

文章编号: 1007-4627(2005)03-0254-07

RFQ 冷却聚束器研究简介*

黄文学, 王 玥, 徐珊珊, 孙志宇, 肖国青, 詹文龙
(中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000)

摘 要: 详细论述了 RFQ 冷却聚束器相关的基本原理, 简单介绍了国际上此方面的研究和我们的工作。

关键词: 射频四极透镜; 冷却; 聚束; 轴向电场

中图分类号: O571.6 **文献标识码:** A

1 引言

1989 年瑞典皇家科学院把诺贝尔物理学奖授予了三位物理学家——Norman F. Ramsey (1915—), Hans G. Dehmelt (1922—) 和 Wolfgang Paul (1913—1993), 以表彰他们在原子精细测量领域作出的杰出贡献。Ramsey 通过分离振荡场方法发明了今天作为时间标准的铯原子钟, 而 Dehmelt 和 Paul 则是因为他们创造和发展了可以以极高精度研究单个电子和原子的离子阱技术。他们改进了实验的技术水平, 使许多以前无法进行的实验得以实现, 并达到前所未有的精度。从而人们有可能对一些关于时间、空间和能量方面的基本物理定律进行更深入的检验, 提高了人类认识物质世界的能力。

Dehmelt 和 Paul 的贡献归功于他们对电磁势阱的运用, 特别是 RFQ (射频四极透镜) 离子阱 (又叫 Paul 离子阱) 和 Penning 离子阱。他们的工作成为电磁离子阱及相关技术发展的转折点。虽然早在 1935 年和 1953 年 F. M. Penning 和 Paul 等^[1, 2] 就发明了分别以他们的名字命名的离子阱, 但是首先运用这些离子阱的并不是物理学家, 而是化学家。化学家们利用离子阱开展了对原子和分子的精细分析和研究。直到 20 世纪 80 年代早期, 随着超高真空技术、强磁场超导螺线管和电子计算机等新技术的快速发展, 对 Paul 离子阱和 Penning 离子阱运用的可能性

才大大增加。特别是电子计算机的发展, 它对离子阱各个参数的控制、离子运动所产生的信号的观测等不可能由人工手动完成的工作成为可能。

由于核物理研究全面而深入的发展, 人们希望对所有核素的结构和衰变性质开展越来越精细的研究。这些研究, 比如精细的带电粒子谱学、激光谱学和放射性束流的次级加速等, 都要求束流具有很小的能散 (eV 量级以下)、发射度 (平行束) 和束斑 (直径小于 1 mm)。而绝大多数放射性核素都是通过核反应产生的, 形成的放射性束流具有能量分散大、发射度大和束流斑点大的缺点, 根本不能满足对感兴趣的稀有奇异核的探测和精细研究。因此必须进行束流品质的改善。充气的 RFQ 离子制束和 Paul 离子阱正好可以快速、高效地完成低品质的束流向高品质束流的转换, 因此 RFQ 冷却聚束器这项技术在 20 世纪 90 年代中后期蓬勃发展了起来。

图 1 是典型的 RFQ 冷却聚束器结构示意图, 主要由 5 部分组成, 即: (1) 入射离子的减速; (2) RFQ 约束; (3) 缓冲气体冷却; (4) Paul 离子阱聚束; (5) 冷束流提取。

放射性粒子大多经过核反应直接产生, 其能量都很高 (1—100 MeV/u), 而 RFQ 冷却聚束器可以接受的粒子能量具有一定的上限 (< 1 keV/u), 因此放射性粒子进入 RFQ 冷却聚束器前都需要经过某种方法进行降能。由于固体的阻止本领远远高于

收稿日期: 2005-01-17; 修改日期: 2005-03-16

* 基金项目: 中国科学院百人计划资助项目; 科技部重大项目前期研究专项基金资助项目 (2001CCB01200); 中国科学院知识创新工程重要方向项目 (CKJCXZ-SW-No4)

作者简介: 黄文学 (1969—), 男 (汉族), 重庆忠县人, 副研究员, 从事原子核物理研究; E-mail: huangwx@impcas.ac.cn

其他形式的物质,且容易操作,因此大多使用固体材料作为降能片。但有时也使用气体进行降能。而离子引出部分,我们另作专题讨论^[3],因此本文将集中讨论其余 3 个部分。它们也是 RFQ 冷却聚束器的最主要部分。

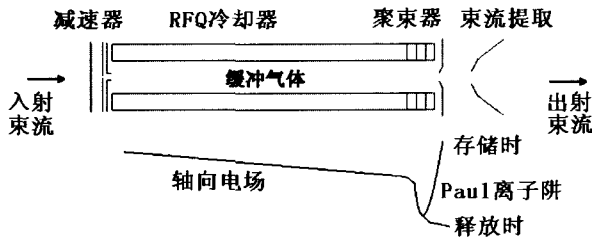


图 1 RFQ 冷却聚束器结构示意图
下端显示的是其轴向电场的结构。

2 RFQ 电场中离子的运动和 RFQ 约束

假设一个与位置相关的电场中某点的电势可以表示为

$$\Phi = \Phi_0(\lambda x^2 + \sigma y^2 + \gamma z^2),$$

其中, λ, σ 和 γ 分别为权重因子, Φ_0 是与位置无

关,但可以与时间相关的系数。则其电场可以分解为 3 个方向的线性组合,即

$$\begin{aligned} E &= -\nabla\Phi \\ &= -2\Phi_0(\lambda xi + \sigma yj + \gamma zk)。 \end{aligned}$$

由于 $\nabla \cdot E = 0$, 则 $\lambda + \sigma + \gamma = 0$ 。满足这个关系最简单的两种组合为: (1) $\lambda = -\sigma, \gamma = 0$ 和 (2) $\lambda = \sigma, \gamma = -2\lambda$ 。在 Penning 离子阱中使用了第二个关系式,而对于第一个关系式,其相应的电势为 $\Phi = \Phi_0\lambda_0(x^2 - y^2)$ 。这种场可以通过如图 2(a) 所示的 4 个抛物面电极对称装配,并在相邻电极加上幅度相同,而相位相反的电压而产生。其相应电势分布如图 2(b) 所示。但是由于抛物面电极不易加工,在早期的实验工作中大多使用圆柱体电极代替。这无疑导致了电场分布与理想情况的偏离。但研究表明,此偏离在电场中心附近并不十分严重^[4,5]。当圆柱体截面圆的半径 $r = 1.148r_0$ 时,此偏离最小。 r_0 是系统内切圆的半径,又称作 RFQ 的特征半径。设相邻电极的电位差为 φ_0 , 则电势函数为

$$\Phi = \frac{\varphi_0}{2r_0^2}(x^2 - y^2)。$$

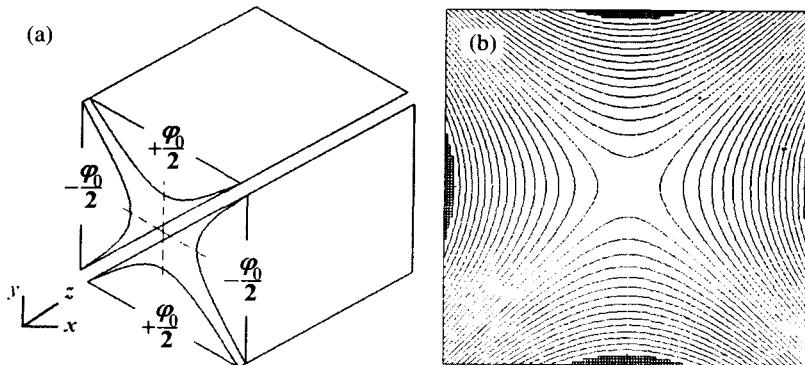


图 2 (a) 电极结构和 (b) 电势分布

令 $\varphi_0 = U - V\cos\Omega t$, 其中 U 为直流电压幅度, V 为从 0 到峰值的交流电压幅度, $\Omega = 2\pi f$ 为角频率, 则真空中离子的运动方程为 $m\ddot{x} = eE_x, m\ddot{y} = eE_y$, 即

$$\ddot{x} + (a - 2q\cos 2\tau)x = 0,$$

$$\ddot{y} - (a - 2q\cos 2\tau)y = 0,$$

其中, $a = \frac{4eU}{m\Omega^2 r_0^2}, q = \frac{2eV}{m\Omega^2 r_0^2}, \tau = \frac{\Omega t}{2}$ 。上述方程被称为 Mathieu 方程, a 和 q 称为 Mathieu 参数。求

解 Mathieu 方程, 可以求得离子存在稳定运动的条件, 即由参数 a 和 q 构成的稳定图。图 3(a) 显示了离子在 x 或 y 方向的前 4 个稳定区域。只有在 x 和 y 方向同时具有稳定解的区域离子才能被约束。从图 3(a) 可以发现, 离子被约束的稳定区域对于 a 和 q 是正负对称的。这就意味着在此四极电场中, 不仅交变电场的直流部分的极性不影响离子的约束, 而且它还可以分别约束正离子和负离子(当然正负离子不能同时存在于系统中)。图 3(b) 显示了稳定图

的 a 和 q 值最小的部分, 这也是质量选择器最常用的工作区域。通过原点的直线叫做操作线。操作线与稳定区域的截距就是质量选择器的通过能力, 截距越长, 通过能力越好, 而质量分辨率越差。操作线越接近稳定区域的顶点 A , 质量选择器的分辨率越好。由于操作线的斜率 $a/q = 2U/V$, 因此如果同时增加 U 和 V , 并保持 U/V 值不变, 则可以实现沿着操作线从 $M1$ 到 $M2$ 所有质量数的扫描。

对于 RFQ 离子制导系统而言, $a = 0$, 所有的离

子全部通过 RFQ 系统。当 q 值很小 ($q \leq 0.5$) 时, 离子可以看作是在势阱深度为 \bar{D} 的抛物线势阱中振荡, 其径向的谐振频率 $\Omega_m = \frac{\sqrt{2}e}{m\Omega}a = \frac{q}{2\sqrt{2}}\Omega$, 谐振势阱——质势深度为 $\bar{D} = qV/8$ ^[6]。图 4 显示了离子制导系统在不同 q 值下离子的径向运动轨迹随时间的变化。当 q 值很小 ($q = 0.1$ 和 0.4) 时, 离子除了在势阱深度为 \bar{D} 的抛物线势阱中振荡外, 还以频率 Ω 和幅度 $qL/2$ 快速振荡 (L 为离子到 RFQ 中心的

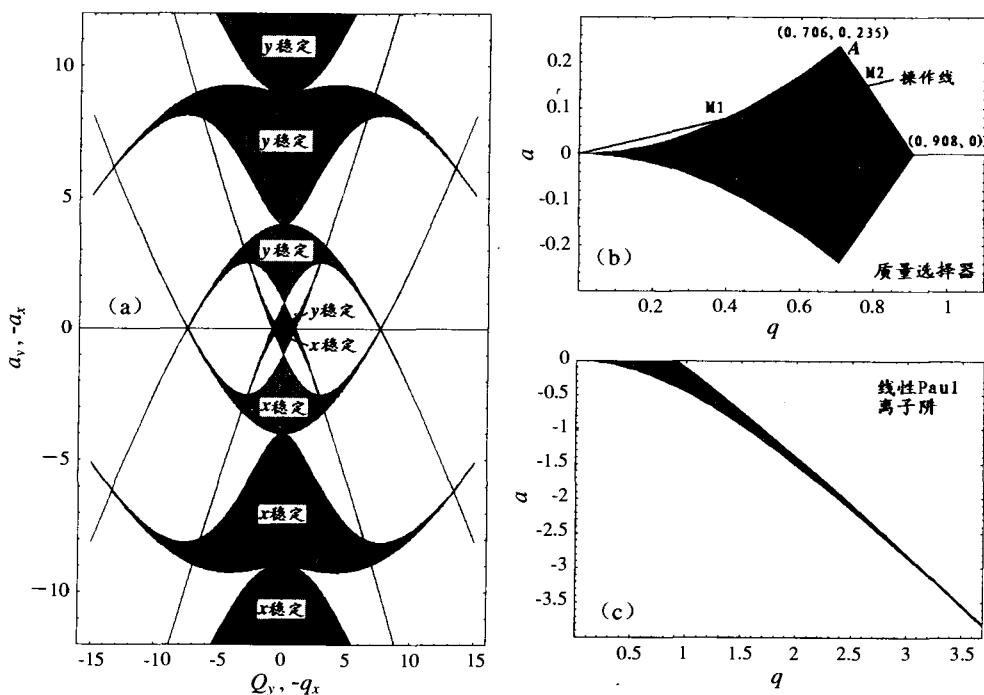


图 3 (a) x 和 y 方向的前 4 个稳定区域, (b) 质量选择器的稳定图, (c) 线性 Paul 离子阱的稳定图

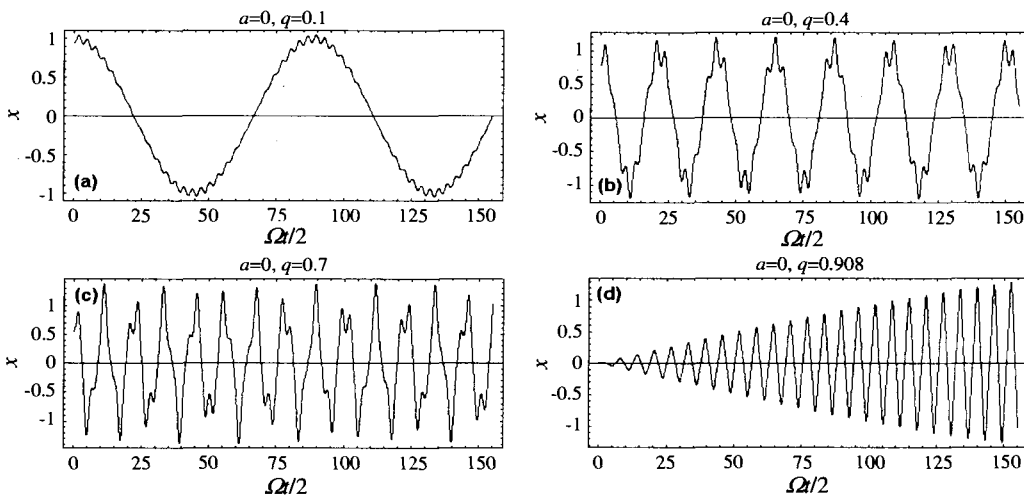


图 4 稳定图不同位置的离子运动轨迹

距离)^[7]。离子的径向运动就是以上两种运动的叠加。随着 q 值的增加, 离子的径向运动再也不能看作是在上述谐振势阱中振荡。当 $q > 0.908$ 后, 离子运动的振幅越来越大, 离子将因为与电极的碰撞而损失。

3 缓冲气体冷却

很多不同的方法都可以用来冷却离子, 比如电阻冷却、激光冷却和电子冷却等。这些冷却方法在原理上大相径庭, 而在运用上针对各种不同的情况实施。文献[8]对此作了非常好的评述。对于放射性粒子的冷却, 必须满足两个最主要的条件: (1) 对所有的元素都适用, 即具有普适性; (2) 冷却的速度快, 粒子通过冷却器一次就可以被冷却。缓冲气体冷却方法最好地满足了以上两个条件。很多文献(如[9,10])都介绍了这方面的理论研究。

Major 和 Dehmelt^[11]研究了 Paul 离子阱中离子(质量为 m)与静止中性粒子(质量为 m_r)的弹性碰撞。离子与中性粒子的碰撞可以分为 3 类。当 $m \ll m_r$ 时, 离子与中性粒子的弹性碰撞将使离子获得动能, 离子被激发; 当 $m = m_r$ 时, 离子的动能将保持不变; 当 $m \gg m_r$ 时, 中性粒子将对离子产生摩擦阻力, 随着时间的推移, 离子的平均动能减小, 产生冷却效应。这种较重的离子与较轻的中性粒子的相互作用产生的冷却, 通常被称为碰撞冷却。另外, 由于使用气体作为缓冲介质, 因此又称为缓冲气体冷却。这种方法的实现相对简单, 所以它被国际上所有的 RFQ 冷却聚束器使用。另外, 由于氦原子的第一电离能(24.6 eV)非常高, 离子将很难因为中性化而损失, 因此 RFQ 冷却聚束器内通常使用氦气作为缓冲气体。但是, 氦气的阻止本领并不大, 所以有时也使用 Ar 和 Kr 气。

在对缓冲气体冷却效应的模拟过程中, 我们根据入射离子的能量不同进行不同的处理。对于高能离子, 比如, 其速度 $v > 1\ 000$ m/s 左右, 缓冲气体引起的能损通过 ATIMA 程序^[12]的计算结果带入 SIMION^[13]中, 而对低能离子, 缓冲气体效应通过对粒子的加速度增加一个衰减项而引入^[14], 衰减项可以表示为

$$\ddot{x} = \frac{q}{m} \left(-\frac{v}{K} + \frac{v_{th}}{K_{th}} \right),$$

其中, q , m , v 和 K 分别为粒子的电荷、质量、运动速度和迁移率, v_{th} 和 K_{th} 为粒子热运动的速度和迁移率。而迁移率可以通过如下公式计算:

$$K = K_0 \frac{T P_N}{T_N P},$$

其中, $T_N = 273.15$ K, $P_N = 101\ 325$ Pa, T 和 P 分别为当前缓冲气体的温度和气压。 K_0 被称为标准迁移率(以 $m^2/(V \cdot s)$ 表示), 可以通过如下公式计算得出

$$K_0 = \frac{v + a}{b_0 + b_1(v + a) + b_2(v + a)^2},$$

其中, a , b_0 , b_1 和 b_2 均为拟合参数。图 5 显示了 ²³⁸U 在 He 气中的标准迁移率拟合曲线。对于能量较低的粒子迁移率, 我们可以通过查表^[15]得到其实验测量值。而对于能量较高的粒子, 能量的损失

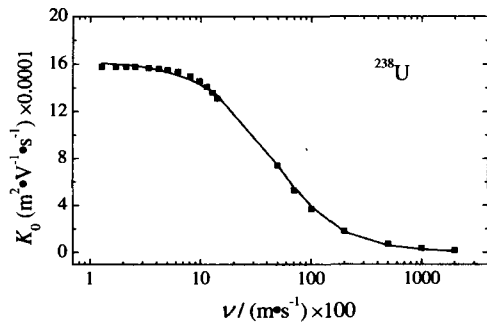


图 5 ²³⁸U 在 He 气中的迁移率拟合曲线
拟合参数 $a = 2.06 \times 10^4$, $b_0 = 1.48 \times 10^8$, $b_1 = -1.40 \times 10^4$, $b_2 = 0.36$ 。

主要通过弹性碰撞实现, 其等效迁移率基本上可以通过如下公式计算^[14]:

$$K_0 = \frac{2q}{m} \frac{(m + M)^2}{mM} \frac{1}{n\sigma v},$$

其中, M 为缓冲气体原子的质量, n 为气体的分子数密度, σ 为弹性碰撞的截面, 其可以简单表示为

$$\sigma = \pi(r + R)^2,$$

其中, r 和 R 分别为入射粒子和缓冲气体原子的 Van der Waals 半径。

对于运动在很低的速度, 即以接近热运动动能运动的离子来说, 如果把它与缓冲气体的碰撞当作两个弹性球体之间的碰撞是错误的。Lunney 等^[16]利用 Paul 离子阱测量了 ³⁹K 在 He 气中的冷却时间。

测量结果显示,其冷却时间与假设为弹性球体间碰撞不符,而与摩擦阻尼计算的结果相符。Koenig 等^[17]利用 Penning 离子阱测量的结果也支持这个结论。这是因为,缓冲气体原子的极化导致了离子和缓冲气体原子之间的长程吸引力,因此离子迁移率在低速时存在饱和现象^[15]。

4 轴向电场和 Paul 离子阱

离子一方面在 RFQ 四极电场的作用下被约束,另一方面,离子在与缓冲气体的中性原子的碰撞中损失能量,离子在电场中的振荡幅度越来越小。当离子与缓冲气体达成热运动平衡时,虽然在径向仍然受到四极电场的约束,但是在轴向将做无规则的热运动,离子传输到冷却聚束器末端的时间将非常长。因此为了缩短传输时间,需要使用合适的轴向电场以引导离子迅速地移动到冷却聚束器的末端。图 1 也显示了轴向电场的结构。合适的轴向电场不但可以缩短离子的传输时间,而且还可以使离子在轴向上的约束成为可能。在某些电极上加上合适的直流电压,就可以形成一个线性 Paul 离子阱^[18],从而通过电压的升降实现离子的聚束和束流的脉冲化,即首先把冷却后的离子存储起来,然后经过一段时间后再释放出去。

但是,在轴向上直流电压产生的聚焦却导致了

径向上的散焦。离子的运动方程改写为

$$\ddot{x} + (a - 2q\cos 2\tau)x = 0,$$

$$\ddot{y} + (a + 2q\cos 2\tau)y = 0,$$

其中 $a = \frac{4eU_{\text{eff}}}{m\Omega^2 r_0^2}$, 而 U_{eff} 同所加直流电压成正比,其

比例与离子阱的几何尺寸密切相关,不同的离子阱具有不同的比例^[19]。由于上式中对于 x 和 y 方向来说,含参数 a 的项的符号相同,因此稳定图中 x 和 y 方向的条件相同,离子传输稳定的区域就变成了图 3(c) 的阴影部分。为了实现轴向的离子约束,参数 a , 即 U_{eff} 必须为负值。

下面讨论轴向电场的实现方法。常用的方法主要有 3 种: (1) 采用分段电极^[20,21]; (2) 在 RFQ 电极之间增加锥形电极^[22]; (3) 在 RFQ 电极外增加楔形电极^[23,24]。表 1 比较了这些方法的优缺点。事实上,在所有已经运行的设备中使用分段电极方法的最多。它的优点是通过分段电极上施加不同幅度的直流电压可以形成任意的轴向电场,不但可以以不同的电场梯度引导离子,而且还可以形成 Paul 离子阱,达到束流脉冲化的目的。但是缺点就是电压操作相对困难,必须耦合提供给各个电极的直流和交流电压,电子学实现较复杂。使用锥形电极克服了这个缺点,但是它只能提供固定的电场梯度,

表 1 产生轴向电场方法的比较

	分段电极	锥形电极	楔形电极
产生轴向电场	能	能	能
电场梯度	可调	固定	可调
束流脉冲化	可以	不可以	可以
电子学实现难易程度	较难	相对简单	相对简单
使用此方法的装置	ISOLTRAP ^[20] JYFLTRAP ^[21] SHIPTRAP ^[25]	HRIBF ^[22]	ISOLTRAP ^[24] TITAN ^[23] IMP

并且不能形成 Paul 离子阱。为了存储离子,必须耦合另一套子系统。使用楔形电极的方法综合了上述两种方法的优点,而克服了它们各自的缺点。但是,由于楔形电极位于 RFQ 电极外,为在 RFQ 中心线上形成相同的电场梯度将不得不在楔形电极上施加更高的电压。一般情况下,实验中仅仅使用比

较适中的电场梯度(0.1—1 V/cm),因此施加的电压也不会太高。在建的项目中广泛采用了这种方法。我们也选用了这种方法。

5 研究现状

表 2 给出了国际上已运行和正建的 RFQ 冷却

聚束器的各项参数。由于文献中没有找到设计建造中的位于美国密西根州立大学的 LEBIT^[26] 和位于加拿大 Triumf 的 TITAN 项目^[23] 中的 RFQ 的详细参

数, 因此没有在表中列出, 但是其各项参数同同类设备大致相当。表中空白处表示没有数据。

系统各项指标的设计跟它所处理的物理问题

表2 国际上 RFQ 冷却聚束器的参数

参数名称	ISOLTRAP/CERN		JYFLTRAP/JYFL	SHIPTRAP/GSI	HRIBF/ ORNL	IMP
	瑞士					
	旧	新	芬兰	德国	美国	中国
特征半径 / mm	6	20	10	3.9	3.5	60
长度 / mm	881.5	800	400	1 140	400	1 610
电极形状	圆柱体	双曲面	圆柱体	圆柱体	圆柱体	双曲面
RF 电压 V_{pp} / V	250	200	200	50—75	400	2 000
RF 频率 / kHz	970	300—600	300—800	600	2.75×10^3	100—400
入射离子能量 / eV	20	200	100	100	正 < 100, 负 4	1×10^6
入射离子种类	正	正	正	正	正, 负	正
缓冲气体压强 / Pa	0.6	10	10	0.5	2	500
总效率 / (%)	10—20	—	60—70	35	正 50, 负 10	—
能散 / eV	—	—	~1	~2	<2	—
状态	工作	正在建	工作	工作	工作	正在建

和所需要匹配的系统密切相关。由于 RFQ 冷却聚束器的目的是冷却和存储离子, 并且基本上都是处理低能离子, 因此从特征半径来说, 几乎所有的设备都较小, 大多在 10 mm 以下, 最新设计的用于 ISOLTRAP 的 RFQ 的特征半径也仅为 20 mm^[27]。就缓冲气体压强而言, 所有的设备都小于 10 Pa。它们允许入射粒子进入的能量也小于 200 eV。并且, 除了美国 ORNL 的 RFQ 冷却聚束器^[22] 分别冷却和存储了正和负带电离子外, 绝大多数设备只是对正带电离子进行了处理。效率是 RFQ 冷却聚束器非常重要的参数。工作于芬兰 JYFLTRAP 上的 RFQ 冷却聚束器的效率最高, 达到 60%—70%^[21,28]。

中国科学院近代物理研究所新设计了一套 RFQ 冷却聚束器, 其基本参数也列于表 2, 它是设计中的新超重核研究谱仪的一个主要组成部分, 其主要目的就是收集和冷却经充气反冲质量分离器分离后的放射性次级束流。同国际上其他类似设备相

比, 其具有特征半径大(60 mm)、缓冲气体气压高(500 Pa)和允许进入的能量高(1 MeV)的特点。因此, 经充气反冲质量分离器分离的高能量、较大发射度的束流经降能片降能后将直接进入 RFQ 中, 从而减少了离子经惰性气体阻止后再在电场的引导下进入 RFQ 冷却聚束器的环节。理论上讲, 这种设计将大大地提高整个系统的效率。但是, 正是由于以上的特点, 我们不得不克服在其他同类设备上不需要仔细考虑, 或者可以忽略的技术难题, 比如氦气纯度、高压击穿相关的电压和高精度装配等问题^[29,30]。

在对各系统详细模拟和优化的基础上, 对此冷却聚束器的设计已经完成。整个系统全长 3.5 m, 主体长 1.7 m。现在已经进入工厂加工阶段, 在不久的将来可以进行设备的细致调试, 逐一解决各项技术上可能出现的问题, 实现物理目标所要求的各项指标。

参 考 文 献:

- [1] Paul W, Steinwedel H Z. *Naturforschng*, 1953, **A8**: 448.
- [2] Paul W, Raether M. *Z Phys*, 1955, **140**: 262.
- [3] 黄文学, 王 玥, 徐珊珊等. *高能物理与核物理*, 2005, **29** (8): 802.
- [4] Dayton I E, Shoemaker F C, Mozley R F. *Rev Sci Instrum*, 1954, **25**: 485.
- [5] Denison D R. *J Vac Sci Technol*, 1971, **8**: 266.
- [6] Dawson P H. *Quadrupole Mass Spectrometry and its Applications*. Elsevier, Amsterdam, 1976, ISBN 0-444-41345-6.
- [7] Dehmelt H. *Advan At Mol Phys*, 1967, **3**: 53.
- [8] Itano W M, Bergquist J C, Bollinger J J, *et al.* *Physica Scripta*, 1995, **T59**: 106.
- [9] Vedel F, Andre J, Vedel M, *et al.* *Phys Rev*, 1983, **A27**: 2 321.
- [10] Blatt R, Zoller P, Holzmler G, *et al.* *Z Phys*, 1986, **D4**: 121.
- [11] Major F G, Dehmelt H G. *Phys Rev*, 1968, **170**: 91.
- [12] http://www-aix.gsi.de/~scheid/html_ATIMA.html.
- [13] Dahl D A. SIMION 3D 7, Ion Source Software, Idaho National Engineering Laboratory, 2000.
- [14] Lunney M D, Moore R B. *Int Journal Mass Spectrom*, 1999, **190/191**: 153.
- [15] Viehland L A, Mason E A. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1995, **60**: 37.
- [16] Lunney M D. Ph D Thesis, McGill University, Montreal, 1992, unpublished.
- [17] Koenig M, Bollen G, Kluge H J, *et al.* *Int J Mass Spectrom*, 1995, **142**: 95.
- [18] Prestage J D, Dick G J, Maleki L. *J App Phys*, 1989, **66**: 1 013.
- [19] Drewsen M, Broner A. *Phys Rev*, 2000, **A62**: 045401.
- [20] Herfurth F, Dilling J, Kellerbauer A, *et al.* *Nucl Instr and Meth*, 2001, **A469**: 254.
- [21] Nieminen A, Huikari J, Jokinen A, *et al.* *Nucl Instr and Meth*, 2001, **A469**: 244.
- [22] Liu Y, Liang J F, Alton G D, *et al.* *Nucl Instr and Meth*, 2002, **B187**: 117.
- [23] <http://www.triumf.ca/titan/>
- [24] Podadera Aliseda I, Fritioff T, Giles T, *et al.* *Nucl Phys*, 2004, **A746**: 647.
- [25] <http://www-aix.gsi.de/~shiptrap/>
- [26] <http://www.nsl.msu.edu/tech/devices/lebit/>
- [27] Jokinen A, Lindroos M, Molin E, *et al.* *Nucl Instr and Meth*, 2004, **B204**: 86.
- [28] Nieminen A, Campbell P, Billowes J, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2002, **88**: 094801.
- [29] 黄文学, 王 玥, 徐珊珊等. *高能物理与核物理*, 2005, 2004, **28**(增): 90.
- [30] 黄文学, 王 玥, 徐珊珊等. *原子核物理评论*, 2005, **22**(1): 81.

Brief Introduction of RFQ Cooler and Buncher*

HUANG Wen-xue, WANG Yue, XU Hu-shan, SUN Zhi-yu, XIAO Guo-qing, ZHAN Wen-long
(*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

Abstract: The radiofrequency quadrupole (RFQ) cooler and buncher has been developed in many laboratories to improve the secondary radioactive ion beam quality. In this paper, the principles of the RFQ constraint, buffer gas cooling, axial electric field and Paul trap are discussed in detail. The studies around the world and our work are also briefly introduced.

Key words: radiofrequency quadrupole; cooling; bunch; axial electric field

* **Foundation item:** One Hundred Person Project of Chinese Academy of Sciences; National Key Program for Basic Research, Ministry of Science and Technology(2001CCB01200); Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJCXZ-SW-No4)