CSRe/IMP 和 ESR/GSI 还无法实现对 $N=Z$ 核运用飞行时间谱进行鉴别, 因而无法对它们进行质量测量。在日本理化学研究所的仁科加速器中心新建了专用的等时性质谱仪 (IMS), 即稀有放射性同位素储存环 “Rare-RI Ring” (R3), 以确定短寿命的放射性原子核的质量, 其目标质量相对精度为 10^{-6} 。R3 质谱仪与高分辨的碎片分离器 BigRIPS 的组合, 运用束流线的高分辨的离子鉴别, 使得 R3 上的 IMS 方法对 $N=Z$ 核进行质量测量成为可能。本文设计了专用的等时性束流光学设置, 模拟了 ^{124}Xe 的主束经过碎裂反应产生的 $N=Z$ 核在束流线中穿过各焦平面的径迹、能量、速度等信息, 同时检验了这些次级束在环内的飞行时间相对于动量的变化关系。模拟的结果表明: 当储存环的等时性光学设置在某一个 $N=Z$ 核时, 所有其它 $N=Z$ 核在环内的回旋时间也与动量弥散无关, 说明了这些核也满足等时性条件。基于 $N=Z$ 核的这种等时性的特点, 本文对 R3 上刻度 $N=Z$ 核的方法也进行了讨论。

关键词: 起量测量; 储存环; 模拟; 束流光学; 等时性质质量谱仪; $N=Z$ 原子核

中图分类号: TL67 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.36.03.294

1 引言

质量是原子核的基本属性, 它反映了原子核内部的核子(质子和中子)之间的强相互作用、弱相互作用和电磁相互作用的综合效应^[1]。原子核的高精度质量数据对原子核结构的研究、核天体物理领域的宇宙演化和元素合成过程的研究、衰变的理解、理论模型的发展等具有重要作用^[1-2]。其中, $N=Z$ ($A=78\sim 100$) 的原子核的质量数据对于研究 rp - (快质子俘获) 和 νp - 过程至关重要。同时, $N=Z$ 原子核的质量数据能够帮助我们解决与核结构有关的许多关键问题: Wigner 能量的起源, $T=0$ 配对, 同位旋对称性, 质子滴线的位置, 形变和壳闭合的演化, 质量模型的检验, 沿 $N=Z$ 的 β 衰变的 $B(\text{GT})$ 值的约束以及 CVC 假设的检验。目前, ^{100}Sn 附近的 $N=Z$ ($A=78\sim 100$) 的原子核的质量依旧未知, 而且这些核极其难以在实验室中产生。

随着一些先进放射性束流线的建成和运行, 世界范围内相应地发展了许多种直接测量奇异核质量的方法, 其中包括重离子储存环 ESR/GSI 和 CSRe/IMP 等

时性质谱仪 (IMS)^[3-6, 8, 24]。2007 年, 位于日本理化学研究所的仁科加速器中心的新一代设施——放射性同位素束工厂 (RIBF) 成功建成并运行^[9]。RIBF 一直致力于提高放射性同位素束的强度, 以推进核素图上可以进行实验研究的核素区域的扩展来增强我们对原子核的认知和对核天体物理过程的理解。由线性加速器和回旋加速器组成的 RIBF 加速器系统可以加速各种重离子(从质子到铀)到 345 兆电子伏/核子, 其目标流强高达 $1\ \mu\text{A}$, 相当于 6.24×10^{12} 粒子/秒。由于原子核的质量在核天体物理学和核结构研究中的重要作用, 对放射性核素的快速、高精度和准确的质量测量触发了 RIBF 上储存环 IMS 质量测量技术的发展。RIBF 新建了专用的等时性质谱仪 (IMS), 即稀有放射性同位素储存环 “Rare-RI Ring” (R3), 以确定短寿命的稀少放射性原子核的质量, 其目标的质量相对精度为 10^{-6} 。高分辨的消色差 OEDO 束流线, SHARAQ 谱仪, R3 注入束流线 (IL), R3 质谱仪与 BigRIPS 碎片分离器的组合 (BigRIPS-OEDO-SHARAQ-IL-R3 束流线系统, 如图 1 所示), 使得 RIBF 成为了国际上第三家拥有重离子

收稿日期: 2019-03-30; 修改日期: 2019-04-20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11605248, 11605249, 11605267, 11805032)

作者简介: 葛壮(1988-), 男, 湖北孝感人, 博士研究生, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail: gezhuang@impcas.ac.cn。

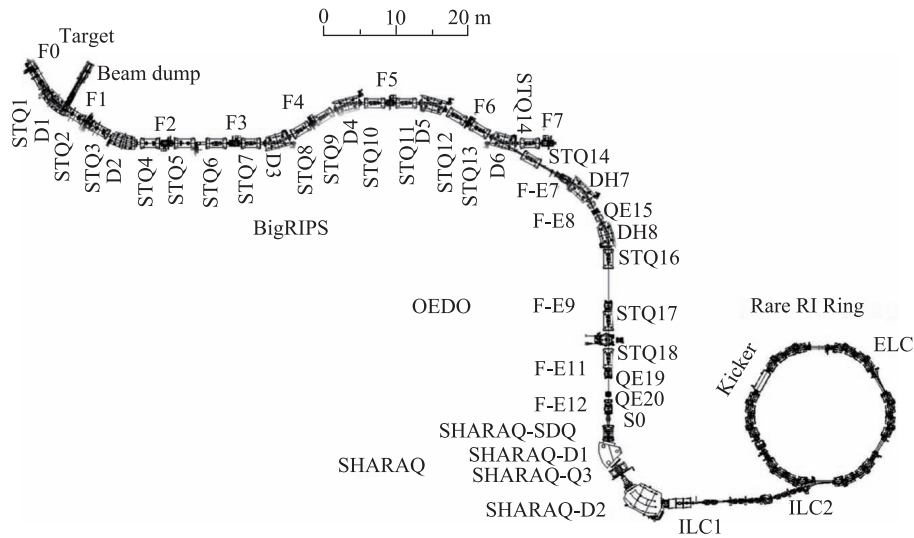


图 1 BigRIPS-OEDO-SHARAQ-IL-R3 束流线示意图

储存环等时性质量谱仪的单位^[10-13]。相比较于 ESR 与 CSRe, R3 上开展原子核质量测量实验的特点和优势在于:

(1) RIKEN-RIBF 使用回旋加速器加速的束流是准连续束, 主加速器 SRC 引出的离子流强高(当前世界最强), 目标放射性次级粒子的产额高, 对那些反应截面低的目标粒子(产额 ≤ 100 计数/s), 可以 100% 的注入 R3 (不考虑束流传输效率的情况下), 而 GSI 和 IMP 使用同步加速器加速累积束流, 为周期性的脉冲束(几秒甚至几十秒/spill);

(2) 自触发的单次注入方法 (Self-triggered Individual Injection Method) 确保了随机产生的目标离子的精准注入, 当目标粒子到达束流线的固定焦平面时, 通过束流线的探测器系统触发 Kicker 磁铁将此粒子注入 R3 的中心轨道;

(3) 次级粒子分离器 BigRIPS 可以对次级粒子实时鉴定, 只有目标粒子被注入到 R3 中, BigRIPS 采用两段式分离筛选和鉴别的方法(第一段: $B\rho-\Delta E-B\rho$; 第二段: $B\rho-\Delta E$ -TOF);

(4) 加速器系统内的射频 (rf) 信号和焦平面探测器的信号耦合构建 ΔE -TOF 判选系统, 确保感兴趣的粒子的选择注入;

(5) R3 只由二极磁铁组成, 磁场的均匀性好, 可控性好, R3 的二极磁铁的磁场均匀性 ($\Delta B/B \leq \pm 3.0 \times 10^{-6}$, 目标为 $\Delta B/B \leq \pm 1.0 \times 10^{-6}$)^[13], 要远好于 ESR ($\Delta B/B \leq \pm 3.0 \times 10^{-4}$)^[14] 和 CSRe ($\Delta B/B \leq \pm 1.5 \times 10^{-4}$)^[15], 这样会极大地降低磁场误差带来的实验系统误差。

对 m/q 值非常接近的 $N=Z$ 核 ($\delta m/m \sim 10^{-4} \sim$

10^{-6}), 用 ESR/GSI^[3, 8] 和 CSRe/IMP^[4-6, 24] 开发的飞行时间质量测量方法无法实现鉴别, 然而使用 R3 耦合的高分辨的束流线上的粒子鉴别方法 $B\rho-\Delta E$ -TOF 可以帮助我们逐个事例地识别所有的 $N=Z$ 原子核。

本文为束流线 BigRIPS-OEDO 设计了高分辨的束流光学系统, 同时, 为 R3 设计了等时性的束流光学系统, 并将束流线的动量分散匹配考虑进设计中完成了环和束流线的匹配。设置的等时性的目标核为 ^{100}Sn 。基于设计的束流线系统, 本文使用蒙特卡洛方法模拟了 ^{124}Xe 的主束轰击 Be 靶产生的次级束在此高分辨的束流光学设置下, 在加速器中穿过各焦平面的径迹、能量、飞行时间等信息。同时检验了这些次级束在环内的飞行时间相对于动量的变化关系。最后, 基于运用 R3 做为等时性质量谱仪测量 $N=Z$ 原子核的优势, 本文提出了 R3 上刻度这些核的方法。

1.1 束流线系统介绍

为了产生和分离次级束流, 日本理化学研究所的 RIBF 开发了大型次级束流分离装置 BigRIPS、ZeroDegree 和 SAMURAI 谱仪, 在东京大学 CNS 开发了高分辨分离器 OEDO 和 SHARAQ 谱仪^[9]。经过 RIBF 的回旋加速器加速到能量为 345 MeV/u 的主束, 从超导回旋加速器 SRC 引出, 在 BigRIPS 的入口处轰击 ^9Be 靶。反应产生的次级碎片经过 BigRIPS-OEDO 组合成的碎片分离器/谱仪的分离和鉴别, 最后传输到 SHARAQ, 经过 R3 的注入线 (IL) 注入 R3。BigRIPS-OEDO-SHARAQ-IL-R3 束流线系统的结构示意图如图 1 所示。

BigRIPS-OEDO 束流线分为两个阶段。第一阶段:

从焦平面 F0 到 F2, 其束流线的结构如图 1 所示, 由两个二极磁铁 D1、D2 和四个超导三重四极磁铁(STQ)组成, 二极磁铁主要用于偏转束流, 四极磁铁用于聚焦束流, 此阶段主要用于产生和初步分离次级束, 筛选出目标产物。第二阶段: 从焦平面 F3 到 S0, 其束流线的结构如图 1 所示, 有六个二极偏转磁铁 (D3-D6, DH7, DH8), 十一个超导三重四极磁铁 (STQ) 和四个常温磁铁和一个射频电场反射装置 (RF deflector, 在 F-E9 和 F-E11 之间), 此阶段用于鉴别次级束。

BigRIPS-OEDO 第一阶段对次级束通过初步分离筛选后, 这种次级束仍然为含有多种离子的混合次级束, 要进行后续的实验, 对这些次级束粒子的鉴别是必不可少的。BigRIPS-OEDO 第二阶段的主要作用就是对混合次级束离子进行逐事件的在束粒子鉴别 (particle Identification, PID)。BigRIPS-OEDO 的粒子鉴别是通过测量磁刚度 $B\rho$ 、离子飞行时间 TOF、以及穿过电离室时沉积的能量 ΔE 测量实现的(称为 $B\rho$ -TOF- ΔE 方

法)。飞行时间 TOF 信息是由放在 BigRIPS-OEDO 第二阶段首尾两端的 F3 的塑料闪烁体 (Plastic Scintillator, Pla) 探测器和 S0 的微通道板 (Micro-channel Plate, MCP) 探测器的定时信号给出。离子从 F3 到 S0 的飞行距离约为 ~ 84 m, 其平均飞行速度约为 $0.5c$ (c 为光速), 由此可知其飞行时间约为 500 ns, BigRIPS 使用的塑料闪烁体探测器的时间分辨率为 $20\sim 30$ ps, 而 MCP 探测器的分辨最初测试为 130 ps, 优化后约为 40 ps, 因此由 TOF 给出的离子的飞行速度目前可以达到小于 0.01% 的精度。结合 BigRIPS-OEDO 各焦平面之间的光学传输矩阵, 通过测量离子在各个焦平面上径迹 (即位置和角度), 可以逐个事件地精确重建次级束离子的磁刚度 $B\rho$ 。BigRIPS-OEDO-SHARAQ-IL-R3 束流线系统从 F0 到 F3, F3 到 S0, S0 到 ELC (Extraction Line Course) 的合并的束流光学设计如图 2 所示, 其中 F6 是发散的焦平面 (色散函数最大), 即 F6 的位置正比于粒子的动量。

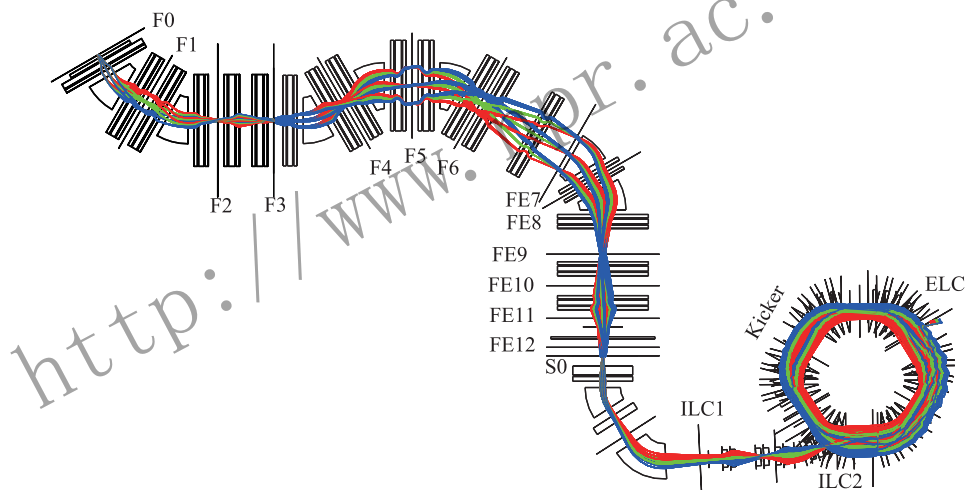


图 2 (在线彩图) BigRIPS-OEDO-SHARAQ-IL-R3 束流光学设计示意图
束流为 ^{100}Sn , 能量为 175 MeV/u, 红绿蓝三种颜色分别对应动量分散为 +0.3%, 0%, -0.3% 的离子。

在每个焦平面附近分别放置 2 个或 1 个位置灵敏的平行板雪崩探测器 PPAC^[19] 来逐个事例地测量这些焦平面上离子的位置和/或角度信息, 放置在 F3 焦平面上的多重采样气体电离室 IC^[20] 则用来测量离子的能损 ΔE 。可用如下公式分别计算出离子的质荷比 A/Q 和运动速度 β :

$$TOF = \frac{L}{\beta c}, \quad (1)$$

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho}{\beta\gamma} \frac{c}{m_u}, \quad (2)$$

其中: L 为离子飞行距离; c 为光速; 离子的速度 v 与光速之比为 $\beta = v/c$; 相对论洛伦兹因子为 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$; 原子质量单位 $m_u = 931.494$ MeV。各个离子的原子序

数 Z , 可通过 Bethe-Bloch 公式计算:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e v^2} N z \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right], \quad (3)$$

其中: N 定义为单位体积内靶材料的电子数; Z 是入射弹核原子序数; z 是靶核原子序数; I 是靶材料原子的平均电离势; $m_e = 0.511$ MeV 为电子质量。

2 束流光学设计和数值模拟

本文用到的模拟程序有 COSY^[16], MOCADI^[17], MAD^[18]。COSY 是 MSU 编写的光学设计软件, 它以传输矩阵为基础, 可以匹配一阶到五阶传输矩阵中的

某一个或几个矩阵元。MOCADI 是用于粒子追踪的蒙特卡洛模拟程序, 其将 COSY 计算得到的传输矩阵用做光学参数。MOCADI 生成设定的高斯分布的带电粒子束, 并记录下每个粒子的包括能量 (E)、质量 (m)、核电荷数 (Q)、飞行时间 (TOF) 等在内的详细参数。PAW/ROOT 程序可以对 MOCADI 输出的特殊格式文件进行分析。MOCADI 能够使用 1~3 阶的传输矩阵进行数值模拟。

首先, 使用 COSY 和 MAD 程序, 完成了束流线的高分辨束流光学设计及与环的等时性的束流光学设计。标准的束流光学设计中, 以 F5 为最大动量分散焦平面 (色散函数 $D_x \sim 33 \text{ mm}/\%$), 本文设计的高分辨束流光学系统以 F6 为最大动量分散焦平面 (色散函数 $D_x \sim 76 \text{ mm}/\%$)。模拟的束流光学设置在目标粒子 ^{100}Sn , 能量为 175 MeV/u。图 2 为 BigRIPS-OEDO-SHARAQ-IL-R3 的束流光学设计示意图。在 Kicker 磁铁中心处的色散函数 D_x 为 70 mm/%。然后将此设计的束流传输矩阵元用于 MOCADI 程序, 通过模拟主束 ^{124}Xe 轰击 ^9Be 的碎裂反应产生包含 $N=Z$ 的次级束, 并对这些粒子进行模拟跟踪, 得到相应的数值计算结果。

3 模拟结果和讨论

对离子在束流线和环里的轨迹的追踪, 不仅对在线束流的调制、探测器中心位置的排布有重要的参照和引导意义, 而且可以用各探测器模拟得到的离子表征各个焦平面的探测效率, 故而可以测试每种束流光学设置下离子在束流线和环内 (注入、引出) 的传输效率。同时, 对离子能量 (动量) 分散和中心的追踪, 可以提供设定离子等时性条件的必要条件: 探测器介质厚度的最优设计值, 靶的厚度, 中心磁刚度的设定等。对实验的模拟工作, 不但可以帮助我们优化实验的探测器设置, 及磁场的设定, 还能为在线的调束提供参照。

图 3 和图 4 显示了使用 MOCADI 对 ^{124}Xe 碎裂产生的 ^{100}Sn 离子进行轨迹追踪, 得到的每个离子在焦平面 F3, F6, S0, ILC1, ILC2, Kicker-center 和探测器 RMD4 (Ring Monitor Detector), ELC-pla (ELC-Plastic scintillator) 的位置 x 和角度 a 的信息的二维谱。在注入环内时, 离子偏离中心轨道运动, 通过 kicker 磁铁的作用, 将离子踢轨到中心轨道上, 通过不断地优化束流光学设置, 出射的离子几乎都位于靠近 ELC-pla 的中心位置, 如图 4 右下角 ELC-pla 的位置和角度的二维谱所示。

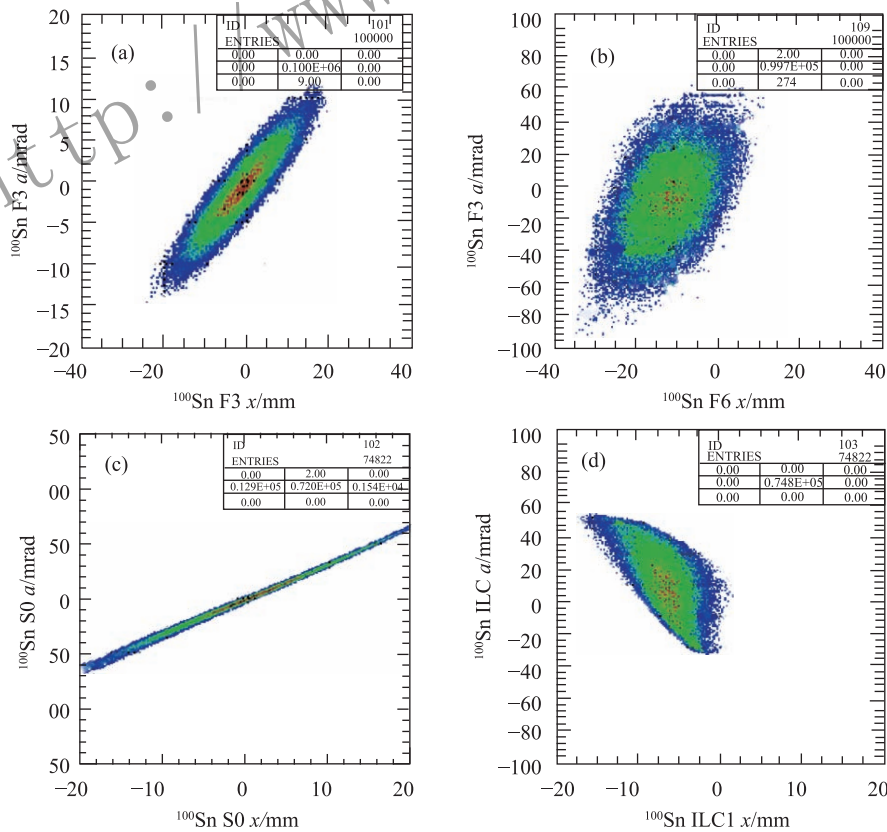


图 3 (在线彩图) ^{124}Xe 碎裂产生的 ^{100}Sn 在 F3 (a), F6 (b), S0 (c), ILC1 (d) 处的位置 x 和角度 a 的二维分布

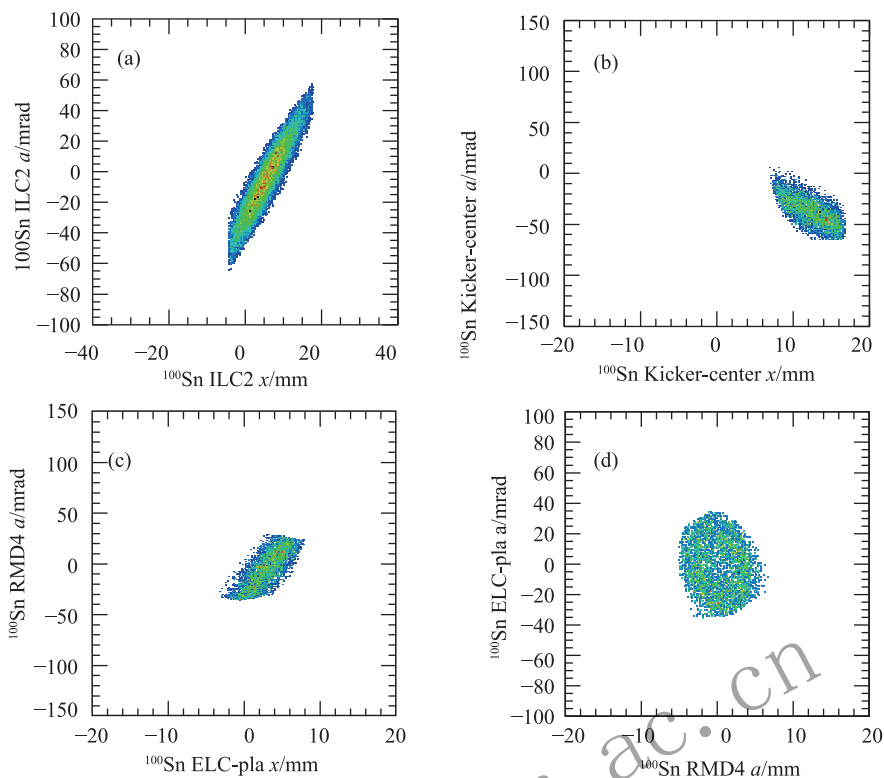


图 4 (在线彩图) ^{124}Xe 碎裂产生的 ^{100}Sn 在 ILC2 (a), Kicker-center (b), RMD4 (c), ELC-pla (d) 处的位置 x (mm) 和角度 a (mrad) 的二维分布

根据对各个离子在各焦平面的追踪和事例数统计, 图 5 给出了 ^{100}Sn 离子传输到 F3, F5, F6, S0, ILC1, ILC2, Inject-kicker (注入环内), RMD4, Extra-kicker (引出环内), ELC-pla 各焦平面和探测器布居处的传输效率。通过各种束流光学条件下的传输效率对比, 我们可以选择传输效率最好的设置做为实验的设置。

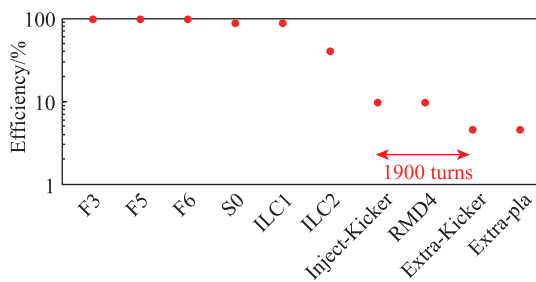


图 5 (在线彩图) ^{100}Sn 离子传输到 F3, F5, F6, S0, ILC1, ILC2, Inject-kicker (注入环内), RMD4, Extra-kicker (引出环内), ELC-pla 各焦平面和探测器布居处的传输效率

“1900 turns” 表示离子在环里回旋 1900 圈。

同时, 模拟重建的离子速度 β 和飞行时间 TOF (F3-S0) 对 F6 处的位置 x 的依赖关系显示在图 6 中。通过对束流线上飞行时间 TOF (F3-S0) 和磁刚度 $B\rho$ (即 F6 x) 的测量, 我们可以实现束流线上的 $B\rho$ -

TOF 质量测量方法。

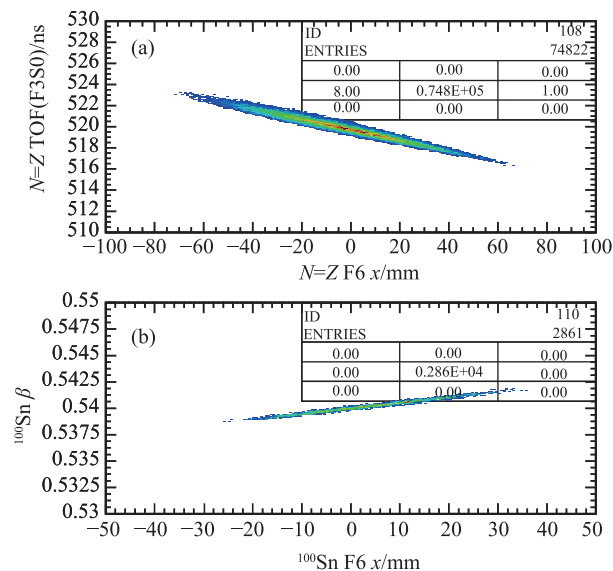


图 6 (在线彩图) $N = Z$ 核的离子在束流线上的飞行时间 TOF (F3-S0) (a) 和离子 (环内) 的飞行速度 β (b) 对 F6 处的位置 x 的依赖关系的二维谱

F6 处横向位置 x 的值表征了离子的动量分散的大小。两图中右上角的信息主要显示了事例数, 束流线上离子的传输效率远大于离子传输到环内的效率。

图 7 为模拟得到的 ^{100}Sn 的二维等时性曲线 (环内飞行时间相对动量变化的二维谱) 和 ^{100}Sn 的一维等时性

飞行时间谱。从图 7(a) 可以看出, ^{100}Sn 的在环内的回旋时间几乎与离子的动量分散无关。图 7(b) 所示的等时性飞行时间谱的时间展宽 (σ) 为 1.825 ns, 总的飞行时间为 $\sim 709 \mu\text{s}$, 对应的等时性为 2.5×10^{-6} 。本文定义的等时性为设置的等时性离子在环里的飞行时间的分散与总的飞行时间的比值 (R3 的等时性束流光学设置调制过程中, 主要以此比值的大小为参照判断等时性的好坏)。

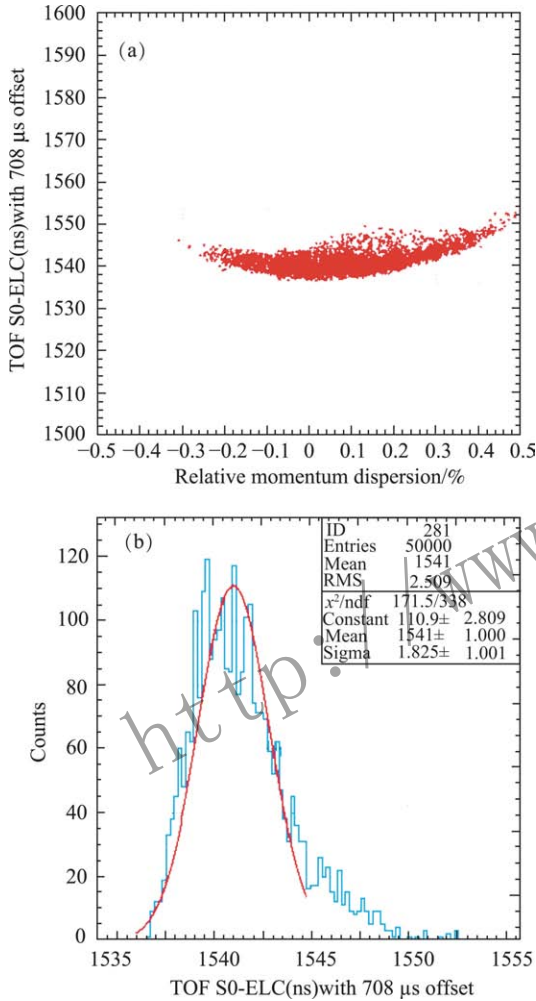


图 7 (在线彩图) ^{100}Sn 的二维等时性飞行时间谱(a)和等时性曲线在时间坐标上的投影(b)
等时性设置在 ^{100}Sn , 图中红色曲线为对直方图的高斯拟合

图 8(a) 显示了 ^{100}Sn , ^{90}Rh , ^{80}Zr , ^{70}Br , ^{60}Zn , ^{74}Rb 和 ^{50}Mn 的二维等时性飞行时间谱, 即各离子在环内的回旋时间相对动量变化的二维谱。图中 ^{100}Sn , ^{90}Rh , ^{80}Zr , ^{70}Br , ^{60}Zn , ^{74}Rb 和 ^{50}Mn 的二维等时性飞行时间谱都有相同的趋势, 近似为抛物线形。图 8(b) 为各离子一维等时性飞行时间谱。从图中可以明显地看出所有 $N=Z$ 的离子的飞行时间 TOF 对离子动量基本没有依赖性(总的飞行时间为 $\sim 709000 \text{ ns}$, 总的飞行

时间展宽为 $\sim 13 \text{ ns}$)。处于非等时性的离子, 如图 6 中飞行时间 TOF 对 F6 处的位置 x 的依赖关系, 存在明显的斜率(总的飞行时间 $\sim 520 \text{ ns}$, 总的飞行时间展宽为 $\sim 7 \text{ ns}$)。这些等时性飞行时间谱的时间展宽 (σ) 都为 $\sim 1.8 \text{ ns}$, 总的飞行时间为 $\sim 709 \mu\text{s}$, 对应的等时性为 $\sim 2.5 \times 10^{-6}$ 。图 8 验证了当储存环的等时性束流光学设置在某个 $N=Z$ 离子时, 对于其它的 $N=Z$ 离子, 在大的动量接收度范围内 ($\pm 0.3\%$), 可以认为等时性也同样对其成立。

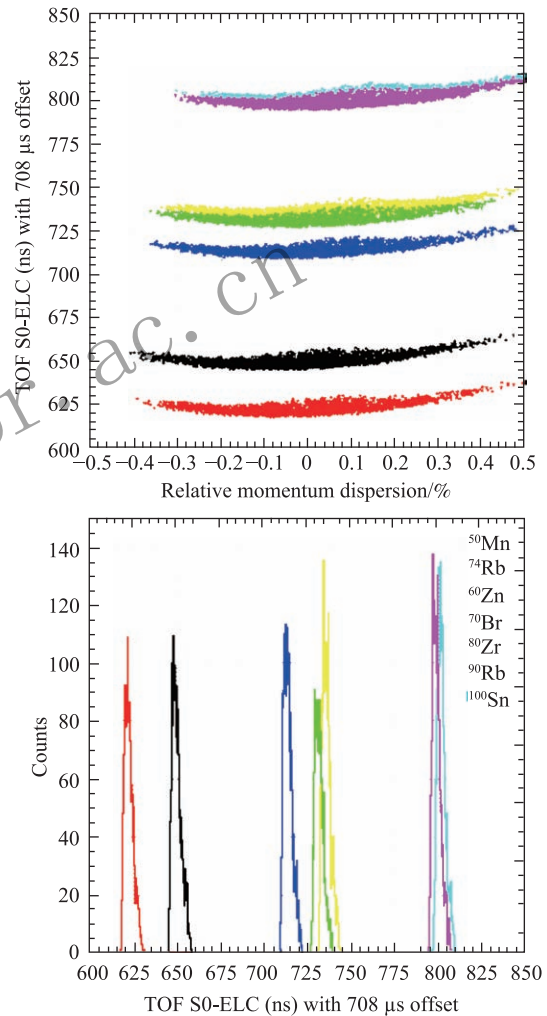


图 8 (在线彩图) (a) ^{100}Sn , ^{90}Rh , ^{80}Zr , ^{70}Br , ^{60}Zn , ^{74}Rb 和 ^{50}Mn 的二维等时性飞行时间谱(a) 和 ^{100}Sn , ^{90}Rh , ^{80}Zr , ^{70}Br , ^{60}Zn , ^{74}Rb 和 ^{50}Mn 的等时性曲线在时间坐标上的投影(b)
等时性设置在 ^{100}Sn 离子鉴别 (PID) 可以从束流线的 $B\rho\text{-}\Delta E\text{-TOF}$ 方法得到。

通过以上的模拟分析可知, 如果将储存环的等时性束流光学设置在某个 $N=Z$ 离子, 我们可以应用所有那些实验中质量已知的 $N=Z$ 原子核的质量, 刻度质量未知的 $N=Z$ 原子核的质量。由于沿着 $N=Z$ 的核,

特别是 $A=78\sim 100$ 的核, 其质量都未知(除了 ^{100}Sn 的质量已知, 误差为 ~ 1 MeV), 对于这些原子核, 使用 IMS 方法尤为适用。当前模拟测试实验中环的接受度 ($\sim \pm 0.3\%$) 和最好的束流传输效率 $\sim 5\%$, 我们的目标传输效率为 $\sim 20\%$ 。同时束流线上的 $B\rho$ -TOF 方法可以和 IMS 方法匹配使用, 运用束流线的大的接受度 ($\sim \pm 0.5\%$) 和束流传输效率 $\sim 80\%$, 以测定寿命极短 ~ 1 μs 的原子核的质量。下面我们讨论 R3 等时性质量谱仪 (IMS) 的质量测量方法和 $N=Z$ 原子核的质量刻度方法。

3.1 R3 等时性质量测量

通过确定一定磁刚度 $B\rho$ 的离子飞行过一段确定的距离 L 时的飞行时间 TOF 来测量其质量, 原理公式为

$$B\rho = \frac{m}{q} \gamma v = \frac{m}{q} \gamma \left(\frac{L}{\text{TOF}} \right), \quad (4)$$

其中: v 为离子的速度 ($v = L/\text{TOF}$); m/q 为离子的质荷比; L 为离子飞行的距离; TOF 为飞行时间。则 m/q 可以从式(4)得到

$$m/q = \frac{B\rho}{\gamma L/\text{TOF}} = B\rho \sqrt{\left(\frac{\text{TOF}}{L} \right)^2 - \left(\frac{1}{c} \right)^2}, \quad (5)$$

由式(5)可以得到, 离子的质荷比是磁刚度 $B\rho$ 、轨道长度 L 和飞行时间 T 的函数, 即 $m/q = m/q(B\rho, L, T)$ 。原则上, 我们能通过精确测量离子的磁刚度 $B\rho$ 、轨道长度 L 和飞行时间 T , 就能够精确得到离子的质荷比, 即可得质量。由于在加速器中, 离子的磁刚度 $B\rho$ 和轨道长度 L 相互对应, 我们可以直接通过测量离子的磁刚度和飞行时间得到离子的质量, 此即为 $B\rho$ -TOF 质量测量方法的基本原理。储存环可以看做很长的一段束流线(轨道长度 C), 我们完全可以借用 $B\rho$ -TOF 质量测量的方法用于储存环的质量测量^[21-22]。储存环上进行质量测量的基本原理可表示为

$$\begin{aligned} \frac{dT}{T} &= -\frac{df}{f} = \frac{1}{\gamma_t^2} \frac{d(m/q)}{m/q} - \left(1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_t^2} \right) \frac{dv}{v} \\ &= \frac{1}{\gamma^2} \frac{d(m/q)}{m/q} + \left(\frac{1}{\gamma_t^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{d(B\rho)}{B\rho}, \end{aligned} \quad (6)$$

由于储存环的环形结构, 离子的轨道和速度及其磁刚度 $B\rho$ 对应, 可以通过测量离子的回旋时间 T (或者回旋频率 f) 和速度 v /磁刚度 $B\rho$ (即动量) 来确定离子的质荷比 m/q (q 为离子所带电荷数, 即可得其质量 m)。当前的储存环质量测量主要有两种模式: 肖特基质谱模式和等时性质谱模式。其它改进的方法包括: 测试过的 $B\rho$ -tagging 的方法^[23], 本质上是用束流线上很窄的

动量狭缝挑出所有碎裂反应/裂变反应的碎片中接近中心磁刚度的离子。正在开发的双 TOF 方法(Double-TOF)^[24-31], 即在 CSR_e 直线段安装双 TOF 探测器测量离子的飞行速度, 对测量的飞行时间做修正。等时性轨道修正法 (Orbit-IMS), 即在注入环的束流线上对离子的飞行时间和在散焦平面上的位置进行测量, 以重建离子的速度/动量信息用来对 R3 内测量的回旋时间做修正的方法。

这里我们讨论 R3 使用的等时性轨道修正法 (Orbit-IMS)。其基本原理可表示为

$$\begin{aligned} \frac{m_1}{q_1} &= \frac{m_0}{q_0} \frac{T_1}{T_0} \sqrt{\frac{1 - \beta_1^2}{1 - \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^2 \beta_1^2}} \\ &= \frac{m_0}{q_0} \frac{T_1}{T_0} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^2}{\left\{ \frac{m_0}{q_0} c [(B\rho)_0]^{-1} \right\}^2 + 1}}. \end{aligned} \quad (7)$$

当质荷比为 m_1/q_1 的参考离子注入环内时, 对应的回旋周期为 T_1 , 当质荷比为 m_0/q_0 的目标离子注入环内时, 对应的回旋周期为 T_0 , β 和 $B\rho$ 分别为在束流线上测得的各个离子的相对光速的速度和磁刚度。环内离子的某一轨道长度 C 由 $B\rho$ 确定, 且同一离子有相同的轨道时, 其速度也为一个确定值。因此离子的速度信息修正和磁刚度修正是完全等价的, 即归一化所有离子到同一轨道。

参数

$$K = \sqrt{\frac{1 - \beta_1^2}{1 - \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^2 \beta_1^2}} \text{ 和 } P = \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^2}{\left\{ \frac{m_0}{q_0} c [(B\rho)_0]^{-1} \right\}^2 + 1}}$$

分别定义为速度修正因子和动量修正因子。

通过前面的模拟实验研究可知, 当储存环的等时性光学设置在某个 $N=Z$ 核上时, 等时性对其它的 $N=Z$ 核也成立, 故而 $N=Z$ 核对应的离子在环内的回旋周期和离子的动量分散或速度分散无关。由于这种无关性, 使用式(7)的传统方法逐个事例地确定离子的动量或者速度不再重要, 在下面小结的讨论中, 我们提出了 R3 上新的质量刻度方法。

3.2 $N=Z$ 原子核的质量刻度

在 R3 上测量 $N=Z$ 原子核的质量时, 将等时性光学模式设置在 $N=Z$ 原子核, 得到所有 $N=Z$ 原子核的回旋周期谱, 我们可以使用质量精确已知的 $N=Z$ 核的离子得出荷质比 (m/q) 与循环周期之间 (T) 的关系, 再用质量未知的 $N=Z$ 核的离子的循环周期带入此对应关系中去计算其荷质比。

由于 AME12^[32-34] 收录的质量数据是原子的质量

值, 鉴于碎裂反应/裂变反应产生的次级离子几乎全都是电子全剥离的裸核, 首先需要将 AME12 的原子质量转化为原子核的质量。转化公式为

$$m = m_a - Zm_e + B_e(Z), \quad (8)$$

其中: m 为裸核的质量; m_a 为原子的质量, B_e 为核外电子的总结合能, 其近似计算公式为

$$B_e(Z) = 14.4381Z^{2.39} + 1.55468 \times 10^{-6}Z^{5.35} \text{ [eV]} \quad (9)$$

该式引入的均方根误差 rms 为 150 eV^[1], 相较于储存环的测量精度 ($10^{-6} \sim 10^{-7}$), 此误差完全可以忽略不计。

由于等时性的 $N=Z$ 核的离子在环内的回旋周期和离子的动量分散或速度分散无关, 其循环周期 T 可看作只与离子的荷质比 m/q 有关。取质量精确已知的 $N=Z$ 核为质量刻度的参考核, 使用最小二乘法, 采用多项式拟合参考核的循环周期和荷质比的关系 (这里考虑采用

三阶多项式)。

$$\frac{m}{q}(t) = a_0 + a_1 \cdot T + a_2 \cdot T^2 + a_3 \cdot T^3 \cdots + a_p \cdot T^p, \quad (10)$$

其中 a_i ($i=0, 1, \dots, p$) 是拟合用的自由参数。

参考核通常的选取标准是: 质量精确已知, 不存在明显影响质量刻度的同质异能态。

多项式系数 a_0, a_1, a_2, a_3 可通过下面的式子得到:

$$A = (X^T W X)^{-1} X^T W Y, \quad (11)$$

其中 X^T 为矩阵 X 的转置, W 为权重矩阵, $(X^T W X)^{-1}$ 为待定系数 A 的协方差矩阵:

$$A = \begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix}; \quad X = \begin{pmatrix} 1 & T_1 & T_1^2 & T_1^3 \\ 1 & T_2 & T_2^2 & T_2^3 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & T_n & T_n^2 & T_n^3 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

$$Y = \begin{pmatrix} (m/q)_1 \\ (m/q)_2 \\ \vdots \\ (m/q)_n \end{pmatrix}; \quad W = \begin{pmatrix} \frac{1}{(\sigma_{\text{sta}}(\frac{m}{q})_1)^2 + (\sigma_{\text{AME}}(\frac{m}{q})_1)^2} & \cdots & 0 \\ 0 & \frac{1}{(\sigma_{\text{sta}}(\frac{m}{q})_2)^2 + (\sigma_{\text{AME}}(\frac{m}{q})_2)^2} & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \frac{1}{(\sigma_{\text{sta}}(\frac{m}{q})_n)^2 + (\sigma_{\text{AME}}(\frac{m}{q})_n)^2} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

其中: $\sigma_{\text{AME}}(\frac{m}{q})_i$ 为通过 AME12 收录的数据得到的第 i 种离子的质荷比误差; $\sigma_{\text{sta}}(\frac{m}{q})_i$ 为实验的统计误差, 统计误差主要是由离子回旋周期的不确定性引起: $\sigma_{\text{sta}}(\frac{m}{q})_i = (a_1 + 2a_2 T_i + 3a_3 T_i^2) \frac{\sigma(T_i)}{\sqrt{N_i}}$, $\sigma(T_i)$ 为第 i 种离子的回旋时间标准差, 可由 R3 中离子的回旋时间的投影的高斯拟合得到, N_i 为离子计数。系数矩阵 A 的初始值只考虑来自参考质量的误差 $\sigma_{\text{AME}}(\frac{m}{q})_i$, 由式(11)可求得下一次的系数 A , 进而计算得出离子的统计误差, 然后同时考虑统计误差和参考离子的误差, 重新通过式(11)计算得到新的系数矩阵 A , 如此循环迭代直到系数 A 收敛为止。

通过上面的方法计算得到拟合系数 A 后, 将拟合系数 A 和相应的 $N=Z$ 的非参考核的离子回旋周期代入式(10) 求得这些目标核的质荷比的拟合值。

通过上面的分析可得, 目标离子的质荷比的误差包括统计误差、拟合误差和系统误差:

(1) 统计误差。在假定参数 a_i 没有误差的情况下, 离子的循环周期 T_i 的测量误差传递给荷质比 $(m/q)_i$ 的误差:

$$\sigma_{\text{sta}}(\frac{m}{q})_i = (a_1 + 2a_2 T_i + 3a_3 T_i^2) \frac{\sigma(T_i)}{\sqrt{N_i}}; \quad (14)$$

(2) 拟合误差。假定离子的循环周期 T_i 完全精确, 待定参数 a_i 在拟合过程中的不确定度传递给荷质比 $(m/q)_x$ 的误差:

$$\sigma_{\text{fit}}(\frac{m}{q})_i = \sqrt{\sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^4 \{(R^T W R)^{-1}\}_{kl} T_i^{k+l-2}}; \quad (15)$$

(3) 系统误差。实验过程中某些未知的因素对离子的回旋周期会产生系统性的影响, 这些未考虑的因素可能会使质量刻度出现系统误差甚至是系统偏差。通常情况下, 我们可以使用参考核互相刻度的方法来评估质量刻度的可靠性: 假定总共有 n 个 $N=Z$ 的参考核, 依次选定其中的某一个参考核, 用其余的 $n-1$ 个对选定的参考核进行质量刻度以得到其相应的拟合质量。依照此方法, 我们可以得到 n 个刻度后的质量, 然后进行归一化卡方 χ_{norm} 的处理:

$$\chi_{\text{norm}}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{[(\frac{m}{q})_{i,\text{exp}} - (\frac{m}{q})_{i,\text{AME}}]^2}{[\sigma_{\text{sta}}(\frac{m}{q})_i]^2 + [\sigma_{\text{fit}}(\frac{m}{q})_i]^2 + [\sigma_{\text{AME}}(\frac{m}{q})_i]^2} \quad (16)$$

理论上, 如果不存在系统误差, 由于每个离子循环周期的测量值是独立的, 那么归一化卡方 χ_{norm} 的值在误差范围内等于 1。最后, 我们需要使用 χ_{norm} 检验的方法来检测上面的质量刻度是否存在系统性的误差。 χ_{norm} 的误差为 $\sqrt{1/2n}$, χ_{norm} 的期望位于区间 $1 \pm \sqrt{1/2n}$ 内, 当 $\chi_{\text{norm}} < 1 - \sqrt{1/2n}$ 时, 给出的误差过大或者采用的多项式拟合的阶数过高。重新选择拟合阶数进行拟合。当 $\chi_{\text{norm}} > 1 + \sqrt{1/2n}$ 时, 给出的误差过小, 实验中有额外的误差因素没有考虑, 需要加上系统误差 σ_{sys} 使得:

$$\chi_{\text{norm}}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{[(\frac{m}{q})_{i,\text{exp}} - (\frac{m}{q})_{i,\text{AME}}]^2}{[\sigma_{\text{sta}}(\frac{m}{q})_i]^2 + [\sigma_{\text{fit}}(\frac{m}{q})_i]^2 + [\sigma_{\text{AME}}(\frac{m}{q})_i]^2 + \sigma_{\text{sys}}^2} = 1, \quad (17)$$

最终我们给定第 i 个原子核质量的误差为

$$\sigma(\frac{m}{q})_i = \sqrt{[\sigma_{\text{sta}}(\frac{m}{q})_i]^2 + [\sigma_{\text{fit}}(\frac{m}{q})_i]^2 + \sigma_{\text{sys}}^2} \quad (18)$$

当我们进行多次独立测量时, 为了充分利用离子统计和所有的实验数据, 相同的离子 (i) 在不同的实验 (j) 中的质量数据需要通过加权平均法给出最后的实验结果:

$$\overline{(m/q)}_i = \frac{\sum (m/q)_{i,j} / \sigma_{T_{i,j}}^2}{\sum 1 / \sigma_{T_{i,j}}^2}, \quad (19)$$

与之对应的误差为

$$\sigma_i \left(\frac{m}{q} \right) = \sqrt{\frac{1}{\sum 1 / \sigma_{T_{i,j}}^2}} \quad (20)$$

3.2.1 质量刻度的结果和讨论

首先选取的 9 种参考离子 ^{60}Zn , ^{70}Br , ^{74}Rb , ^{72}Kr , ^{76}Sr , ^{62}Ga , ^{64}Ge , ^{66}As 和 ^{68}Se 的循环周期与质荷比的

数据, 如图 9(a) 所示, 红色为参考离子, 质量已知, 蓝色为质量未知的目标粒子 (^{80}Zr , ^{82}Nb 和 ^{100}Sn); 从图中可以看出循环周期与质荷比强烈的线性关系。然后运用式 (10) 迭代拟合得到其系数矩阵的值, 进一步将离子回旋周期代入式 (10), 可以得到所有的参考离子和目标离子的质荷比的拟合值, 即模拟实验的值, 然后转换成对应原子的质量过剩数据。图 9(b) 给出了所有的参考离子和目标离子的质荷比的拟合刻度值与 AME12 中相应离子的质量差。其中参考离子和目标离子分别用红色和蓝色表示。图中误差棒为本次模拟实验的误差。

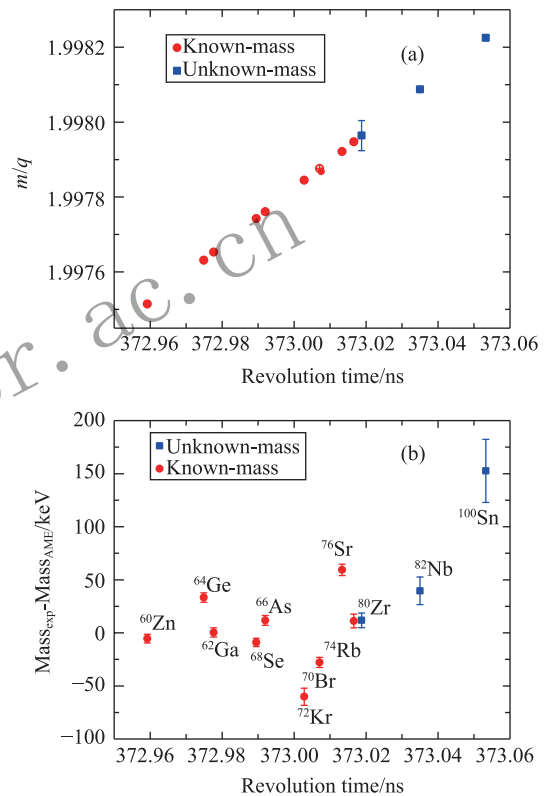


图 9 (在线彩图) $N=Z$ 原子核的电子全剥离离子循环周期 T 与其荷质比 m/q 的关系谱(a), 采用多项式拟合参考核得到的参考核和目标核的质量值和 AME12 推荐的质量值的比较结果(b) 图中误差棒为本次模拟实验的误差。其中红色为参考离子, 质量已知, 蓝色为质量未知的目标粒子。

表 1 给出了 ^{124}Xe 模拟实验中得到的 $N=Z$ 原子核的质量过剩 (Mass Excess) 与 AME12 [32-34] 的比较结果。由于 $A > 76$ 的 $N=Z$ 核的质量未知, 本论文提出的方法会被认为是一种质量外推的方法。通常情况下, 随着目标离子 m/q 和参考离子 m/q 差异的增大, 外推质量的方法会有明显的系统误差。而对于 $N=Z$ 核, 由于 m/q 值非常接近 (外推范围极小), 本论文提出的这种方法的系统误差也因此会非常小。截止目前, R3 的测试实验和模拟实验的结果都显示, R3 上使用式 (7) 的

传统质量测量方法(R3只能使用一个参考核)的相对质量系统误差大于 10^{-6} ,这意味着对 $A=100$ 的原子核,R3传统的质量测量方法的系统误差大于100 keV。运用本文的方法,使用多个参考核刻度 $N=Z$ 核的质量可以明显地减少系统误差,从而提高质量测量的精度。

表 1 ^{124}Xe 模拟实验中得到的 $N=Z$ 原子核的质量过剩(Mass Excess)与AME12的比较

Nuclide	ME(exp- AME12)/keV	ME(exp) /keV	Err(exp) /keV	Err(AME12) /keV
^{60}Zn	-5.363	-54 179	4.040	0.6
^{70}Br	-28.157	-51 453	4.749	14.9
^{74}Rb	11.067	-51 905	6.510	3.0
^{72}Kr	-60.596	-54 001	8.022	8.0
^{76}Sr	59.119	-54 189	5.331	34.5
^{62}Ga	0.077	-51 986	4.359	0.7
^{64}Ge	32.909	-54 283	4.424	3.7
^{66}As	14.322	-52 011	4.557	5.7
^{68}Se	-9.476	-54 199	3.965	0.5
$^{80}\text{Zr}^*$	11.772	-55 505	6.858	1 490.4
$^{82}\text{Nb}^*$	40.336	-52 160	12.989	298.0
$^{100}\text{Sn}^*$	155.250	-57 127	29.737	301.5

注:黑色的核为质量刻度时选用的参考核,蓝色带“*”的核为本模拟实验确定质量的原子核。

本次模拟实验中离子的质量数据都来自AME12,表1给出的质量对比结果表明此种方法用于 $N=Z$ 原子核质量刻度的可行性。由图7和图8的二维等时性曲线(抛物线形)可以看出,本次实验模拟中存在回旋时间对离子动量分散的高阶依赖项的影响,同时在一维回旋时间谱上有一个高斯峰的尾巴对回旋时间的中心值有很大的影响,需要进行后续的高阶等时性的优化。

4 结论

本文为RIBF上的束流线系统BigRIPS-OEDO设计了高分辨的束流光学系统(动量分辨好于标准模式的两倍),同时为储存环R3设计了等时性的束流光学系统,并将它们以动量分散匹配的方式组合起来成为BigRIPS-OEDO-SHARAQ-IL-R3束流线系统的束流光学设置。基于设计的束流光学系统,本文模拟研究了 ^{124}X 轰击Be靶产生的次级束离子在束流线和环内的传输并对其进行轨迹追踪,同时研究了 $N=Z$ 的次级离子的在储存环内的回旋时间对动量分散的依赖性。模拟得到的等时性条件下的回旋时间的分辨率为 $\sim 2.5 \times 10^{-6}$ 。模拟实验的结果验证了:当储存环的等时性光学设置在某个 $N=Z$ 原子核时,对其它的 $N=Z$ 核,其回旋时间的等时性也成立。基于此验证,本文提出了R3上 $N=Z$ 核的质量测量的新方法:将等时性

光学模式设置在 $N=Z$ 的原子核,得到所有 $N=Z$ 核的回旋周期谱,用所有质量已知的 $N=Z$ 核刻度那些质量未知 $N=Z$ 原子核的质量。最后,基于本文提出的R3上 $N=Z$ 核的质量测量的新方法,讨论了 $N=Z$ 原子核的质量刻度方案。

致谢 感谢RIKEN-RIBF的储存环和加速器部门同事提供的参数,在此,向每个提供帮助的人表示感谢。

参考文献:

- [1] LUNNEY D, PEARSON J M, THIBAUT C. *Review of Modern Physics*, 2003, **75**: 1021.
- [2] BLAUM K. *Physics Reports*, 2006, **425**: 1.
- [3] BOSCH F, LITVINOV Y A, STOHLKER T. *Prog Part Nucl Phys*, 2013, **73**: 84.
- [4] XU H S, ZHANG Y H, LITVINOV Y A. *International Journal of Mass Spectrometry*, 2013, **349-350**: 162.
- [5] MEI B, TU X L, WANG M, *et al.* *Nucl Instr Meth Phys Res A*, 2010, **624**: 109.
- [6] TU X L, WANG M, LITVINOV Y A. *et al.* *Nucl Instr and Meth A*, 2011, **654**: 213.
- [7] ZHANG W, TU X L, WANG M, *et al.* *Nucl Instr and Meth A*, 2014, **756**: 1.
- [8] FRANZKE B, GEISSEL H, MÜNZENBERG G. *Mass Spectrom Rev*, 2008, **27(5)**: 428.
- [9] YANO Y. *Nucl Instr and Meth B*, 2007, **261**: 1009.
- [10] KUBO T, KAMEDA D, SUZAKI H, *et al.* *Prog Theor Exp Phys*, 2012, **2012**: 03C003.
- [11] OZAWA A, UESAKA T, WAKASUGI M, *et al.* *Prog Theor Exp Phys*, 2012, **2012**: 03C009.
- [12] UESAKA T, SHIMOURA S, SAKAI H, *et al.* *Prog Theor Exp Phys*, 2012, **2012**: 03C007.
- [13] YAMAGUCHI Y, WAKASUGI M, UESAKA T, *et al.* *Nucl Instr and Meth Pl B*, 2013, **317**: 629.
- [14] FRANZKE B. *Nucl Instr and Meth B*, 1987, **24**: 18-25.
- [15] XIA J W, ZHAN W L, WEI B W, *et al.* *Nucl Instr and Meth A*, 2002, **488(1-2)**: 11.
- [16] MAKINO K, BERZ M. *Nucl Instr and Meth A*, 2006, **558**: 346.
- [17] IWASA N, WEICK H, GEISSEL H. *Nucl Instr and Meth B*, 2011, **269**: 752.
- [18] GROTE H, SCHMIDT F. *Particle Accelerator Conference 2003. Proceedings of the. IEEE*, 2003: 3497.
- [19] KUMAGAI H, OZAWA A, FUKUDA N, *et al.* *Nucl Instr and Meth A*, 2001, **470**: 562.
- [20] KIMURA K, IZUMIKAWAB T, KOYAMA R, *et al.* *Nucl Instr and Meth A*, 2005 **538**: 608.
- [21] MEISEL Z, GEORGE S. *International Journal of Mass Spectrometry*, 2013, **349-350**: 145.
- [22] MICHIMASA S, KOBAYASHI M, KIYOKAWA Y, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2018, **121**: 022506.
- [23] GEISSEL H, LITVINOV Y A. *J Phys G: Nucl Part Phys*, 2005, **31 (10)**: S1779.

- [24] ZHUANG W, TU X L, WANG M, *et al.* *Nucl Instr and Meth A*, 2014, **756**: 1.
- [25] XING Y M, WANG M, ZHANG Y H, *et al.* *Phys Scr*, 2015, **T166**: 014010. .
- [26] XU X, WANG M, SHUAI P, *et al.* *Chin Phys C*, 2015, **39(10)**: 106201.
- [27] SHUAI P, XU X, ZHANG Y H, *et al.* *Nucl Instr and Meth B*, 2016, **376**: 311.
- [28] XU X, WANG M, ZHANG Y H, *et al.* *Nuclear Physics Review*, 2016, **33(2)**: 156.
- [29] SHUAI P, TU X, ZHANG Y H, *et al.* *Nuclear Physics Review*, 2016, **33(2)**: 173.
- [30] ZHANG Y H, WANG M, LITVINOV Y A, *et al.* *Nuclear Physics Review*, 2016, **33(2)**: 122.
- [31] WANG M. *Nuclear Physics Review*, 2017, **34(3)**: 380.
- [32] AUDI G, KONDEV F G, WANG M, *et al.* *Chin Phys C*, 2012, **36(12)**: 1157.
- [33] AUDI G, WANG M, WAPSTRA A H, *et al.* *Chin Phys C*, 2012, **36(12)**: 1287.
- [34] WANG M, AUDI G, WAPSTRA A H, *et al.* *Chin Phys C*, 2012, **36(12)**: 1603.

Study of Mass-measurement Method for $N=Z$ Nuclei with Isochronous Mass Spectrometry

GE Zhuang^{1,2,3,1)}, WANG Qian^{1,2}, WANG Meng^{1,2}, UESAKA Tomohiro³

(1. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;

2. School of Nuclear Science and Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

3. RIKEN, Wako 351-0198, Japan)

Abstract: Nuclear mass data of $N=Z$ nuclei is crucial for the investigation of the rp- and the νp -processes. In addition, access to the nuclei on the $N=Z$ line will help us solve key questions relating to many open questions of nuclear structure. Isochronous mass spectrometry (IMS) combined with a fragment separator is a very fast, efficient and high resolution mass measurement tool. Since the m/q values of the $N=Z$ nuclei are very close, the current storage ring mass spectrometers CSRe/IMP and ESR/GSI cannot realize the identification of the $N=Z$ ions of different species via revolution time spectrum, so it is impossible to realize mass measurements on them. An IMS using a newly constructed storage ring named the ‘Rare-RI Ring’ (R3) has been implemented at the RIKEN Nishina Center to determine the masses of short-lived rare nuclei with a relative precision of the order of 10^{-6} . With the R3 operated as an IMS coupled to the high-resolution beam-line BigRIPS employed as a fragment separator, high-resolution particle identification of the $N=Z$ nuclei on an event-by-event basis with the beam-line before their injection to R3 makes the mass measurements possible. Monte Carlo simulation studies of beam tracking, high-resolution particle identification and selection of the secondary beams have been carried out with a dedicated ion-optics design. The results show that the revolution time of all the $N=Z$ nuclei are independent of momentum dispersion in the storage ring when we set one species of $N=Z$ nucleus in an isochronous condition. The mass calibration method for the $N=Z$ nuclei has also been discussed in this report based on the simulation.

Key words: mass measurement; storage ring; simulation; ion-optics; isochronous mass spectrometry; $N=Z$ nuclei

Received date: 30 Mar. 2019; Revised date: 20 Apr. 2019

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11605248, 11605249, 11605267, 11805032)

1) E-mail: gezhuang@impcas.ac.cn.