

密级:_____



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

激光冷却储存环中相对论能量重离子束的实验研究

作者姓名: _____ 汶伟强

指导教师: _____ 马新文、研究员、近代物理研究所

学位类别: _____ 理学博士

学科专业: _____ 粒子物理与原子核物理

培养单位: _____ 中国科学院近代物理研究所

二零一三 年 五 月

Laser Cooling of Relativistic Heavy Ion Beams
at Storage rings

By
Weiqiang Wen

A Dissertation Submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of Doctor of Science

Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences

May, 2013

关于学位论文使用授权的声明

本人在导师指导下完成的论文及相关的职务作品，知识产权归属中国科学院近代物理研究所。本人完全了解中国科学院近代物理研究所有关保存、使用学位论文的规定，同意研究所保存或向国家有关部门或机构送交论文的纸制版和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权中国科学院近代物理研究所可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用任何复制手段保存和汇编本学位论文。本人离所后发表、使用学位论文或与该论文直接相关的学术论文或成果时，第一署名单位仍然为中国科学院近代物理研究所。

保密论文在解密后应遵守此规定。

论文作者签名： 夏伟强 导师签名： 王 日期： 2013.06.01

原创性声明

本人郑重声明：本人所呈交的学位论文，是在导师的指导下独立进行研究所取得的成果。学位论文中凡引用他人已经发表或未发表的成果、数据、观点等，均已明确注明出处。除文中已经注明引用的内容外，不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的科研成果。对本文的研究成果做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

本声明的法律责任由本人承担。

论文作者签名： 江伟强 日期： 2013.06.01

致谢

在博士论文完成之际，心情难以用只字片语来形容，但我深知，这只是一个科研工作者的第一个脚步而已。回想这六年来的科研生活，所有取得的成绩和结果都难以用一己之力完成，需要感谢的人太多太多。

首先要感谢我的导师马新文研究员，是马老师把我带入了原子物理的科学世界。马老师治学严谨，学识渊博，对科学一丝不苟，并且始终怀着极大地兴趣，所有的这些都让我尊敬和佩服。从 2007 年到现在的六年中，我在科研中取得的每一点进步和每一个结果都得到了老师的亲自指导，老师就是我科研道路的引导者和领路人。老师虽然工作非常忙，但是对我的指导从来没有间断过，我能在博士阶段出国开展合作研究增长见识，离不开老师的推荐和帮助。在博士学习将要完成之时，我要对马老师说：谢谢您这么多年来在科研上对我的指导和教诲，我会永远铭记在心。

感谢德国赫姆霍兹重离子研究中心的 Prof. Dr. Thomas Stöhlker，感谢他为我提供在世界一流研究所学习的机会。虽然他工作很忙，而且和我讨论的次数很少，但是每一次讨论以及他对我鼓励都让我难忘，我会继续努力。

感谢德国 HZDR 研究中心的 Dr. Michael Bussmann，作为我在德国期间的指导老师，他对物理的热爱和对科研的精益求精让我佩服。从 2008 年和他第一次讨论到现在，每一次和他的讨论都让我受益匪浅，没有他的无私帮助我难以完成博士论文的工作，谢谢你 Michael。

感谢原子分子动力学组的每一位成员，感谢刘惠萍老师，朱小龙副研究员，杨杰研究员，钱东斌副研究员，冯文天副研究员，李斌副研究员，刘春华副研究员，张少锋博士，张大成博士，许慎跃博士，闫顺成博士，赵冬梅，张鹏举，张瑞田，郭大龙，王之帅，张颖，特别感谢高永和王书龙帮我修订论文，感谢已经离开原子物理组的曹士娉博士，孟令杰博士，王茜等等。从我 2007 年到所里做本科毕业设计到现在整整六年时间，没有他们的参与和辛勤付出，我不可能完成博士期间的工作，谢谢他们这么多年来对我工作的建议和诚挚的帮助。

感谢在 GSI 期间给予我很大帮助的 Dr. Danyal Winters，感谢他对我在多次实验上的帮助，指导和协调以及生活中的关心。

感谢原子物理组的 Dr. Uwe Spillmann, Dr. Alexandre Gumberidze 等人对我实验的帮助和讨论。感谢 Dr. Otto Klepper, 支启军博士, 来松博士, 麻宁一博士, 岳珂博士, 陈卫东博士等, 谢谢他们让我的生活丰富多彩。感谢秘书 Stefanie Lüttges 在各方面对我的无私帮助。

我的博士论文工作分为两个部分, 包括在近物所 CSRe 上和 GSI 的 ESR 上的工作。作为在储存环上开展的实验研究, 所有的实验都得到很多人的大力帮助, 除过我的导师和组内成员以外, 需要感谢的人太多, 难以一一列出。

感谢在近物所的原有进研究员, 夏佳文研究员, 赵红卫研究员, 徐珊珊研究员, 肖国青研究员, 杨晓东研究员, 杨建成副研究员, 刘勇副研究员, 毛瑞士副研究员, 武军霞副研究员, 赵铁成, 殷达玉, 李杰, 马晓明, 晏太来, 李国宏等, 感谢他们在 CSRe 激光冷却测试性实验中的讨论和付出。

感谢在 GSI 的 Dr. Markus Steck, Dr. Fritz Nolden, Prof. Dr. Wilfried Nörtershäuser, Dr. Rodolfo Sanchez, Dr. Matthias Lochmann, Dr. Yuri Litvinov 以及达姆工大的 Prof. Dr. Thomas Walther, Prof. Dr. Gerhard Birkel, Tobias Beck, Benjamin Rein 和 FZDR 的 Prof. Dr. Ulrich Schramm 等, 感谢他们的帮助和付出。

感谢陪我度过博士阶段的同学, 和关心支持我的高中和大学同学, 没有他们我的生活将不会这么丰富多彩, 与他们一起度过的所有时光都让我难以忘怀。

感谢人教处老师, 特别是邱荣老师, 华明漪老师, 李明治老师和梁敏乐老师在我学生期间的无私帮助。

感谢我的女朋友王凌倩女士, 对她的谢意难以用言语表达, 谢谢支持和理解。

感谢我的父母和妹妹, 和谐的家庭氛围让我拥有最美时光, 正是他们对我的信任和支持才让我有了一直向前的勇气, 父母这么多年的辛苦我会用一生来回报。

感谢中科院-DAAD联合培养博士生项目和WTZ项目对我的资助和支持。

感谢国家自然科学基金委和中科院大科学升级改造等项目的资助。

感谢所有评审此论文的教授, 感谢他们认真的态度和辛勤的劳动。

感谢所有在我博士学习期间帮助过、关心过我的人, 篇幅有限难以一一答谢。

最后谨以此文献给我的父母, 愿他们永远健康快乐。

作者 汶伟强

2013 年 04 月

摘要

激光冷却储存环中相对论能量的重离子束是最有希望得到高相空间密度的离子束、实现离子束相变并且获得结晶束的一种方法。为了在中科院近物所的大科学装置 HIRFL-CSR 上开展激光冷却重离子束的实验研究，在冷却储存环实验环 CSRe 上安装了一个射频聚束器（RF-buncher）纵向调制束流从而提供实验中所需要的辅助作用力，并且利用电子冷却的能量为 70MeV/u 的 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 离子束对其进行了测试性实验研究。设定 RF-buncher 频率为离子旋转频率的 25、50、75、100 次谐波频率，利用新安装的共振肖特基谱仪和电容性 pick-up 分别测量了压缩离子束的纵向肖特基谱和束团长度，系统地开展了压缩冷却束的纵向动力学研究。在离子个数小于 10^7 时，得到电子冷却下的离子束纵向动量分散小于 1.6×10^{-5} ，观察到了电子冷却作用与束内散射引起的加热效应达到平衡的过程。通过对肖特基谱的分析，得到了在不同谐波频率下 RF-buncher 对离子束的纵向有效压缩幅度，观察到离子在 RF-buncher 形成的赝势阱中同步振荡频率随动量展宽下降而上升，直到保持恒量的现象，我们利用对离子束在赝势阱中感受到的真实正弦势的一阶泰勒展开很好的解释了这个现象，这个解释与测量到的束团长度随着离子个数的变化趋势符合很好。这次测试性实验表明新安装的 RF-buncher 工作良好，共振 Schottky 系统具有极高的灵敏度，CSRe 已经具备了开展激光冷却相对论能量重离子束的实验条件。

论文对近期在德国 GSI 的重离子储存环 ESR 上开展的激光冷却能量为 122MeV/u 的 $^{12}\text{C}^{3+}$ 离子束实验结果进行了分析。从激光冷却压缩束的肖特基谱上观察到了空间电荷主导的离子束，结合束团长度和束团宽度以及激光与离子束共振相互作用退激荧光的测量，深入研究了激光冷却离子束动力学。实验结果表明使用一束频率可调连续激光结合 RF-buncher 可以对离子束进行冷却，激光冷却离子束的速率主要取决于激光频率扫描的速度。本次实验结果证实，通过大范围扫描激光频率几乎不需要电子预冷却就可以冷却大范围动量展宽的离子束，这种实验方案可以直接应用于德国和中国建设的大型储存环装置 FAIR 和 HIAF 上。

关键词：激光冷却，重离子储存环，高电荷态离子，压缩束，束内散射

ABSTRACT**Laser cooling of relativistic heavy ion beams at storage rings**

Weiqiang Wen (Particle Physics and Nuclear Physics)

Directed by Prof. Dr. Xinwen Ma

Laser cooling is one of the most promising techniques to achieve high phase-space densities, phase transition, even crystalline beams for relativistic heavy ion beams at storage rings. In order to perform the laser cooling experiment at the experimental cooler storage ring (CSRe) at IMP, a new RF-buncher was installed to longitudinally modulate the ion beam to produce an auxiliary force to counteract the laser scattering force of ions in laser cooling experiment, it has also been tested with an electron-cooled 70 MeV/u $^{22}\text{Ne}^{10+}$ ion beam at the CSRe. By RF-bunching the ion beam at the 25th, 50th, 75th and 100th harmonic of the revolution frequency, the longitudinal momentum spread and the bunch length were measured by the new resonant Schottky pick-up and a capacitive pick-up, respectively. The longitudinal dynamics of the electron cooled and RF-bunched ion beams have been studied systematically. The longitudinal momentum spread of $\Delta p/p = 1.6 \times 10^{-5}$ has been reached with less than 10^7 stored ions and the equilibrium between electron cooling and heating process caused by intra-beam scattering have been observed. The effective RF-bunching amplitudes have been extracted by analyzing the Schottky spectrum. By using the first order of Taylor expansion of the real sinusoidal potential in the bucket, the trend of momentum spread and synchrotron frequency as well as the bunch length as a function of beam current can be interpreted very well. This test experiment shows that the RF-buncher works well, and the newly installed resonant Schottky pick-up system has extremely high sensitivity, as a result, the storage ring of CSRe is suitable for the upcoming experiments on laser cooling of relativistic heavy ion beams.

We present results on a recent laser cooling experiment on bunched $^{12}\text{C}^{3+}$ ion beams at relativistic energies at the Experimental Storage Ring, GSI Darmstadt, Germany. During the experiment, space-charge-dominated ion beams have been observed. By analyzing bunch length, bunch width and the fluorescence signals, the dynamics of laser-cooled ion beams have been investigated intensively. The results prove that the initially large momentum spread of bunched ion beams can be efficiently cooled using a single cw laser by scanning the laser frequency over a broad frequency range. The cooling rate is mainly limited by the speed of the frequency scan. This new cooling scheme does not require initial electron cooling of the ion beam or scanning of the bunching frequency. This very promising scheme can be directly adopted to future high-energy ion storage rings e.g. FAIR in Germany and HIAF in China.

Key Words: laser cooling, heavy ion storage ring, highly charged ion, rf-bunched beam, intra-beam scattering

目录

第一章	引言	1
1.1	概述	1
1.2	激光冷却离子束的研究现状	4
1.3	有序束和结晶束	11
1.4	本论文的主要意义, 内容和结构	15
第二章	离子束的储存和冷却	17
2.1	离子储存环	17
2.1.1	离子储存环基础	17
2.1.2	Liouville 定理	18
2.1.3	横向限制	19
2.1.4	离子束温度	22
2.2	离子束的冷却	24
2.2.1	随机冷却	24
2.2.2	电子冷却	26
2.2.3	激光冷却	27
2.2.4	共同冷却	34
2.3	离子束的加热机制	34
2.3.1	束内散射	35
2.3.2	离子束相干不稳定性	36
2.3.3	空间电荷引起的调谐漂移	37
2.4	结晶束的实现	39
第三章	实验设备和技术	41
3.1	重离子冷却储存环	41
3.1.1	HIRFL-CSR	41
3.1.2	GSI-ESR	43
3.2	C^{3+} 离子束的产生和传输	44
3.3	激光系统	47
3.4	离子束的诊断	50
3.4.1	离子束流强	51
3.4.2	纵向诊断	53
3.4.3	横向诊断	61
3.4.4	荧光测量	64
3.5	数据获取系统	66
第四章	CSRe 激光冷却实验准备和测试结果	71
4.1	激光系统	72
4.2	RF-Buncher 系统	73
4.3	荧光探测和数据获取系统	77
4.4	CSRe 上电子冷却压缩束动力学研究	79
4.4.1	Schottky 谱	81
4.4.2	压缩冷却离子束的纵向动力学	85

4.4.3 束团长度.....	91
4.5 小结.....	92
第五章 ESR 上激光冷却 C^{3+} 离子束实验结果.....	93
5.1 ESR 上激光冷却实验总体布局和实验内容	93
5.2 连续束的激光冷却.....	95
5.3 激光扫描冷却压缩束.....	97
5.4 RF-buncher 扫描冷却压缩束	98
5.5 结合电子预冷却实现 3D 离子束激光冷却.....	99
5.6 激光冷却中的荧光信号分析.....	102
5.7 小结.....	106
第六章 总结和展望	107
6.1 总结.....	107
6.2 展望.....	108
参考文献	111
附 录	127
作者简介及在学期间发表的学术论文与研究成果	129

第一章 引言

1.1 概述

随着加速器技术的不断发展和提高,与存储离子相关的研究已经深入到各个领域,包括核物理[1]、核天体物理[2, 3]、高电荷态原子物理[4, 5]、等离子体物理[6-8]、材料科学[9, 10]以及生物医学[11, 12]等等。回顾过去几十年与储存环中的离子束相关的物理研究,绝大部分精细实验的发展都是在各种离子束冷却技术的不断发展下推进的。离子束冷却的本质就是提高离子束的相空间密度,即降低离子束在各个方向上的动量展宽,在纵向上主要是降低离子束的纵向动量展宽,在横向主要是降低离子的横向发射度。利用储存环中冷却的离子束,可以开展核物理和原子物理相关的高精度实验研究,例如放射性原子核质量测量[1, 13-16]、beta 衰变实验[17-21]、放射性束实验[22, 23]、高精度的核反应实验[24, 25]、高电荷态离子与内靶碰撞从而研究 QED 效应[26, 27]、离子电子复合实验[28-31]、高精度狭义相对论的检验[32-34]、高电荷态离子的超精细分裂测量研究 QED 效应[35-37],等等。与此同时,研究冷却离子本身的动力学效应也是过去二十年中加速器物理很重要的研究方向[38, 39]。

储存环中离子束的冷却技术包括随机冷却,电子冷却和激光冷却等。所有的这些冷却方法都是想获得高相空间密度的粒子束,这就需要克服在冷却过程中的加热效应,这些加热效应主要来自于离子束在储存环中交替变换的聚焦引起的包络振荡(envelope oscillation) [40]以及束内散射效应[41, 42]。在冷却过程中随着离子束相空间密度的提高,离子束的束内散射加热机制会变强,从而限制了离子束冷却最终的状态[43]。相对于其它两种冷却技术,激光冷却被认为是最有可能实现储存环中超高空间密度离子束的方法,本论文将详细讨论激光冷却储存环中相对论能量重离子束的实验原理,实验方案以及得到的实验结果。

1980s NAP-M 报道了通过电子冷却观察到了有序质子束(ordering) [44]。在 NAP-M 的实验结果报道以后, Schiffer 等人在 1985 年首次提出使用激光冷却储存环中的离子束获得空前高的相空间密度离子束以及实现结晶束[45],引发了人们开展储存环上实现重离子有序束和结晶束(crystalline beam)的实验和理论研究的热潮[46, 47],并且在随后的二十几年中获得了极大的进展。这方面的实

验研究主要包括电子冷却和激光冷却两个方面,这里主要介绍激光冷却的实验原理和发展历程。

激光冷却离子束最基本的原理为:一束激光与储存环中的离子共振作用,激发基态离子到高能级,处于激发态的离子自发辐射退激到基态,在这个过程中激光散射作用力传递给离子,经过不断的重复吸收发射光子实现激光对离子的加速或者减速作用,如果配合一个与激光作用力匹配的辅助作用力,就可以在激光作用的方向冷却离子束[48]。相对于其它的冷却方法,激光冷却储存环中的重离子束具有很多优点,例如:一束激光可以冷却多种离子、可以快速冷却离子束($\sim 10\text{ms}$)、并且激光冷却力随着离子束能量的增加快速增加、可以冷却离子束到极低温度(mK)、在激光冷却过程中可以开展高电荷态重离子束的精细激光谱学研究、而且激光冷却实验的成功与否也成为个储存环开展精细物理实验的标志等等。正是基于这些特点,人们已经在几乎所有的重离子储存环中开展了激光冷却重离子束的实验研究。

储存环首次激光冷却重离子束实验是由 S. Schröder 等人在 TSR[49]和 J.S. Hangst 等在 ASTRID[50]上实现的,得到空前高相空间密度的离子束,甚至使得离子束的纵向温度达到 1mK [50]。由于受到现有激光器可调节波长的限制,激光冷却在 TSR 和 ASTRID 上只冷却了较轻的离子束,例如 Li^+ 、 Be^+ 、 Mg^+ 。由于一束激光冷却离子束的作用力只会对离子束进行加速或者减速,所以就需要另外一个辅助作用力来中和激光散射作用力才能获得一个稳定的点,从而实现对离子束的冷却[51]。储存环上的激光冷却离子束实验从最初使用两束相对的激光束冷却离子束[52],发展到后来使用一束激光结合感应加速器(induction accelerator)[53, 54],或者利用快速绝热通道(rapid adiabatic passage)[55]的方法冷却离子束。但是这些方法都不能有效地增加激光冷却离子束的动量范围,从而在冷却过程中丢失离子。在 1995 年 J.S. Hangst 等人利用 RF-buncher 对离子束进行纵向压缩[56],这个技术相当于在离子束纵向加了一个纵向赝势场(pseudopotential),其不仅可以中和激光散射作用力,同时还可以对由于 Coulomb 作用力碰撞推出冷却作用范围的离子起到回收(recycling)的效果。这种方法也被 U. Schramm 和 M. Bussmann 等人用在 ESR 上激光冷却相对论能量的 C^{3+} 离子束的实验中[57-60],因为对于相对论能量的离子只能利用 Doppler 效应使用与离子束方向相对的一束

激光与离子束共振作用，从而使得 RF-buncher 变得不可或缺。

由于激光冷却只对离子束的纵向作用，而对于离子束的直接横向作用非常难实现[51]。虽然近年来激光冷却离子束的横向动量分散取得很大的进展，例如利用 IBS 效应使用激光冷却离子束纵向动量分散间接冷却离子束横向动量分散[61, 62]、利用储存环的色散耦合效应（dispersion coupling）直接冷却离子束的横向动量分散等[63]，但是单纯的激光冷却实现对离子束的三维（3-dimensional）冷却还没有实现，而且由于现有大型储存环本身结构对称性差的特点以及二极磁铁剪切力（shear force）的存在，到现在还没有在大型储存环中使用激光冷却重离子束实现结晶束。直到 2000 年，U. Schramm 等人在小型的储存环 PALLAS 上利用激光冷却 $^{24}\text{Mg}^+$ 离子束实现了连续束和压缩束的结晶束[64, 65]，并且系统的研究了结晶束的各个方面的动力学性质[57, 66-70]，这为以后在大型储存环上通过激光冷却实现有序束以及结晶束，并且研究其特性提供了很好的参考。

到现在为止，在储存环上的激光冷却重离子实验在多个方面取得了进展，主要包括：

- （1）通过两束激光的激光冷却获得了 Ordered 束流[52]；
- （2）使用一束激光和 RF-buncher 来冷却离子束[56]；
- （3）使用宽带激光获得相对的“White light”冷却离子束[71, 72]；
- （4）通过色散耦合实现离子束的横向冷却[63]；
- （5）研究了激光冷却过程中的离子束相空间密度限制因素[38, 73]；
- （6）在 PALLAS 上的激光冷却实现了三维结晶束[64, 65]；

当然在取得了这么多进展的同时，激光冷却还面临着很多挑战和有待解决的问题：

- （1）在相对论离子能量下还没有实现晶束；
- （2）对于激光冷却时的荧光探测效率不够，不能很好地利用荧光信号得到离子动量展宽等物理量；
- （3）激光冷却由于其冷却作用力的范围很小，且对离子束横向冷却不理想，需要电子预冷却，如何实现在没有电子预冷却的情况下直接利用激光对离子束进行冷却也是重要的研究对象，需要在以后的大型储存环上的激光冷却实验中进行检验。
- （4）到现在为止只冷却了个别的离子，对更多离子的冷却还有待于 FAIR

和 HIAF 等大型储存环的建成。

本文将主要讨论激光冷却储存环中的重离子束实验，并且给出我们近期在 CSRe 上开展激光冷却的测试性实验结果和在 ESR 上开展的激光冷却相对论能量的 C^{3+} 离子束的实验结果。这些实验研究都将对现有的激光冷却离子束的发展做出贡献，同时为在以后德国建设的大型储存环 FAIR 和中国建设的 HIAF 上的激光冷却实验以及高电荷态离子的激光精细谱学实验打下基础。

1.2 激光冷却离子束的研究现状

激光冷却从 1990 年在德国的 TSR 和丹麦的 Aarhus 上首次实现以来，世界上多个重离子储存环实现了对离子束的激光冷却，本小节主要介绍各个储存环上开展激光冷却重离子束的研究现状，包括 TSR, Aarhus, PALLAS, ESR, S-LSR, 以及 CSRe 的情况。

1. TSR—MPIK—Germany

TSR (Test Storage Ring) 是国际上最早开展激光冷却储存环中的高速离子实验的装置之一，它在整个激光冷却高速离子的发展过程中取得了很多重要的结果，特别是提出了一系列的新技术和新方法，并开展了实验研究。在 TSR 上开展激光冷却的示意图如图 1.1 所示。

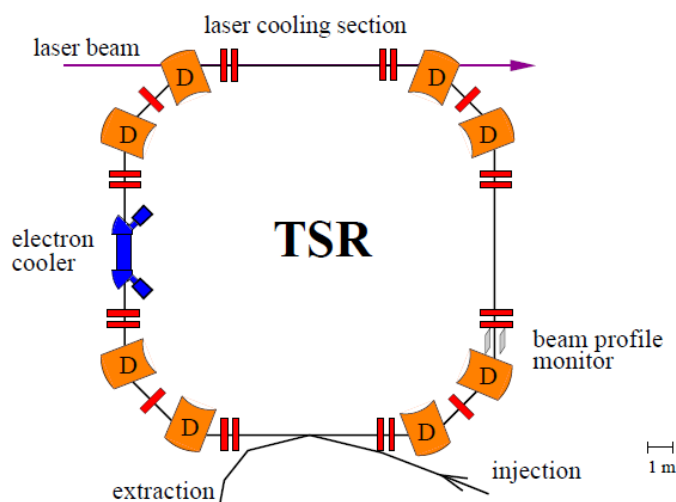


图 1.1 在 TSR 开展激光冷却实验的平面示意图[74]。

1990 年在 TSR 上首次开展了激光冷却储存环中的重离子实验研究，运用两束激光以及荧光探测技术成功实现了冷却能量为 13.3 MeV/u 的 $^7Li^+$ 离子束，使

得其纵向温度从 260K 冷却到 3K，从而开启了激光冷却储存环中高速离子束的实验热潮。1996 年在 TSR 研究了横向激光冷却机制，在对 ${}^9\text{Be}^+$ 的激光冷却中发现通过 IBS 可以把横向的动量展宽传递到纵向动量展宽中从而达到横向冷却的目的[61]。紧接着研究了白光（White Light）冷却高速 ${}^7\text{Li}^+$ 离子，发现得到的冷却效果超过了连续激光对离子束的冷却，得到了更高的纵向相空间密度[72]。在 1998 年开展了通过色散耦合（Dispersive Coupling）的方法直接进行横向激光冷却的研究，得到了非常好的效果[63]。同样，为了给激光冷却提供辅助力，TSR 也采用了不同的方法，例如绝热通道加速，以及感应加速等，这些方法都为以后的激光冷却实验提供了很好的经验和指导。

2. ASTRID—Aarhus—Denmark

ASTRID（Aarhus STorage RIng in Denmark）同样在九十年代初就开展了激光冷却储存环中的重离子实验研究。1991 用连续激光冷却 100KeV/u 的 ${}^7\text{Li}^+$ 离子，实现了离子束纵向冷却最低温度 1mK[50]。ASTRID 首次开展了利用一束激光和 RF-Cavity 压缩束流相结合的方法实现激光冷却实验，取得了非常好的结果，这种激光冷却压缩束流的方法不仅可以提供激光冷却中的辅助力，而且有回收离子的作用，有效地提高了离子束的密度为研究激光冷却离子束情况下的强耦合效应研究以及动力学研究提供了条件[56]。这种方法还有利于横向激光冷却，为以后在大型储存环上开展激光冷却相对论能量的离子束提供了很好的参考。2000 年，ASTRID 开展了高速摄像 CCD 配合激光冷却实验研究，发现 CCD 探测荧光有更好的效果，可以直接得出束流垂直面的两个方向的束流分布形状，可以实时地监测束流变化，从而为激光冷却离子束的横向动力学研究提供了条件[53, 75]。ASTRID 的激光冷却实验结构如图 1.2 所示，它和 TSR 类似都具有电子冷却，同样可以在其它三个直线段开展激光冷却实验的储存环。

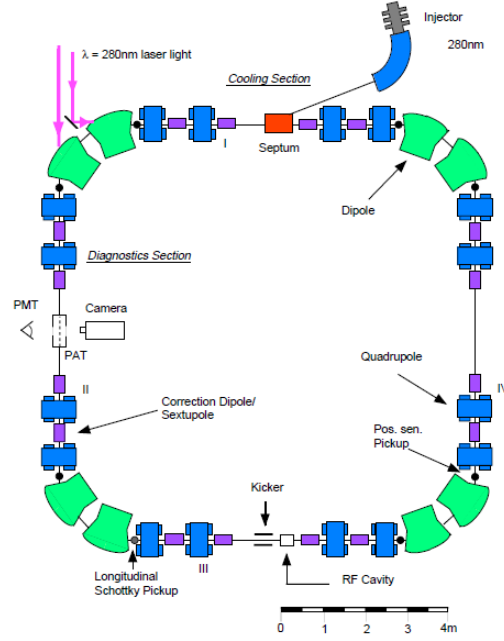
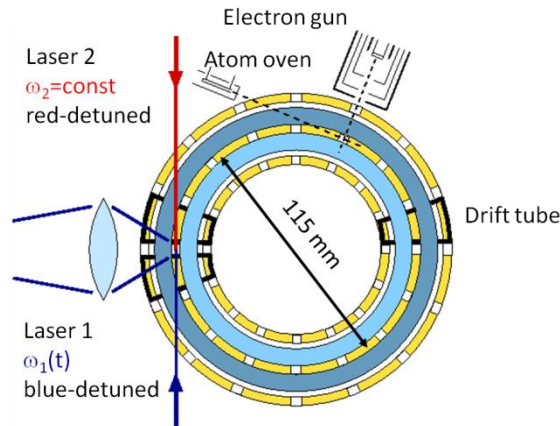


Figure 1: The ASTRID Storage Ring.

图 1.2 ASTRID 上开展激光冷却实验的平面图[76]。

3. PALLAS—LMU—Germany

PALLAS (PAuL Laser cooling Acceleration System) 是一个非常小的离子储存环, 如图 1.3 所示。在大型的储存环通过电子冷却和激光冷却相继实现结晶束失败之后, 在 PALLAS 上开展的激光冷却实验取得了很大的进展, 由于 PALLAS 的对称性高而且离子束的能量比较低, 而且便于操作, 在 2001 年 PALLAS 分别实现了对能量为 1eV 的 $^{24}\text{Mg}^+$ 离子束的连续束和压缩束的晶束[64, 65], 实验结果如图 1.4 所示。在 PALLAS 上采用的实验技术以及得到的实验结果为以后在大型加速器上实现结晶束, 同时研究束流动力学提供了很多的参照和经验。

图 1.3 PALLAS 激光冷却 $^{24}\text{Mg}^+$ 离子结构示意图[68]。

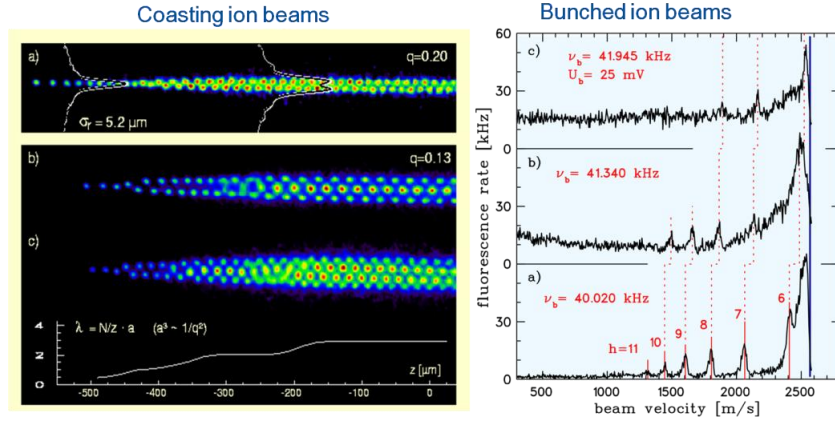


图 1.4 在 PALLAS 上激光冷却实验结果，分别对 $^{24}\text{Mg}^+$ 连续束（左图）和压缩束（右图）实现了晶束[64, 65]。

4. ESR—GSI—Germany

2004 年 ESR (E_xperimental S_torage R_ing) 上首次实现了激光冷却相对论能量的高电荷态重离子束[58, 59]。ESR 的结构和激光冷却示意图如图 1.5 (左图) 所示。利用一束经过倍频的氦离子激光器 (257nm) 结合 RF-buncher 实现了对在 ESR 上能量为 122MeV/u 的 $^{12}\text{C}^{3+}$ 离子束大范围的扫描冷却，得到纵向动量展宽是 $\Delta p/p \approx 5 \times 10^{-7}$ 。利用储存环上的诊断装置肖特基系统，深入研究了离子动力学特别是在势阱中的激光冷却离子的强耦合关联以及空间电荷主导的束流，如图 1.5 (右图) 所示[77]。这些实验都为以后在大型储存环上开展激光冷却高电荷态离子束的研究奠定了基础[78]。2012 年结合新的激光器以及新的储存环诊断装置和荧光诊断装置，在 ESR 上开展了新的激光冷却实验，实验结果将会在第五章中详细讨论。

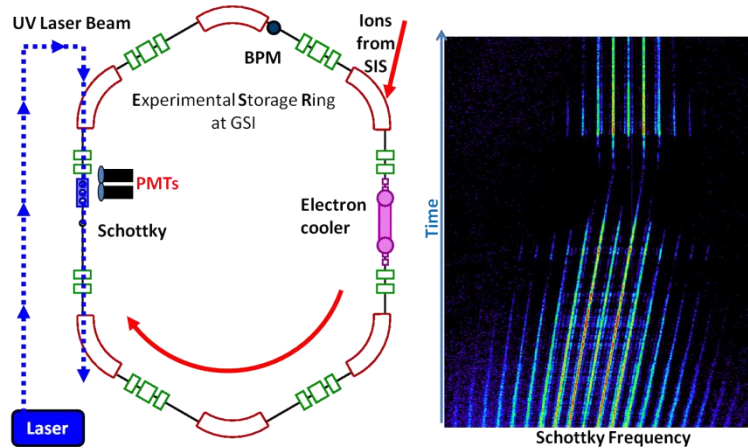


图 1.5 ESR 上激光冷却 C^{3+} 实验示意图以及实验中测量到的 Schottky 谱[60]。

5. S-LSR—ICR—Japan

S-LSR (Small-Laser-equipped Storage Ring—ICR) 位于日本京都大学, 于 2005 年建成并开展了激光冷却离子束的实验, 该储存环开展激光冷却实验的平面图如图 1.6 所示。S-LSR 开展了激光冷却 40KeV 的 $^{24}\text{Mg}^+$ 离子实验研究, 在实验中采用一束与离子束流同方向的激光和电子感应加速器来冷却离子, 对于 3×10^4 数量的离子实现冷却温度为 3.6K, 发现了离子数目与温度存在明显的联系, 这是由于 IBS 的作用使得横向和纵向耦合造成的[79]。接下来在 S-LSR 要进行的激光冷却实验主要是通过 3-D 的激光冷却来实现晶束, 并且在近五年开展了许多相关激光冷却的研究[80-83]。由于其在设计之初就考虑了电子冷却和激光冷却实现晶束需要的很多条件: 相对比较长的激光冷却和电子冷却作用区间、比较小的非线性磁场效应、非常小的束流准直误差和磁场误差、采用了六个周期的环形结构 (由于场地限制) 等等。而且在 S-LSR 上已经通过电子冷却实现了质子束的有序束[84-86], 这也为激光冷却实现结晶束奠定了基础。

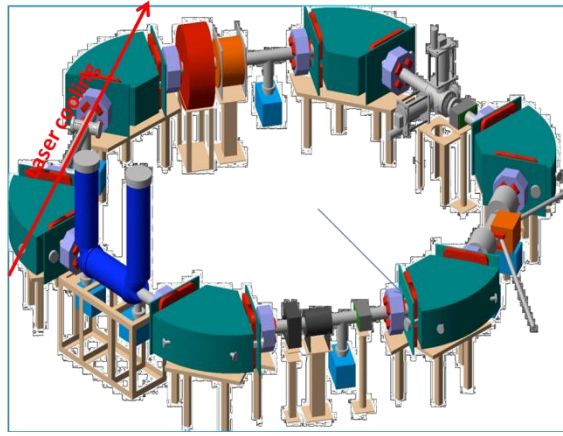


图 1.6 S-LSR 的结构以及激光冷却 $^{24}\text{Mg}^+$ 位置示意图[82]。

6. CSRe—IMP—China

CSRe (Experimental Cooler Storage Ring) 位于中国兰州, 正在准备开展激光冷却相对论能量的 $^{12}\text{C}^{3+}$ 离子束实验[87]。如图 1.7 所示, 一束激光在 CSRe 的直线段与离子束作用, 利用新安装的 RF-buncher 压缩离子从而实现对离子束的激光冷却。在没有激光条件下的测试性实验已经完成, 详细的测试结果和讨论将在第四章中给出。在 CSRe 上开展激光冷却重离子实验同时是为了在下一个大型储存环 HIAF 上开展激光冷却重离子束实验和激光精细谱学实

验做前期的准备。

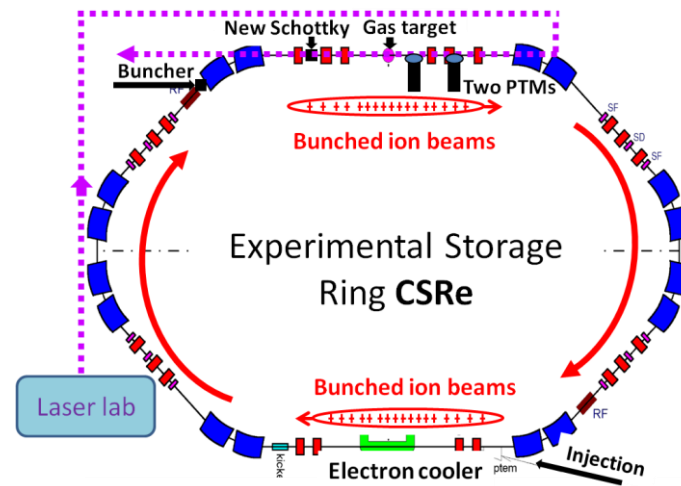


图 1.7 CSRe 上开展激光冷却相对论能量的 $^{12}\text{C}^{3+}$ 离子束实验示意图。

7. 激光冷却离子束研究现状的总结

从第一次在 TSR 和 ASTRID 上开展激光冷却高速重离子束的实验，到现在经历了 20 多年，其机制已经比较明确，实验技术也相对比较成熟，但是还存在很多的问题，例如激光冷却至今不能很好的解决离子束的横向冷却，而且迄今为止激光冷却的离子种类非常有限，这与激光冷却的机制有关，在高速储存环中激光冷却还没有实现最终目标晶束，如何能够使得激光冷却很好地工作，在三维方向上实现冷却技术的发展，并且配合核物理，高电荷态原子物理的实验等，这些都是以后有待解决的问题。

到现在为止在储存环中通过激光冷却只冷却了 $^6\text{Li}^+$ ， $^7\text{Li}^+$ ， $^9\text{Be}^+$ ， $^{24}\text{Mg}^+$ 和 $^{12}\text{C}^{3+}$ 等这几种离子，主要原因是受到储存环的能量以及现有激光器激光波长的限制，表 1-1 列出了已经在储存环中经过激光冷却的几种离子的各种相关实验参数。

表 1-1 在 TSR, ASTRID, PALLAS, S-LSR 和 ESR 上激光冷却各种离子的实验参数列表。

Ion species	$^6\text{Li}^+$	$^7\text{Li}^+$	$^9\text{Be}^+$	$^{24}\text{Mg}^+$	$^{12}\text{C}^{3+}$
Energy (MeV/u)	11.4	13.3	7.3	$\sim 10^{-6}$	122
Velocity (units of c)	0.064	0.064	0.042	$\sim 10^{-5}$	0.47
Number of Stored ions	$(0.1-1) \cdot 10^7$	$(0.1-1) \cdot 10^7$	$(0.1-1) \cdot 10^7$	10^6	10^8
Fraction of participating ions	10-30	10-30	100	100	100

(%)					
Saturation parameter S	1-100	1-100	0.1-3	1-15	1
Maximum laser force (eV/m)	0.0079	0.0079	0.079	2	3.8
Ion beam diameter (mm)					
uncooled	25	> 40	25	1	> 30
electron cooled	1.0	1.0	0.9		1-2
Longitudinal momentum spread					
uncooled	6×10^{-5}	6×10^{-5}	3×10^{-4}	10^{-5}	5×10^{-4}
electron cooled	9×10^{-5}	9×10^{-5}	6×10^{-5}		1×10^{-5}
laser cooled	1.1×10^{-6}	1.8×10^{-6}	9.7×10^{-7}	10^{-6}	3×10^{-7}
Longitudinal temperature (K)					
uncooled	170	200	2700	200	2000
electron cooled	390	400	130		100
laser cooled (minimum)	< 60	180	< 30	<100	10

对于现在已有的储存环来说,可以冷却的离子种类非常有限,即将在德国建成的 FAIR 和将要在我国建的 HIAF 将提供可以冷却更多离子的机会,表 1-2 列出了不同的储存环冷却不同离子束流种类的各种参数[43]。随着储存环加速能量的不断增加,可以用激光冷却的离子种类越来越多,这就可以弥补电子冷却在大型储存环上难以实现的困难。

表 1-2 不同储存环激光冷却的各种参数对照

	CSRe / ESR	PALLAS	S-LSR	TSR	SIS300
Circumference (m)	128.8	0.36	22.56	55	1080
Periodicity	2	900	6	2 (4)	~ 60
Tune	2.4	~ 60	2.07	2.8	~ 15
$\gamma(\gamma_{\max})$	1.13	1	1	1.001	~ 30
β	0.47	$\sim 10^{-5}$	0.006	0.041	0.9994
Ion species	$^{12}\text{C}^{3+}$	$^{24}\text{Mg}^+$	$^{24}\text{Mg}^+$	$^9\text{Be}^+$	$^{238}\text{U}^{92+}$
$h\omega_{\text{in}}$ (eV)	4.8	4.4	4.4	4.0	4.8
$h\omega_0$ (eV)	7.9	4.4	4.4	3.8	~ 280

$\hbar\omega_{out}(\Theta=0)(\text{eV})$	13.3	4.4	4.4	4.2	~ 19600
Lifetime (ns)	1.8	3.7	3.7	1.8	0.069
Cooling force (eV/m)	1.7	2.0	0.2	17	330000
Cooling time (ms)	1.9	1.0	1.5	1.9	0.25

1.3 有序束和结晶束

Wigner 在 1938 年首次提出金属中的电子可以形成库伦有序结构[88]，这种相变就被称为 Wigner 结晶体。Würker 等人在 1959 年首次在 Trap 中观察到了利用缓冲气体冷却高电荷态离子的库伦结晶体[89]。到 1980 年代中期，随着激光冷却技术的发展，Walther 小组和 Wineland 小组分别在 Paul trap 和 Penning trap 中实现了晶体[90-96]。这些工作为以后在储存环中实现结晶束打下了基础，并且给出了很多的经验。

对于在储存环上实现结晶束的实验研究，1980 年代 Novosibirsk 报道了在 NAP-M 储存环中利用电子冷却质子束时[97]，发现利用监测离子束动量分散的 Schottky 谱在离子束流强 10 微安时发生突然的变窄，意味着离子束动量展宽发生突然减小，与此同时 Schottky 的强度却保持不变，说明离子数没有减少，只是发生了类似相变的现象。V.V. Parkhomchuk 等人建议用有序束来解释这样的现象[98]。在接下来的二十年中，利用电子冷却和激光冷却在重离子储存环上实现有序束和结晶束是各种冷却技术发展的方向，在大部分重离子储存环上都开展了相关的研究。在离子束冷却过程中，相空间密度会越来越高，与此同时离子之间的库伦相互作用就不能忽视，变得越来越强，从而使得冷却后的离子束总的动力学集体效应变得越来越明显。在这种情况下，可以把一束冷却后的重离子束看作是单一成分等离子体（one-component plasma），因而可以用等离子参数定义它的特性：

$$\Gamma = \frac{E_{Coulomb}}{E_{therm}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Qe)^3}{a_{WS} K_B T} \quad (1.1)$$

上式表示相邻离子之间由于互相排斥而产生的 Coulomb 作用（ $E_{Coulomb}$ ）和所有离子热运动的温度（ E_{therm} ）的比值。对于各向同性的等离子体，其 Wigner-Seitz

半径定义为 a_{ws}

$$a_{ws} = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3} \quad (1.2)$$

其中 n 是等离子的空间密度。可以用等离子体参数 Γ 定义离子束的状态[47]，当 $\Gamma \ll 1$ 时，离子间的相互作用很弱，为热的等离子体；当等离子参数 $\Gamma \approx 1$ 时，等离子体就达到了强耦合的状态，即离子间的库伦作用能量和离子束的热运动能量接近，因为库伦作用力，两个具有微小速度差别的离子很难一个越过一个，这时候的离子束称为有序束（ordering beam）。当 $\Gamma \approx 2$ 时，分子动力学模拟显示，离子束显示出类似液态（liquid-like）的状态，离子之间的关联效应只在小范围内起作用。当 $\Gamma \geq 170$ 时，离子束就会发生相变，大范围的离子束关联效应就会发生，使得离子束形成有序的结构，可以形成锯齿形结构（zig-zag）、螺旋结构（helix）、壳层结构（shell）、甚至多壳层结构（multi-shell）[93]。

在储存环上实现结晶束大致包括三种类型的实验，在这里做简单的介绍和讨论。

第一种是利用激光冷却离子束有效地减小离子束的动量分散，在储存环上实现结晶束。主要工作包括在 1990s 年代 S. Schröder 等人在 TSR 上冷却 Li^+ ， Be^+ 和 J.S. Hangst 等在 ASTRID 冷却 Li^+ ， Mg^+ ，2004 年 U.Schramm 和 M. Bussmann 等在 ESR 上激光冷却 C^{3+} 以及在 2006 年 A. Noda 等在 S-LSR 冷却 Mg^+ 离子束。激光冷却实验实现了离子束的纵向温度被冷却到 1mK、两束激光冷却离子束、一束激光加另外一个辅助作用力冷却离子束、并且开展了横向激光冷却离子束实验研究。由于一些限制性因素例如对称性差，剪切力，束内散射等，在这些实验中都没有实现结晶束。

第二种是利用电子冷却离子束实现结晶束。由于高电荷态离子库伦作用力的增强，M. Steck 等在 ESR 上首先利用电子冷却实现了高电荷态离子有序束[99]，然后在 SIS 上[100-102]，H. Danared 在 CRYing 上也通过电子冷却实现了有序束[103-105]，分别冷却了 U^{92+} ， Pb^{55+} ， Au^{79+} ， Xe^{54+} ， Kr^{36+} ， Zn^{30+} ， Ni^{17+} ， Ar^{18+} 。这些有序束的特点是在实现有序束时，离子数特别少（ 10^3 ），离子之间的距离很远（10 cm），因此束内散射被很好地抑制，从而可以获得空前的低动量分散的离子束（ $5 \cdot 10^{-7}$ ），这样的离子束被很好地用在放射性束的质量测量实验中[106-108]。2007 年，A. Noda 等人在 S-LSR 上使用电子冷却获得了质子束的有序束[84, 85]。

但是同样到现在为止，没能够在储存环中利用电子冷却实现晶束。

第三种是 U. Schramm 等人在 PALLAS 上利用激光冷却 Mg^+ 离子束实现了结晶束[64, 65]。这个储存环完全不同于大型的储存环，其主要是利用电射频四极场对离子束的聚焦以及偏转，同时离子束的能量约为 1eV。通过这个装置，连续离子束和压缩离子束的结晶束实验得到了系统性的研究。

自从首次在 NAP-M 上观察到了有序束实验以来，与在储存环上实现有序束和结晶束相关的理论研究工作也获得了很大的进展。先是 Schiffer 和 Kienle 提出在储存环上利用电子冷却实现结晶束[45]，接着 Rahman, Schiffer, Hasse 以及 Habs 对在储存环上的圆柱型晶体束的结构等特性进行了模拟[46, 47, 109-115]，认为在储存环上实现结晶束是可行的。

特别是 M. Steck 在 ESR 上通过电子冷却实现了有序束后，R.W. Hasse 提出可以用液态的一维有序束来解释 ESR 上稀薄离子束的束内散射被抑制的实验结果，核心的内容就是只考虑相邻两个离子间的相互作用，他计算了相邻两个具有微小速度差的离子在运动过程中当互相接近时被反射的几率，提出了反射理论来解释 ESR 上一维有序束的结果，即离子想要越过下一个离子时会感受到库伦作用力而反射，那么在储存环中离子束就在各自的位置做振荡运动，而且没有大范围的关联，尽管离子束在横向可以有大规模的振荡，离子束的排布可以用图 1.8 说明。这个理论很好地解释了 ESR 上的实验结果。



图 1.8 在储存环中一维有序束的理论模拟结构。

与此同时，对于在 CRYring 上的有序束实验结果，H. Danared 提出一个模型[104]，即在储存环中分布的离子可以移动，直到达到一个平衡的最小位置从而使库伦排斥力和纵向的热运动作用互相抵消。这个模型很好地解释了 CRYring 上的电子冷却实现有序束的实验结果。

实验中发现由于储存环的聚焦，以及偏转和束内散射等影响，总是使得有序

的离子束受到加热效应，特别是随着离子束的冷却，束内散射对离子束的影响加重，从而难以实现结晶束。Toepffer 和 J. Wei 小组通过模拟得出，只要有足够的冷却效率，这样的加热机制可以被消除，实现结晶束[116]。J. Wei 还提出了在储存环上实现结晶束的必要条件，称为“maintenance conditions”[117]，为在大型储存环上实现结晶束提供了理论支持。H. Okamoto 等人提出了利用 RF-cavity 实现三维离子束激光冷却以及横向冷却的理论模型[83, 118-122]，这些理论工作都为在 S-LSR 上开展激光冷却实验指出了很多方向。

实现Coulomb有序结晶束的动机主要是希望获得最高相空间密度，最低动量展宽的离子束以及对其的应用。在储存环中实现结晶束比预想的各种阱中的离子晶体要复杂很多，尽管在离子阱中已经实现了不动的晶体和一维的等离子体，但是在离子储存环中实现结晶束需要在加速的参考系中描述，同时还必须考虑一些其他的参数，例如地心引力和离心力等，同时还有一些其他的加热机制需要考虑，这个在前面已经有所讨论。结晶束受到外部作用力和内部作用力的结合，导致对其很多的研究变得很复杂，但是对结晶束的研究还是提供了一些非常难得的机会和兴趣，如下所述：

- 在结晶束的状态，空间电荷主导的离子束达到了终极的空间电荷密度，因此实现这个状态以及对其主要性质的理解，加速器物理以及等离子体物理有普遍兴趣。
- 相变的特性以及液态和固态共存的可能性到现在为止还没有在实验中证实。
- 在这样的混合状态，对其的控制和可靠地操作非常重要。
- 实现最冷离子束的挑战推动整个离子束冷却技术的发展，例如电子冷却，激光冷却，以及共同冷却（sympathetic cooling）。同时也需要提高和发展相应的诊断设备，特别是对相对论能量的离子束的激光冷却可以延伸到更多、更重、更高电荷态离子束的激光冷却。
- 在储存环中结晶束的实现将可以非常精确测量离子束的旋转频率，同时会使得测量不稳定原子核质量达到前所未有的精度。
- 离子束动量展宽的减小也会提高测量原子内壳层的跃迁光谱分辨。
- 对于实现相变的离子束的碰撞实验，由于离子束具有非常高的相空间密度，因此可以大幅度的提高碰撞的亮度，特别是对于弱的放射性核束。

- 最后，实现结晶束的动机本身就是最大的挑战。

1.4 本论文的主要意义，内容和结构

激光冷却储存环中的重离子束是最有希望获得有序束和晶束的方法，特别是随着离子束能量的增高，激光与离子的共振散射作用力很快增大，这就大大提高了激光冷却的速率，从而为实现在下一代大型储存环上的激光冷却相对论能量的高电荷态重离子束提供条件。由于激光冷却的离子束具有空前高的相空间密度，所以通过激光冷却的重离子束开展相关的核物理和原子物理实验一直是科学家的梦想。本论文给出了 CSRe 上的激光冷却实验准备和 ESR 上的激光冷却实验结果，这些都为在下一代大型储存环 FAIR 和 HIAF 上开展激光冷却实验以及激光精细谱学实验奠定了基础。

本论文主要内容分为两部分，包括 CSRe 上激光冷却实验的准备以及测试性实验结果和 ESR 上开展的激光冷却 C^{3+} 离子束的实验结果。

为了在 CSRe 上开展激光冷却相对论能量的重离子束实验研究，我们在 2011 年 12 月利用 70MeV/u 的 $^{22}Ne^{10+}$ 离子束进行了测试性实验研究，该实验主要是对于新安装的 RF-buncher 系统和 Schottky 系统进行测试。实验得到电子冷却下离子束的纵向动量分散小于 1.6×10^{-5} ，并且观测到离子束经过电子冷却后与束内散射引起的加热效应的平衡过程。在实验中通过调节 RF-buncher 的频率和电压，利用新安装的共振 Schottky 系统[123]研究了电子冷却下压缩离子束的动力学[124]。同时利用 pick-up 对经过压缩的离子束的束团长度进行了测量。本次实验表明 CSRe 重离子储存环已经具备了开展激光冷却的条件，新安装的 RF-buncher 工作良好，能够为激光冷却实验中激光对离子的散射作用力提供辅助作用力；新安装的共振 Schottky 系统具有极高灵敏度，通过优化有望达到单离子响应，这为将来在 CSRe 上激光冷却过程中的离子束纵向动力学研究提供了非常好的条件。

2012 年 8 月我们在 ESR 上开展了激光冷却能量为 122MeV/u 的 $^{12}C^{3+}$ 离子束。在实验中使用一束连续可调的激光器冷却离子束，开展了没有电子预冷却和有电子预冷却情况下的激光冷却实验，并且对实验结果做了对比，同时对于连续束和压缩束的激光冷却过程进行了系统的研究，并且获得了如下的结果：

1. 利用一束四倍频频率大范围可调半导体激光和 R-F Buncher 冷却离子束，并

且在没有电子预冷却的情况下通过扫描激光频率实现了大范围动量的离子束冷却，实现了离子束纵向动量展宽小于 10^{-6} ，获得了空间电荷主导（Space-charge dominated）的离子束。

2. 利用新安装的极紫外荧光探测装置（两个光电倍增管，两个在真空中的 Channeltron）测量了激光冷却过程中的荧光信号，得到了很强的信号计数，这为更加精细地研究离子动力学提供了条件。
3. 通过对压缩离子束的束团长度（bunch length）和束团横向水平和垂直方向尺寸（bunch width）的测量，结合离子束流强测量能够首次给出激光冷却过程中的离子束密度，从而深入研究离子之间的强耦合效应以及离子束的相变过程。
4. 由于在本次实验中 ESR 同时存储了 $^{12}\text{C}^{3+}$ 和 $^{16}\text{O}^{4+}$ 两种离子，通过激光冷却 $^{12}\text{C}^{3+}$ 离子束来共同冷却（sympathetic cooling） $^{16}\text{O}^{4+}$ 也做了相应的尝试。

本文在后面的章节中的主要结构和内容如下：

第二章将主要介绍高电荷态重离子储存环的基本知识，并且简单介绍对各种离子束冷却技术的原理，最后介绍在大型储存环上实现高电荷态离子结晶束面临的挑战。

第三章主要介绍离子储存环 CSRe 和 ESR， $^{12}\text{C}^{3+}$ 离子束的产生以及在混合离子束中的比例测试，详细讨论储存环上的诊断装置的原理以及在 ESR 上开展激光冷却实验的荧光探测系统和数据获取系统。

第四章详细介绍在 CSRe 上的激光冷却实验的各项准备情况，并且给出在 CSRe 上开展的激光冷却实验的测试性实验结果，主要是利用新安装的共振 Schottky 系统对于压缩束的动力学研究，包括 Schottky 谱的详细分析，以及离子在压缩束形成的压缩势中的同步频率的讨论。

第五章主要给出在 ESR 上开展的激光冷却相对论能量的 C^{3+} 离子束的实验结果。

第六章是总结和展望，总结了现阶段激光冷却储存环上的重离子束得到的实验结果，并且对以后在 FAIR 和 HIAF 上开展激光冷却和精细激光谱学实验做出了展望和讨论。

第二章 离子束的储存和冷却

存储并提供高品质的离子束流一直是加速器物理,以及各种精细物理实验的需求,例如原子物理、核物理、等离子体物理等等。高品质的离子束流意味着束流的直径和发射度以及能量分布要小,而只有利用各种束流冷却技术达到这个目的。本章将简单介绍储存环的基本概念和各种束流冷却技术的原理,并且讨论离子束的加热机制,最后介绍在储存环上实现有序束和晶束的条件。

2.1 离子储存环

1919 年卢瑟福利用天然的阿尔法源实现了人工核反应,开启了粒子加速器的发展。到目前为止,粒子加速器的种类主要有:直线加速器(Linear Accelerator),回旋加速器(cyclotron)以及同步加速器(Synchrotron)等等。可以加速的粒子包括正负电子,质子,以及 C, O, Pb 等重离子等等,由于本论文只涉及对重离子束的讨论,所以在后面的章节中将主要介绍与重离子相关的加速器和冷却技术。随着实验技术的不断发展和实验精度的不断提高,越来越需要高品质的束流来满足实验的需要。特别是与高电荷态重离子相关的核物理和原子物理实验,发射度低的经过冷却的束流是实验成功的基础,在此前提下,世界各地建设了一批重离子冷却储存环,其主要的优点是:可以加速重离子束,同时可以冷却重离子束,可以在储存环中进行内靶实验,并且可以引出束流开展等离子体物理、外靶实验、材料科学、以及重离子治癌等方面的研究。

2.1.1 离子储存环基础

储存环就是一个让带电的粒子束在其中做循环运动的设备,粒子可以为电子,质子,重离子,反质子以及负离子等等。一个电荷为 Qe 的带电粒子,在电场强度和磁感应强度分别为 $\vec{E}$ 和 $\vec{B}$ 的电磁场中运动,则其受到的作用力可以表示为:

$$F = \frac{d\vec{p}}{dt} = Qe(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

其中 $\vec{p} = m\gamma\vec{v}$ 是带电粒子的动量, $\vec{v}$ 是带电粒子的速度, m 为粒子的静止质量, γ 为 Lorentz 因子, 可以表示成:

$$\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2} = 1/\sqrt{1-\beta^2} \quad (2.2)$$

其中 c 为光速, β 为粒子速度和光速的比值。

电磁场满足 Maxwell 方程, 在真空中 Maxwell 方程的表达式 (微分方程) 为:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho(\vec{r}, t) \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0 \\ \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (2.3)$$

式中 ρ 和 $\vec{j}$ 分别是电荷与电流密度, Maxwell 方程的积分形式为:

$$\begin{cases} \int \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \int \rho dV \\ \int \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \\ \int \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\int \vec{B} \cdot d\vec{S} \\ \int \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \int \vec{j} \cdot d\vec{S} + \frac{1}{c^2} \int \vec{E} \cdot d\vec{S} \end{cases} \quad (2.4)$$

其中 l , S 和 V 分别为线元, 面积元和体积元。可以从上式看出, 第一式即为高斯定理, 表示电荷 Qe 为电场 $\vec{E}$ 的电力线的起源, 第二式表示磁场 $\vec{B}$ 的磁力线没有起点也没有终点, 第三式为电磁感应的法拉第定律, 第四式则为包含了位移电流贡献的安培定理。在储存环中运行的离子束完全满足上述的电磁场方程, 可以用其作为理论基础。

2.1.2 Liouville 定理

对于一个包含很多粒子的动力学系统, 清楚地知道每个粒子的初始位置和动量是不可能的。所以统计的描述这个系统的行为就变得很必要。对于一个有 N 个粒子的系统, 通常用带电粒子的位置 $q_i (i=1, 2 \cdots N)$ 和速度 $\dot{q}_i (i=1, 2 \cdots N)$ 表示该

粒子在某一时刻 t 的状态， N 是系统的自由度维数。相空间密度分布 ρ 则可以定义为：

$$\rho(q, \dot{q}, t) dq d\dot{q} \quad (2.5)$$

其中 $dq d\dot{q} = \prod_i dq_i d\dot{q}_i$ 给出了在 t 时刻，在体积 $dq d\dot{q}$ 内粒子出现的几率。Liouville 定理定义了相空间密度在粒子的轨迹内是个常数，需要注意的是带电粒子之间的库伦相互作用力是保守作用力，甚至可以忽略，所以不会影响在 $6N$ 维相空间密度 ρ 。从而，Liouville 定理可以表示成[125]：

$$\frac{df}{dt} = 0 \quad (2.6)$$

其中 f 是相空间密度的函数。如果考虑到带电粒子之间的相互作用力，这个公式就在实际应用中却没有多少价值，特别对于结晶束，离子之间的相互作用力已经占有支配地位，这时最好的方法就是假定带电粒子的密度在某一个特定的时间尺度内是常数。如果考虑带电粒子之间的相互作用，Liouville 定理则可以表示为：

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_r f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \nabla_v f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collisions}} \quad (2.7)$$

其中 $\vec{F}$ 包括了所有的外部作用力和束流自身的电磁场引起的作用力，也就是带电粒子组成的系统在传输过程中相空间密度是常数，即束流所占据的相空间体积不增大也无法压缩。在储存环中，需要考虑束流的横向速度分布，离子束密度以及色散函数等内容。如果粒子在各个自由度上的运动相互独立，或者说是某几个自由度的组合之间相互独立，则 Liouville 定理在各个自由度或者几个自由度组合之内成立。处理束流相空间问题时，就可以分别讨论每个自由度上或者某几个自由度组合的投影子空间内相图的演化，束流在传输过程中，这些投影到子空间内的相面积也分别守恒。Liouville 定理是研究束流相空间冷却的基础。

2.1.3 横向限制

离子束在储存环中运动，在纵向主要是加速或者减速作用，而在横向主要是限制作用，其中四极磁铁主要用来聚焦或者散焦（FODO），二极磁铁则主要用于偏转束流，六极磁铁等主要是微调粒子束的轨道。这里讨论对于离子束的横向

限制，主要是四极磁铁的作用效果。

离子在储存环中的初始位置与理想化的闭合轨道不同时，就会相对于参考轨道有一个横向的振荡，称为 **betatron** 振荡，这个运动也称为 **betatron** 运动[40]。因为储存环有交替梯度结构，**betatron** 一般不是严格的谐次振荡。离子在横向的 **betatron** 运动（用一个平面说明问题），其相对于理想轨道的横向位置用 x 表示，纵向位置用 s 表示， dx/ds 则为相对理想轨道的角度。离子的运动方程可以写为：

$$\frac{d^2x}{ds^2} - K_x(s)x = 0 \quad (2.8)$$

其中 $K_x(s)$ 是在储存环 s 位置的聚焦（或者散焦）的因子。粒子束在 y 平面的运动也可以写出类似的方程。 K 主要取决于四极铁的作用力，有如下特性：

$$K_x(s) = -K_y(s) \quad (2.9)$$

对于单个离子的 **betatron** 运动，可以写为：

$$x_j(s) = \sqrt{\varepsilon_{jx}\beta_x(s)} \cos(\Psi_x(s) + \delta_j) \quad (2.10)$$

其中函数 β_x 是离子在横向运动的包络函数，是由四极铁的作用力和位置决定的，它在储存环的一圈中是周期函数。 Ψ_x 代表 **betatron** 的相移，可以写为：

$$\Psi_x(s) = \int_0^s \frac{ds}{\beta_x(s)} \quad (2.11)$$

β_x 和 Ψ_x 决定了加速器的特性，而 ε_{jx} 和 δ_j 则由给定离子最初的条件决定，其中 ε_x 定义为粒子束的发射度。一个离子经过储存环一周的振荡周期数就是 **tune**，水平和竖直方向的 **tune** 分别用 Q_x 和 Q_y 表示。**Tune** 和相位提前的关系可以写为：

$$Q_x = \frac{1}{2\pi} \Psi_x(C) = \frac{1}{2\pi} \int_0^C \frac{ds}{\beta_x(s)} \quad (2.12)$$

对于四极磁铁而言，它会产生一个与离子速度相关的作用力，因此储存环的 **tune** 就是离子动量的函数，如果只考虑一阶效应，则储存环的色品（**Chromaticity**） ξ 定义为：

$$\Delta\xi = \xi \frac{\delta p}{p} \quad (2.13)$$

储存环的色品可以通过在非零色散区域利用六极磁铁加以校正。对于相对于设计动量 p_0 有一定动量偏差 Δp 的离子，由于betatron振荡则会相对于设计轨道有一个轨道偏移，可以写为：

$$\Delta x = D(s) \frac{\Delta p}{p_0} \quad (2.14)$$

其中 $D(s)$ 是储存环的色散函数，可以写为：

$$D(s) = \frac{\sqrt{\beta_x(s)}}{2 \sin(\pi Q_x)} \int_s^{s+C} \frac{\sqrt{\beta_x(t)}}{\rho} \cos(\pi Q_x - |\Psi_x(t) - \Psi_x(s)|) dt \quad (2.15)$$

储存环的动量压缩因子 α 用来定义粒子相对轨道长度的改变和相对动量改变的比值，写为：

$$\alpha = \frac{\Delta C}{C} \bigg/ \frac{\Delta p}{P} = \frac{1}{C} \int_0^C \frac{D(s)}{R(s)} ds \quad (2.16)$$

而相对应的回旋频率 f_{rev} 的改变则可以表示为：

$$\frac{\Delta f_{rev}}{f_{rev}} = \eta \frac{\Delta p}{p} \quad (2.17)$$

其中的滑移因子 η 可以写为：

$$\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \alpha = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_t^2} \quad (2.18)$$

其中 γ_t 是加速器的特征参数，决定了离子束能量（ $E = m_0 c^2 \gamma$ ）的增加是否引起回旋频率的增加（ $\gamma < \gamma_t$ ），或者相反（ $\gamma > \gamma_t$ ）。

表2-1 给出了不同的储存环的参数，包括周期性（Periodicity） P ，tune Q ，平均色散（mean dispersion） D_0 和典型离子束以及能量[43]。这些参数基本决定了储存环的大部分性能，特别是对于电子冷却和激光冷却所能达到的最终结果（后面会有详述）。其中各个储存环分别为TSR（MPI-K，海德堡，德国），Astrid（ISA，奥尔胡斯，丹麦），激光冷却储存环中的重离子束首次在这两个储存环上实现，

ESR (GSI, 德国) 和CRYring (MSL, Sweden) 以及S-LSR (Kyoto, 日本) 和CSRe (兰州, 中国)。这几个储存环研究了很多与电子冷却高电荷态离子以及质子相关的工作。PALLAS (Munich, 德国) 是第一个用激光冷却实现结晶束的低能储存环。SIS300 (FAIR, 德国在建), RHIC (Brookhaven, 美国) 和LHC (CERN, 瑞士) 都是大型储存环, 能够提供很高能量的粒子束, 同时结构和Lattice也有比较高的对称性。

Storage ring	C (m)	P	Q	Q/P	D ₀ (m)	E (ion)
TSR	54	2/4	2.8	1.4	1	7.3 MeV ($^9\text{Be}^+$)
Astrid	40	4	2.3	0.58	1.5	99 keV ($^{24}\text{Mg}^+$)
CRYring	52	6	2.3	0.38	1.5	i.e. 7.5 MeV/u Xe^{36+}
ESR	108	2	2.3	1.15	3.5	i.e. 400 MeV/u $^{238}\text{U}^{92+}$
S-LSR	21	6	1.4	0.23	1.7	30 keV ($^{24}\text{Mg}^+$)
CSRe	128	2	2.4	1.2	3.7	~ 70 MeV ($^{22}\text{Ne}^{10+}$)
PALLAS	0.361	800	60	0.08	1.6×10^{-4}	~ 1 eV ($^{24}\text{Mg}^+$)
SIS300	1080	57	15	0.3	1	35 GeV/u
RHIC	3834	90	30	0.3	0.7	100 GeV/u
LHC	27000	184	60	0.3	1.2	7 TeV/u

2. 1. 4 离子束温度

温度的定义有两种: 热动力学定义和统计物理学定义。在统计物理中, 物体宏观的温度概念被解释为一个热动力学系统中粒子的每个自由度的平均能量, 从而温度就被定义成为一个系统中的表示性质的量。温度的定义在不同的系统中有不同的含义, 对于固体而言, 原子偏离平衡位置的振动能量体现了这个系统的温度; 对于理想的单原子气体而言, 温度体现在它们的运动能; 对于气体中的分子, 其振动和转动能量也体现了物体的温度。

对于单位体积内的分子运动来讲, 假设这些分子的运动是一维的, 就是在一个方向上的运动, 那么这些分子的速度为麦克斯韦尔分布,

$$f(v) = A \exp(-\frac{1}{2}mv^2 / KT) \quad (2. 18)$$

其中 v 是分子的速度, K 是玻尔兹曼常数, T 为分子的统计学温度。其中 $f(v)$ 是速度位于 v 到 $v+dv$ 之间离子束的概率。这样的话, 分子的速度呈现的麦克斯韦尔分布, 如果站在分子上看的话, 假设这个分布的中心的分子速度为 0, 那么这个分布的分子的平均动能就是(一维的):

$$E = \frac{1}{2}KT \quad (2.19)$$

如果把一维的展开为三维的, 那么也容易得到:

$$E = \frac{3}{2}KT \quad (2.20)$$

这样就得到一个很有趣的意义, 这里的平均动能是假设分子的中心速度为零的, 这就是统计学上温度的概念, 但是同样可扩展到其它的坐标系和系统。因为在理想分子气体中, 分子在各个方向上的速度分布是一样的。实际上分子或者储存环中的离子在纵向和横向受到的力不同, 离子的速度分布是不一样的, 这样也就造成了离子束的纵向温度和横向温度的差别。

对于储存环中离子束的温度主要包括两个方面, 纵向温度和横向温度。其中纵向温度主要和离子束的纵向动量展宽相关, 横向温度则主要是由束流的横向发射度决定。定义束流的温度和它的速度展宽相关, 如下式所示:

$$\begin{aligned} \frac{3}{2}k_B T &= \frac{1}{2}m \langle v^2 \rangle \\ k_B T_x &= m \langle v_x^2 \rangle \\ k_B T_y &= m \langle v_y^2 \rangle \\ k_B T_z &= m \langle v_z^2 \rangle \end{aligned} \quad (2.21)$$

其中 k_B 是 Boltzmann 常数, m 是离子的质量, T_x , T_y 和 T_z 代表束流不同的三个方向的温度, 它们都和束流在与它们相对应的速度分布相关。离子束的纵向温度和横向温度可以表示为:

$$k_B T_{\parallel} = mv_0^2 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \quad (2.22)$$

$$k_B T_{\perp} = \frac{1}{2}mv_0^2 \gamma^2 (x_{rms}^2 + y_{rms}^2) \quad (2.23)$$

其中 x_{rms}^2 和 y_{rms}^2 分别为离子束的横向发射, 大约 $1\text{eV}=11600\text{K}$ 。

激光冷却离子束的目的就是增加离子束的相空间密度, 减小其发射度, 获得

高质量的离子束流，同时可以结合激光与离子束的作用，对离子的精细谱学进行研究。

2.2 离子束的冷却

束流冷却就是减小离子束的动量分散。离子束的冷却是提高束流质量最重要的一种方法，同时可以提高束流在储存环中的寿命，得到高相空间密度和高亮度的离子束流。

根据 Liouville 定律，如果仅仅使用保守作用力的话，离子束的相空间密度是一个常数，就不会有冷却效果，所以冷却离子束就需要提供一个与离子束速度相关的作用力，而这个作用力还需要对相对速度慢的离子加速，相对速度快的离子减速。到现在为止，对储存环和阱中的离子进行冷却方法主要有四种：随机冷却，电子冷却，激光冷却和共同冷却。感应冷却主要用在同步辐射电子储存环中 [126]，这里不作介绍。随机冷却和电子冷却已经广泛的应用于不同的离子储存环，随机冷却主要是利用离子的感应反馈信号作用对离子束实现冷却。电子冷却则是利用比较冷的电子束与离子束共束，通过离子与电子之间的库伦相互作用力使得离子束电子束温度最终达到平衡。激光冷却由于受到冷却离子种类的限制只在很少几个储存环中开展了实验，基本原理为激光与离子的某一个能级跃迁发生共振从而对离子束感受到激光束的共振散射作用力，如果再有一个辅助力的作用，可以对离子束进行冷却。共同冷却和电子冷却类似，是利用库伦作用力用已经冷却后的离子冷却另外一种离子的过程，共同冷却在储存环中是一个新的课题，但是已经在离子阱中有了很大的进展，冷却了很多种离子 [127, 128]。本小节主要讨论以上四种冷却方法的基本原理以及应用范围。

2.2.1 随机冷却

随机冷却是用一个宽带反馈系统对束流进行衰减，位于束流上游的探测器探测到与粒子偏差成正比的电子学信号，这一输出信号经过放大滤波系统后被加到下游的冲击器上，粒子在冲击器上得到正比于偏差的校正，从而达到冷却的目的。随机冷却可以用于粒子储存环任意能区的冷却，它对于降低束流尺寸及能散，提高束流强度和亮度，得到高品质的束流有重要意义。随机冷却特别对大动量分散，

大发射度，粒子束少的热束流冷却有效。

随机冷却总的来说就是采用一个收集系统（pick-up）来采样，然后用一个 Kicker 来校正束流的运动。随机冷却比较适合于电子冷却的预冷却从而减少冷却时间，特别是对放射性核素和一些碎片离子的冷却比较有效。随机冷却和其它运用到加速器上的冷却系统不同的是，它是对束流中的个体离子作用，而不能对整个束流产生作用，但是经过一个相对较长的过程每个离子的消散力（阻尼力）就传递到其它的离子中。

其核心的原理就是，每个离子都有一个相对的非常小的运动频率差，这样产生的力是随机的，因此合力为零。对于每一个离子的冷却就相当于阻尼力的作用，这对整个系统是线性的，平均结果是零，但是会产生一定的散射力。随机冷却已经被很多储存环都采用，CSRe 的随机冷却装置也在建设中。

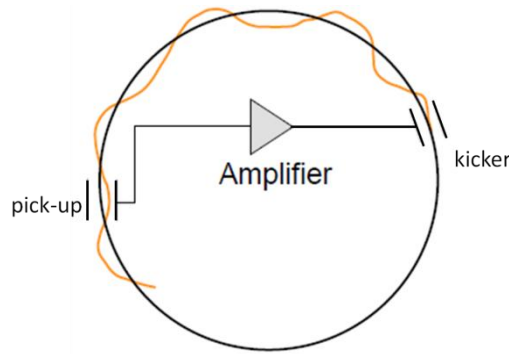


图 2.1 储存环中的束流随机冷却示意图

图 2.1 给出了束流随机冷却示意图，束流通过探测器时感应一个正比于束流横向偏离的信号，此信号经放大后驱动称为冲击器的一套偏转板，冲击器在横向对束流施加电场力。通过选择电缆及放大器的延迟时间，可以使粒子及其在探测器上产生的信号同时到达冲击器，亦即使偏差与校正一一对应。对于横向 Betatron 冷却，探测器和冲击器间距应为四分之一自由振荡波长的奇数倍，这样探测器处中心位置的正向变化转化为冲击器处负的平均速度，从而把粒子偏转一个正比于粒子位置偏离的角度。经过优化的随机冷却的冷却时间可以写为：

$$\tau = \frac{N}{2W} \quad (2.24)$$

其中 W 是带宽， N 是粒子个数。随机冷却典型的带宽为 GHz，所以对于 10^9 个粒子数的冷却时间大约为 1 秒。对于随机冷却详细的描述可以参考[129-131]。

2.2.2 电子冷却

电子冷却已经有了将近 40 年的历史，最早由 Budker 于 1966 年提出[132]，它是基于储存环中的有一定速度分布的离子通过与温度很低的电子束（能量分布很小）的库伦相互作用把能量转移到电子束流上，从而达到束流冷却的效果，如图 2.2 所示。为了开展各种精细的实验，电子冷却几乎被用到所有的重离子加速器上，文献[133]中详细介绍了电子冷却的发展和面临的问题。这里只简单介绍电子冷却的基本原理。

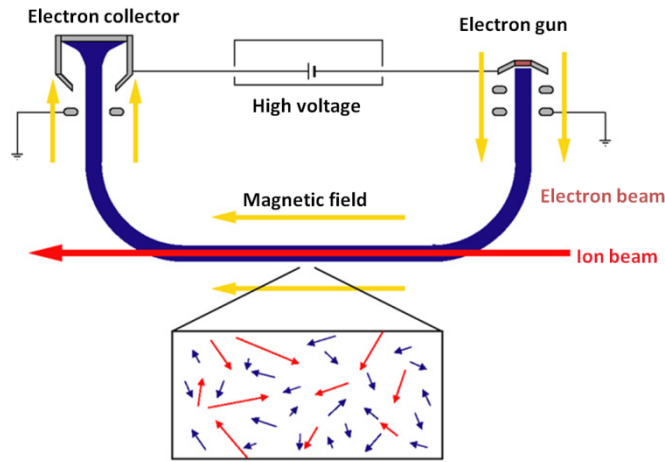


图 2.2 在重离子储存环上电子冷却的示意图。

电子冷却重离子束时，在电子束运动的坐标系中不同速度的离子感受到的库伦作用力不同，可以写为：

$$\bar{F}(\bar{v}_{ion}) = \frac{(Qe)^2 e^2 n_e}{4\pi\epsilon_0^2 m_e} \int L_C(\bar{v}_{rel}) \frac{f(\bar{v}_e) \bar{v}_{rel}}{v_{rel}^3} d^3 v_e \quad (2.25)$$

其中 n_e 是电子密度， $f(\bar{v}_e)$ 是电子束的速度分布函数， $\bar{v}_{rel} = \bar{v}_{ion} - \bar{v}_e$ 是离子和电子的相对能量， m_e 是电子的质量， $L_C(\bar{v}_{rel})$ 是最大碰撞参数和最小碰撞参数的库伦指数比率。可以用图 2.3 来表示电子冷却力随着电子与离子相对速度变化的趋势。

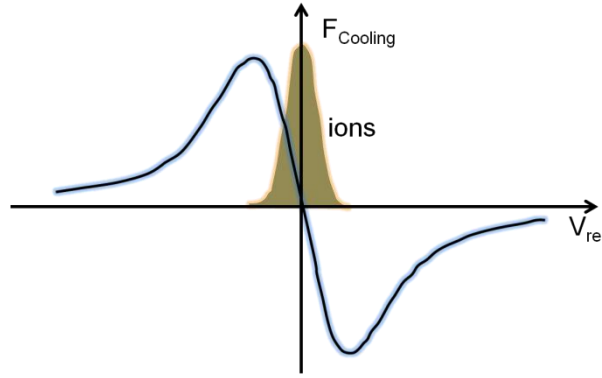


图 2.3 电子冷却力与离子与电子相对速度的示意图。

而电子冷却的时间可以表示为：

$$\tau \sim \frac{\gamma^2 m_e m_{ion}}{n_e (Qe)^2} \quad (2.26)$$

其中 m_{ion} 是被冷却的离子的质量，典型的电子冷却时间为秒量级。但是当电子把离子束冷却到很低的温度时，离子束的密度变大，离子之间受到了 IBS (Intrabeam Scattering) 的加热效应，而且随着离子数量的增大这种效应呈指数增长，特别是对于高电荷态离子加热效应更加严重，就使得进一步冷却提高束流质量受到一定限制。

2.2.3 激光冷却

当原子或者离子与激光共振作用吸收一个光子就会使原子的动量变化，处于激发态的原子通过自发辐射放出光子后动量也会变化，但是由于吸收的光子是同方向的，自发辐射却是各向同性的，因此自发辐射产生的平均动量变化为零，平均下来原子或者离子就会感受到激光方向的作用力。

$$\begin{aligned} \Delta m v &= \hbar k \\ \Delta v &= \frac{\hbar k}{m} \end{aligned} \quad (2.27)$$

其中 m 是原子的质量， Δv 是原子速度的微小变量。也可以图 2.4 所示：

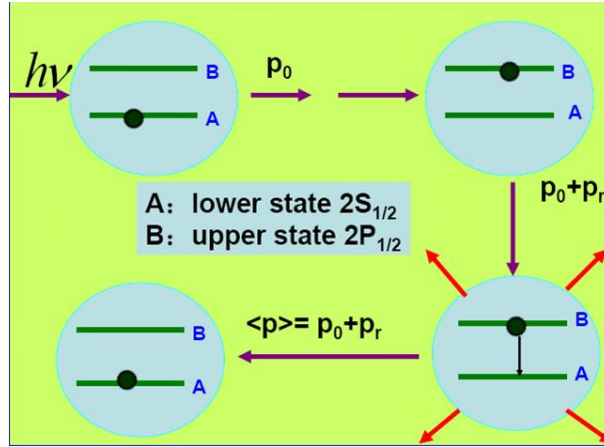


图 2.4 激光与原子或者离子的作用过程示意图。

对于激光冷却储存环中的相对论能量的重离子束，特别需要考虑多普勒效应（Doppler effect）。具有一定速度的离子的能级差会发生多普勒效应，共振频率会有一个位移，辐射力又具有共振特性，因此，要共振冷却离子束激光波长需要考虑多普勒移动

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{(1-v/c)\gamma} \quad (2.28)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \quad (2.29)$$

只有符合这个频率的激光才能对离子产生作用力。以在 ESR 上冷却相对论能量的 C^{3+} 离子为例，离子束的能量为 122MeV ($\beta = 0.47, \gamma = 1.13$)，在这个能量点采用跃迁能级为 $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ，离子静止坐标系下的跃迁波长为 154.82 nm，上能级的寿命为 3.8ns，由于多普勒效应计算出实际需要的激光的波长为 257.36nm，如图 2.5 所示，为类锂类钠离子的激光冷却光子跃迁能级图。

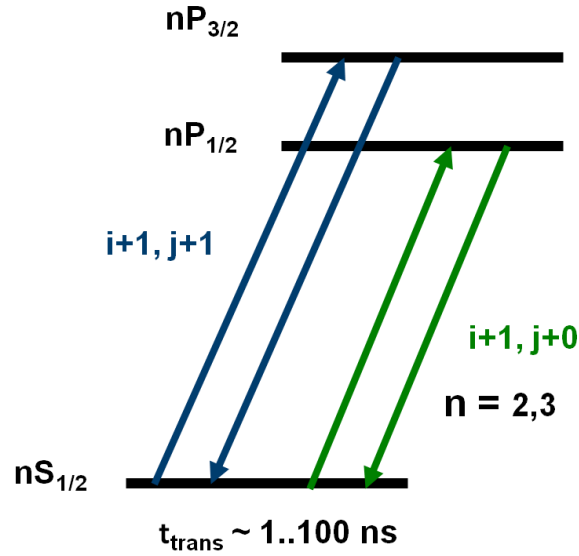


图 2.5 类锂和类钠离子束跃迁的能级示意图。

对离子束的激光冷却作用力主要由两方面的因素决定：每次共振作用的动量转移 $\hbar k$ 和散射率。而后者就相当于共振激发的几率：

$$L(\omega, S) = \frac{1}{2} \frac{S(\Gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2(1+S)} \quad (2.30)$$

其中 $\Gamma = 1/\tau$ 表示洛伦兹线性的自然线宽， ω_0 是离子能级的共振跃迁频率， ω 是激发频率。激光冷却的饱和参数定义为：

$$S = \frac{I}{I_s} = \frac{I}{(\hbar \Gamma \omega_0^3)/(12\pi c^2)} \quad (2.31)$$

其中 I 是激光的实际强度， I_s 是饱和强度，那么 $S=1$ 则代表有大约 25% 的离子处于激发态。由于需要考虑多普勒效应，很容易得出激光冷却作用力与离子束的速度相关，可以写为：

$$F(v) = \frac{1}{2} \hbar k S \frac{(\Gamma/2)^2}{(\delta - vk)^2 + (\Gamma/2)^2(1+S)} \quad (2.32)$$

其中 $\delta = \omega - \omega_0$ 代表激光与共振跃迁的调谐， $k = 2\pi/\lambda$ 是吸收光子的波数。激光冷却作用力如图 2.6 所示，可以看出激光作用力的作用范围很小 (10^{-8})，只对非常窄的速度分布的离子可以有作用。

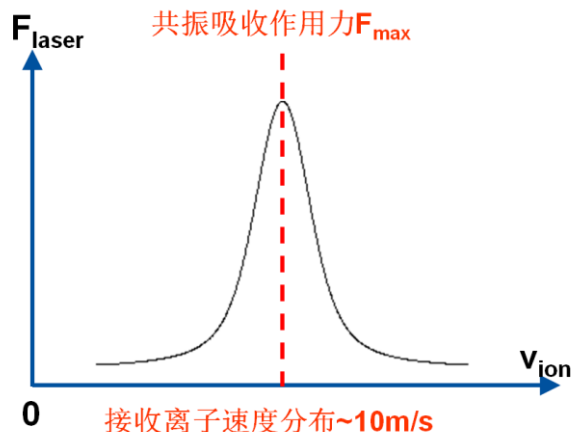


图 2.6 激光冷却作用力随着离子束速度的变化。

Doppler 冷却原子和离子是一样的原理，都存在一个 Doppler 极限，这个极限是由于在激光冷却原子或者离子时，跃迁能级都有一定的宽度，而这个宽度就意味着，可以吸收的光的频率有个范围，或者在一定波长的光的作用下，这个能级的宽度，就是原子或者离子吸收这个光子后，获得的能量展宽导致原子或者离子能量展宽的极限，称为 Doppler 极限为 $kT_D = \hbar\Gamma/2$ 。

使用激光冷却存储环中的重离子束团时，对激光的要求最主要有以下几点：

- (1) 激光稳定性。因为激光频率的抖动会对离子束产生加热效应，影响到冷却效果；
- (2) 激光共振性。激光的频率要符合需要冷却的离子的能级机构，能形成激发—辐射—退激，这样的二能级循环；
- (3) 激光功率要适合。即激光的能量要足够激发足够多的离子，但是由于有饱和效应，并不是激光功率越大就越好；
- (4) 激光的带宽要适合。宽的带宽可以冷却更大速度展宽的离子，窄的带宽可以使得最终冷却的离子束温度更低；

接下来讨论激光冷却储存环中的重离子束时离子束的纵向冷却和横向冷却以及脉冲激光冷却重离子束。

连续束激光冷却：一束激光与离子束共振作用，如果激光束方向和离子束方向相同，则激光只能对离子束进行加速，如果激光束与离子束方向相反，则激光只能对离子束进行减速。所以要对离子束的冷却，就需要一个对离子束额外的作用力，或者说是相对于激光冷却作用力的辅助作用力，从而部分抵消激光冷

却作用力而形成稳定工作点。

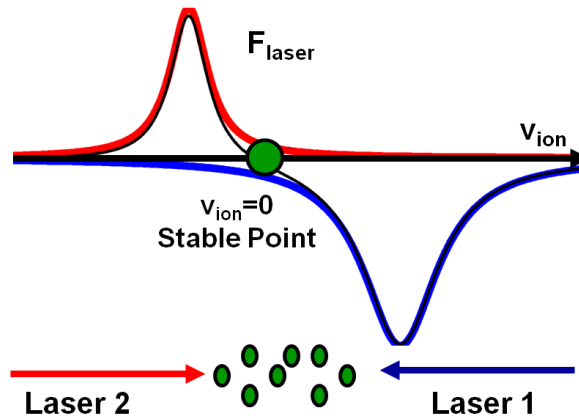


图 2.7 两束激光对离子束的冷却示意图。

如图 2.7 所示，两束方向相反的激光冷却作用力会形成一个稳定点，在这个位置离子束受到的加速或者减速作用力为零。与此同时，还可以通过调谐这两束激光的频率冷却具有一定动量展宽的离子束。除了利用另外一束激光作为激光冷却重离子束的辅助力之外，还有下面的几种辅助力可以用在激光冷却储存环中的重离子束：

- (c) 高压扫描方法；
- (d) 感应加速器方法 (INDAC)，可以调节离子的速度；
- (e) 电子冷却力；
- (f) 射频腔产生压缩束团；

但是对于高能离子束，利用两束相对激光冷却重离子束却遇到了问题，主要是由于多普勒效应，在与离子束方向相同方向的激光，要实现与离子束共振作用，其波长就要比静止坐标系下的跃迁波长短，大部分重离子束的 2S-2P 的跃迁波长很短，所以现有的技术还没有合适的激光器能实现这样的技术，以 ESR 上 C^{3+} 离子束的激光冷却实验为例，如图 2.8 所示，可以发现与离子束方向相同的激光由于 Doppler 效应，需要的共振激光波长为 93nm，现有的技术难以实现，所以只能考虑使用一束激光结合辅助作用力的方法冷却离子束。

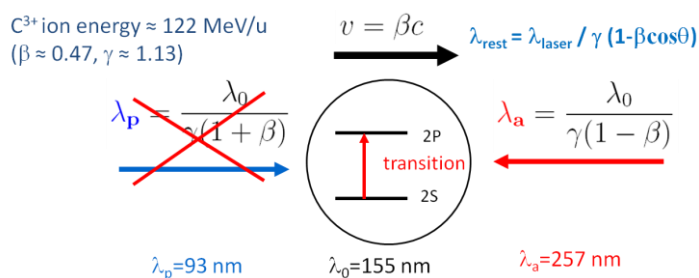


图 2.8 由于 Doppler 效应，两束方向相反的激光冷却 C^{3+} 离子束难以实现。

压缩束激光冷却：从图 2.9 可以看出，在储存环中冷却重离子束，只有一束与离子束方向相反的激光束能够与离子束共振作用，因此需要额外提供一个辅助作用力来抵消激光作用力，产生一个稳定点，从而能够冷却离子束。J.S. Hangst 在 1995 年首次在 Aarhus 的储存环上利用一个射频压缩器在离子束纵向产生一个正弦的作用势，从而使得离子在穿过这个势场时只在离子束纵向受到调制，而这个作用力就可以满足激光冷却的要求，只用一束激光便可以冷却重离子束，这种技术同样被用在了后来的 ESR 激光冷却相对论能量的离子束实验中，其基本原理如图 5 所示：

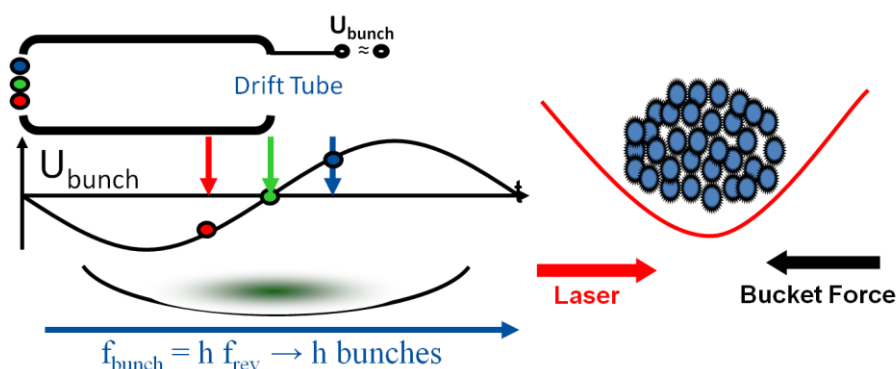


图 2.9 利用 RF-buncher 压缩离子束的示意图（左图）。离子在 Bucket 中受到激光冷却作用力的同时也受到 bucket 作用力（右图）。

当使用 RF-buncher 时，离子由于受到纵向上的一个正弦作用势，具有一定动量展宽的离子束在多次经过这个聚束器时，相对慢的离子会被加速，相对快的离子会被减速，最终离子束被压缩成束团，每个离子都在这个势场中做振荡运动，称为同步这个振荡频率或者称为同步频率。因此激光冷却作用时就是通过激光与离子共振作用不断地减小离子的同步振荡幅度，最终实现离子束的相空间冷却 [134]。RF-buncher 还有一个很重要的作用就是可以在激光冷却实验时，固定激光频率，通过调节 RF-buncher 的频率使得离子与激光作用，达到大范围冷却离

子束的目的。详细的讨论会在第五章给出。

横向激光冷却：在储存环中的激光冷却只对离子束的纵向有冷却作用，对于离子束的横向冷却很难实现，这已经成为激光冷却最大的缺点。尽管人们提出了很多横向激光冷却离子束的方法，可是到现在为止在储存环上实现激光横向冷却离子束的实验只有三个，间接横向冷却是利用束内散射实现的，通过冷却纵向离子束，横向比较热的离子可以把热量通过 IBS 传递到离子束纵向，最终实现离子束的 3D 冷却。另外一种方法称为色散耦合直接横向冷却，利用不同速度的离子在储存环中通过某一位置时的横向位置不同，表示为 $\Delta x = D \cdot \Delta p / p$ ，其中 D 称为压缩因子。通过调节激光束冷却分布在最外沿的离子束，然后逐渐冷却内部的离子束，最终实现离子束的冷却，这个已经在 TSR 上实现。这种色散冷却的方法也和后来一直提议的尖锥形冷却（taper cooling）相关。最后一种是在 S-LSR 上近期开展的利用横向冷却的实验。但是经过电子预冷却，从而实现对离子束各个方向的冷却，然后再进行激光冷却已经取得了很好的结果，这种方法也将在以后的实验中使用。

脉冲激光冷却重离子束：到现在为止除过在 TSR 上利用比较宽线宽的激光冷却离子束，可以为称为白光冷却（white light cooling），其他都是利用连续激光对离子束进行冷却，这里简单讨论一下利用脉冲激光冷却离子束的情况。当离子束注入到储存环中时，一般都具有比较大的动量展宽，连续激光束的作用力范围很小（ $\sim 10^{-8}$ ），因此难于对大部分离子进行俘获和冷却，即使加上 RF-buncher 也很难能够俘获大动量展宽的离子束（ $\sim 10^{-5}$ ）。因此大部分激光冷却实验都是采用电子预冷却，试想如果有一束脉冲激光束，其带宽很宽（ $\sim 10^{-4}$ ）就可以与离子束中几乎所有的离子共振作用，再利用一束连续激光匹配就可以代替电子冷却而冷却所有的离子，如图 2. 10 所示。脉冲激光决定冷却的离子束动量范围，连续激光决定最终冷却的离子束温度。

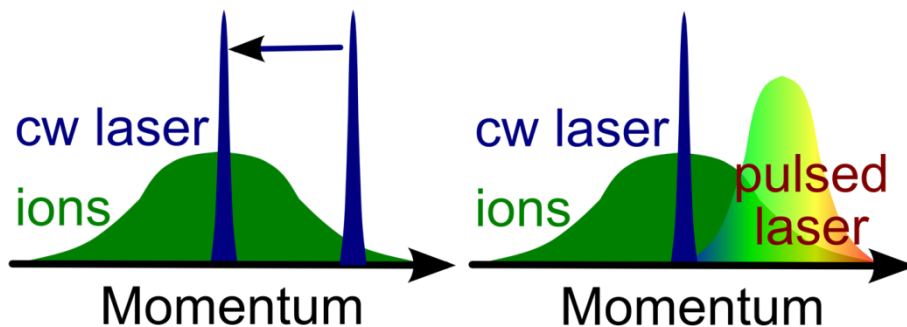


图 2.10 利用一束连续激光扫描冷却具有一定动量展宽的离子束（左图），利用一束脉冲激光与离子束共振作用，结合一个连续激光共同冷却具有一定动量展宽的离子束（右图）。

相比于其它的冷却方法，激光冷却重离子束有以下几个优点：一束激光可以冷却多种离子束；可以作为精确刻度离子束能量的工具；一束连续激光和一束脉冲激光结合有可能代替电子冷却（特定离子束）；激光冷却作用力随着离子能量增高成两次方增加；在更高能量的加速器（FAIR, HIAF）上的精细谱学研究以及 QED 检验。

2.2.4 共同冷却

共同冷却（Sympathetic cooling）就是利用经过冷却的一种粒子来冷却另外一种粒子的过程。由于能级的限制，在势阱中激光冷却的离子只有很少的几种，所以利用激光冷却后的离子冷却另外一种离子或者原子分子具有非常大的潜力和意义（和电子冷却类似）。在 Paul 阱和 Penning 阱中利用激光冷却的离子再冷却另外一种分子和原子已经有了很大的进展，冷却了很多种离子，并且实现了结晶束[128]。共同冷却对于势阱中的两种质荷比较接近的离子束有比较高的冷却效率。但是共同冷却还没有在储存环上实现，特别是对于大型离子储存环，电子冷却难以实现的情况下，可以利用激光冷却的离子束去冷却另外一种离子束，这个工作的实现将大大提高离子束冷却的效率，从而对原子核物理和原子物理的精细谱学实验提供更好的条件，同时也为储存环上的共同冷却动力学研究提供了条件。

在 ESR 上开展的激光冷却 C^{3+} 离子束实验中，由于离子源的原因，会有一部分的 O^{4+} 离子束被同时注入到储存环中，所以可以利用激光冷却的 C^{3+} 离子束尝试使用共同冷却的方法冷却 O^{4+} 离子束，在实验中没有观察到明显的共同冷却效果，进一步的数据分析还在进行中，将会在第 5 章中详细讨论。共同冷却还会在以后的 CSRe 上的激光冷却实验中尝试。

2.3 离子束的加热机制

储存环中离子束在冷却过程中的离子间相互作用，以及由于储存环的内在因

素会产生离子束的加热效应,这对于在储存环上实现有序束以及结晶束都是非常大的限制因素。图 2. 11 给出了在不同离子束状态(等离子体参数)下的加热率的变化,可以看出在气态时,加热率是逐渐上升,到液态时达到最大,在等离子体参数大约 1 时,加热率开始下降。这个模拟的图为在储存环中实现结晶束提供了很好的参考。

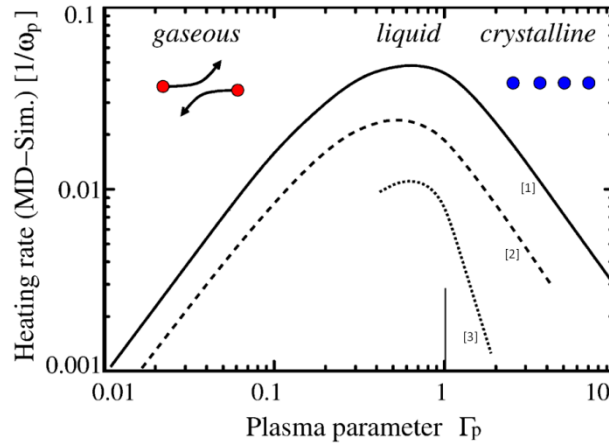


图 2. 11 束内散射引起的束流加热率相对于不同的等离子参数变化趋势。其中的黑线是分子动力学模拟的结果[135]点线则是[117]的类似的模拟结果。

对于激光冷却,离子束纵向的加热效应主要有:(1)由于随机自发吸收光子,也会造成离子纵向速度的涨落;(2)高速离子束中离子间的碰撞也会引起纵向加热效应,称为束内流散射。而对于离子束的横向加热效应,则主要来自于以下几个方面:(1)加速器的振动会产生横向加热效应;(2)束内散射(3)离子与剩余气体的碰撞也会引起横向加热效应;(4)激光频率的抖动也会引起横向速度分布的扩大;当然在激光冷却实验的发展中,也利用了这些加热效应间接的冷却离子束,例如:束内散射可以将横向的热量传递到纵向的自由度来减少横向加热速率;色散耦合(dispersive coupling)冷却离子束的横向动量展宽。所有的这些加热机制除过激光束本身因素外可以大致归结为:束内散射;离子束相干不稳定性;空间电荷引起的调谐位移。下面将详细的讨论这些加热效应的机制。

2.3.1 束内散射

束内散射是由于带电束流内离子之间的多次 Coulomb 散射引起的,它会引起束流的纵向动量展宽和横向发射度增大。对于应用电子冷却的重离子储存环,在不存在内靶的静态工作条件下,随着冷却过程的进行,束流包络和动量发射度

不断减小，这时束内散射将变得越来越明显，离子束最终能达到的冷却结果就取决于束内散射率与电子冷却率之间的平衡。

由于束内散射引起的束流发射增加率可以写为：

$$\frac{1}{\tau} \propto \frac{N(Z^2/A)^2}{\beta^3 \gamma^4 a_x^2 a_y^2 C \delta p/p} \quad (2.33)$$

其中 a_x 和 a_y 是束流横向尺寸， C 是储存环的周长。从而我们可以根据这个公式来实验测量束流从热到冷却的比率。

在 CSRe 的电子冷却 Ne^{10+} 实验中，我们发现离子束的纵向动量展宽随着时间不断地下降，观察到了束内散射和电子冷却达到平衡的过程，决定了最终离子束的纵向动量展宽 ($\Delta p/p \approx 2 \cdot 10^{-5}$)。束内散射效应已经成为激光冷却实现有序束和结晶束过程中的最主要的限制因素。

2.3.2 离子束相干不稳定性

当把束流冷却到空间电荷态效应主导的离子束状态 (space-charge dominated)，或者液态 (liquid state) 时，离子束就会由于稳定平衡状态的形变而产生相干不稳定性 (coherent instability)，实际上，如果要想实现结晶化的离子束，必须经过前面两种离子束的状态，所以相干不稳定性问题就变得非常重要，它主要包括纵向的和横向的。

对于离子束的纵向相干不稳定性而言，近似的稳定条件由 Keil 和 Schnell 提出，他们考虑了由于束流电荷密度波动引起的自身电场效应，可以写为：

$$\rho(s, t) = \rho_0 + \Delta \rho e^{i(n\omega_r t \pm ns/R)} \quad (2.34)$$

其中 ρ_0 是没有任何扰动的电荷密度， ω_r 是离子束的回旋频率， R 是储存环的平均半径， n 是波动的模式。

离子束对于由于类似的任何波动引起的电场效应可以定义为广义的纵向阻抗 Z_n ，这个阻抗对于低能储存环是由空间电荷决定的：

$$\frac{Z_n}{Z} = \frac{Z_0}{2\beta\gamma^2} \left(1 + 2\ln \frac{b}{a}\right) \quad (2.35)$$

其中 Z_0 是真空阻抗， b 和 a 分别是真空管道和平均离子束的半径，从而

Keil-Schnell 的标准则可以写成：

$$\frac{Z_n}{Z} \leq \frac{mv^2\eta\gamma}{(Ze)^2 N \omega_r} \left(\frac{\delta p}{p}\right)^2 \quad (2.36)$$

其中 η 是储存环的频率滑移因子， N 是离子个数。从上式可以明显地看出实现结晶束的限制，对于一个给定能量的离子束，大动量分散，小的离子个数以及大的束流尺寸才能得到稳定性，而要实现离子束的冷却特别是实现空间电荷主导的离子束到结晶束，就需要克服上述的限制条件。

对于横向相干不稳定性，可以描述为离子束围绕其中心的振荡。对于这个运动的自然衰减机制称为 Landau 衰减（只在电子或者更轻的粒子束流中出现），是由于离子束的调谐分布的原因（离子束的色品）。非常冷的束流具有非常小的调谐（tune）分布，所以 Landau 衰减就可以被减小。束流的近似稳定条件可以通过非相干调谐位移小于调谐分布来描述，在横向上为：

$$\left(\frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \right) \frac{N}{\epsilon_x (1 + \sqrt{\epsilon_y/\epsilon_x}) \beta^2 \gamma^3} \leq \frac{1}{\pi} \left(\frac{\delta p}{p} \right) |(n-Q_x)\eta - \xi Q_x| \quad (2.37)$$

可以得出大的色品（Chromaticity）对于空间电荷主导的离子束是有利的，而且抑制了横向的相干不稳定性。在一些储存环中，八极磁铁被用来使得离子束的调谐和离子的 betatron 振动幅度相关，进一步增加调谐的分布从而提供更好的 Landau 衰减。除此之外，很多离子储存环还使用主动反馈系统来探测相干振荡，从而使其衰减，这样的系统有利于得到强耦合的离子束状态。

2.3.3 空间电荷引起的调谐漂移

当储存环中离子束的密度增加时，离子间的 Coulomb 作用力会产生一个自身的电磁场，并且足以微小地改变离子束的横向动力学行为，从而影响离子束的相干振荡，改变离子束调谐，称为空间电荷引起的 beta 振荡工作点漂移（tune shift）。

如果有两个相同的离子，在静止坐标系下会由于 Coulomb 作用力而相互排斥。假设它们在储存环中以速度 $v=\beta c$ 运行，就相当于两个平行的电流，都会产生磁场而相互吸引，狭义相对论得出当离子的速度等于光速的时候这两种作用力就会抵消，如图 2.12 所示：

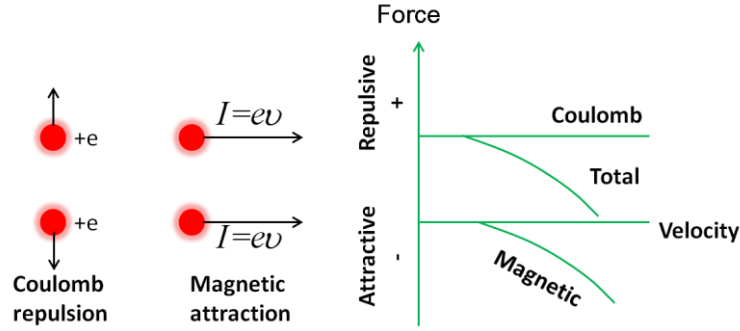


图 2.12 两个离子之间的 Coulomb 排斥作用力和磁场吸引作用力分别在静止和运动坐标系中的标示。

现在考虑有很多的带电连续离子束在储存环中运行，假设其横截面是圆形。库伦排斥作用就会把离子从中心推到外围，所以其中心的作用力为零，而从中心到离子束边缘逐渐增加。但是和上面类似，如果考虑了离子束在运动中产生的磁场作用力，离子则会向中心移动。这样空间电荷效应产生的作用力就会影响离子束的横向动力学，对于一个 FODO 类型储存环中运行的离子束，可以用 Hill 方程式表示为：

$$x'' + K(s)x = 0 \quad (2.38)$$

其中 $K(s)$ 是在离子束运行路径上的四极磁铁的归一化梯度，这里只写出了离子束横向平行方向的方程。由于空间电荷效应，则会产生一个扰动项 $K_{SC}(s)$ 相当于对离子束散焦：

$$x'' + (K(s) + K_{SC}(s))x = 0 \quad (2.39)$$

对于高相空间密度的离子束，直接的空间电荷效应就会导致一个散焦（Defocusing）的作用，从而使得离子束的 betatron 调谐 Q 值减小 ΔQ 。对于连续束，如果假设在每个位置离子束的横截面都是圆形的，而且具有恒定的电荷密度，则空间电荷引起的调谐位移可以写为：

$$\Delta Q_x = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi R} K_x(s) \beta_x(s) ds = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi R} K_{SC}(s) \beta_x(s) ds \quad (2.40)$$

经过计算，在横向的水平 and 垂直两个方向的空间电荷引起的调谐位移为：

$$\Delta Q_{x,y} = -\frac{r_0 N}{2\pi E_{x,y} \beta^2 \gamma^3} \quad (2.41)$$

其中 $E_{x,y}$ 是离子束的横向发射度。由上可以看出，调谐位移正比于离子的流强，对于低能储存环，空间电荷效应就比较明显，而对于高能储存环，由于离子排斥作用力和磁场产生的作用力的平衡，空间电荷效应就会减弱。因此对于在大型储存环上的激光冷却实验，特别是如果实现空间电荷主导的离子束状态，离子束的横向发射度几乎为零，就需要考虑空间电荷引起的调谐位移，这个方面的研究已经在 PALLAS 上开展，并且有效地消除了这个影响，从而使得晶束得以实现。

2.4 结晶束的实现

在储存环中实现结晶束是激光冷却重离子束最重要的动机，虽然已经在 Paul 阱和 Penning 中通过激光冷却都实现了结晶束，而且在后来的静电储存环 PALLAS 上也实现了结晶束，但是到现在为止还没有在大型储存环中实现结晶束。实现结晶束又分为三个阶段：在低密度条件下实现一维的有序数或者说是离子串（string）；两维的结构或者说锯齿状晶体（zigzag crystal）；最后就是高密度情况下实现三维的结构，甚至多壳层结构。

对于激光冷却和电子冷却，第一个阶段在几个储存环中都得到了实现，如果不考虑束内散射，冷却作用力等因素，在储存环上实现结晶束还受到一些限制。理论研究表明要在储存环上激光冷却实现结晶束必须满足以下两个条件：

- 离子束的能量小于转变能（transition energy），或者可以写为：

$$\gamma < \gamma_t \quad (2.42)$$

其中 γ 和 γ_t 分别是离子束的 Lorentz 因子和转变能。

- 储存环的周期性(periodicity) P 必须高于最大的 $2\sqrt{2}$ 倍的 betatron 调谐，写为：

$$P > 2\sqrt{2} \cdot Q_{x,y} \quad (2.43)$$

第一个条件主要是考虑 Coulomb 相互作用，离子束通过二极铁时的横向稳定性，第二个条件则考虑结晶束，意味着来自外部磁场的聚焦作用力和由于空间电荷效应中和，则 betatron 调谐就会有变化，只有储存环的周期性足够大，结晶束相对于储存环的结构才不会发生共振。

对于晶束，束流不仅要有相同的速度，同样也需要相同的角速度，晶束在储

存环的直线部分具有相同的能量，即有相同的速度，但是在通过储存环转弯的部分时，由于存在的二极磁场使得束流截面上不同的离子具有了不同的角速度，从而破坏了晶束，所以在实际中还需要考虑结晶束通过二极铁时受到的剪切力（shear force），如图 2. 13 所示，很明显可以看出由于剪切力的存在离子束的结晶束结构会被破坏，所以如何避免剪切力对离子束的作用，而使得所有的离子能够保持固定的角速度（angular velocity）是需要考虑的，在这方面理论模拟做了大量的工作[118, 121]。在 S-LSR 上使用了一个额外的电场来消除这个作用力，经过分子动力学模拟人们也提出了尖锥形的冷却在储存环上实现结晶束[136, 137]。

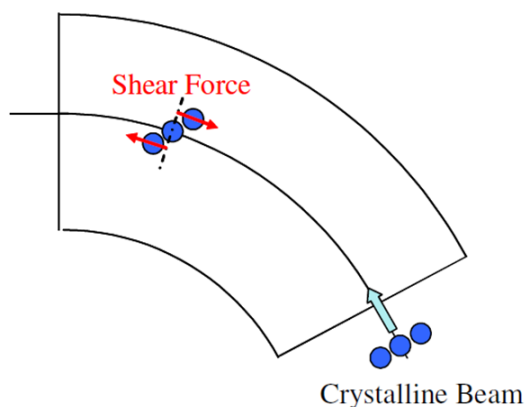


图 2. 13 结晶束通过二极磁铁时在不同的位置就会受到剪切力（shear force）示意图。

第三章 实验设备和技术

本章将首先介绍两个重离子储存环 CSRe 和 ESR, 接着对 C^{3+} 离子从 ECR 离子源的产生以及利用反应谱仪测量 C^{3+} 离子比例的结果做一个简单介绍, 紧接着对储存环上的各种诊断装置做详细的介绍, 由于本论文中激光冷却实验只在 ESR 上开展, 所以本章将主要介绍 ESR 上激光冷却实验相关的诊断装置, 激光系统以及荧光探测系统等。

3.1 重离子冷却储存环

对于激光冷却重离子束实验而言, 因为激光每次与离子共振作用传递的动量很小, 因此如果要想实现离子束的激光冷却, 就需要激光与离子不断重复共振相互作用。因此除过在 Paul 阱和 Penning 阱中开展对离子的激光冷却之外, 就需要离子储存环存储离子才能实现对离子束的激光冷却, 本小节主要介绍与本文工作相关的两个重离子冷却储存环 CSRe 和 ESR。

3.1.1 HIRFL-CSR

中国兰州中国科学院近代物理所于2007年建成的重离子储存环HIRFL-CSR, 如图3.1所示[138], 从图中可以看出, 该冷却储存环是一个双环结构加速器系统, 由主环(CSRm)、实验环(CSRe)和连接两环的放射性束流线(RIBLL2)构成。利用兰州重离子研究装置的SFC、SSC作为注入系统, 可以将8–30MeV/u的各种重离子注入主环并且加速到几百MeV/u。CSR几乎可以存储, 加速, 和冷却从质子束到自然界最重的铀离子等所有离子束, 从而为高精度的核物理和原子物理实验研究提供了大量极端条件下难得的机会[139, 140]。在CSRe上的激光冷却相对论能量的重离子束实验将在其直线段开展。图3.2给出了CSRe上的beta函数, 这对于利用电子冷却和激光冷却研究离子动力学内容都很必要, 实验相关的具体参数将在第四章中详细讨论。

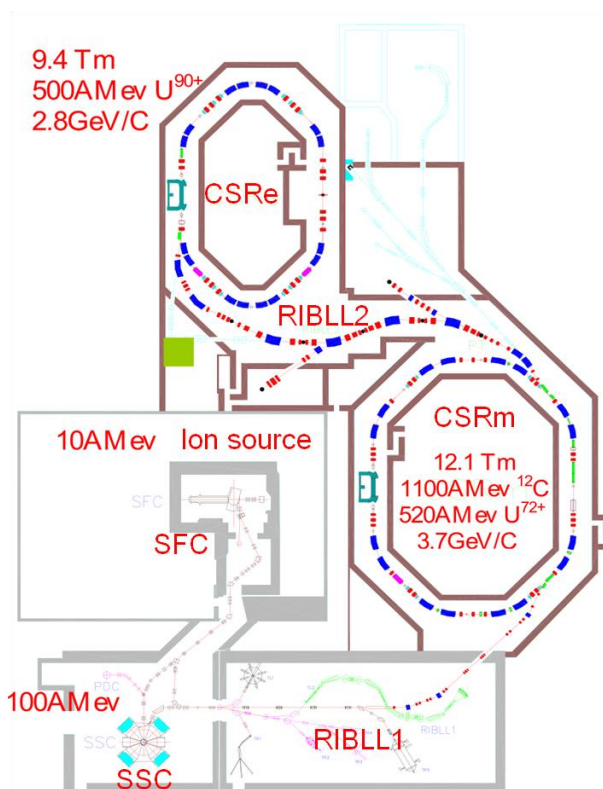


图 3.1 HIRFL-CSR 结构简图，其中 CSR 包括主环 CSRm 和实验环 CSRe

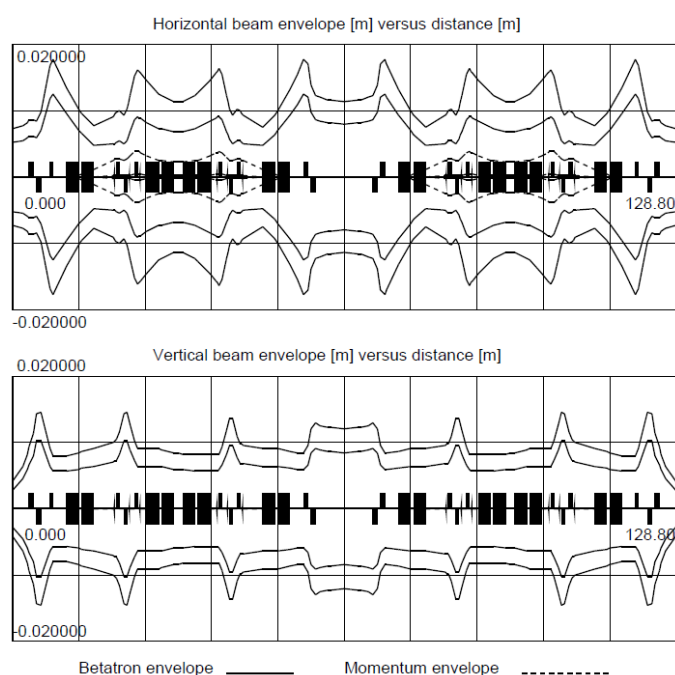


图 3.2 CSRe 的水平方向 (x) 和垂直方向 (y) 的 beta 函数，其中心表示电子冷却的位置。

3. 1. 2 GSI-ESR

德国GSI于1970s和1990年建成的加速器装置如图3. 3所示，它是由离子源，直线加速器(1970s建成),加速冷却同步加速器SIS18(Schwerionensynchrotron 18)和冷却储存环ESR（Experimental Storage Ring）（1990年建成）组成。其研究范围覆盖原子核物理和粒子物理，原子物理，等离子体研究，生物物理和相关医学以及材料科学等非常全面的内容。如图3. 4所示，本次激光冷却 C^{3+} 离子束实验在ESR的直线段开展。由于在激光冷却实验中，涉及到激光束与离子束的重合，荧光探测，离子动力学研究等内容，所以必须要考虑储存环的beta函数以及色散等，图3. 5给出了ESR上相关的信息。

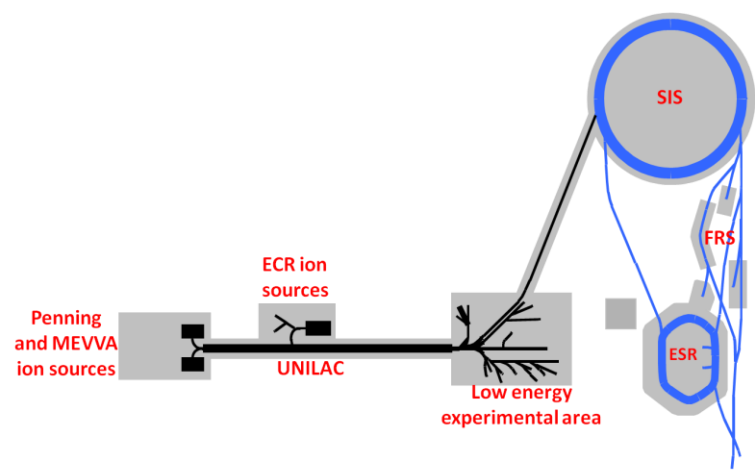


图 3. 3 GSI 实验装置的结构简图，包括离子源，直线加速器 UNILAC 以及双环 SIS 和 ESR。

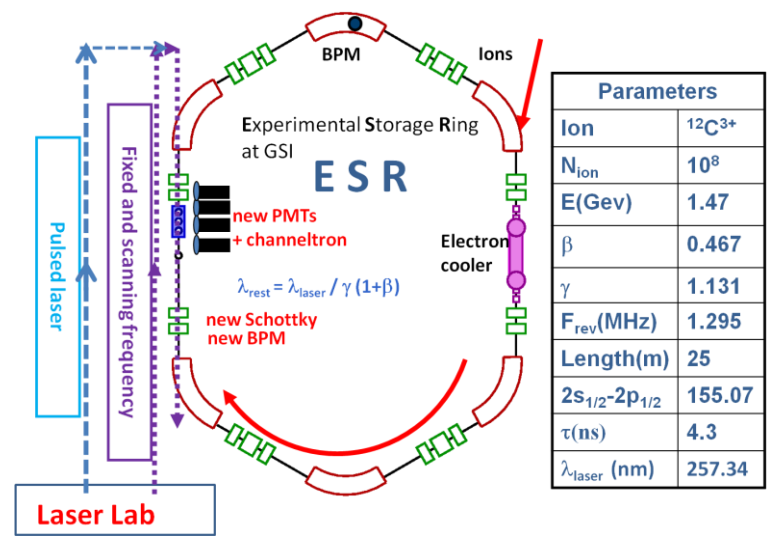


图 3. 4 在 ESR 上开展激光冷却 C^{3+} 离子束示意图以及参数列表。

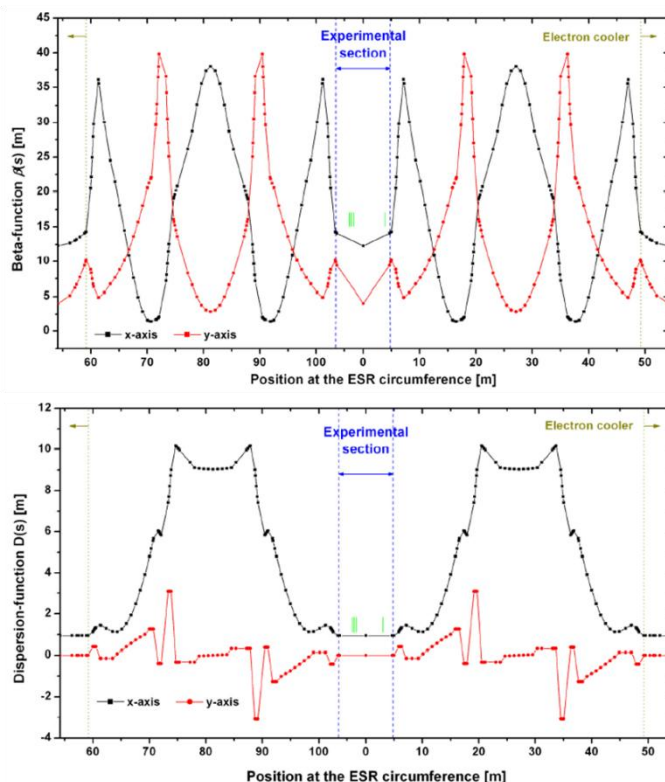


图 3. 5 ESR 的 beta 函数和色散函数，其中黑线代表水平方向 (x)，红线代表垂直方向 (y)。

3. 2 C^{3+} 离子束的产生和传输

由于使用 ECR 离子源产生 C^{3+} 会混合有相同荷质比的 O^{4+} 离子,但是在 CSRe 上开展的激光冷却实验只冷却 C^{3+} 离子束,所以希望得到尽可能高比例的 C^{3+} 离子。因此,为了优化离子源条件使其产生更高比例的 C^{3+} 离子,我们利用中科院近物所 320kV 综合实验平台的 ECR 离子源产生 C^{3+} 离子,并且使用为原子碰撞物理实验建成的反应显微谱仪进行了 C^{3+} 离子束比例测量,这里简单介绍其测试实验并且给出测量结果。

在 ECR 离子源产生 C^{3+} 离子束时,由于 O^{4+} 有相同的荷质比,所以会混合在 C^{3+} 离子束中。利用 320kV 综合实验平台结合碰撞反应显微谱仪测量 C^{3+} 离子比例的装置示意如图 3.6 所示,ECR 离子源产生离子束经过 90° 磁铁偏转,通过高压加速后用下一个 90° 磁铁偏转离子束,接着利用 60° 磁铁把离子束偏转到碰撞反应显微谱仪实验的束线上。利用两个狭缝准直离子束,并且通过离子束和气体内靶碰撞反应,利用散射离子探测器 (PSD-P),反冲离子探测器 (PSD-R) 以及电子探测器 (PSD-E) 对碰撞反应进行全面测量。

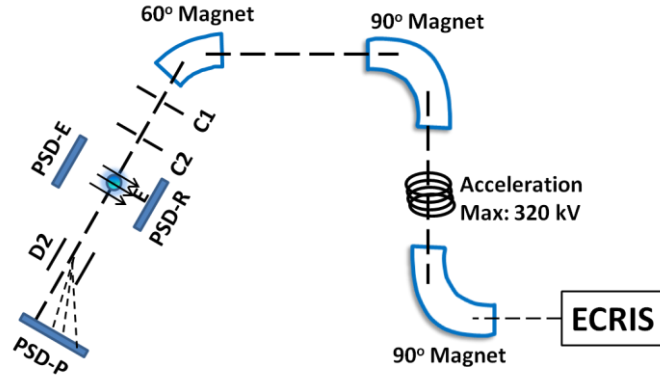
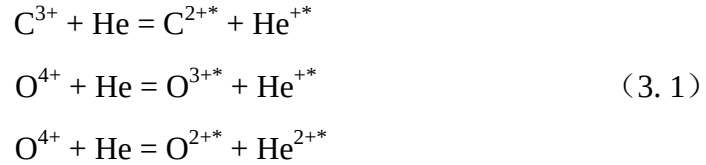


图 3.6 利用 320kV 综合实验平台结合碰撞反应显微谱仪测量 C^{3+} 离子比例的装置示意图。

ECR 离子源产生的离子束与超音速冷靶 He 碰撞，从而俘获靶原子的电子，并且利用散射离子探测器和反冲离子探测器测量反应产物，碰撞反应的主要通道：



这些反应通道的截面可以写为：

$$\sigma = \frac{N}{N_t I \eta} \quad (3.2)$$

其中 σ 代表单电子俘获的截面， N 是符合计数， I 是离子束的强度， N_t 是气体靶的密度， η 是符合探测效率。对于 C^{3+} 和 O^{4+} 离子束的碰撞反应来讲，靶密度和符合探测效率是相同的，如果我们能够知道这两种离子的单电子俘获截面，通过测量单电子俘获后的离子计数，可以得到 C^{3+} 离子在总离子中的比率，写为：

$$\frac{I_{C^{3+}}}{I_{C^{3+}} + I_{O^{4+}}} = \frac{N_{C^{3+}} \sigma_{C^{3+}}}{N_{C^{3+}} \sigma_{C^{3+}} + N_{O^{4+}} \sigma_{O^{4+}}} \quad (3.3)$$

其中下标为 C^{3+} 和 O^{4+} 分别表示这两种离子的信息。为了研究 ECR 离子源在不同加载气体条件下的 C^{3+} 离子产额，我们在实验中分别加载了 O_2 , CO , CO_2 , CH_4 ，并且在使用 CH_4 时使用 Xe 气体作为辅助气体从而预想增加 C^{3+} 离子的相对产额。实验过程中 ECR 离子源的真空为 $\sim 10^{-7}$ mbar，加载的射频功率分别为 300W 和 150W。为了作对比还测试了背景气体下的 C^{3+} 离子相对产额比率。

在实验中，通过调节反应靶室后面的偏转极板，经过散射探测器探测反应后的散射离子，图 3.7 给出了散射探测器上探测到的单电子俘获后的 C^{2+} 和 O^{3+} 离子位置谱，可以清楚地看到，这两种离子可以明显分开。而反冲离子的飞行时间相对于散射离子位置的二维谱则如图 3.8 所示，也可以看出对于不同离子俘获电子到不同的电荷态可以清晰地分开。

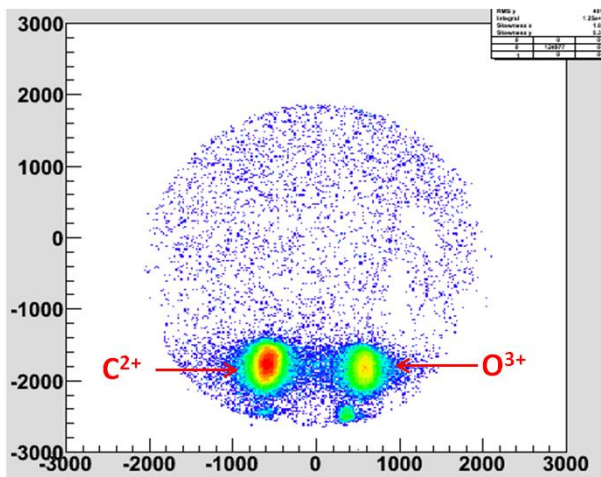


图 3.7 散射探测器上探测到的俘获一个电子后的散射离子 C^{2+} 和 O^{3+} 位置谱。

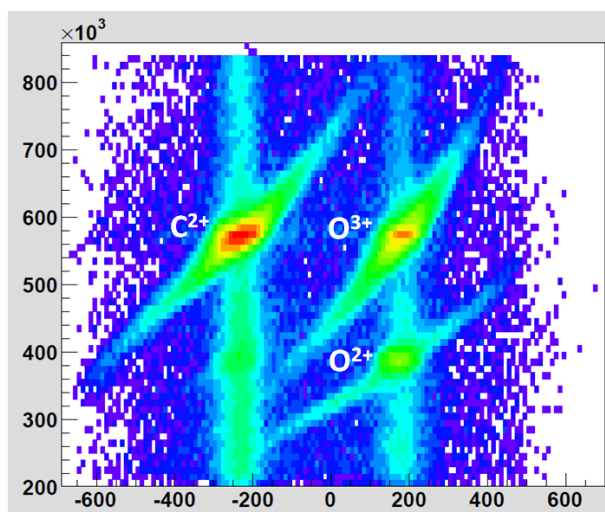


图 3.8 反冲离子的飞行时间相对于散射离子位置的二维谱图，可以分辨 C^{2+} , O^{3+} 以及 O^{2+} 。

通过上面的公式以及测量到的单电子俘获散射离子计数，结合文献[141]计算的在 C^{3+} 和 O^{4+} 离子与 4keV/u 的 He 气碰撞时的单电子俘获截面分别为 $1.33 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ 和 $8.78 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ ，理论计算的精确度为 30%。因此， C^{3+} 离子在 ECR 离子源中的相对产额就可以得出，图 3.9 给出了离子源不同条件下的 C^{3+} 离子的相对比例，可以看出，加载气体为 CO, CO_2 以及 $\text{CH}_4 + \text{Xe}$ 时的相对比例

最高。这次测试结果为在 CSRe 上开展激光冷却 C^{3+} 离子束的离子产生做了前期的摸索，将会对以后的实验有很大的帮助。

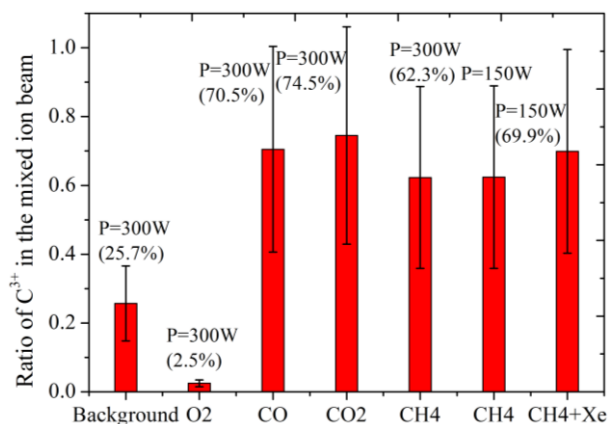


图 3.9 离子源加载不同气体情况下的 C^{3+} 离子的比率。

离子束从产生到传输，加速，冷却，诊断等过程，需要几乎所有的装置同时运行。对于 ESR（如图 2 所示）， C^{3+} 离子在 ECR 离子源中产生，经过直线加速器 UNILAC 加速到 11.4MeV/u，然后传输到同步离子加速环 SIS 中，在 SIS 中离子被加速到 122MeV/u，并且通过 FRS（fragment separator）引出传输到 ESR 中开展激光冷却离子束的研究。相对于 ESR，HIRFL-CSRe（如图 1 所示）是在 ECR 离子源中产生 C^{3+} 离子，并且通过回旋加速器 SFC（Sector Focus Cyclotron）加速到大约 4MeV/u 并且注入到加速环 CSRm 中，经过 CSRm 加速到 122MeV/u，然后通过 RIBLL2 束线传输到 CSRe 中进行激光冷却实验的研究。

3.3 激光系统

激光冷却 ESR 上的 C^{3+} 离子束实验使用的激光器包括一个频率可大范围扫描的连续激光和一个脉冲激光，图 3.10 给出了两束激光的示意图。由于在实验中脉冲激光没能很好的工作，利用脉冲激光冷却更宽动量分布的离子也只是希望开展测试性实验，所以这里将着重介绍在实验中使用的连续激光。

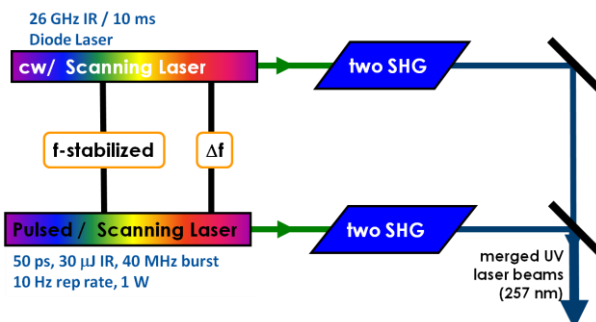


图 3. 10 ESR 上激光冷却 C^{3+} 离子束的激光系统示意图。

激光冷却所用的连续激光是由德国达姆施塔特工业大学的 T. Walther 教授的小组研制的，如图 3. 11 所示，利用一个半导体激光器产生 1028 nm 的激光，这个激光可以快速大范围地扫描频率(26GHz/10 ms)，经过光纤放大后功率(0.5 W)满足后面的倍频腔的激光强度要求。

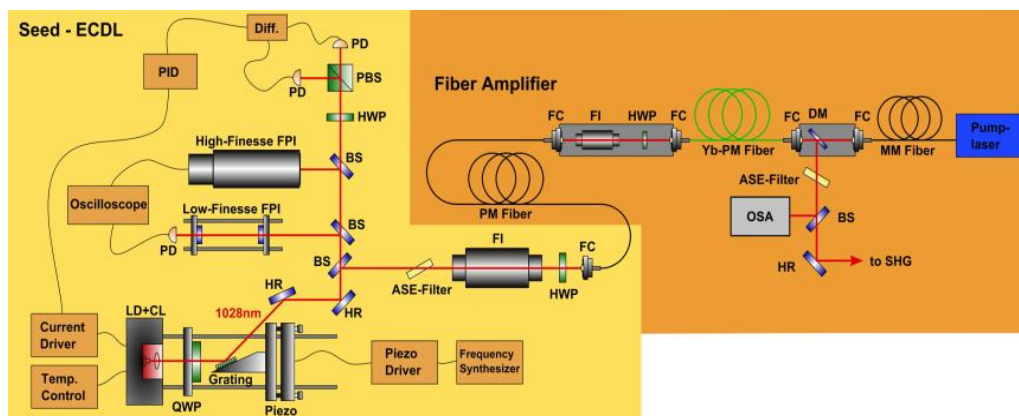


图 3. 11 半导体激光输出放大 1028 nm 连续激光的光路设计示意图。

经过放大后的激光经过两个倍频系统（frequency doubling system）输出 257 nm 的激光，从而满足激光冷却 C^{3+} 实验的要求，详细的激光光路如图 3. 12 所示，1028nm 倍频到 514 nm 激光的倍频腔设计如图 3. 13 所示，在放大后激光功率可以达到 40 mW 以上，从而满足激光冷却实验的要求，详细的连续扫描激光系统的介绍可以参考[142, 143]。

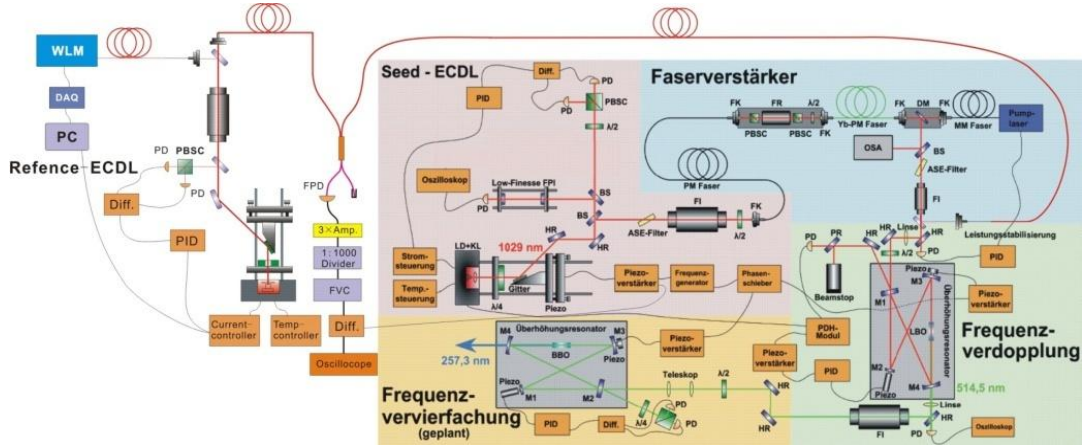


图 3.12 经过两次倍频的连续激光的光路系统设计示意图。

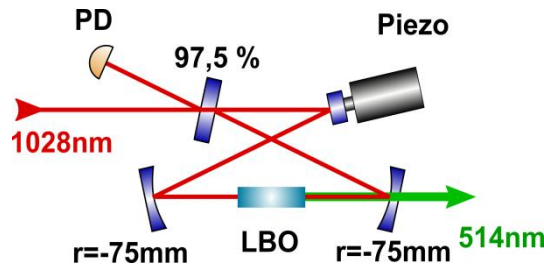


图 3.13 从 1028 nm 激光倍频到 514 nm 激光的倍频腔设计示意图。

对于经过电子预冷却后的离子束，其纵向动量展宽约为 $\Delta p/p \approx 10^{-5}$ ，可以通过下式计算出需要激光扫描的范围：

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-5} = \frac{\Delta f_{\text{rest}}}{c} \cdot 155 \text{ nm} \Rightarrow \Delta f_{\text{rest}} \approx 20 \text{ GHz} \quad (3.4)$$

$$\Delta f_{\text{IR}} = \frac{\Delta f_{\text{rest}}}{4\gamma(1+\beta)} \approx 3 \text{ GHz} \quad (3.5)$$

由上式可知，如果需要对 155 nm 波长激光的频率扫描范围为 20 GHz，那么可以得出需要 1028 nm 激光的频率扫描范围为 3 GHz。这套连续激光系统中 1028 nm 波长的种子激光可以扫描 26GHz，完全满足了激光冷却的实验要求。当然由于受到后面两个倍频腔可以扫描的频率限制，在实验中激光频率扫描的范围（254nm 时 12GHz）依然满足激光冷却实验的需要。

脉冲激光的光路设计简图如图 3.14 所示，通过飞秒振荡器（fs-oscillator）产生的激光经过单色仪选频后输出 1028-1038nm 的激光，然后经过光纤放大器放大和 YAG 晶体放大，最后利用两个倍频腔输出 258 nm 的脉冲激光，详细的介绍可以参考[144, 145]。

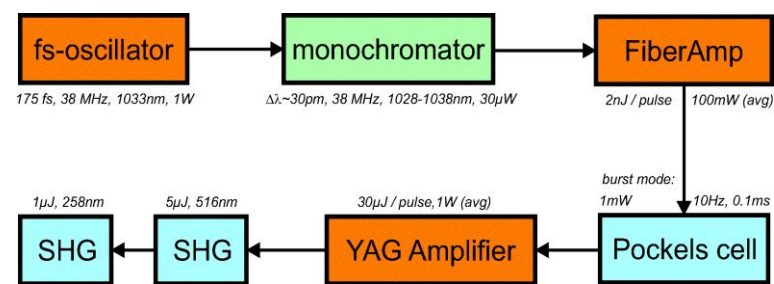


图 3.14 脉冲激光的光路设计。

3.4 离子束的诊断

对于激光冷却重离子束实验研究，所有的结果实验都需要依靠各种诊断设备得到，包括对于离子束的绝对流强的测量；离子束在储存环中的纵向诊断，包括束团长度，离子在束团中的分布，以及离子的纵向动量展宽；离子束在储存环中的横向诊断，包括横向包络，以及横向离子截面；激光冷却中的荧光测量，可以通过对荧光的分析得到离子束束团分布以及动量展宽等内容。因此，储存环中的各种诊断装置对于成功实现激光冷却实验至关重要，特别是现阶段激光冷却离子束的实验已经到了非常精细的程度，因而所有的诊断设备都要求有高的灵敏度，稳定性，以及尽可能的非破坏性，才能获得比较好激光冷却实验结果。由于激光冷却实验是在 ESR 上开展的，所以这一节中将主要介绍在 ESR 上的束流诊断设备（附带 CSRe 的诊断装置），以及它们的工作原理，并且对于每种设备的限制因素以及改进方法作相应的讨论。表 3-1 给出了与储存环相关的各种束流参量以及各种诊断手段[146]。

表 3-1 与储存环相关的束流参量以及各种诊断手段列表。

束流参量	普遍方法/特殊方法	储存环
current (I)	general	DC current transformer
	special	normalized pick-up signal
position (x)	general	Pick-up
	special	Cavity excitation (e ⁻)
profile (x _{width})	general	Residual gas monitor, synch. Radiation (e ⁻), wire scanner
Tran. emittance	general	Residual gas monitor, wire scanner,

	special	Transverse Schottky pick-up, wire scanner
Momentum p	general	Pick-up
and $\Delta p/p$	special	Schottky noise pick-up, resonant Schottky system
Bunch width	general	Pick-up, wall current monitor, streak camera (e^-)
Tune and	general	Exciter+pick-up (BTF)
chromaticity	special	Transverse Schottky pick-up
Beam loss rate	general	Particle detector
polarization	general	Particle detector
	special	Compton scattering with laser
luminosity	general	Particle detector, PMT

3.4.1 离子束流强

离子束流强是离子束最基本的物理量，而且可以由离子束的流强随着时间的变化得出离子束在储存环上的寿命。由上面章节的讨论已经知道，离子流强，离子束密度对于在储存环上实现有序束和结晶束都非常重要，因为结晶束的结构非常严格地取决于离子束的个数，同时空间电荷效应引起的调谐移动，束内散射引起的束流加热等也和离子束的密度密切相关，因此对于离子个数或者说离子束流强的绝对测量在激光冷却实验中非常重要。

一般情况下对于重离子束的流强监测普遍使用直流电流感应器（DCCT），主要是利用束流通过磁线圈时产生的磁通量的测量直接得到离子束流强，在 ESR 和 CSRe 上安装的 DCCT 的测量精度都在 1 微安左右。图 3.15 给出了在 ESR 上激光冷却 C^{3+} 离子束的束流流强随时间的变化趋势。

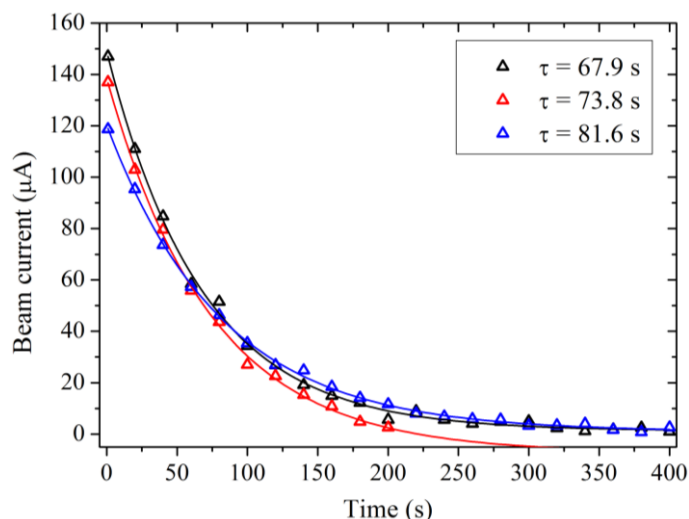


图3.15 ESR上激光冷却实验中 C^{3+} 离子束在不同条件下的束流强度随着时间的变化。

DCCT 的灵敏度主要受到以下因素的限制：

1. 来源于整个测量设备各种负载的热噪声；
2. 巴克豪森噪声（Barkhausen noise），主要是由于加载磁场的材料中的磁场方向的变化引起的，因此要选取合适的材料；
3. DCCT 需要防止外磁场对其产生影响；
4. 离子束流打在管道产生的二次电子也会对流强测量精度产生很大的影响，特别是离子束刚注入到储存环中时影响比较大。

关于 DCCT 以及相关的其他类型的离子流强监测器，以及它们详细的工作原理可参考文献[146]。

由于在利用电子冷却或者激光冷却重离子束研究束流动力学时，很多时候需要研究特别弱流强离子束的行为（ <1 微安），所以现有的 DCCT 不能满足要求。为了更加精确的探测离子的个数，可以使用很多其它的探测方法：法拉第筒、闪烁探测器、电离室、二次电子探测器、荧光探测、Schottky 噪声等等，所有这些方法都需要在离子流强比较大的时候通过 DCCT 测量的离子束绝对流强对其进行刻度，从而在离子流强很弱的时候精确测量离子的个数。在本工作中，我们主要利用 Schottky 谱对离子流强特别弱时的离子个数进行了测量，例如 CSRe 中的 Ne^{10+} 和 ESR 上的 C^{3+} 离子个数精确测量（ $N < 10^6$ ），详细的测量原理将在第五章中讨论。

3.4.2 纵向诊断

因为激光冷却主要是冷却离子束的纵向动量展宽,因此离子束的纵向诊断就尤为重要。在激光冷却中对离子束的诊断需求主要包括离子束的动量展宽,压缩束的束团长度以及离子在束团中的分布。这里主要介绍使用 pick-up 和荧光方法测量离子束的 bunch shape 以及利用 Schottky 谱仪测量离子束的纵向动量分布。

3.4.2.1 Bunch shape

对于压缩离子束的纵向压缩形状 (bunch shape) 的测量有很多种方法[146],这里主要介绍两种在 ESR 上和 CSRe 上使用的方法:一种是利用 pick-up,束流位置探测器 (beam position monitor),或者快速电流转换器 (fast current transformer) 对感应电荷的测量反推出离子束的压缩形状;另外一种是利用光学方法测量压缩离子束在环中运行时与残余气体作用发出荧光的测量,得出离子束的时间结构 (time structure),从而得出离子束的压缩形状。

Pick-up: 压缩离子束的纵向形状和位置一般使用 pick-up 极板来测量。具体的原理如图 3.16 所示,利用 pick-up 电极板测量由离子束的电场引起的感应电荷,由于压缩束的电场是具有时间结构的,因此就可以通过射频技术结合测量到的交流信号得出离子束的纵向形状。这个与储存环中使用的束流位置探测器的原理相同。

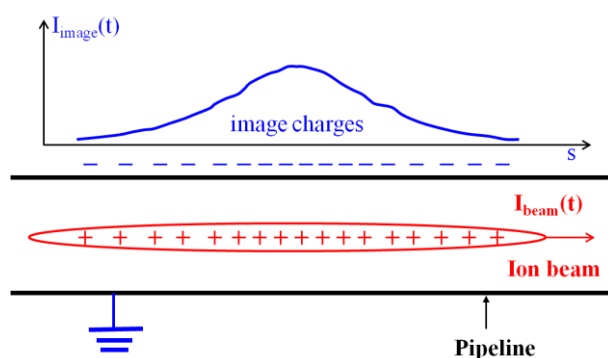


图 3.16 电极板感应到了与离子束本身电荷相反的电荷。

Pick-up 的测量原理如图 3.17 所示,一个电容性的 pick-up 由两个插入到离子储存环中的电极板组成。感应的镜像电荷通过放大后测量,其中 a 是束流中心到电极板的距离, A 代表电极板的面积, l 是电极板的长度。

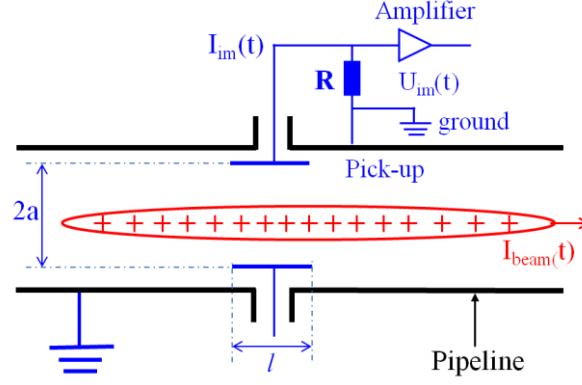


图 3.17 Pick-up 测量压缩束的束流形状的原理示意图。

通过镜像电荷测量到的电流为：

$$I_{im}(t) \equiv \frac{dQ_{im}}{dt} = -\frac{A}{2\pi al} \cdot \frac{dQ_{beam}(t)}{dt} \quad (3.6)$$

如果离子束的速度为 β ，则离子电荷的导数可以写为：

$$\frac{dQ_{beam}(t)}{dt} = \frac{l}{\beta c} \frac{dI_{beam}}{dt} = -\frac{l}{\beta c} \cdot i\omega I_{beam}(\omega) \quad (3.7)$$

其中离子流强可以用频率域表示为：

$$I_{beam} = I_0 e^{-i\omega t} \quad (3.8)$$

因此信号的强度由电流转为电压则可以写成：

$$U_{im}(\omega) = R \cdot I_{im}(\omega) = Z_t(\omega, \beta) \cdot I_{beam}(\omega) \quad (3.9)$$

对于所有的 pick-up 电极板，纵向的阻抗 $Z_t(\omega, \beta)$ 都是通过欧姆定律在频域定义的。如图 3.17 所示，电容性的 pick-up 有一个确定的电容，这是由电极板与离子管道之间的距离和电极板与放大器之间的连接线决定的。这个放大器有一个输入电阻 R ，如果用一个等效电路来表示这个阻抗 Z ，则可以写为：

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + i\omega C \Leftrightarrow Z = \frac{R}{1+i\omega RC} \quad (3.10)$$

因此 pick-up 的传输方程为：

$$U_{im}(\omega) = \frac{R}{1+i\omega RC} \cdot I_{im} = \frac{1}{\beta c} \cdot \frac{1}{C} \cdot \frac{A}{2\pi a} \cdot \frac{i\omega RC}{1+i\omega RC} \cdot I_{beam} = Z_t(\omega, \beta) \cdot I_{beam} \quad (3.11)$$

由上面的公式来看，可以将 pick-up 的截断频率（cut-off frequency）定义为

$f_{cut} = \omega_{cut}/2\pi = (2\pi RC)^{-1}$ 。则可以把阻抗表示为：

$$|Z_t| = \frac{1}{\beta c} \cdot \frac{1}{C} \cdot \frac{A}{2\pi a} \cdot \frac{\omega/\omega_{cut}}{\sqrt{1+\omega^2/\omega_{cut}^2}} \quad (3.12)$$

其相位则为：

$$\varphi = \arctan(\omega_{cut}/\omega) \quad (3.13)$$

因此对于束团长度的测量，需要使用与 pick-up 匹配测量的频率范围，例如加速频率和束团长度。对于质子同步加速，其加速频率为 1-10MHz，但是对于电子同步加速器，其加速频率可以达到 100MHz 到 3GHz。可以用下面两种情况来分离离子束的传输阻抗，分别为：

高频范围： $\omega \gg \omega_{cut}$ ，则有：

$$Z_t \propto \frac{i\omega/\omega_{cut}}{1+i\omega/\omega_{cut}} \rightarrow 1 \quad (3.14)$$

这种情况下的离子束测量电压为：

$$U_{im}(t) = \frac{1}{\beta c C} \cdot \frac{A}{2\pi a} \cdot I_{beam}(t) \quad (3.15)$$

因此 pick-up 上测到的信号是束团时间结构的直接镜像，并且没有相位移动（ $\varphi=0$ ）。一般使用高的输入电阻从而获得低的截断频率来测量比较长的束团。例如对于重离子同步加速器，高的阻抗（ $\sim 1\text{M}\Omega$ ）产生低的截断频率（ $f_{cut}=10\text{ kHz}$ ）。但是对于低的阻抗（ $50\text{ }\Omega$ ），则会有高的截断频率（ $f_{cut}=32\text{ MHz}$ ）。就会有下面的情况：

低频范围： $\omega \ll \omega_{cut}$ ，则有：

$$Z_t \propto \frac{i\omega/\omega_{cut}}{1+i\omega/\omega_{cut}} \rightarrow i \frac{\omega}{\omega_{cut}} \quad (3.16)$$

因此负载为 R 的电路测量到的信号为：

$$U_{im}(\omega) = \frac{R}{\beta c} \cdot \frac{A}{2\pi a} \cdot i\omega I_{beam} = \frac{R}{\beta c} \cdot \frac{A}{2\pi a} \cdot \frac{dI_{beam}}{dt} \quad (3.17)$$

可以发现测量到的信号是离子流强的导数值，相位移动就为 90° 。测量到的信号为双峰结构，需要对测量到的信号积分，从而得到离子束的束团结构。对于 pick-up 详细的测量原理可以参考[146]。

光学测量: 利用离子束与残余气体作用产生的荧光来测量压缩束的时间结构的研究已经在多个储存环中开展[147-149], 这种方法容易实现, 分辨高, 而且对束流没有破坏, 只是需要在数据获取系统中加一个非常好的时间数字转换器 (Time digital convertor)。这里简单介绍使用荧光方法在 ESR 上对能量为 389MeV/u 的 $^{209}\text{Bi}^{81+}$ 离子束的时间结构测量结果。同时这个方法也可以用到激光冷却实验中, 将在后面 ESR 实验结果中给出详细的讨论。

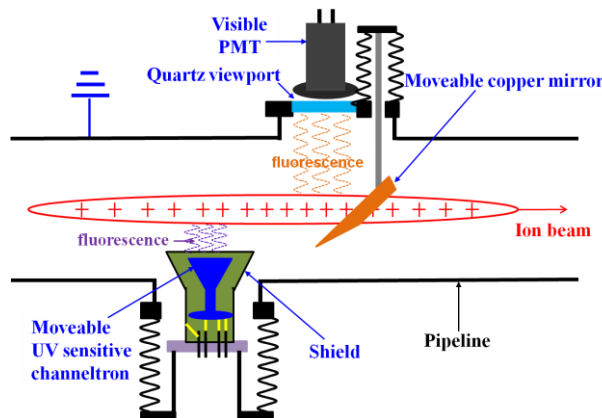


图 3.18 利用荧光信号测量离子束时间结构的实验装置示意图。

如图 3.18 所示, 当离子束在储存环中运行时, 与残余气体作用从而使得残余气体电离, 激发, 从而发射荧光信号。利用安装一个光电倍增管 (photomultiplier) 和电子通道倍增管 (channeltron) 探测发射的荧光。探测到的信号通过放大, 甄别, 被数据获取系统获取, 利用压缩离子束的射频信号做时钟, 通过带宽非常宽的数据获取系统, 就可以得到荧光信号的时间结构。测量到的结果如图 3.19 所示, 图 3.19(a) 是利用 channeltron 测量到的结果, 图 3.19(b) 是利用可见光相应的 PMT 测量到的结果, 其中 channeltron 测量到的结果为真实的离子束团的时间结构, 其束团长度测量分辨可以达到 0.5m。PMT 测量的结果两个峰在右边都有一个缓慢的下降, 这主要是由于在实验中使用的 PMT 相应波长范围为 (300-900 nm), 而发射荧光的激发态具有很长的寿命, 导致测量到的结果是一个高斯和指数衰减的卷积结构。对于详细的测量过程以及结果的讨论可以参考[150]。

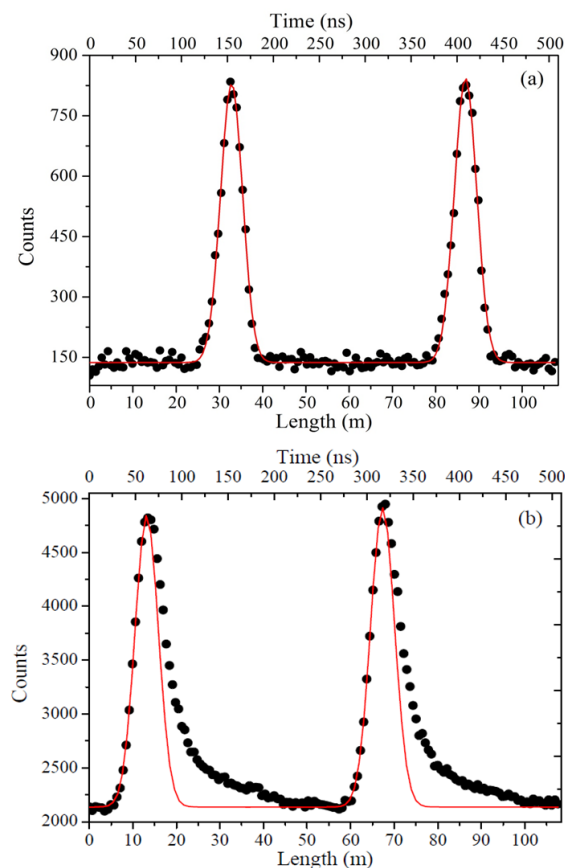


图 3. 19 利用荧光方法测量到的压缩为两个束团的 Bi^{81+} 离子束的束团结构。
(a)Channeltron 测量的结果；(b)PMT 测量的结果[150]。

3.4.2.2 Schottky noise spectrum

Schottky 噪声信号是有限数目的粒子在同步加速器或存储环中旋转时产生的统计涨落，自从第一次W. Schottky在CERN的ISR环中使用非束团结构的束流测量到Schottky信号以来[151]，Schottky束流诊断技术不仅广泛用于强子加速器和重离子加速器，它可以对离子束的旋转频率，动量展宽，色品以及离子个数等参量进行精确的测量，还被应用于原子核质量和寿命的测量[13, 106, 107]。在激光冷却实验中，Schottky探针是最重要的诊断装置之一。

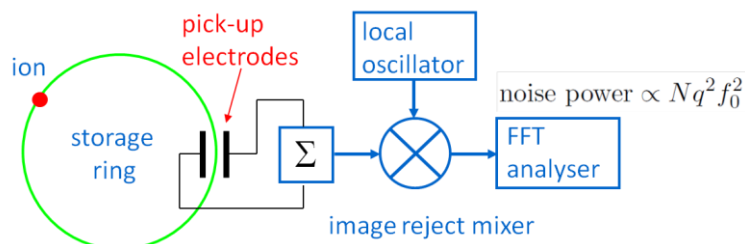


图3. 20 Schottky pick-up的工作原理示意图。

Schottky探针的工作原理如图3. 20所示, Schottky探针是安装在束流管道内的一对平行的电极板, 束流通过电极板时, 在电极板的内壁产生与束流极性相反的镜像电流, 通过测量该镜像电流可以实现对束流的无损测量。在CSRe和ESR上的实验都使用新安装的共振Schottky探针 (resonant Schottky pick-up), 共振Schottky探针只能探测离子的纵向信号而不能探测横向信号, 这里主要以共振Schottky探针为例介绍其工作原理。

连续束: 如果考虑一个连续束在储存环中运行, 则在Schottky探针上探测到的信号强度为:

$$I_N(t) = qe \sum_{n=1}^N \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - t_n - mT_n) \quad (3.18)$$

其中 N 是离子个数, qe 是单个离子的电荷态, T_n 是旋转周期, 旋转频率为 $f_n = 1/T_n$, 时间 t_n 是随机分布在储存环中的单个离子的初始时间。如果把上式在时域的离子信号利用快速傅里叶变换 (fast Fourier transform) 转换为频域信号, 则信号强度可以写作:

$$I_N(f) = qe \sum_{n=1}^N \sum_{h=-\infty}^{\infty} f_n \delta(f - hf_n) e^{-j2\pi f t_n} \quad (3.19)$$

其中 N 个离子随机的分布在离子储存环里, 并且又有很小的频率差 f_i 。离子束的Schottky谱由在频域的各个旋转频率 f_n 的峰组成。每个峰的宽度是Schottky谱仪的测量谐波次数和离子束的旋转频率分布的乘积。离子束的相对旋转频率分布和离子束的动量分布成正比, 离子束在第一个谐波次数的旋转频率可以写为:

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \frac{1}{\eta} \frac{\Delta f}{f_0} \quad (3.20)$$

其中 $\eta = 1/\gamma^2 - 1/\gamma_t^2$ 为储存环的滑移系数, γ ($\gamma = 1/\sqrt{1+\beta^2}$) 是相对论洛伦兹因子, γ_t 是储存环的过度因子。可以使用图3. 21和图3. 22说明以上的讨论。

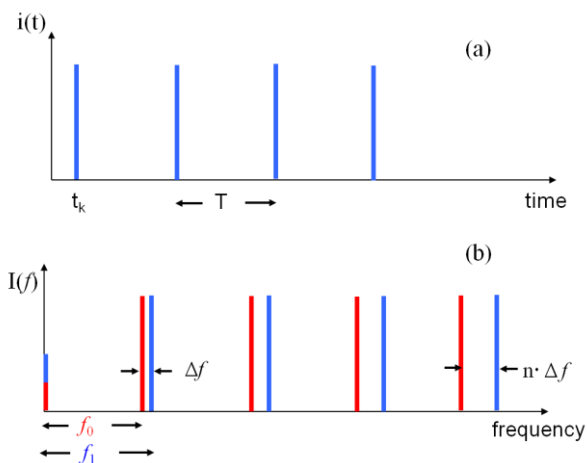


图3.21 离子束在时域和频域上的Schottky信号。

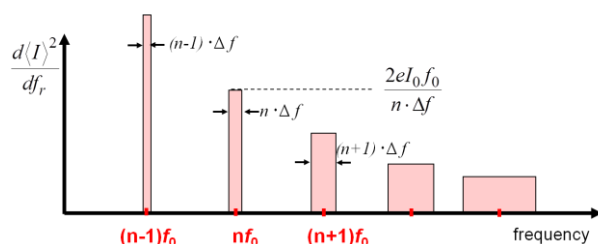


图3.22 在不同的谐波次数下离子束的Schottky频率分布变化示意图。

图3.23给出了安装在CSRe上的共振Schottky谱仪系统的照片，详细的工作原理可以参考[123]。在CSRe上安装共振Schottky谱仪的工作频率为243MHz。

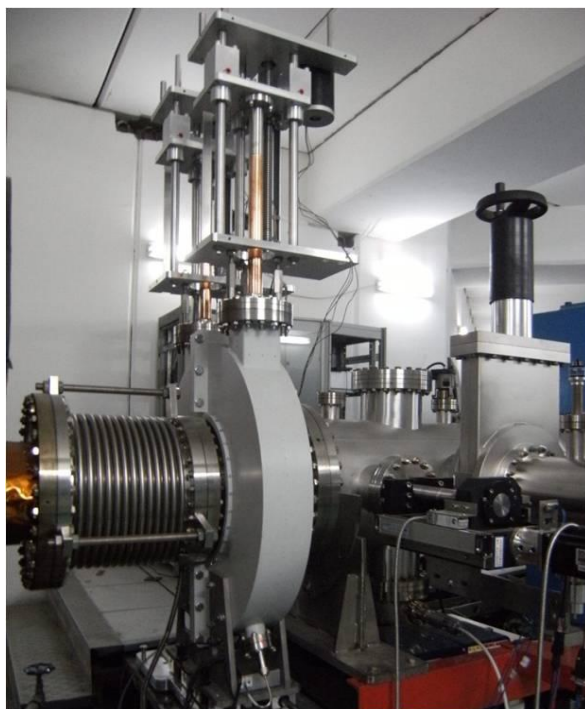


图3.23 安装在CSRe上的共振Schottky谱仪。

压缩束：对于压缩束，由于每个离子都有一个同步振荡，因此对于相对旋转

频率 f_0 有一个时间差的离子通过 Schottky 谱仪的时候就被在一定程度上调制了，可以写为：

$$\tau_i(t) = \hat{\tau}_i \sin(2\pi\omega_s t + \psi_i) \quad (3.21)$$

其中 ω_s 为同步振荡频率， $\hat{\tau}_i$ 是同步振荡的幅度，可以假定为线性的。在时域中，离子的信号可以假设为一系列的 delta 脉冲，由于调制作用，可以写为：

$$i_i(t) = qef_0 + 2qef_0 \cdot \text{Re} \left\{ \sum_{n=1}^N \exp[jn\omega_0(t + \hat{\tau}_i \sin(2\pi\omega_s t + \psi_i))] \right\} \quad (3.22)$$

可以用下面的关系表示：

$$\exp(j(z \sin \theta)) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_p(z) e^{jp\theta} \quad (3.23)$$

其中 J_p 是 p 级的 Bessel 函数。对于 N 个离子，可以把前面的式子中 n^{th} 展开为：

$$i_h(t) = 2qef_0 \cdot \text{Re} \left\{ \sum_{n=1}^N \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p(h2\pi f_n \hat{\tau}_n) \exp[i(h2\pi f_n t + h\theta_n + p2\pi\omega_s t + p\psi_n)] \right\} \quad (3.24)$$

对于每个旋转频率(nf_0)，Schottky谱都会分裂成为同步频率的小峰，小峰之间的距离为同步频率 ω_s ，而幅度则正比于Bessel方程的因子 $n2\pi f_0 \hat{\tau}_i$ 。最终压缩束的Schottky谱如图3. 24所示（CSRe上电子冷却 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 压缩束），由于Schottky频谱信号具有极高的灵敏度，所以可以用来测量非常弱束流情况下的离子束个数，同时还可以用作测量离子的质量。在第五章中将对在CSRe上测量到的压缩束的Schottky谱以及离子的同步振荡频率等内容做详细的讨论。连续束和压缩束的纵向Schottky信号详细的描述可以参考[152]。

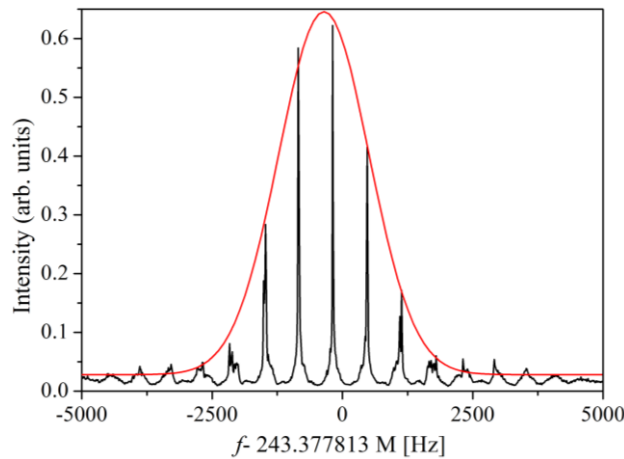


图3. 24 在CSRe上电子冷却 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 压缩离子束的Schottky谱。

3.4.3 横向诊断

和离子束的纵向诊断一样，在激光冷却实验中横向诊断同样重要。尽管激光横向冷却离子束的作用很弱，但是对于离子束横向截面的测量能给出离子束的横向发射度或者说是横向动量展宽，同时在压缩束实验中结合束团长度和束流强度的测量能给出离子束的密度，从而判断离子束的状态，相变等内容。对离子束的横向快速诊断还是研究离子束动力学行为的重要手段。由于在激光冷却实验中，离子束实现有序束或者结晶束时的横向尺寸会很小（ $\ll 1\text{mm}$ ），这对于横向诊断装置的分辨率提出了更高的要求。

离子束的横向诊断主要包括束流横向发射度的测量。由于四极磁铁的聚焦和二极磁铁的偏转作用，离子束在储存环每个位置的 β 函数不同，因此就需要多个测量设备安装在储存环不同的位置。一般的诊断装置有束流位置监测器（beam position monitor），狭缝（beam scraper），残余气体探测器（ionization profile monitor），单丝（wire scanner），多丝正比室（MWPC），以及结合闪烁体的 CCD（charged coupled device for a camera）探测器等等。

通过测量离子束的横向截面可以由下式导出束流横向发射度 ϵ ，

$$\sigma_x^2(s) = \epsilon_x \beta_x(s) + (D(s) \frac{\Delta p}{p})^2 \quad (3.25)$$

$$\sigma_y^2(s) = \epsilon_y \beta_y(s) \quad (3.26)$$

在同步储存环中，点阵函数（beta function）可以测量，如果知道动量展宽，由上式容易计算出离子束的发射度。一般情况下离子束在水平方向受到二极磁铁的偏转，所以需要考虑色散，而离子束横向截面的垂直方向则不需要考虑。在这一节，我们只详细介绍在 ESR 和 CSRe 上用到的 beam scraper 和 ionization profile monitor 的工作原理，其它有关离子束横向诊断的设备和装置原理可以参考[146]。

3.4.3.1 Beam scraper

利用束流刮削器（beam scraper）测量离子束的横向截面从而推出离子束的横向发射度是最简单的方法，它可以具有非常高的精度（ ~ 1 微米）并且成功被用于在 ESR 上诊断电子冷却高电荷态离子束实现有序束的实验中[102]。但是由于其在测量过程中对离子束的破坏性，就限制了使用束流刮削器开展离子束的横

向动力学行为的研究。

一般情况下，束流刮削器在一个位置由两对组成，分别诊断离子束横向截面的垂直方向（vertical）和水平方向（horizontal）。在测量某一个方向的束流轮廓时，从最外侧向束流中心移动束流刮削器，与此同时利用 DCCT 测量离子束流强的变化或者利用 Schottky 噪声谱测量离子束强度的变化，从而得到离子束流强随着束流刮削器位置的变化图，通过一个方向两个束流刮削器在束流两侧的测量结构就可以得到一个方向上在某个位置的束流横截面信息。然后再利用已知的点阵函数，就可以推算出束流在储存环其它位置的横向截面信息。利用测量到的束流横向截面信息就可以推算出离子束的横向发射度，或者说离子束的横向温度。在所有的这些对离子束横向水平方向的相关计算中需要考虑离子束的纵向动量分散。

图 3.25 给出了利用束流刮削器测量离子束横向尺寸的示意图。在离子束被冷却后，移动束流刮削器刚好接触到离子束的边缘，直到移动到使得离子束完全消失，这之间的距离为 L_d ，离子束的宽度 σ_s 和这个距离成正比 $L_s = 1.75 \times \sigma_s$ [86]。这只是简单的测量离子束的横向直径的方法，如果使用束流刮削器测量离子束的横向分布，则需要在移动束流刮削器时记录下每个位置离子束的相对强度变化，从而得出离子束的横向分布[153]。

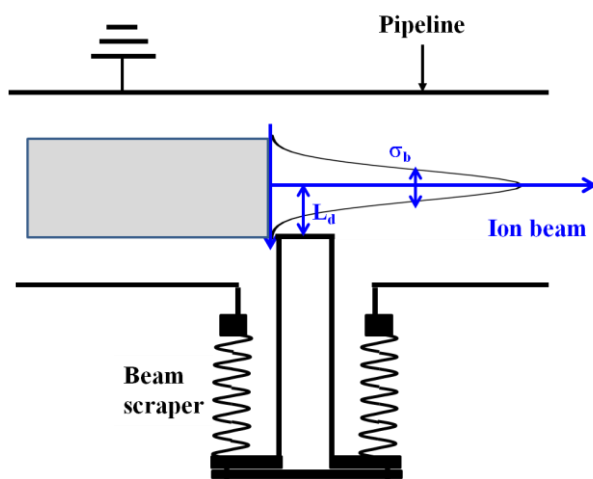


图 3.25 利用束流刮削器测量离子束横向尺寸的示意图。

3.4.3.2 Ionization profile monitor

重离子储存环上测量离子束的横向包络用到的比较普遍的设备是残余气体探测器（residual gas monitor or ionization profile monitor）[154-156]，作为一个非

破坏性实时束流横向包络探测器，几乎所有的离子（包括质子）储存环都安装了这个设备。在激光冷却和电子冷却实现有序束和结晶束，并且研究极冷束流下的束流动力学行为时，这个设备可以说必不可少。尽管其分辨约为 0.1 mm，不足以很精确的测量束流横向尺寸，但是其快速响应以及非常高的灵敏度使其具有非常有利的特性。

安装在 ESR 上的残余气体探测器的结构和工作原理如图 3.26 所示。当在储存环中运行的高速离子与残余气体作用时，可以电离残余气体从而产生电子-离子对。如果在水平（垂直）方向加上非常强的电场，就可以分开产生的电子-离子对，然后使用位置灵敏探测器探测这些粒子，就能实时的监测离子横向包络。在同步重离子储存环中，由于环中的压强很小（ $<10^{-11}$ mbar），所以电子-离子的产额很少，MCP 探测器被用来进行信号放大，当一个离子或者电子打到 MCP 的表面，会产生很多的二次电子，其位置分辨约为 0.03mm。对于需要更高增益的信号放大，则需要两片 MCP 重合使得增益达到 $\sim 10^6$ 。经过放大的信号打在涂了磷的表面从而使用快速照相机探测位置，经过仔细的刻度就可以得出离子束横向的包络。由于发射的电子在各个方向都有，而且具有很高的速度，所以加载相应的磁场增加电子的收集效率，电子会在电场和磁场叠加的场中做螺旋向前运动，直到被探测器收集。一般探测电子比较困难，但是具有高的时间分辨。

我们在 ESR 上主要探测电离后的离子来诊断离子束的横向包络，图 3.27 是 ESR 上残余气体探测器的数据获取分析截面，其中中间的两个二维图分别是离子束横向截面的水平方向和垂直方向的尺寸随着时间的变化，可以看出随着电子冷却的作用，离子束的横向尺寸在变小，其在横向上的强度分布为高斯分布。

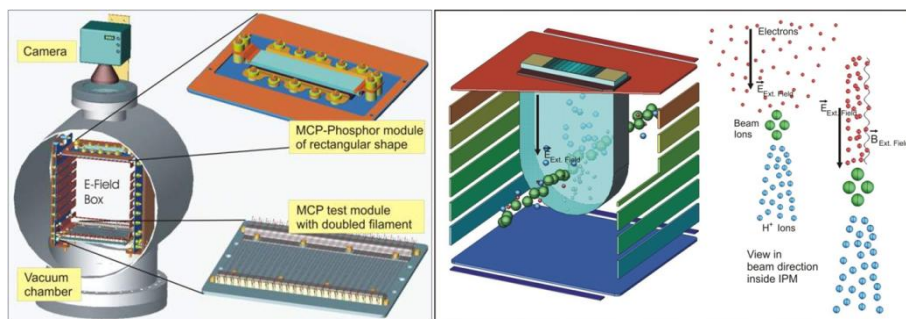


图 3.26 电离残余气体探测器（左图）以及原理示意图（右图）。

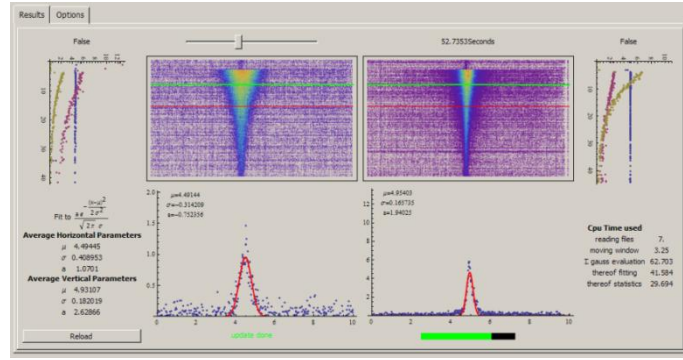


图 3.27 ESR 上安装的 IPM 测量离子束横向剖面的数据获取截图。

3.4.4 荧光测量

在激光冷却实验中，随着激光不断地与离子共振作用，处于激发态的离子会退激发射荧光，通过对激光冷却中的处于激发态离子自发辐射退激荧光的测量可以得到离子束纵向动量分布，离子束的动力学行为以及离子束的相变等内容[38, 52]。在 Paul 和 Penning 势阱中开展的激光冷却原子和离子实验，几乎所有的研究内容都是通过荧光的诊断来获得的。特别是对于非常冷的离子束 ($\Delta p/p < 10^{-6}$)，Schottky 探针几乎达到了其探测极限，因此使用荧光诊断来探测离子束的纵向动量展宽就显得尤为重要。这里介绍荧光测量的方法以及在激光冷却储存环中的重离子束的实验中通过荧光诊断可以研究的内容。

前面一节讲到的利用荧光测量来获得压缩束的束团分布，是测量被离子束激发和电离的残余气体发射的荧光。这里记录的是激光冷却中处于激发态离子退激自发辐射发射的荧光，这样才能直接获取离子束的动力学等信息。

在储存环中离子束的激光冷却实验中，由于多普勒效应，激光冷却相对论能量重离子束的共振跃迁的波长会随着离子束的速度发生变化，如下式：

$$\omega = \omega_0 \cdot \gamma \cdot (1 - \beta \cdot \cos \theta_{\text{lab}}) \quad (3.27)$$

其中 ω 是实际作用时的跃迁频率， ω_0 是离子静止坐标系下的跃迁频率， $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ 是相对论 Lorentz 因子， $\beta = v/c$ 是离子束的速度， θ_{lab} 是离子束与激光束的夹角。对于 C^{3+} 离子束的激光冷却，其静止坐标系下 $2\text{S}_{1/2} \rightarrow 2\text{P}_{1/2}$ 的跃迁波长为 155.07nm，则可以通过上式得出在不同离子速度下的吸收和发射光子的波长变化，如图 3.28 所示。由此可以得出观察荧光的角度不同，发射光子的波长

也不同。而且由于多普勒效应，处于激发态的高速离子发射光子会发生前向增强效应（boost in flight direction）可以表示为：

$$\tan \Theta_{\text{lab}} = \frac{\sin \Theta_0}{\gamma(\cos \Theta_0 + \beta)} \quad (3.28)$$

高相对论能量的离子发射的光子会在前向非常小的角度发射（对于 $\gamma \gg 1$ 则有 $\Theta_{\text{lab}} \rightarrow 0$ ）。这样的话，对于 $\Theta_{\text{lab}} = 0$ ，一个离子吸收光子发射光子的循环，离子丢失的能量为：

$$\hbar \omega_{\text{out}} = \frac{1-\beta}{1+\beta} \hbar \omega_{\text{in}} = \gamma^2 (1+\beta) \hbar \omega_{\text{in}} \quad (3.29)$$

对于 $\gamma \gg 1$ 则有 $\hbar \omega_{\text{out}} = (2\gamma)^2 \hbar \omega_{\text{in}}$ ，这样就大大增加了激光冷却相对论能量的离子束的效率，同时也使得荧光的观测有所不同。如果使用激光冷却 U^{89+} 离子，观察离子的 $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ 的跃迁前向发射的光子的能量为 14.4keV，则需要使用 X 射线探测器，详细的讨论在第六章中给出。

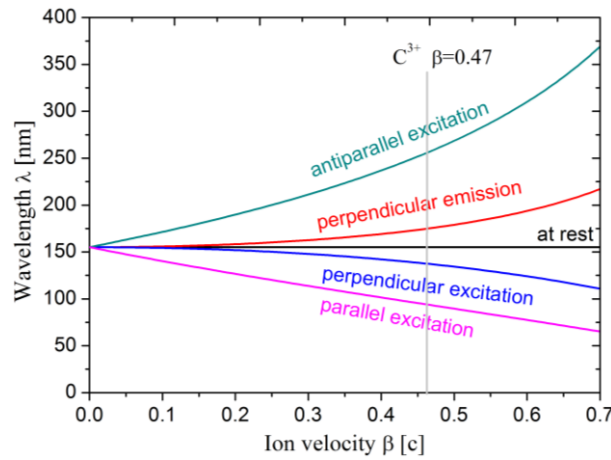


图 3.28 C^{3+} 离子束的激光冷却中 $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ 能级跃迁波长相对于离子束速度的变化。分别为静止坐标系，激光束与离子束平行，离子束与激光束反向平行，垂直离子束激发以及垂直离子束方向观察。

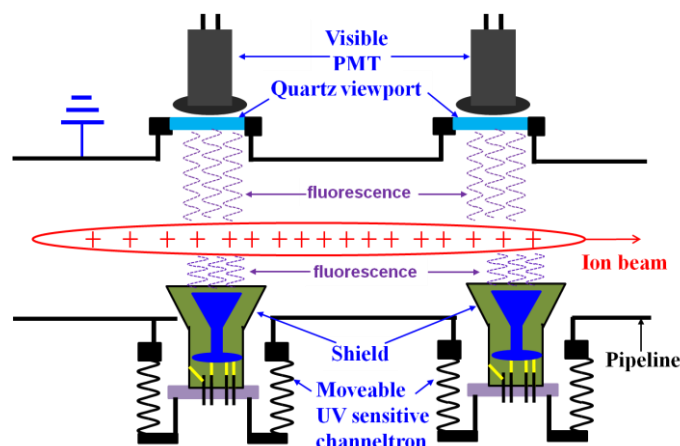


图 3. 29 ESR 上激光冷却 C^{3+} 离子束的荧光探测设备示意图。

图 3. 29 给出了在 ESR 上开展的激光冷却 C^{3+} 离子束实验中用到的荧光测量设备示意图。为了观察激光冷却 C^{3+} 离子束时的荧光信号，选择了 CaF_2 和 MgF_2 两种窗口，以及光电倍增管（E-Tube 9403B，其波长相应范围为 110-230nm）和伸到超高真空里的电子通道倍增管（Photonics CEM4869，其波长相应范围为 110-230nm），其中电子通道倍增管结构的照片如图 3. 30 所示。通过荧光测量可以得到离子束宽度 (beam width)，束团长度 (bunch length)，动量展宽 (momentum spread)，以及确定离子束相变等信息，详细的讨论可以参考[78]。



图 3. 30 用于激光冷却中荧光测量伸到 UHV 真空中 channeltron 的设计照片。

3. 5 数据获取系统

在 ESR 上开展 C^{3+} 离子束激光冷却的实验中，使用了两套数据获取系统，分别为：National Instruments 公司的 CompactRIO 数据获取系统和 VUPROM (VME Universal Processing Module) 系统。在激光冷却实验中数据获取分为两个方面，一方面是环上的诊断装置的数据，例如 DCCT 信号，Schottky 信号，pick-up 信

号等，一方面是荧光探测的信号和与激光相关的参数。在实验中与储存环相关的数据都是单独获取存储的，对于荧光信号和激光相关参数以及束流强度的信息是利用这两套数据获取系统获取的，这里分别予以介绍。

CompactRIO (Compact realtime input and output) 是基于处理器和内置的 FPGA (field-programmable gate array)，配合各种模块 (I/O, 有电压, 电流, 频率, 电压, 热耦合等等)，再通过 Labview 程序控制的系统，可以通过网络直接连接到电脑上，其主要分为四个部分：

- a. Real-Time Processor，主要负责数据处理和控制的部分。
- b. 内置有 FPGA 的 Chassis，一般都有 4 或者 8 个槽，可以插不同的 I/O 模块，主要负责连接模块和处理器。
- c. 各种不同类型的 I/O 模块。
- d. 进行控制和数据处理的软件系统 Labview (Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench)，可以直接通过对 FPGA 和处理器的编程实现数据系统的控制和数据获取。

NI CompactRIO 是一款高级嵌入式控制和采集系统，基于 NI 可重新配置 I/O(RIO)技术。控制和采集系统厂商广泛使用现场可编程门阵列(FPGA)设备，CompactRIO 不仅具备实时嵌入式处理器的低功率能耗功能，还兼有 RIO FPGA 芯片集的优越性能。RIO 核心具有内置式数据传输机制，可将数据传输到嵌入式处理器，用于实时分析、事后处理、数据记录或与联网主机通信。借助 LabVIEW FPGA 的基本 I/O 功能，CompactRIO 可将硬件与每个 I/O 模块的 I/O 电路直接连接。每个 I/O 模块具有内置式连接、信号调理、转换电路（如 ADC 或 DAC）以及可选的隔离屏障等功能。对于各种探测信号和输出信号都能够通过编程实现，而且该系统可以通过 Internet 连接到 HOST PC 上得以实现，详细的介绍可以参考[157]。

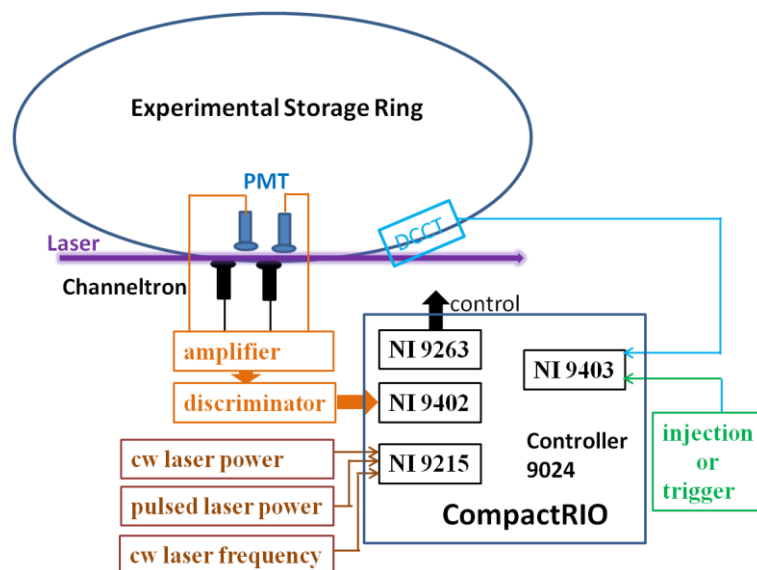


图 3.31 ESR 上 C^{3+} 离子束的激光冷却 CompactRIO 数据获取系统示意图。

在 ESR 的 C^{3+} 离子束激光冷却中，CompactRIO 系统不仅可以用作数据获取还可以用作数据分析，其结构如图 3.31 所示，在实验中这个系统可以通过 ethernet 控制，同时还可以通过远程控制。同时还可以利用 Labview 系统分析数据，图 3.32 给出了利用 Labview 程序分析 Schottky 谱的截面图，可以实时地在实验中应用此程序来分析获得的 Schottky 谱。

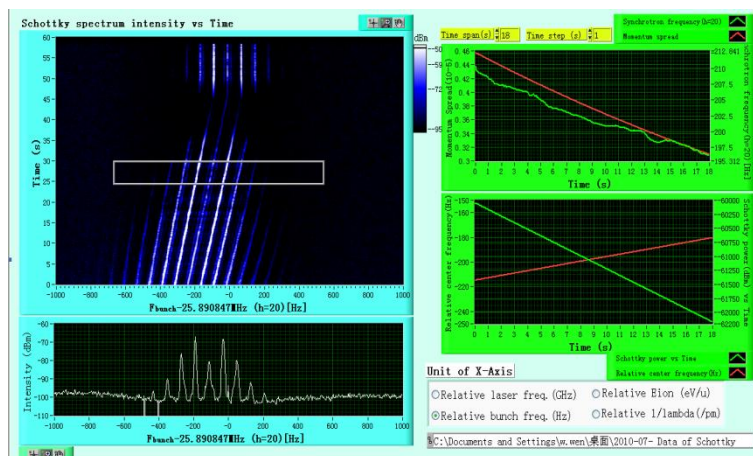


图 3.33 利用 Labview 分析经过激光冷却的 Schottky 谱分析程序截图。

VUPROM（VME Universal Processing Module）是 GSI 的电子学组开发的一款用于数据获取的系统[158, 159]，主要包括一个 Multi-hit 时间数字转换器(TDC) 和一个定标器（scaler），如图 3.34 所示，为 VUPROM 系统模块。在 C^{3+} 离子束激光冷却实验中，所有的荧光信号经过放大甄别后都连接到 VUPROM 系统中，同时使用 RF-buncher 的信号作为时钟信号，如图 3.35 所示，这样就相当于对所有的信号测量有了时间刻度。由于 VUPROM 系统中用到的 TDC 工作在 300MHz，

所以时间分辨为 3.3 ns，这为利用荧光信号测量压缩离子束的时间结构提供了条件，详细的荧光信号的分析见第五章 ESR 上的实验结果。与此同时储存环上和激光参数等信号也可以输入进这个数据获取系统，所有的时间数据都是通过 MBS (multi-branch-system) 系统实时地传输到 GSI 的数据服务器中，并且可以利用 GO4 (GSI Object Oriented On-line Off-line system) [160] 数据处理程序实时的在线分析数据，这些都为实验的顺利开展提供了很好的条件。表 1 给出了在激光冷却实验中利用 VUPROM 数据获取系统记录的实验信号。



图3. 34 VUPROM模块包括Multi-hit TDC和Scaler

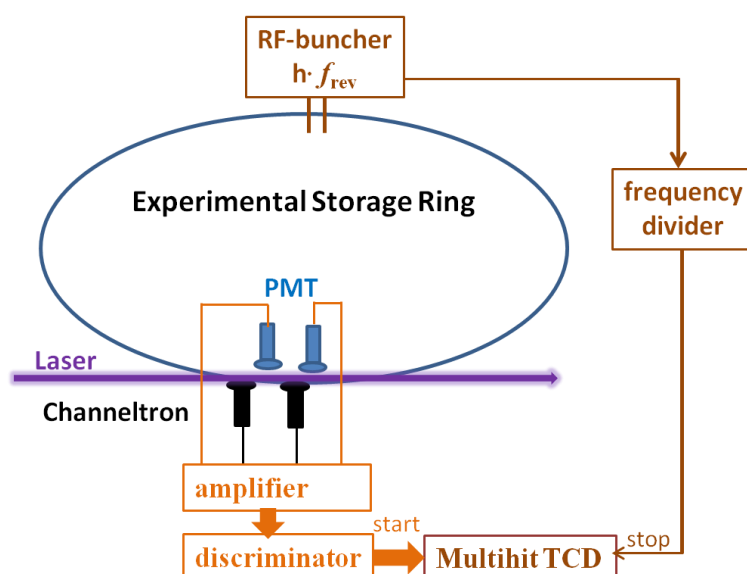


图 3. 35 ESR 上 C^{3+} 离子束的激光冷却 VUPROM 数据获取系统示意图。

表 3-2 ESR 上激光冷却 C^{3+} 离子束实验中 VUPROM 数据获取系统记录的实验数据列表。

Channel	Input (TDC)
0	PMT 1
1	Channeltron 1
2	PMT 2
3	Channeltron 2
Channel	input (Scaler)
16	DC current transformer
17	Injection
18	U - electron cooler
19	I - electron cooler
20	P - Gun
21	P - Collector
22	Divided RF
23	Clock
24	cw laser power
25	cw laser frequency
30	cw laser scan voltage
31	pulsed laser power

第四章 CSRe 激光冷却实验准备和测试结果

本章主要分为两个部分：CSRe 上激光冷却实验的准备和在没有激光情况下利用电子冷却 Ne^{10+} 离子束的测试性实验结果。在 CSRe 上开展激光冷却相对论重离子束的实验示意图如图 4.1 所示，激光束传输到 CSRe 上与离子束相反的方向与离子束平行共振作用，利用新安装的 RF-buncher 压缩离子束与一束激光共振相互作用来冷却离子束。同时通过安装在 CSRe 上的新的共振 Schottky 探针系统和荧光探测系统开展激光冷却离子束的动力学研究。激光冷却实验包括激光系统，激光传输和稳频系统，RF-buncher 系统，荧光探测系统，数据获取系统以及离子储存环的诊断系统。表 4-1 给出了在 CSRe 上开展激光冷却 C^{3+} 和 N^{4+} 离子束实验时的参数列表。

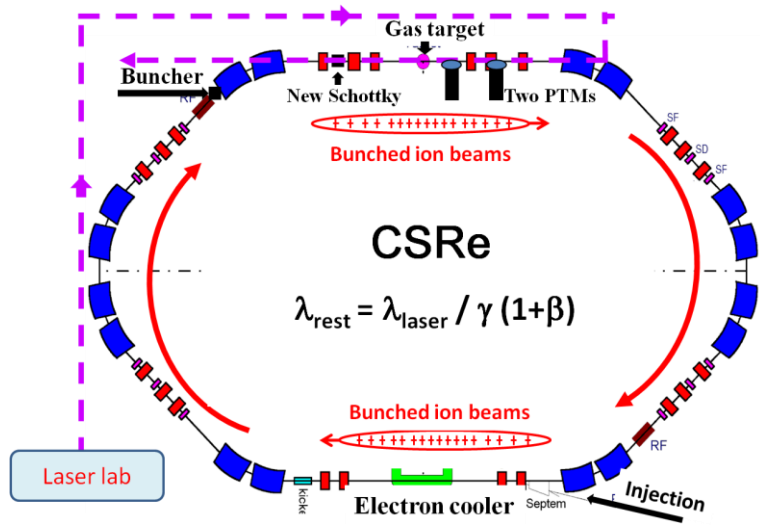


图 4.1 CSRe 上激光冷却实验示意图。

表 4-1 在 CSRe 上开展激光冷却 C^{3+} 和 N^{4+} 离子束实验时的参数列表。

The parameters of CSRe		
Circumfrence	128.80m	
$B_{\rho\max}(Tm)$	8.40	
Betatron tune	2.53-2.57	
Ion species	C^{3+}	N^{4+}
Beam energy	122 MeV/u, 1.47 GeV	257 MeV/u, 3.62 GeV

Relativistic β, γ	0.467, 1.131	0.6216, 1.2765
Revolution frequency	1.088MHz	1.45 MHz
cooling length	25m	
Laser parameters		
Laser source	Ar^{+} ion laser	
Operational mode	Single mode	
Wave length	257.34nm(double frequency)	
Power	40-100mW	
Cooling transitions		
$2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$	155.07nm	124.3nm

4.1 激光系统

CSRe 上激光冷却实验的激光系统拟采用德国达姆施塔特工业大学研制的半导体连续可扫描激光器和德国 FZDR 研究所研制的脉冲激光器。现阶段建成了超净激光冷却实验室，如图 4.2 所示。



图 4.2 用于 CSRe 上激光冷却的实验室以及激光平台。

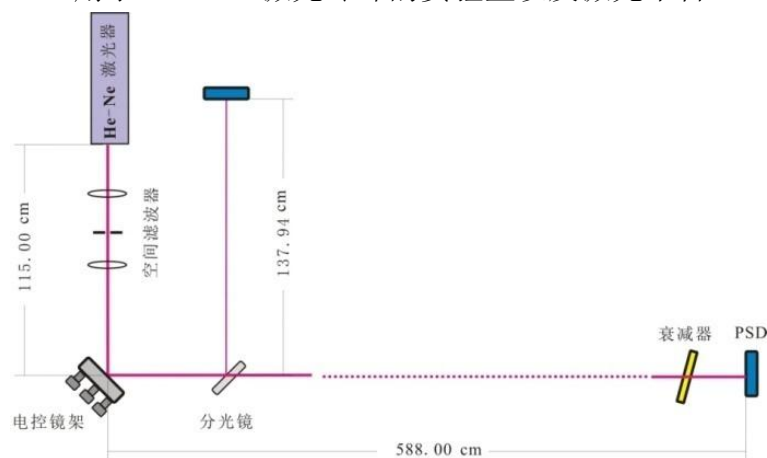


图 4.3 激光远距离传输指向稳定控制系统

同时测试了激光远距离传输指向稳定性控制系统，测试方法如图 4.3 所示。在激光冷却实验中，激光需要长距离传输，而激光束指向稳定性对于激光冷却实验中激光与离子束的耦合至关重要。因此需要对激光指向进行控制，以保证激光与离子束的高效耦合。利用 He-Ne 激光器进行激光传输指向性装置的检测光源如图 4.3 所示。由于理想激光束在空间上为高斯分布，随着传输距离增加光斑尺寸变大，因此在本测量中需要加入空间滤波器控制测试区域激光光斑尺寸。激光经过空间滤波器后由一台高灵敏度的压电陶瓷镜架反射，再传输 5.88m 后利用一个四象限光敏探测器（PSD）记录光斑中心位置数据。同时，在电控镜片后置一 2mm 厚石英分光片分光，传输 1.38m 后利用另一台 PSD 采集光斑中心位置数据并实时反馈给电控镜架，以控制激光传输指向。利用该测量系统采集 30 分钟激光指向抖动数据，并按照线性偏移计算出激光传输时的激光指向抖动数据，激光冷却实验要求激光束在 CSRe 直线段中心区域偏离中心不应超过 1mm。测试实验结果满足激光冷却的实验要求。

4.2 RF-Buncher 系统

在激光冷却实验中为了提供可以补偿激光对离子共振散射作用力的辅助力，1995 年 J. S. Hangst 在 ASTRID 首次采用 RF-buncher 结合一束激光冷却离子束，得到了很好的结果[56]。RF-buncher 的工作原理如图 4.4 所示，离子束通过加载有射频电压的两个电极板时，在纵向感受到射频的电场（横向没有作用力），这个作用力相当于提供了随着位置变化的纵向作用势，从而压缩离子束为 h （ $f_{bunch}=h \cdot f_{rev}$ ）个束团。RF-buncher 不仅可以提供激光冷却辅助作用力，增加冷却时的动量范围，同时还可以对所有的离子有一个“回收（recycling）”的作用，有效的阻止冷却过程中离子丢失的现象。同时通过扫描 RF-buncher 的频率，实现大范围动量展宽的离子束的激光冷却。

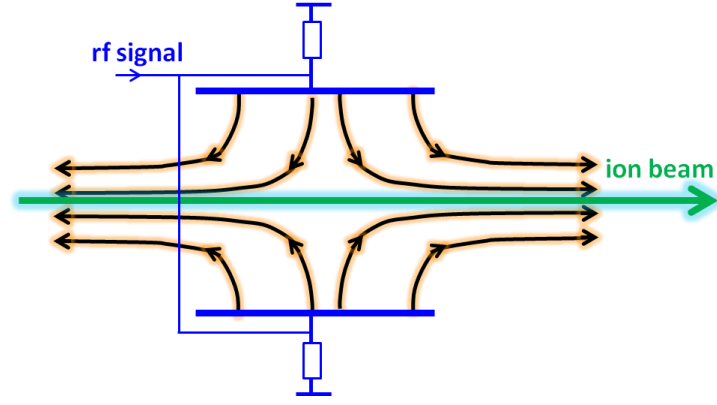


图 4.4 用于激光冷却中压缩离子束的 RF-buncher 原理图。

由于在 CSRe 上的 C^{3+} 离子束激光冷却，只能有一束与离子束方向相反的激光束可以与离子束共振作用，所以选择使用 RF-buncher 提供激光冷却中必要的辅助作用力。在 CSRe 上的 RF-buncher 由两个电极板组成的，如图 4.5 所示。

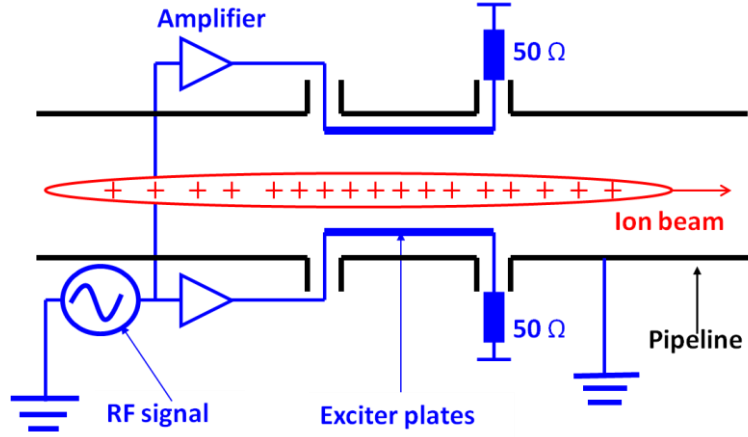


图 4.5 CSRe 上用作激光冷却实验的 RF-buncher 系统示意图。

给两个极板上加一个时间 t 相关的电压 $U(t)$ ，当离子穿过这个极板时，从进入到穿过就有一个时间 Δt ，

$$\Delta t = L/v_{ion} \quad (4.1)$$

L 是 RF-buncher 的长度，在这段时间里面，离子只会感受到纵向电势的变化为：

$$\Delta U(t) = U(t) - U(t + \Delta t) \quad (4.2)$$

因为离子通过这个聚束器的时间很短，所示上式可以表示成：

$$\Delta U(t) \approx \frac{\partial U(t)}{\partial t} \cdot \Delta t = \dot{U}(t) \cdot \Delta t \quad (4.3)$$

为加在聚束器上的频率。这个电压会在离子运动的纵向（或者说离子飞行的方向）上对离子产生作用力，平均到整个环，则可以表示成：

$$F(t) = \frac{Qe}{C} \dot{U}(t) \Delta t \quad (3.4)$$

其中 Qe 是离子的电荷态, C 为储存环的周长, $U(t) = U_0 \cos(2\pi f_{\text{bunch}} t)$, $f_{\text{bunch}} = hf$ 。

如果把这个作用力从时间坐标转换到空间坐标, 则不同位置离子所感受到的作用力可以表示为:

$$F(s) = F_0 \cdot \sin\left(\frac{2\pi h}{C} s\right); \quad F_0 = Qe \frac{2U_0}{C} \eta \sin\left(\frac{\pi h}{C} L\right) \quad (3.5)$$

其中 $\eta = 1/\gamma^2 - \alpha$ 为加速器的滑移因子。如图 4.6 所示, 经过一定时间的作用, 具有一定动量展宽的连续离子束就会被压缩成为压缩离子束, 束团的个数由加载在聚束器上的频率决定。每个束团里面的离子会受到 RF-Buncher 电压的约束, 就相当于离子掉进了电势形成的 *Bucket* 里面, 在 *Bucket* 里面的离子会发生振荡, 称为离子的同步振荡。会在 4.4 节中详细讨论。

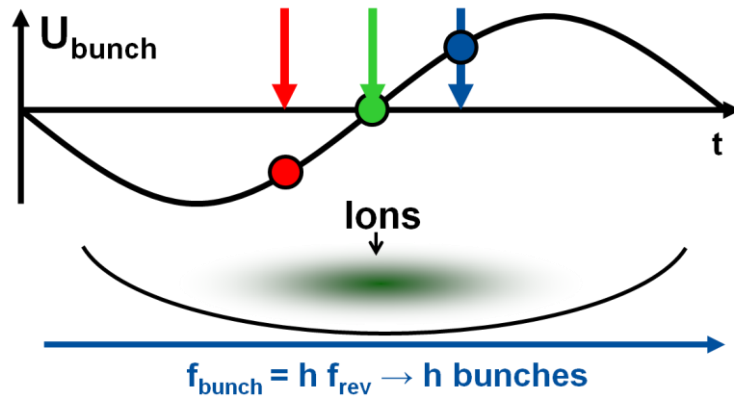


图 4.6 离子束经过聚束器时感受到的聚束器的纵向调制的正弦势能示意图, 不同速度的离子感受到不同的势能(上图), 通过调制可以使得相对快的离子减速, 慢的离子加速, 最终把束流压缩成为束团(下图)。

如图 4.5 所示, RF-buncher 系统是通过两个电极板上加载一个经过放大的正弦信号对离子束在纵向上的调制实现的。使用信号发生器 (Tektronix AFG 3252) 发射一定频率的信号, 经过两个功率放大器 (E&I 325LA) 放大后加载到两个电极板上, 电极板的另外一头连接 50 欧姆的大功率电阻防止信号反射。其中使用的信号发生器的带宽可以达到 240MHz, 而且可以通过 GPIB 远程控制, 功率放大器的带宽从 250KHz 到 150MHz, 从而可以满足激光冷却的要求, 在使用过程中, 选择信号发生器的频率为离子在储存环中的回旋频率的整数倍, 从而可以把离子聚束。

激光冷却时可以固定激光频率，通过扫描 RF-buncher 的频率使得具有比较大的动量展宽的离子束 ($\Delta p/p > 10^5$) 很好的被冷却。以一个束团里面的离子为例，一定数量的离子由于受到离子束运动方向（纵向）余弦的电压作用，会形成一个椭圆的形状，这时候，离子束在纵向上受到电势的约束，在横向上受到磁铁作用，这是相对于连续束流最大的不同（连续束只是在横向上受到磁铁的约束，在纵向几乎没有约束）。束团里面具有一定动量展宽的离子会出现振荡，振荡是相对于束团中心的离子束的，那么处于束团外侧的离子的振幅就相对大一点，也就是动量展宽处于中心动量最边上的离子，越靠近束团的中心，那么离子束的振荡就会变弱，相当于 Bucket 里面的离子也有一个动量展宽。我们的目的就是利用改变 RF-buncher 的频率，同时固定激光频率可以和束团最边上的离子作用，与此同时，当改变 RF-buncher 的频率，束团会有一个微小的移动，处于束团里面的离子也会受到电势的力（改变束团的频率，相当于给束团一个推动的力），由于激光束的频率是固定的，在那么随着 RF-buncher 的频率的改变，激光会冷却所有的离子，从而达到冷却目的。

但是这个方法存在两个问题：第一，激光对离子的作用力与改变束团频率给离子的作用力要互相补偿，如果力的方向相同，会把束团里面的离子推出 bucket，达不到冷却的目的。第二，改变束团频率的速率大约为 10Hz/s，使得激光和全部的离子相互作用，如果大范围的改变 RF-buncher 的频率，有可能使得相互作用力把离子推出去。第三，需要计算好 RF-buncher 的频率，使得离子在与激光作用的刚开始，刚好是处于束团边沿的离子与激光作用，这样扫描 RF-buncher 的频率相对于固定频率的激光才有意义，才能达到冷却的目的。

对于新安装在 CSRe 上的 RF-buncher，使用 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 离子束对 Buncher 系统进行了测试，离子束的能量为 70MeV/u，旋转频率为 0.86MHz。当离子束注入到 CSRe 中，调节 RF-buncher 系统使其工作频率为离子旋转频率的 50 倍(43MHz)，从而聚束为 50 个束团。同时利用共振肖特基探测器监测离子的纵向动量分布谱，测试结果如图 4.7 所示。其中横坐标表示频谱仪的工作频率，纵坐标是肖特基谱的强度。测量结果表明，经过电子冷却并且压缩的离子束纵向动量展宽达到了 $\Delta p/p \approx 1.6 \cdot 10^{-5}$ ，达到了激光冷却离子束的要求，为下一步在 CSRe 上开展激光冷却重离子束打下基础。

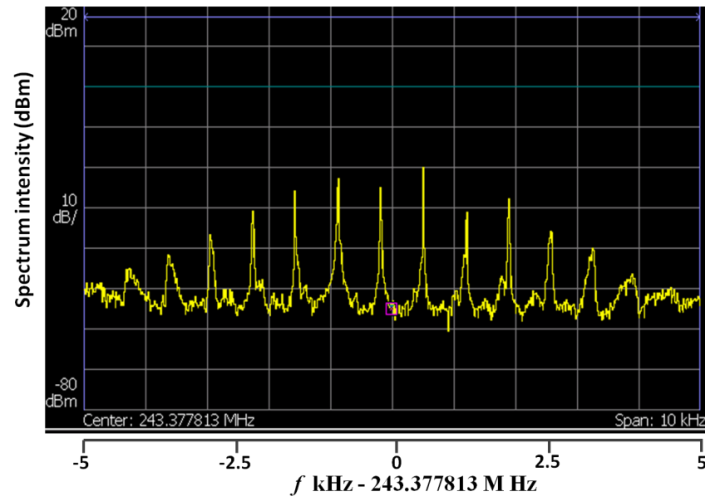


图 4.7 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 离子束在 RF-buncher 作用下测量到的肖德基谱 ($h=50$)。

4.3 荧光探测和数据获取系统

在 CSRe 上开展激光冷却相对论能量 C^{3+} 离子束的荧光探测系统如图 4.8 所示。用于激光冷却实验的诊断装置 Schottky 探针和荧光探测系统安装在 CSRe 的直线段，荧光探测系统主要由 UHV 窗口和适合探测荧光的荧光探测器组成。激光冷却重 C^{3+} 离子束共振光子跃迁能级 $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ 的波长大约为 155.07 nm，所以需要选择能够透过深紫外光的窗，同时可以对 155 nm 有高响应效率的光电倍增管。如图 4.9 所示，两个窗选择 CaF_2 超高真空的窗口 (MPF CaF_2)，其对 155nm 的光有超过 80% 的透过率；光电倍增管 (ET 9403B) 选择的相应波长范围为 110-230nm，有效探测直径为 29mm，满足实验需要。同时为了在实验中能够使得荧光探测装置更靠近束流以增加探测荧光的立体角，设计了两套可以移动的装置 (气动控制)，光电倍增管安装在里面，能够在实验期间移动整个装置。

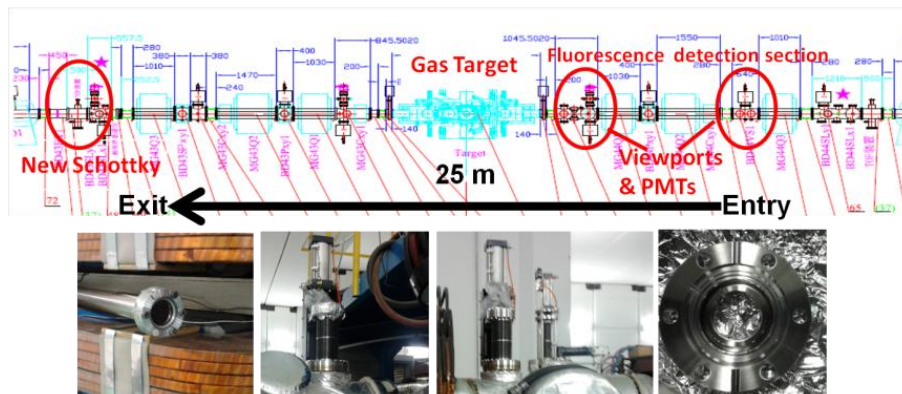


图 4.8 CSRe 上激光冷却重离子束的荧光探测系统位置和示意图。包括两个光电倍增管的安装位置，激光进光口，以及可以安装在超高真空环境的 CaF_2 窗口。

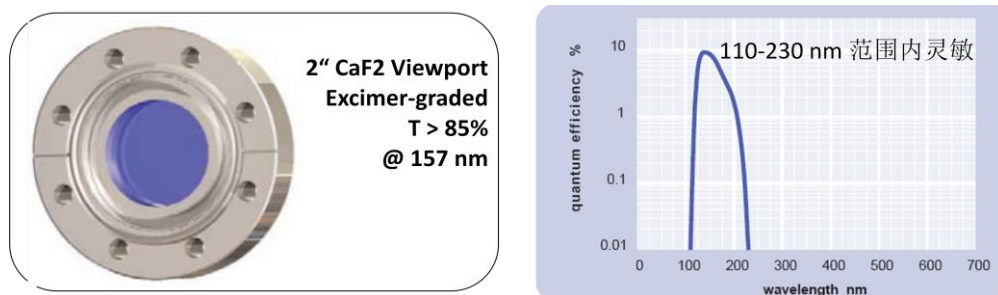


图 4.9 用于荧光探测系统的超高真空隔离窗 CaF_2 的参数和光电倍增管的波长相应范围。

荧光信号的数据获取系统如图 4.10 所示，光电倍增管的高压使用 CAEN 的 Mod. 470 提供，从 PMT 出来的信号经过 FA8000 插件放大后，使用 CF8000 进行甄别，甄别后的 NIM 信号通过一个 NIM/TTL 转换插件 LA8000 输出 TTL 电平的触发信号进入数据获取系统（DAQS）。DAQS 使用 NI PXI 系统，6602 板卡作为计数器，采样率为 80MHz/s，与此同时从束流流强监测计（DCCT）出来的信号经过网络传输到数据获取程序中，DAQS 使用 Labview 编写，实现了对数据的采集，显示，保存等功能。整个系统可以使用注入信号作为触发（trigger）信号，并且可以实现对数据获取系统的远程控制。

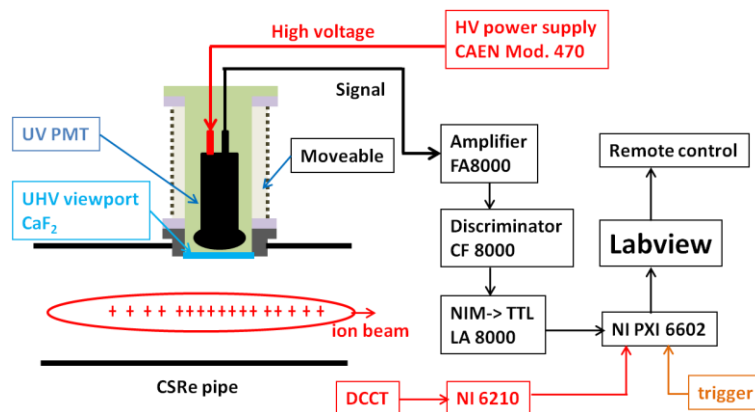


图 4.10 荧光探测系统的结构示意图以及数据获取系统示意图。

在 CSRe 上 Ne^{10+} 离子束的测试性实验中，分别测试了没有束流和有束流情况下的 PMT 背景噪声，PMT 的高压加到了 2000V，图 4.11 中左图是没有束流情况下的背景噪声计数，右图是有束流情况下的背景噪声计数。可以看出，有束流和没有束流的背景噪声差别不大，满足实验要求。

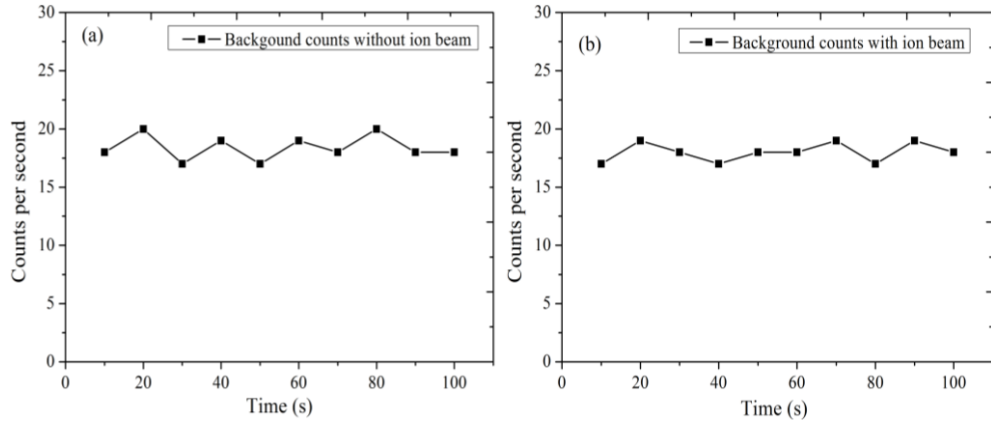


图 4.12 CSRe 中荧光探测器背景噪声测试 (a) 无束流, (b) 有束流

4.4 CSRe 上电子冷却压缩束动力学研究

利用在中科院近物所 CSRe 上新安装的共振肖特基系统 (resonant Schottky pick-up) 研究了经过射频聚束器 (RF-buncher) 压缩和电子冷却后 70MeV/u 的 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 离子束纵向肖特基谱。对于经过电子冷却和聚焦后的离子束, 在离子个数小于 10^7 时, 其纵向动量展宽达到了 $\Delta p/p = 1.6 \times 10^{-5}$ 。相比连续束, 从肖特基谱上观察到经过压缩以后的束流的纵向动量展宽的降低过程。同时给出了肖特基噪声谱在极低流强束流时进行寿命测量的应用, 而这个应用对以后在 CSRe 上开展激光冷却相对论能量的重离子束和核物理研究都非常有意义。

与此同时, 通过调节 RF-buncher 的频率 ($f_{\text{bunch}} = h \cdot f_{\text{rev}}$), 开展了电子冷却和压缩离子束的纵向束动力学研究。通过肖特基谱的分析, 得到了相应的对离子束的聚焦幅度。为了准备以后在 CSRe 上的激光冷却重离子束实验研究, 在谐波次数为 25, 50, 75 时调节射频聚焦器的功率, 并且仔细分析了离子束在压缩后的同步振荡频率变化, 与此同时利用电容性的 pick-up 测量了离子束的束团长度, 并且发现其与测量到的同步振荡频率的联系, 符合对同步振荡频率的解释, 在本章中做了详细的讨论。

$^{22}\text{Ne}^{10+}$ 离子束先是通过电子回旋共振离子源 (Electron Cyclotron Resonance) 产生, 然后通过扇形回旋加速器 (Sector Focus Cyclotron) 加速后, 注入到 CSRm (main Cooler Storage Ring)。经过 CSRm 的加速, 离子束被注入到 CSRe 中, 能量为 70MeV/u, 其速度相当于 37% 的光速。实验装置如图 4.13 所示, 在 CSRe 上两

个30米长的直线段，一段安装的是电子冷却装置（electron cooler），另外一段安装了内靶以及诊断装置（diagnostic system）。分别使用直流流强转换器（DCCT）和束流位置探测器（BPM）监测离子束流强和位置。使用新安装的可以单离子响应的共振Schottky探针来探测离子束的旋转频率和纵向动量分布，使用频谱分析仪（Tektronix RSA3408）来记录Schottky信号。束团长度使用25cm长的电容性的pick-up测量，其信号使用示波器（Tektronix 3034B）记录，利用这个装置的镜像感应电荷还可以测量压缩离子束束团中的离子纵向分布。为了准备在CSRe上即将开展的激光冷却离子束实验研究，安装了一套射频压缩器装置和两套可以移动的极紫外荧光探测系统。

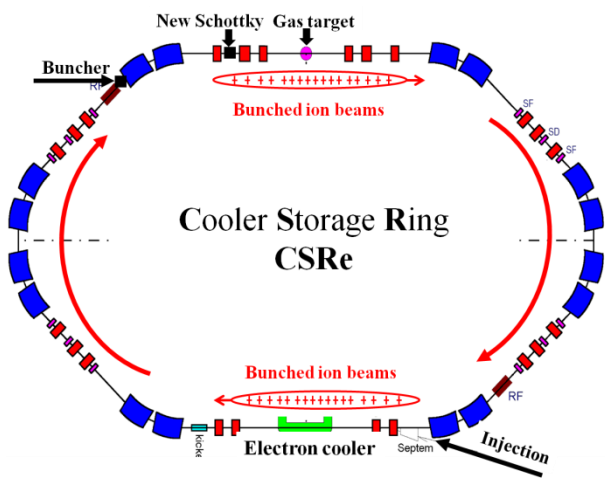


图 4. 13 CSRe 上开展电子冷却 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 离子束的实验装置，包括电子冷却，新的共振 Schottky 谱仪和 RF-buncher。

在实验中，注入到CSRe中的能量为70MeV/u 的 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 连续束，在经过加载了正弦电场的RF-buncher时，会在纵向感受到作用力，从而形成压缩束（ $f_{\text{bunch}} = h \cdot f_{\text{rev}}$ ），其中的谐波次数 h 代表了压缩束的束团个数。所有被压缩的离子会由于RF-buncher的调制作用而具有同步振荡频率，可以通过Schottky探针来测量。在实验中，RF-buncher的谐波次数调节为25,50,75,100，并且调节每个谐波次数的RF-buncher的功率，利用Schottky谱系统研究了电子冷却的压缩束的动力学，为开展激光冷却实验奠定了基础。本次实验相关的参数由表4-2给出。

表4-2 CSRe电子冷却 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 实验中的参数列表。

Parameters	CSRe
Circumference	128.80 m

Ion species	$^{22}\text{Ne}^{10+}$
Beam energy	70 MeV/u
Relativistic	0.37, 1.07
Revolution frequency	0.85 MHz
Transition factor γ_t	2.629
Slip factor	0.72
Lifetime	~ 90 s
Harmonic number h	50, 75, 100
Rel. Momentum spread	$<7 \times 10^{-5}$

4.4.1 Schottky 谱

对于连续束和压缩束的Schottky谱的介绍在第三章中已经给出，通过测量离子束的Schottky谱可以得到离子束纵向动量的展宽，同时利用Schottky谱的强度还可以测量离子束的寿命，特别是安装在CSRe上单离子相应的共振Schottky探针可以测量特别弱束流强度下的离子束流强，为高精度的放射性束质量测量，以及研究激光冷却离子束实现相变和强耦合效应提供了条件。对于压缩束（bunched beam），还可以通过对离子束Schottky谱的测量得到离子在同步振荡频率，从而得出RF-buncher的有效压缩幅度，为压缩离子束的纵向动力学研究提供了条件。

压缩束的Schottky谱:如前所述，离子束的动量展宽可以表示为：

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \frac{1}{\eta} \frac{\Delta f}{f_0} \quad (3.6)$$

其中 $\eta = 1/\gamma^2 - 1/\gamma_t^2$ 为加速器的滑移因子， γ ($\gamma = 1/\sqrt{1+\beta^2}$) 为相对论 Lorentz 因子， γ_t 为加速器的转变能。

对于 CSRe 上的 Schottky 谱测量，由于共振 Schottky 谱仪工作频率为 243MHz，而离子束的旋转频率为 0.85MHz，所以选择的测量谐波数为 285。图 4.14 (a) 给出了在电子冷却作用下，RF-buncher 工作在 50 次谐波次数的条件下测量到的二维 Schottky 谱（强度用对数颜色表示），其中横坐标为测量的 Schottky 谱的频

率，纵坐标为时间，图 4. 14 (b) 和 (c) 则分别是图 4. 14 (a) 上截取的一段，其纵坐标为 Schottky 谱的强度。他们分别是在离子束注入后 0 秒和 150 秒后测量到的 Schottky 谱。在离子个数小于 10^7 时，通过 Gaussian 拟合和计算可以得到经过电子冷却后的离子束纵向动量展宽为 $\Delta p/p \approx 1.6 \cdot 10^{-5}$ 。压缩束 Schottky 谱中的小峰之间的距离代表了离子的同步振荡频率，是由于离子束纵向受到调制的结果，详细的讨论会在下一节给出。

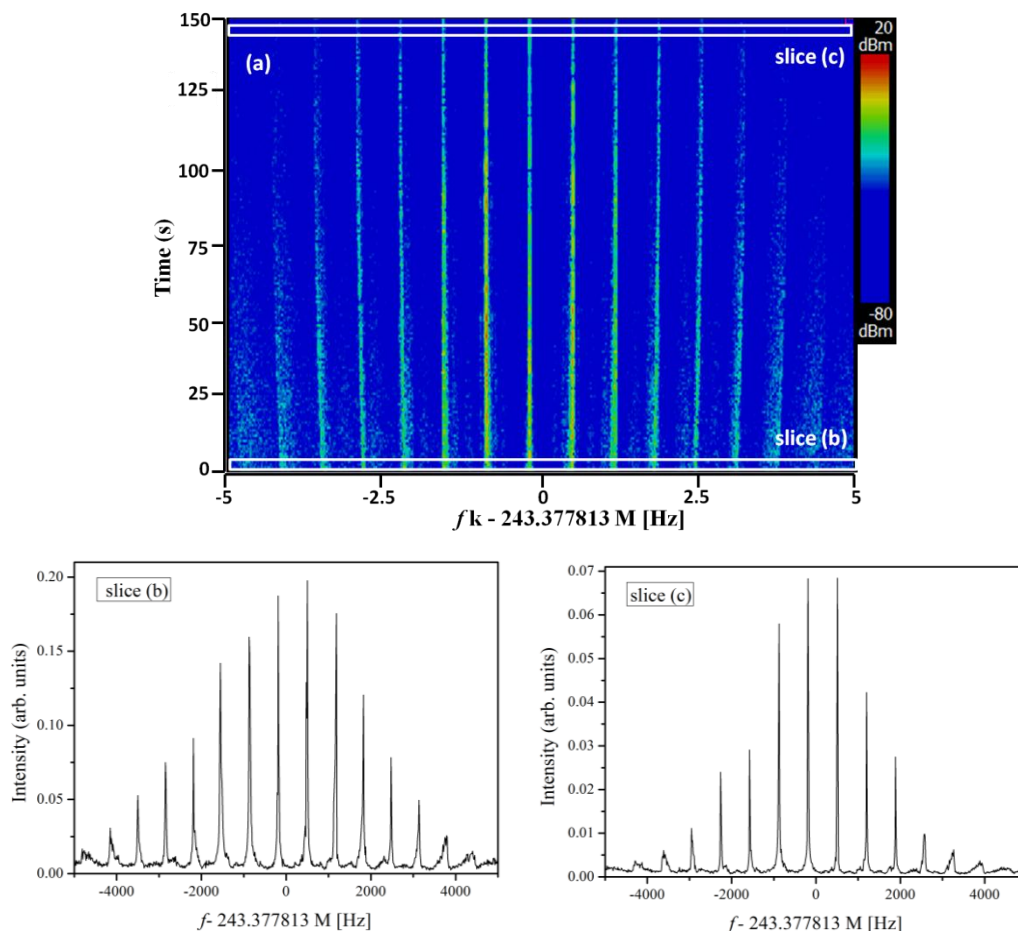


图 4. 14 (a) 经过电子冷却和 RF-bunch 的能量为 70 MeV/u 的 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 离子束二维 Schottky 谱。离子束被压缩为 50 个束团，横坐标和纵坐标分别是 Schottky 谱的频率和测量的时间。(b) 和 (c) 分别是图 (a) 中截取的一段，为离子束注入 0 秒和 150 秒时的 Schottky 谱。

压缩束和连续束动量展宽比较: 压缩束和连续束的 Schottky 谱如图 4. 15 所示。其中 RF-buncher 工作在 50^{th} 旋转频率的谐波次数。这两个 Schottky 谱是在相同离子束流强 ($10 \mu\text{A}$) 下测量到的。从图中可以看出，压缩束的 Schottky 频谱的

宽度远小于连续束，从而也就得出压缩束的纵向动量展宽远小于连续束。可以从两方面来解释这个结果，一方面由于 RF-buncher 在离子束纵向上提供了一个正弦的赝势阱（*bucket*），它对离子束的纵向动量有一个接收度，大约为 $\Delta p/p \approx 5.5 \times 10^{-5}$ ，因此大部分离子会被推到这个赝势阱，而太热的离子或者说是动量超过 *bucket* 接收度的离子会在运行过程中损失掉。另外一个方面，RF-buncher 本身就可以减小由于电子冷却电压波动而引起的离子束速度改变，这个方法已经被用在了离子束的激光谱学实验中[161]。因此，使用 RF-buncher 可以减小离子束纵向动量分布，这种方法可以应用到以后在 CSRe 上开展的精细原子核和原子物理实验中。

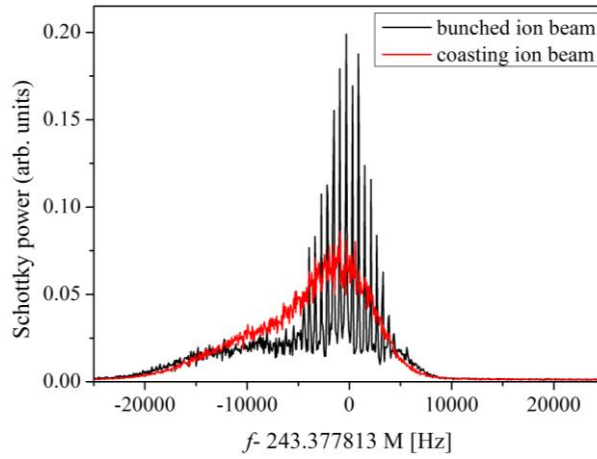


图 4.15 CSRe 上经过电子冷却以及 RF-bunch 的 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 的连续束（红色）和压缩束（黑色）的 Schottky 谱。实验中连续束和压缩束的离子束流强相同（ $10 \mu\text{A}$ ），RF-buncher 的工作频率为 50th 旋转频率的谐波次数。

Schottky 谱强度测量离子束寿命: 重离子储存环中的离子束寿命通常是用 DCCT 来测量的，但是一般情况下 DCCT 的灵敏度比较低（CSRe 为 $1 \mu\text{A}$ ）。因此可以通过 Schottky 信号的强度来测量离子束的寿命，特别是在非常低的流强时 ($N < 10^3$)。通过频谱仪连接到 Schottky pick-up 测量到的 Schottky 谱的强度 $P(f)$ 可以表示为：

$$P(f) = Z_t I_{rms}^2 = 2Z_t f_0^2 Q_e^2 N \quad (3.7)$$

其中 Z_t 为离子束的电流到测量到的电压的传递阻抗， f_0 是离子束的旋转频率，

Q_e 为离子的电荷, N 为离子个数。Schottky谱的强度在每个谐波次数是相同的, 与离子个数成正比, 所以可以用作储存环中离子束寿命的测量。

调节Schottky的频谱仪到固定的频率带宽, 并且放在离子束动量展宽的频率中心, 频谱获取的带宽要包括所有的离子, 从而获得的Schottky信号强度与离子个数成正比。利用DCCT和共振Schottky pick-up 测量到的 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 离子束流强和Schottky噪声强度相对时间如图4.16 (a) 和图 (b) 所示。图4.16 (b) 中的每个点都是Schottky谱的0.32秒的平均值。使用指数衰减函数拟合这两个曲线可以得到离子束的寿命 ($I(t)=I(0)\cdot\exp(-1/\tau\cdot t)$)。使用Schottky噪声强度测量到的束流寿命为 $\tau = 93.5 \pm 4.5 \text{ s}$ (离子束强度很弱), 使用DCCT测量到的离子束寿命为 $\tau = 90.7 \pm 2.3 \text{ s}$, 两种测量方法得到的结果符合的很好。由于CSRe上的DCCT的灵敏度为 $1\mu\text{A}$ ($N=10^7$), 所以在离子束流强特别弱的时候, 可以使用Schottky谱来测量离子束寿命, 同时通过和DCCT在高流强时候的刻度, 可以确定低流强时的离子个数 ($N < 10^3$)。

在CSRe上安装的共振Schottky pick-up系统具有单离子相应灵敏度, 而且可以在非常短的时间内给出测量频谱。因此, 这将会对将来在CSRe上开展的激光冷却实验提供测量极弱流强下离子个数的方法, 从而可以研究相变以及高电荷态离子有序束的强耦合效应, 同时为在电子冷却条件下的放射性束原子核质量测量提供很大的空间。

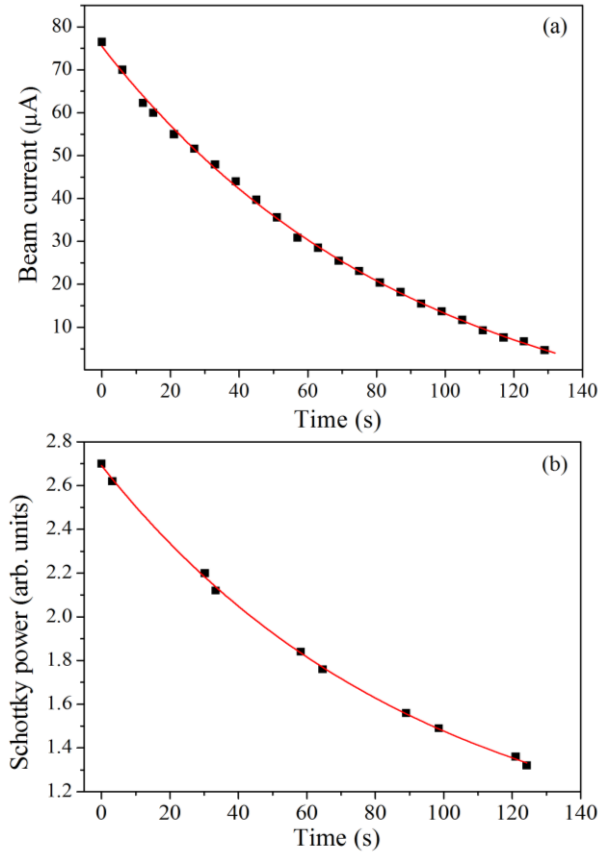


图 4. 16 通过 DCCT 测量的离子束流强 (a) 和通过共振 Schottky 探针测量到的 Schottky 谱 (b)随着时间的变化趋势。利用指数衰减函数拟合测量到的两个曲线, (a) 和 (b) 分别得到离子束的寿命为 90.7 ± 2.3 s 和 93.5 ± 4.5 s。

4. 4. 2 压缩冷却离子束的纵向动力学

如果离子束在纵向方向上感受到一个正弦调节的电场, 这个正弦电场的频率是离子在储存环转动的回旋频率, 有不同速度的离子就会在纵向有振荡, 也就是相对速度慢的离子会被加速, 相对速度快的离子会被减速, 因此连续束将会分裂成为压缩束团, 束团的个数取决于正弦调制电压的谐振频率 ($f_b = hf$), f 是离子束的回旋频率。如果把这样的描述用相空间表述, 离子的动量可以表示为:

$$p = m_0 c (\beta \gamma) \quad (3.8)$$

不同速度的离子可以用相空间纵向动量可以表示为 $\Delta(\beta \gamma)$, 也可以用离子到达聚束器的相位来表示, ϕ 代表通过聚束器的同步相位, 就是离子没有加速也没有减速。离子如果有一定的相位差则可以表示为

$$\dot{\phi} = -2\pi h [f(\Delta\beta\gamma) - f(0)] = -2\pi h \Delta f \quad (3.9)$$

其中 f 是离子束的回旋频率， h 是谐振次数，由于具有不同回旋频率的离子会有一定的能量差，可以用下式表示：

$$\Delta f = \eta f \frac{\Delta p}{p} = \eta f \frac{\Delta(\beta\gamma)}{\beta\gamma} = \frac{\eta f}{\beta^2} \frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \frac{\eta f}{E_0 \beta^2 \gamma} \Delta E \quad (3.10)$$

其中 η 是离子加速器的滑移因子， E_0 是离子的静止能量。如果对上式再做一次微分就可以得到二阶微分方程，如下式：

$$\ddot{\phi} = -\frac{2\pi h \eta f}{E_0 \beta^2 \gamma} (\Delta \dot{E}) \quad (3.11)$$

如果离子的能量差用相位差表示可以有下式：

$$\Delta E = eV_0 (\sin \phi - \sin \phi_s) \quad (3.12)$$

其中 ϕ_s 是回旋频率的离子具有的相位，因此离子在通过聚束器的时候的能量改变速率就是能量差乘以回旋频率，所以可以得到下式：

$$\ddot{\phi} = -\frac{2\pi h \eta f^2}{E_0 \beta^2 \gamma} (\sin \phi - \sin \phi_s) \quad (3.13)$$

上式就是最基本也是准确描述离子动力学信息的二阶微分方程。可以通过积分得到相应的解，如果我们假设离子振动的幅度很小的话则可以假设 $\phi_s = 0$ 和 $\phi = \sin \phi$ ，从而可以得到：

$$\ddot{\phi} + \frac{2\pi h \eta f^2}{E_0 \beta^2 \gamma} \phi = 0 \quad (3.14)$$

这个方程式等同于谐振子的振荡方程，则离子在纵向相空间的同步振荡频率为：

$$f_s = \frac{f}{\beta} \sqrt{\frac{eh\eta V_0}{2\pi E_0 \gamma}} \quad (9)$$

以上的推导也可以利用离子在 bucket 中受到的作用力结合谐振子模型推出相同的结果。图 4.17 给出了在受到纵向正弦调制时，离子受到的正弦势能和经过一阶泰勒展开得到的谐振子势能的对比，其中横坐标表示在 bunch 中的相对位置，纵向表示受到的势能大小。

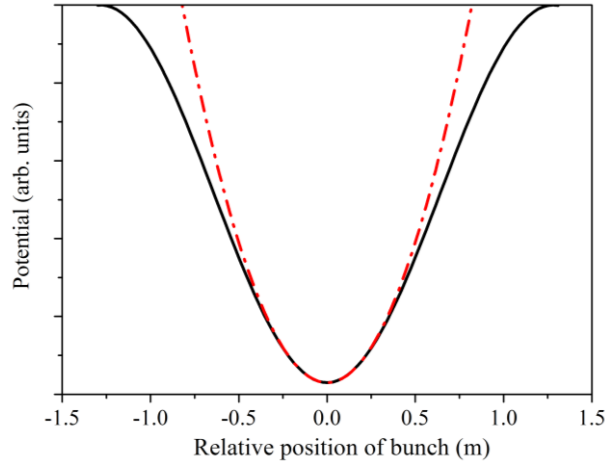


图 4.17 正弦的势（黑线）和在束流强度非常低的时候通过一阶泰勒展开得到的谐振子势能（红线）。x 方向表示离子在 bucket 中的相对位置，y 方向是在 bucket 中的势能。

压缩离子束的 Schottky 谱如图 4.15 所示，由很多小峰组成，而相邻两个小峰之间的距离为离子在 bucket 里面的同步振荡频率，可以写为：

$$\omega_s = \frac{\omega_{rev}}{\beta} \sqrt{\frac{qeh\eta U_b}{2\pi\gamma mc^2}} \quad (3.15)$$

其中 ω_{rev} 为离子束的旋转频率， βc 为离子束的速度，离子电荷态为 qe ，RF-buncher 相对离子束旋转频率工作的谐波次数 h ，频率色散函数为 η ，有效压缩幅度为 U_b ， γ 为相对论 Lorentz 因子， m 和 c 分别是离子的质量和光速。这就使得可以通过 Schottky 谱的分析精确地测量储存环中 RF-buncher 工作的有效电压幅度，和不同谐波次数的压缩幅度测量

在实验中，调节 RF-buncher 的工作频率为离子束旋转频率的不同谐波次数 ($h = 25, 50, 75$)，而且在每个谐波次数下，加到 RF-buncher 上的信号发射器的电压幅度 ($V_{pp} = 500 \text{ mV}, 400 \text{ mV}, 300 \text{ mV}, 200 \text{ mV}$) 利用共振 Schottky 探针记录每次注入后的离子束 Schottky 频谱。通过对这些 Schottky 频谱的分析，得到了离子在不同谐波次数和电压幅度下的同步振荡频率，利用上式可以得到 RF-bunch 的幅度如图 4.18 所示。通过对这些电压幅度的分析，可以精确的控制压缩束的压缩势，从而可以精确提供激光冷却重离子束所需要的辅助作用力。

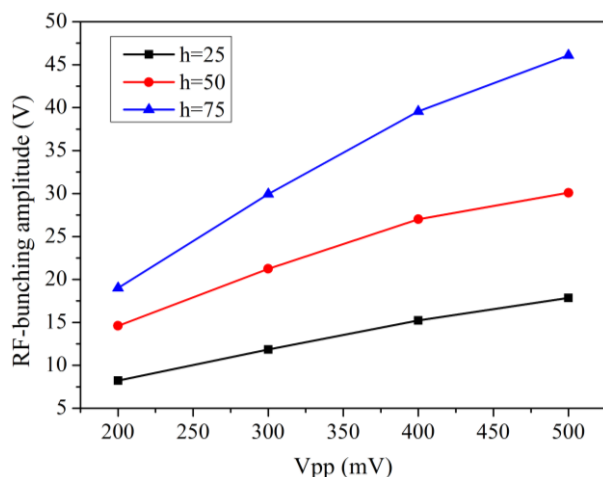


图 4. 18 离子束在 RF-buncher 作用下所感受到的有效压缩电压幅度。分别为 RF-buncher 工作在 25th, 50th 以及 75th 谐波次数下并且调节不同信号幅度时, 利用 Schottky 频谱测量到的。

为了减小离子束的相空间体积, 在实验中一直使用电子冷却来冷却离子束, 随着电子冷却持续作用, 离子束的相空间密度逐渐增加, 与此同时束内散射作用与离子束相空间密度成正比, 所以对离子束的加热作用持续增强[162]。最终电子冷却作用和束内散射加热作用中和从而达到一个平衡。在 50 次谐波次数下测量到的 Schottky 强度和离子束的寿命表现出同样的下降趋势, 如图 4. 19 所示, 所以可以得出 Schottky 谱的强度随着时间的下降主要是由于离子的丢失引起的, 而不是因为实现有序束的结果[124]。

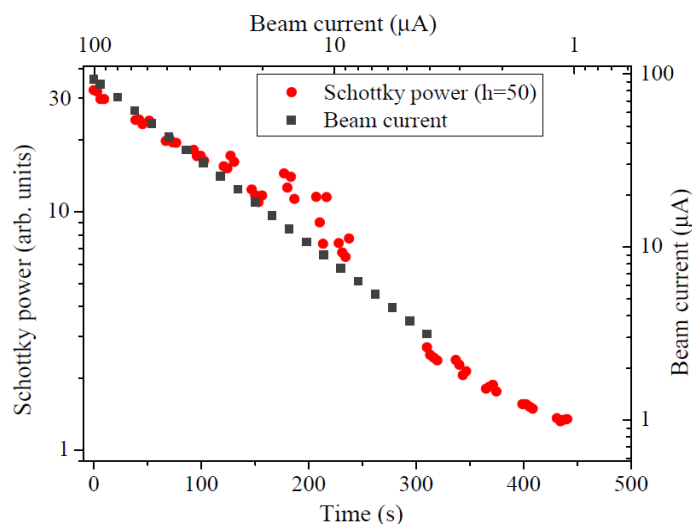
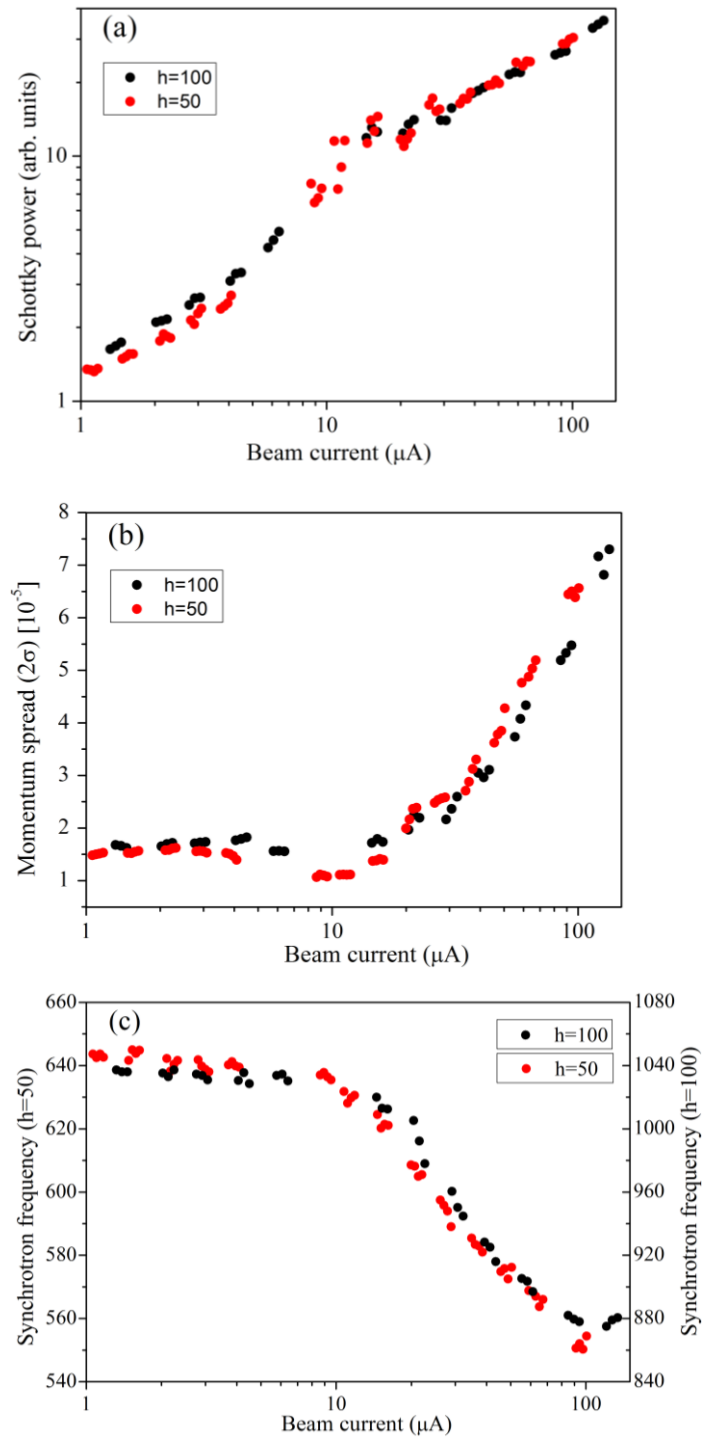


图 4. 19 肖特基噪声强度和束流强度随着时间的变化趋势。

在电子冷却作用下, 使用 RF-buncher 对 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 纵向压缩, 并且分别工作在离子束旋转频率的 50th 和 100th 谐波次数。通过对肖特基谱的分析得出的

Schottky 噪声谱强度, 纵向动量展宽, 同步频率, 有效射频压缩电压随离子束流强的变化趋势分别在图 4. 20 (a), (b), (c), (d) 中给出, 其中红色和黑色的圆点分别表示 RF-buncher 在 50 次和 100 次谐波次数工作时的结果。图 4. 20(b) 的结果表明离子束的纵向动量展宽在离子束流强低于 $10 \mu A$ 时为 $\Delta p / p = 1.6 \times 10^{-5}$, 同时随着离子数的减少保持恒定。这个现象可以解释为就算是非常少的离子个数, 束内散射作用也可以强到足以抵消电子冷却作用, 从而形成了恒定的离子束动量展宽, 其不随离子个数而变化。离子束的同步频率如图 4. 20 (c) 所示, 先是随着离子束流强的下降而增加, 然后在离子束流强低于 $10 \mu A$ 后保持恒定, 与此同时, 束内散射加热作用和电子冷却作用达到平衡。这个行为可以做如下解释: 如图 4. 17 所示, RF-buncher 产生的正弦形式的势能和通过一阶泰勒展开 (Taylor expansion) 得到的谐振子势能对比, 如上面讨论的, 实际上离子在 bucket 中的同步频率是通过谐振子势能计算出的而不是真实的正弦势能。在离子束刚开始注入到 CSRe 中时, 电子冷却作用力可以非常快的把离子推到 bucket 中, 但是离子束没有被很好地冷却 ($\Delta p / p \approx 5.0 \times 10^{-5}$), 所以大部分离子没有能够在 bucket 的底部, 因此受到的有效正弦作用势能和谐振子势能有很大的差别 (如图 4. 17 所示), 结果就导致离子在 bucket 中的离子同步频率变小。由于电子俘获以及离子束和残余气体的作用, 离子束会不断的丢失, 与此同时, 离子束的动量展宽随着离子束流强的减小不断下降, 并且保持恒定 (如图 4. 20 (b) 所示)。从而使得离子束能够逐渐的被推到 bucket 更深的位置, 在这时, 离子束感受到的势能与谐振子势能越来越相近, 表现为离子的同步频率就逐渐保持恒定 (如图 4. 20 (c) 所示)。直到在束流强度达到 $10 \mu A$ 时, 由于电子冷却和束内散射作用达到平衡, 离子束没法被持续冷却, 这时的离子束动量展宽足够小, 足以使得离子束在 bucket 更深的位置, 而这时谐振子势能和真实的正弦作用势能已经非常接近, 从而导致动量展宽和同步频率保持恒定。考虑到电子冷却工作在整个离子束的寿命中, 且没有其他的外力作用, 因此在电子冷却离子束到非常低的温度时, 所有的离子就会在 bucket 中, 而且没法被冷却 (参照图 4. 20 (b))。这时, 动量展宽和同步频率保持恒定的现象可以归因为电子冷却

作用和束内散射加热作用的平衡。但是在实验中通过对 Schottky 谱的分析没有观察到有序束。



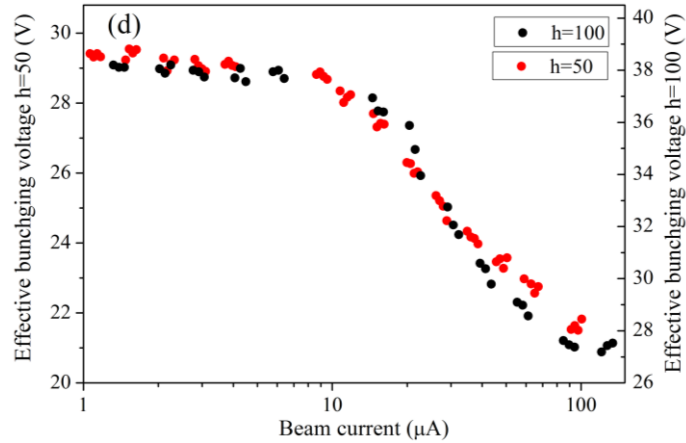


图 4.20 通过对肖特基谱的分析得出的 (a) Schottky 噪声谱强度, (b) 纵向动量展宽, (c) 同步频率, (d) 有效射频压缩电压随离子束流强的变化趋势, 其中红色和黑色的圆点分别表示 RF-buncher 在 50 次和 100 次谐波次数工作时的结果。

4.4.3 束团长度

除过上面测量束流纵向动量以及离子在 Bucket 中的同步频率, 还利用电容性的 pick-up 测量了能量为 70MeV/u 的压缩 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 离子束的束团长度。在 RF-buncher 工作在 50^{th} 谐波次数测量到的束团长度相对于离子束流强的关系如图 4.21 所示。红色的虚线表示束团长度在束内散射规律下随着离子束流强的变化趋势 ($N^{1/6}$) 标注在图中, 其中 N 代表离子个数。可以明显的看出, 实验中测量到的束团长度和束内散射规律不同, 这也符合我们之前的解释, 如图 4.17 所示: 在离子束流强非常弱的时候, 动量展宽很小, 离子就可以填充在 bucket 的底部, 这时真实的正弦势能和谐振子势能非常相似, 因此在 $10\mu\text{A}$ 测量到的束团长度被用来拟合束内散射机制下的束团长度变化规律。但是在离子束动量展宽很大的时候, 如图 4.17 所示, 正弦的势能明显比谐振子势能要宽很多, 这时候离子就会在 bucket 中更宽的分布, 结果就是在离子束流强比较高的时候测量到的束团长度相对比较长。需要注意的是, 这里的束团长度测量和之前的肖特基谱测量不是同时测量, 而是不同注入时的测量结果。还可以利用离子束与残余气体作用产生的荧光测量的方法更加精确的测量离子束的束团长度以及离子束的分布 [150]。

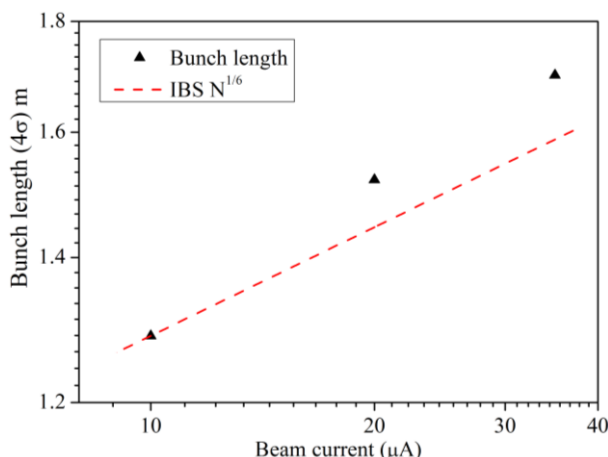


图 4.21 在 50th 谐波次数时, 利用电容性的 pick-up 测量到的离子束束团长度。红色虚线标除了束内散射情况下的束团长度与离子个数的关系 ($N^{1/6}$)。

4.5 小结

为了准备在 CSRe 上将要开展的激光冷却实验, 在 CSRe 上安装了 RF-buncher, 并且利用在 CSRe 上新安装的共振 Schottky 探针测量了 70 MeV/u 的 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 离子束纵向 Schottky 谱。在电子冷却作用下, 当离子个数小于 10^7 时离子束纵向动量达到了 $\Delta p/p = 1.6 \times 10^{-5}$ 。同时在电子冷却和 RF-buncher 作用下, 通过分析压缩离子束的 Schottky 谱, 得到了 Schottky 强度, 离子束纵向动量, 以及离子的同步振荡频率。在 RF-buncher 工作谐波次数为 50 和 100 的情况下, 通过同步振荡频率, 动量展宽以及束团长度等参数的分析和对比深入研究了离子束的纵向动力学, 通过对真实的正弦作用势能泰勒展开得到的谐振子势很好的解释了动量展宽和同步频率随着离子束流强变化的趋势。在实验中观察到了电子冷却作用和束内散射加热作用的平衡状态。

实验结果表明, 新安装的 RF-buncher 适合 CSRe 上激光冷却重离子束的实验要求。利用一束固定频率的激光结合 RF-buncher 的方法, 将通过调节 RF-buncher 的频率或者激光的频率来冷却离子, 从而使得激光可以共振冷却更多的离子, 提供研究离子束强耦合效应以及相变的机会。

第五章 ESR 上激光冷却 C^{3+} 离子束实验结果

本章主要给出 2012 年在 ESR 上开展的激光冷却相对论能量 $^{12}C^{3+}$ 离子束实验的初步分析结果。实验中使用一束大范围频率连续可调激光结合射频聚束器 (RF-buncher) 对 122MeV/u 的 C^{3+} 离子束进行了冷却, 相对于之前在 ESR 上开展的激光冷却实验, 本次实验通过大范围扫描激光频率几乎不需要电子预冷却就可以冷却大范围动量展宽的离子束, 并且获得了空间电荷主导 (space-charge dominated) 的离子束, 观察到了超冷离子束的强耦合效应, 并且在实验中对于激光与离子束共振相互作用的退激荧光进行了测量。实验结果表明, 激光冷却离子束的速率主要取决于激光频率扫描的速度, 而且这种实验方案可以直接采用到未来的大型储存环 FAIR 和 HIAF 上。

本章首先介绍实验装置和实验内容, 然后给出初步分析得到的实验结果, 最后是小结。

5.1 ESR 上激光冷却实验总体布局和实验内容

ESR 上激光冷却相对论能量的 $^{12}C^{3+}$ 离子束实验装置和各种实验参数如图 5.1 所示, 离子源产生的 C^{3+} 离子束在经过 UNILAC 直线加速器加速后注入到 SIS 同步加速储存环中, 在加速到 122MeV/u 的能量后引出并注入到 ESR 中。ESR 由六台二极偏转磁铁以及多个四极磁铁组成, 其中电子冷却安装在直线段, 用来冷却离子束, 在激光冷却实验中作为预冷却装置, 从而可以结合激光冷却对离子束实现 3D 冷却。在 ESR 的另外以一个直线段, 除了内靶系统外, 安装了大部分的诊断装置, 例如, 共振 Schottky 探针, 束流包络探测器。同时为了探测激光冷却实验中激光与离子共振散射的荧光信号, 安装了四个荧光探测器, 分别为两个在真空中并且可以移动的极紫外光响应的通道倍增管和两个极紫外光响应的光电倍增管。在实验中分别使用 DCCT 和 pick-up 来探测离子束流强和束团长度 (bunch length)。

使用一束连续并且频率大范围可调的激光束在与离子束方向相反的方向与

离子束共振相互作用冷却离子束,利用 RF-buncher 对离子束进行纵向调制压缩,从而产生赝势(pseudo-potential)形成 *bucket* 为激光冷却作用力提供辅助作用力,而且这个 RF-buncher 还有回收离子的作用。通过大范围扫描激光频率并且固定 RF-buncher 的频率可以冷却具有大的动量展宽的离子,同时也可以通过扫描 RF-buncher 的工作频率固定激光频率冷却离子束。在实验中,还通过调节 RF-buncher 相对于离子束旋转频率的谐波次数来形成不同数量的束团实现激光冷却,并且在固定 RF-buncher 的频率时,通过调节其工作电压改变调制的幅度来深入开展离子束的纵向动力学研究,例如压缩束中离子的同步振荡幅度以及同步振荡频率的变化等。

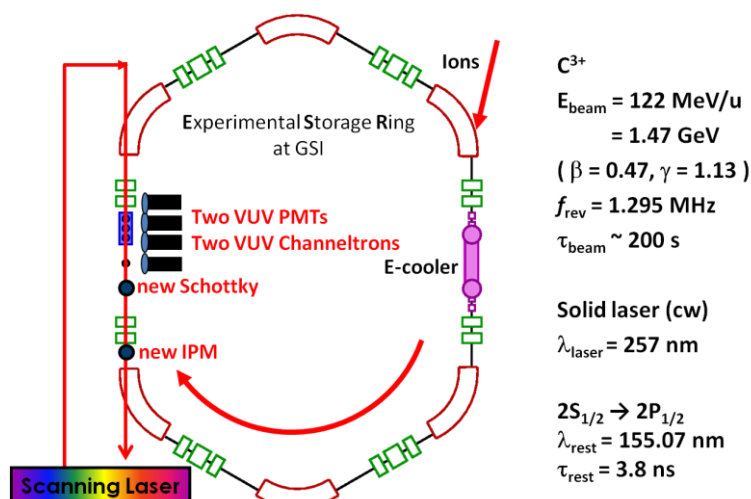


图 5.1 ESR 上激光冷却相对论能量的 $^{12}C^{3+}$ 离子束整体装置示意图。

需要说明的是,本次实验是在 2004 年和 2006 年激光冷却实验的基础上提出并开展的,相对以往的在 ESR 上的激光冷却实验,本次实验主要拥有下面几个特点:

- * 连续大范围可调节波长的激光器 (在 UV 范围可以调节 12GHz), 几乎覆盖了所有的离子。
- * 使用了四个深紫外光灵敏的探测器对激光冷却过程中自发辐射发射的荧光信号进行探测,分别为两个光电倍增管 (PMT) 和两个通道电子倍增管 (Channeltron), 极大地提高了荧光探测效率。
- * 新的共振 Schottky 谱仪,灵敏度比之前提高了至少一个量级达到了单离子相应,并且可以用更短的时间给出离子束的频谱,从而精确测量激光冷却中的离子动量展宽的变化。

- * 新的 Ionization Profile Monitor (IPM), 精确测量激光冷却过程中离子束横向包络。

结合所有这些新的设备以及新的想法, 本次实验主要获得了以下的结果:

- ◆ 在没有电子冷却的情况下, 利用 RF-buncher 和一束连续扫描激光实现了激光冷却大范围动量展宽的 C^{3+} 离子束, 获得了纵向离子动量展宽 5×10^{-7} , 观察到了空间电荷主导的离子束状态。
- ◆ 结合一束连续扫描激光和 RF-buncher, 通过调节电子预冷却的时间, 测量到了非常强的荧光信号, 同时看到了离子束在激光扫描过程中的动力学的信息。
- ◆ 结合电子预冷却, 保持 RF-buncher 频率不变, 扫描激光频率实现了对离子束的冷却, 看到了荧光信号的变化, 观察到了空间电荷主导的离子束状态。
- ◆ 在电子预冷却的情况下, 调节 RF-buncher 的强度和频率, 利用 pick-up 和新的 IPM 测量了压缩离子束的束团长度 (bunch length), 束团宽度 (bunch width), 四个探测器测量荧光信号, 同时通过 Schottky 谱仪测量了离子在 RF-buncher 形成的赝势阱中的同步频率。结合所有这些信息就可以完整的给出激光冷却过程中离子束的动力学过程, 以及等离子体参数, 离子束的相变等内容。
- ◆ 最后通过调节激光冷却扫描的速度, 同时结合以上的所有测试, 观察激光扫描速度对离子束冷却的影响。

在本章接下来的部分将对所有得到了实验初步分析结果进行讨论和总结。

5.2 连续束的激光冷却

在实验中如果只是利用固定频率的激光与没有经过电子冷却的离子束的共振作用, 可以在 Schottky 谱上观察到激光与离子束的作用现象, 如图 5.2 所示。在离子注入大约 85 秒后打开激光, 可以明显地观察到激光与连续束的共振作用, 由于激光方向与离子束方向相反, 而且没有其他的辅助作用力, 所以在离子束运动方向激光只能通过激光散射作用力对离子减速, 可以在图 5.2 中观察到, 在打开激光后, 随着激光与离子束的作用, 激光束位置 Schottky 谱的左边的离子明显

多于右边的离子,正是由于上面的原因引起的。同时可以观察到激光的线宽很窄,满足激光冷却实现超冷离子束的实验要求。

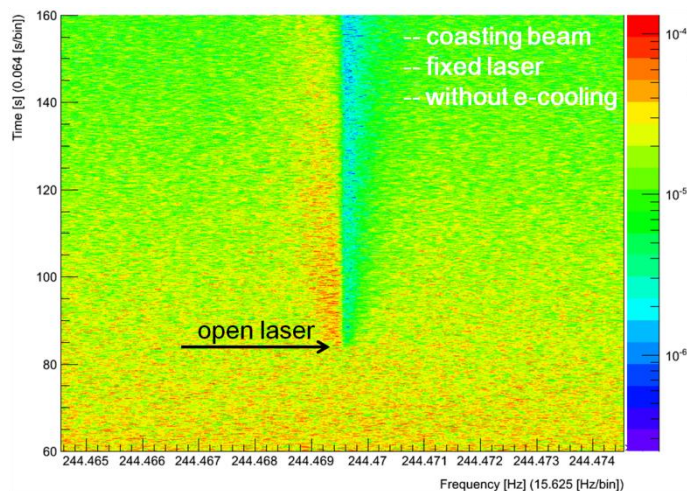


图 5. 2 在没有电子冷却的连续束条件下打开激光, 在 Schottky 谱上观察到了激光对离子的作用效果。

如果对于没有电子冷却的连续束进行激光大范围扫描与离子束相互作用, 如图 5. 3 所示, 在激光扫描的路径上看到了共振相互作用的离子被激光持续减速, 可以清楚地 Schottky 谱上观察到这个行为。同时在激光扫描到终点频率后(图 5. 3 中用黑色虚线标出), 激光束很快恢复到最初的频率, 在进行下一个扫描周期的时候, 被激光减速的离子束又开始逐渐被加速, 这个作用应该是由束内散射引起的。图 5. 3 中激光扫描的频率范围为 12GHz (257nm), 扫描周期为 30 秒。

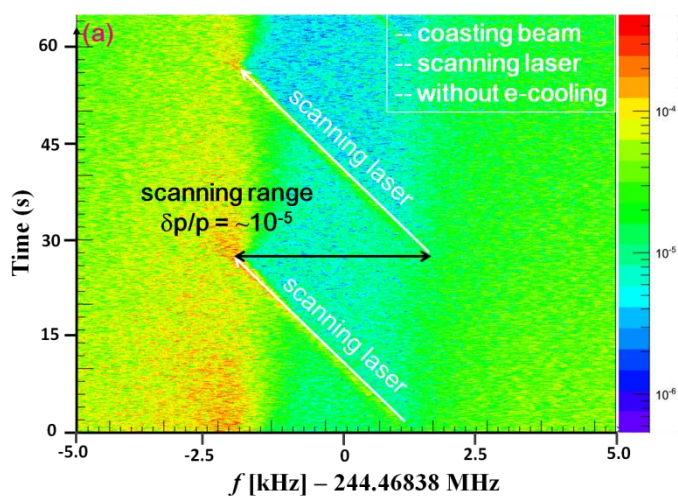


图 5. 3 在没有电子冷却的连续束条件下使用激光大范围扫描(257nm 时 12GHz), 在 Schottky 谱上观察到了激光对于离子的扫描作用力。

5.3 激光扫描冷却压缩束

对于激光冷却储存环中的相对论能量的重离子束，如前所述，激光只在离子束的纵向共振作用，而且在 ESR 的激光冷却实验中只有一束激光，所以只能是对离子的减速，所以就需要一个辅助作用力的配合实现对离子束的冷却。本次实验中，我们采用射频聚束器（RF-buncher）加载一个正弦的电压，其频率为离子束旋转频率的整数倍（ $f_{\text{bunch}} = h \cdot f_{\text{rev}}$ ），对离子束的纵向进行调制，从而在经过一定时间的调制后，纵向压缩束流为不同个数的束团。其结果就是在纵向上形成了一个赝势阱，离子由于受到纵向的调制会受到一定的作用力，使得离子在这个赝势阱中振荡，如果调节激光频率在多普勒效应的红外一边，固定 RF-buncher 的频率，随着激光扫描与离子束共振相互作用，就可以不断的减弱离子在 bucket 中的振荡幅度，同时使得离子束的振荡速度趋于一致，与此同时，离子还可以受到两个作用力，分别为激光共振散射作用力和 bucket 的势场作用力，从而不会丢失，最终实现对压缩离子束的激光冷却。对此过程详细的讨论涉及到离子运动相空间等内容参考[40]。

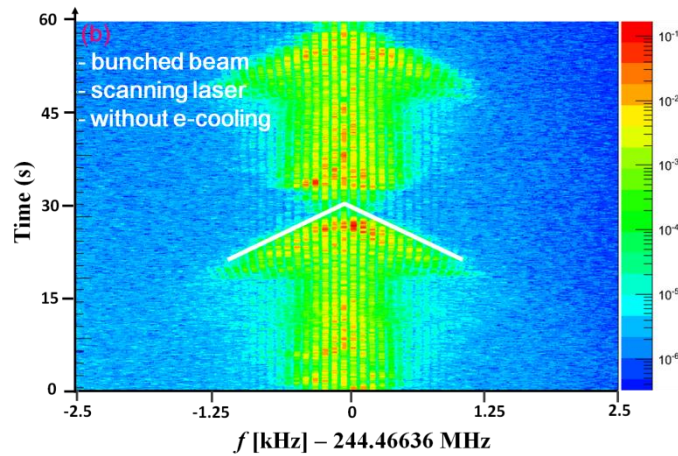


图 5.4 在没有电子冷却的压缩束（RF-bunched）条件下大范围扫描激光，在 Schottky 谱上观察到了激光扫描冷却离子束的效果。

图 5.4 是在 ESR 上首次通过对压缩束的激光大范围频率扫描实现激光冷却得到的 Schottky 谱。可以观察到，通过激光扫描，离子束非常明显的被扫描激光冷却，特别是在扫描的后期观察到了非常明显的离子束聚集的效应，而且由于这时离子之间的耦合效应，在 Schottky 谱已经很难探测到离子束的动量展宽。如图 5.5 所示，在不同 bucket 深度的情况下观察到了更加明显的激光扫描冷却离子束

的结果。在这两种情况下，离子束的动量展宽都明显变小 ($\Delta p/p < 5 \cdot 10^{-6}$)。通过仔细分析图 5.4 和图 5.5 中的 Schottky 谱还可以得到随着激光扫描离子束动量展宽的变化，以及在此过程中离子束的动量展宽随着离子束流强的变化，结合测量到的束团长度的变化趋势就有可能判断此时离子束的状态，是否发生了相变等信息。

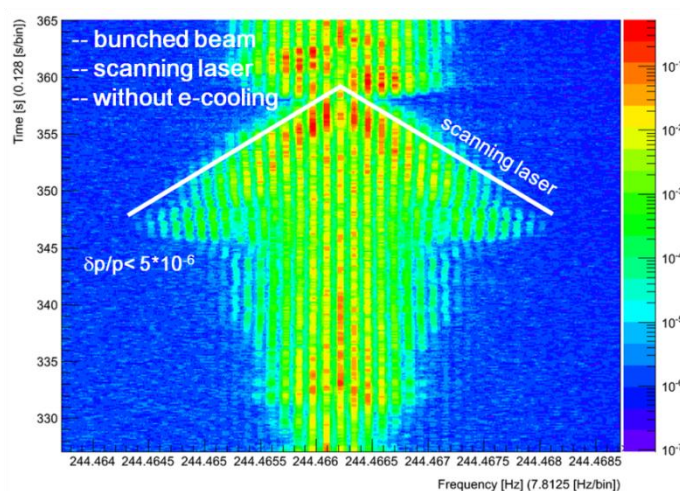


图 5.5 在没有电子冷却的压缩束 (RF-bunched) 条件下大范围扫描激光，在 Schottky 谱上观察到了激光扫描冷却离子束的效果，并且观察到了空间电荷主导的强耦合效应。

5.4 RF-buncher 扫描冷却压缩束

除过上一节中讨论的通过激光扫描结合固定频率的 RF-buncher 冷却离子束外，之前在储存环中实现大范围的激光冷却重离子束主要是通过固定激光频率，扫描 RF-buncher 的频率冷却离子束，详细的讨论可以参考[60, 77]。图 5.6 给出了在固定激光频率时，通过扫描 RF-buncher 的频率实现大范围动量展宽的离子束的冷却 Schottky 谱。可以观察到，在每个 RF-buncher 扫描频率的阶段，离子束的纵向动量展宽表现出很大的差异，其中 (a) 表示激光在 bucket 的边沿，就是激光刚好可以共振作用 bucket 最边沿的离子束；(b) 开始扫描 RF-buncher 频率，在 bucket 中振荡的离子开始和固定频率的激光共振相互作用，从而使得离子的振荡幅度减小，开始冷却离子束；(c) 在 RF-buncher 扫描到使得固定频率的激光几乎要越过 bucket 的中心时，大部分离子都被冷却，在 bucket 的中心做微小的振荡，观察到了空间电荷主导的离子束状态；(d) RF-buncher 扫描使得 bucket

的中心越过固定频率的激光，这时激光对离子的作用力和离子在 bucket 中受到的作用力方向相同，从而使得激光开始对离子束进行加热，最终把离子推出 bucket。但是这种方法冷却离子束的缺点是冷却速度很慢，主要取决于离子的同步振荡频率。

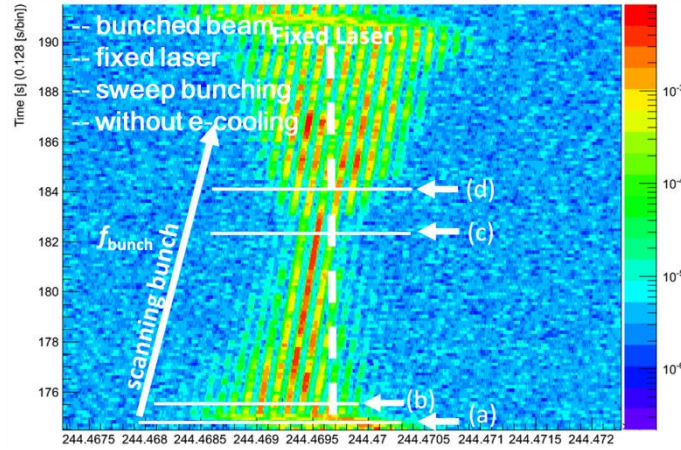


图 5.6 在没有电子冷却下，固定激光频率然后扫描 RF-buncher 的频率，在 Schottky 谱上观察到了激光冷却离子束。(a) 表示激光在 bucket 的边沿；(b) 开始扫描 RF-buncher 频率，并且开始冷却离子束；(c) 离子束被很好的冷却，激光几乎达到了 bucket 的中心，观察到了空间电荷主导的离子束状态；(d) RF-buncher 扫描越过固定频率的激光，激光开始对离子束进行加热。

5.5 结合电子预冷却实现 3D 离子束激光冷却

之前讨论的都是在没有电子冷却预冷却情况下的离子束激光冷却，由于激光冷却只能作用于离子束的纵向方向，对离子束的横向几乎没有冷却作用，尽管可以利用束内散射效应通过离子束的纵向冷却间接的实现离子束的横向冷却，但是这种作用非常弱，特别是在离子束流强很低并且温度很低时，束内散射效应更弱几乎可以忽略，可以通过电子预冷却结合激光冷却实现对离子束的三维（3D）冷却。

图 5.7 给出了在持续电子冷却连续束情况下的 Schottky 谱，由于在测量中采用了非常宽的带宽（50kHz），可以观察到两种离子 $^{12}C^{3+}$ 和 $^{16}O^{4+}$ ，这是由于其荷质比有微小的差别而引起的，相应的原理类似于在储存环中在电子冷却作用下，利用 Schottky 系统测量离子的质量。可以观察到，随着电子冷却的持续，离子束的纵向动量展宽不断的减小。

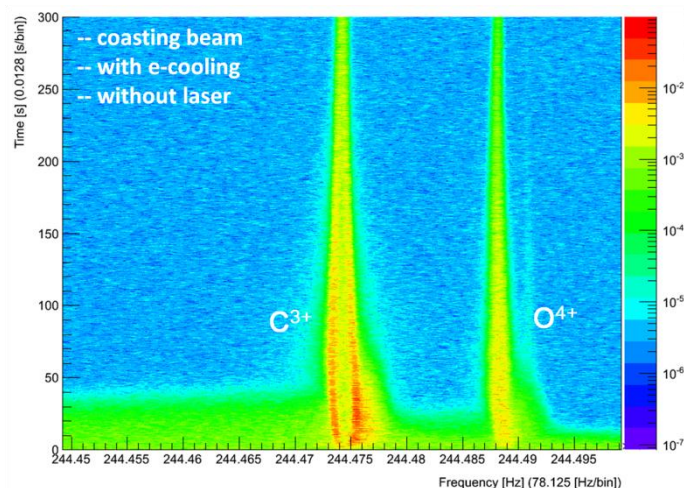


图 5. 7 在没有激光的持续电子冷却连续束的条件下，在 Schottky 谱上观察到了 C^{3+} 和 O^{4+} 离子束的电子冷却过程。

对于电子冷却连续束结合激光扫描冷却的 Schottky 谱如图 5. 8 所示，这里只是 C^{3+} 离子束。通过对图 5. 8 (a) 的放大，图 5. 8 (b) 中给出了激光扫描的示意图，在图 5. 8 (b) 的可以清楚的观察到在激光扫描过程中对于离子的作用。

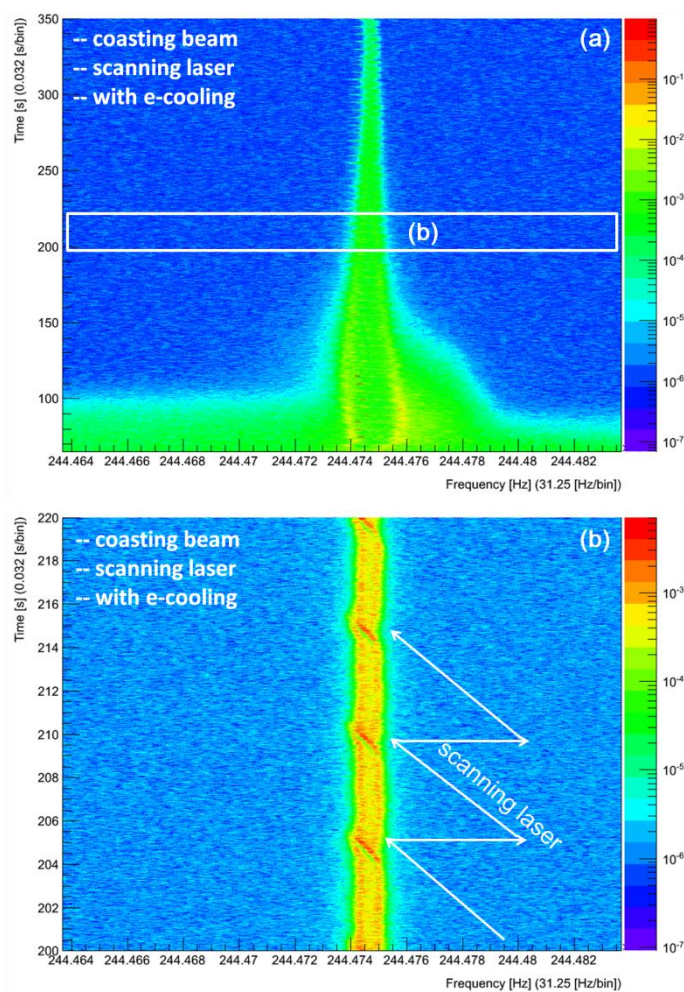
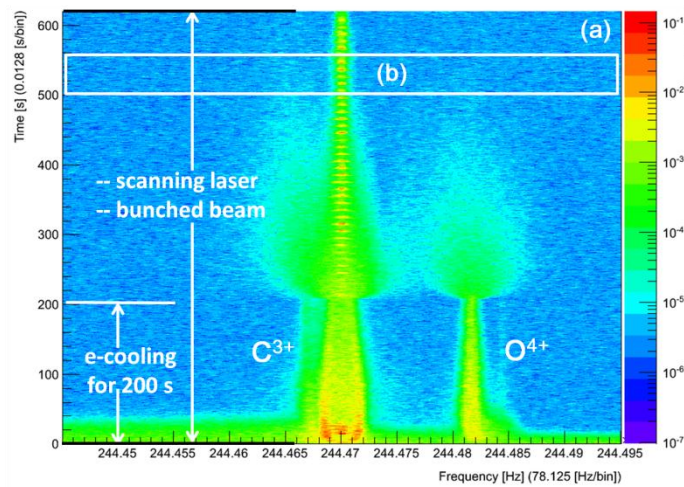


图 5.8 (a) 在持续电子冷却的压缩束条件下, 结合扫描激光冷却离子; (b) 对 (a) 中白色方框中的 Schottky 谱放大后的结果, 在图中标出了激光扫描的路线, 可以清楚的看到, 激光扫描对离子束的作用力。

电子预冷却 200 秒的压缩束激光扫描冷却 Schottky 谱如图 5.9 所示。可以清楚地观察到, 在电子冷却过程中 C^{3+} 和 O^{4+} 离子束的动量展宽都相应的减小, 在经过 200 秒的电子预冷却后, 离子束的动量展宽由于束内散射等作用明显增大。但是由于 C^{3+} 离子束有 RF-buncher 和激光扫描冷却的作用, 可以从图中看出, 停止电子冷却 400 秒后依然有很大一部分离子没有丢失, 与此同时 O^{4+} 离子几乎已经在 Schottky 谱上观察不到了。对图 5.9 (a) 放大后, 在图 5.9 (b) 中观察到了在激光扫描过程中离子束不断的被冷却的过程, 这个过程对我们理解在储存环中的激光冷却非常有帮助, 而且证明经过 RF-buncher 结合激光扫描对离子束的冷却可以长时间的保证离子束在储存环里面不丢失, 这为利用激光冷却后的高电荷态重离子束的各种应用提供了非常好的机会, 特别是开展质量测量, 碰撞实验, 以及激光精细谱学实验等。



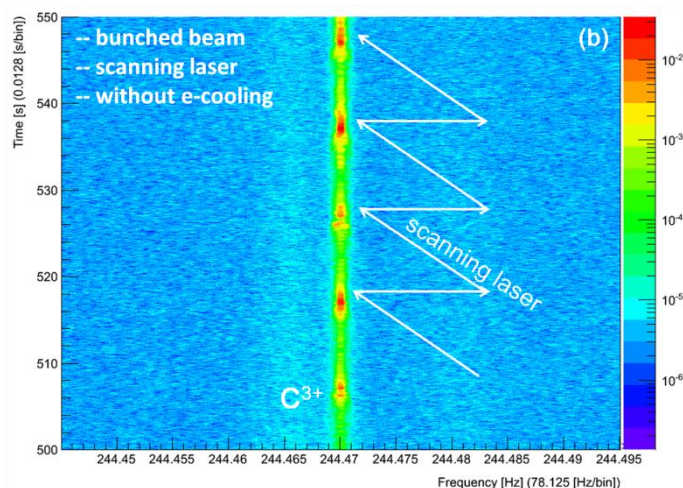


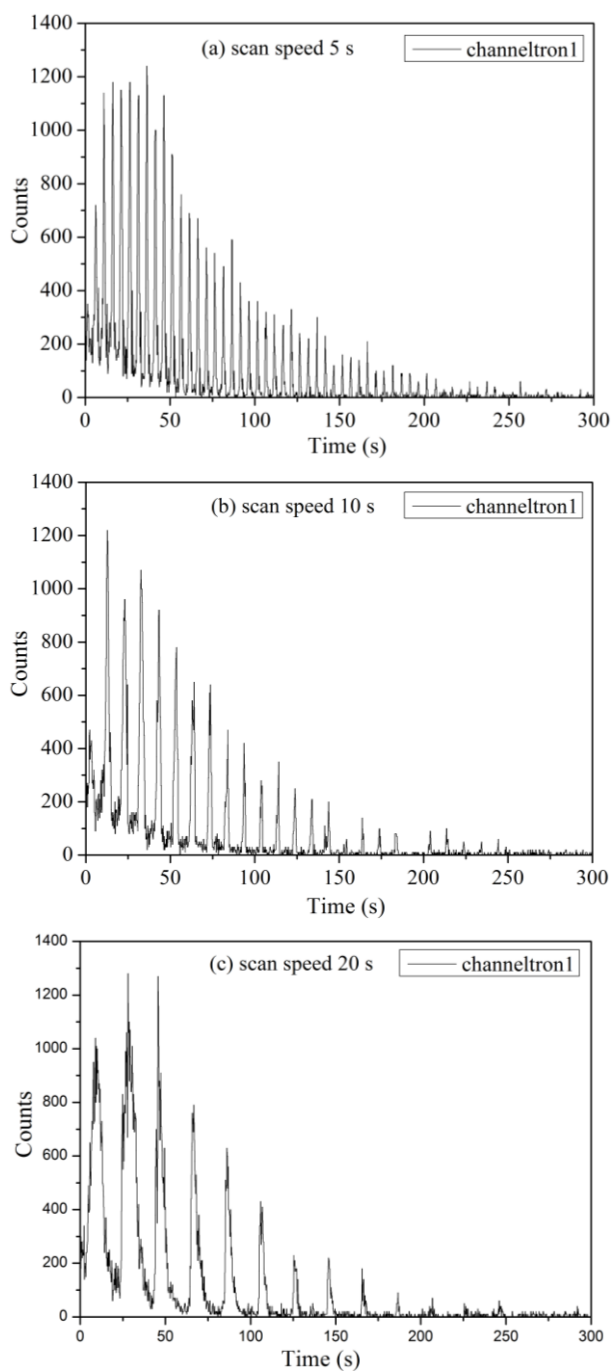
图 5.9 (a) 在电子冷却持续 200 秒后停止电子冷却，并且对压缩离子束进行连续的激光扫描冷却，在 Schottky 谱上观察到结合 RF-buncher 的激光冷却仍然能够长时间地保证 C^{3+} 离子束不丢失；(b) 对 (a) 中白色方框中的 Schottky 谱放大后的结果，在图中标出了激光扫描的路线，可以清楚的看到，激光扫描对离子束的作用力，并且观察到了强耦合效应。

5.6 激光冷却中的荧光信号分析

在开展激光扫描冷却 C^{3+} 离子束的实验中，还利用新安装的极紫外荧光信号响应光电倍增管和电子通道倍增管对在激光与离子共振相互作用后退激的荧光信号进行了记录。对于持续的电子冷却的压缩束，图 5.10 给出了在不同激光扫描周期下的荧光信号，可以看到，在不同激光扫描周期中 (5s, 10s, 20s, 30s) 对应着不同的荧光信号的峰值，每个峰值都代表大量离子与激光共振相互作用，基本过程为：激光开始对于在 *bucket* 中的离子扫描冷却，随着激光的扫描，相对比较热的离子首先与激光共振作用的被冷却，相应的在 *bucket* 中的振荡幅度就会减小，逐渐与激光共振相互作用的离子越来越多，荧光信号就越来越强，直到激光接近 *bucket* 的中心时，与激光相互作用的离子数目最多，对应的荧光信号强度最大，最后激光扫描频率越过 *bucket* 的中心，开始加热离子束，从而与激光相互作用的离子数目减小，对应的荧光信号降低，从而完成一次激光扫描的过程。

从图 5.10 中的所有荧光信号中可以观察到，离子束刚开始注入的荧光信号比较弱，并且逐渐增强，这个过程需要 10 秒作用，对应的就是电子冷却使得更

多的离子被预冷却到激光扫描频率的范围内, 从而使得其可以与激光相互作用。到荧光信号到最强时逐渐开始下降, 这是由于离子束流强的下降导致的, 所以对荧光信号的分析结合 Schottky 谱可以对在激光扫描过程中的离子束纵向动力学开展深入研究。



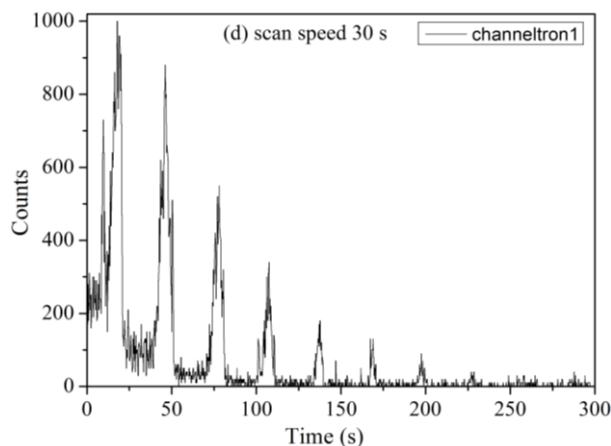
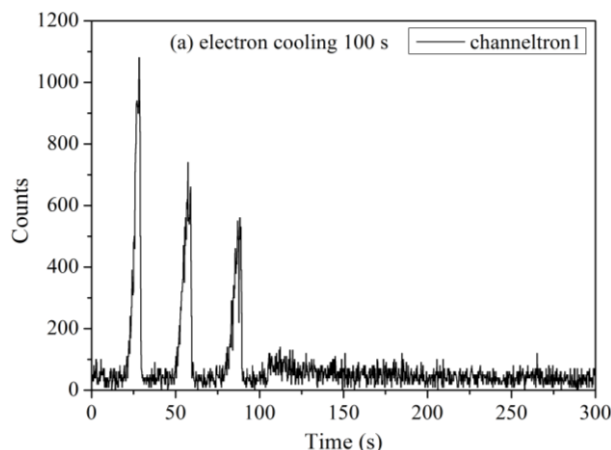


图 5.10 对于持续电子冷却下的压缩束, 在不同激光扫描速度时在电子通道倍增管上观察到的荧光信号。(a) 扫描速度为 5 秒一个周期; (b) 扫描速度为 10 秒一个周期; (c) 扫描速度为 20 秒一个周期; (d) 扫描速度为 30 秒一个周期。从图中可以观察到, 荧光信号在时间尺度上符合激光扫描的速度变化, 每个峰都代表激光扫描过程中与大量离子共振相互作用的结果。

相对于图 5.10 中电子冷却在整个周期中持续, 图 5.11 给出了对应不同电子预冷却时间 (100s, 160s, 200s, 300s) 时, 激光扫描冷却压缩束时测量到的荧光信号。这里激光扫描的周期相同, 都为 30 秒。从图中可以观察到, 在电子冷却停止后, 荧光信号强度很快下降, 从上面的 Schottky 谱上也可以观察到随着电子冷却停止, 由于激光冷却只在离子束纵向作用, 因此离子束的横向加热效应很明显, 结果就是很多离子不能被激光俘获, 荧光信号强度相对很快下降。如果激光扫描周期短的情况下, 离子束丢失应该会少一些, 这需要进一步的分析。图 5.10 中的荧光信号峰具有不同的宽度, 这个主要取决于离子束流强以及激光扫描的范围与 RF-buncher 频率的对应位置。



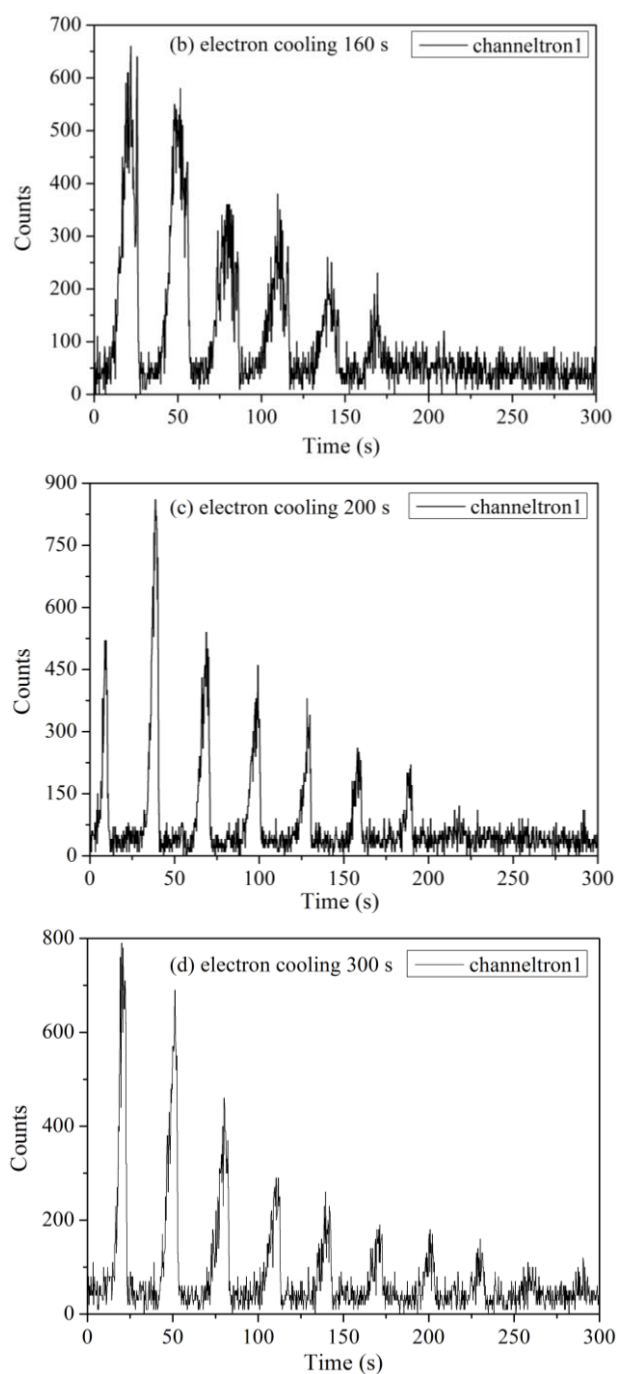


图 5.11 对于不同电子冷却时间下的压缩束, 在相同激光扫描速度 (30 秒每个周期) 时在电子通道倍增管上观察到的荧光信号。(a) 电子冷却持续时间为 100 秒; (b) 电子冷却持续时间为 160 秒; (c) 电子冷却持续时间为 200 秒; (d) 电子冷却持续时间为 300 秒。从图中可以观察到, 荧光信号在时间尺度上符合电子冷却时间的变化, 其中每个峰都代表激光扫描过程中与大量离子共振相互作用的结果。在没有电子冷却后, 荧光信号的峰很快消失, 说明离子束丢失的较快, 这也能从之前的 Schottky 谱上观察到。

5.7 小结

本章主要介绍了在 ESR 上开展的激光冷却相对论能量的 C^{3+} 离子束的实验结果。实验结果表明一束大范围频率扫描激光结合 RF-buncher 可以对离子束进行很好的冷却, 实现了空间电荷主导的离子束状态, 特别是没有电子冷却时仍然可以对离子束进行冷却, 并且可以长时间的保持离子束不丢失, 这都为以后在 FAIR 或者 HIAF 等大型储存环上对于更重离子束的激光冷却实验奠定了基础。

在实验中还对压缩束的束团长度以及横向尺寸通过 pick-up 和 IPM 进行了测量, 结合离子束的动量展宽, 荧光信号, 可以详细的研究离子束的相关横向和纵向动力学内容。在实验中我们还开展了利用激光冷却的 C^{3+} 离子束通过共同冷却的方法冷却 O^{4+} 离子, 进一步的数据分析还在进行中。

第六章 总结和展望

本章给出整个论文的总结,并且结合现有的工作和已经获得的实验结果给出展望,特别是在未来的大型加速器上实现对更重的类锂,类钠重离子束的激光冷却以及激光精细谱学实验的展望。

6.1 总结

本文首先从实验和理论两个方面综述了储存环中激光冷却离子束的发展历史和取得的结果,然后介绍储存环中离子束储存和冷却的基本知识,接着介绍了 CSRe 和 ESR 两个实验装置,并且给出在 CSRe 上经过电子冷却和聚束后的 $^{22}\text{Ne}^{10+}$ 离子束 Schottky 谱和动力学研究结果,和在 ESR 上相对论能量的 $^{12}\text{C}^{3+}$ 离子束的激光冷却实验结果,最后给出总结和展望。

CSRe 的实验结果表明新安装的 RF-buncher 和共振 Schottky 谱仪工作良好,满足开展激光冷却实验的基本条件,并且系统地研究了电子冷却压缩束的纵向动力学。实验中获得了电子冷却和束内散射加热效应的平衡过程,并且利用泰勒展开赝势的方法解释了实验中观察到的离子同步振荡频率随着离子束纵向动量下降而上升的现象,这个解释在束团长度的测量中得到了验证。同时利用 Schottky 谱的强度测量了非常低流强下的离子束寿命,测量结果与用 DCCT 在高流强下测量到的结果符合得很好,而且共振 Schottky 谱仪具有非常高的灵敏度,甚至可以达到单离子响应,这都为将在 CSRe 上开展激光冷却离子束动力学研究提供了条件。

ESR 上的激光冷却实验结果表明,通过一束大范围频率可调的激光结合 RF-buncher,可以在没有电子冷却条件下冷却离子束,并且保证离子束在非常长时间中不丢失。通过改变各种实验条件,在 ESR 上系统的研究了激光冷却没有电子预冷却和有电子预冷却后的连续束和压缩束。结合新的诊断装置,例如共振 Schottky 探针以及 IPM,对离子束在激光冷却过程中的纵向和横向动力学进行了系统的研究。进一步的数据分析还在进行中。在 ESR 的实验中还结合脉冲激光尝试对离子束进行更大范围的冷却,但是本次实验中没有明显的观察到脉冲激光

对离子束的冷却效果,也没有明显观察到经过激光冷却的 $^{12}\text{C}^{3+}$ 离子对 $^{16}\text{O}^{4+}$ 离子的共同冷却的结果,这都为以后在 CSRe 上开展激光冷却离子束提供了机遇和挑战。

6.2 展望

激光冷却是利用运动体光吸收的 Doppler 效应,通过离子与激光发生共振吸收并辐射光子来实现的。激光冷却相对论能量离子束有以下优点:可以得到更冷的纵向动量($\Delta p/p \approx 10^{-7}$);激光冷却力与离子束的相对论因子 γ^2 成正比,可以更有效地冷却非常高相对论能量的离子束;冷却时间可以短至百毫秒量级,能够实现对离子束的快速冷却。在相对论能量储存环上实现具有时间结构的晶束,是激光冷却的目标之一[43]。发展连续激光结合脉冲激光冷却离子束的技术,有可能在高能储存环上替代电子冷却[78]。

在德国建设的大型加速器 FAIR[163]和在中国将要建设的 HIAF[164]将提供非常高能量的离子束,巨大的 Doppler 效应将克服激光冷却低能离子束时受到的限制,大大丰富可冷却离子的种类。同时,激光冷却装置还为开展类锂和类钠高电荷态离子的激光精细谱学研究,甚至是超精细谱学研究提供了有利条件。围绕激光冷却和激光精细谱学将开展以下三个方面的工作。

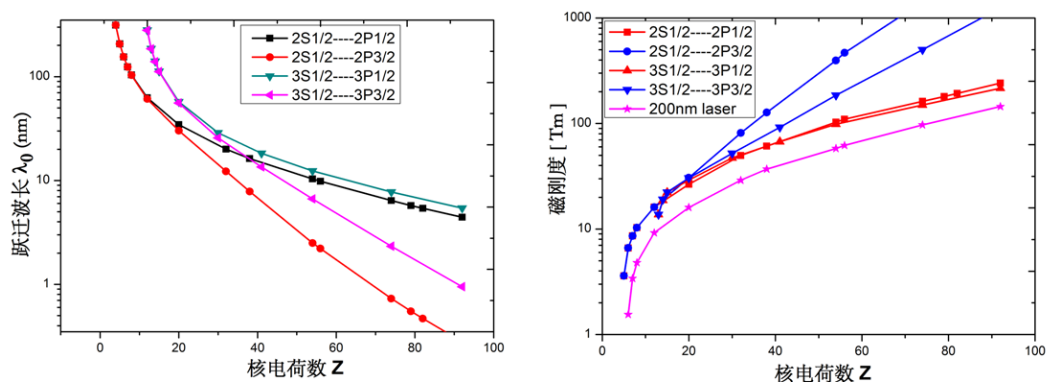


图 6.1 左图是不同种类的类锂和类钠离子的相关能级间跃迁波长;右图是固定波长为 257nm 和 200nm 的激光与不同种类的类锂和类钠离子发生共振散射实现激光冷却需要的储存环的磁刚度。

激光冷却技术研究。采用连续激光结合 RF-Buncher 技术,进行重离子束的激光冷却研究。如图 6.1 所示,如果 HIAF 的设计磁刚度为 70Tm,使用高次谐

波 257nm 激光可以冷却的最重类锂/钾离子是 Mo 离子 ($Z=42$); 如果采用 200nm 激光, 可冷却的重离子极限可以延伸至铜族元素的 Nd 离子 ($Z=60$) [165]。

高度精细谱学研究。利用 Doppler 效应实现激光共振激发离子, 测量在离子运动方向发射的退激 X 射线, 能够精确确定离子共振跃迁能级的能量, 测量精度可达到激光谱线的线宽, 这可以精确检验强库伦场条件下的 QED 理论[166]。图 6.2 给出了利用 Doppler 效应开展重离子激光精细谱学实验的原理简图。通过同时测量与相对论离子共振作用的激光波长和测量到的 X 射线的能量, 可以精确的测量到离子能级的跃迁能量, 检验 QED 效应 (10^{-5})。另一方面, 通过精确测量发射 X 射线光子的能量, 还能够精确确定离子在储存环中的能量 (精度可达 10^{-7})。

利用激光谱学获取原子核参数。对于核自旋 I 不为零的类锂离子, 其基态和激发态能级会发生超精细分裂。如图 6.3 所示, 利用激光精细光谱的方法可以测量高电荷态离子的超精细结构 (Hyperfine Structure) 和同位素移动 (Isotope Shift), 进而提取原子核的自旋、磁矩、电荷均方根半径等重要物理量[166, 167]。

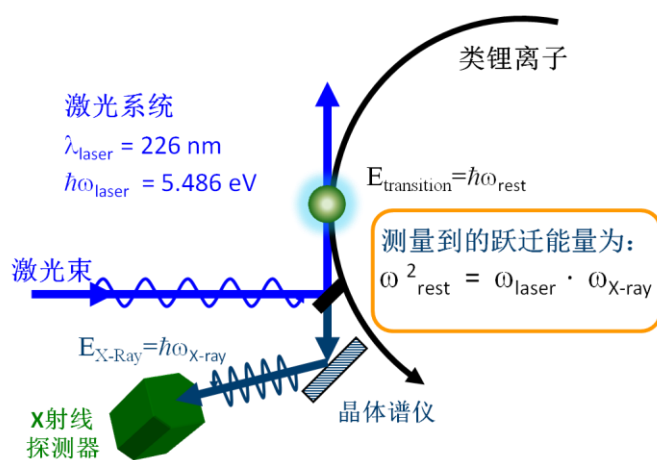


图 6.2 开展激光精细谱学实验的原理简图。

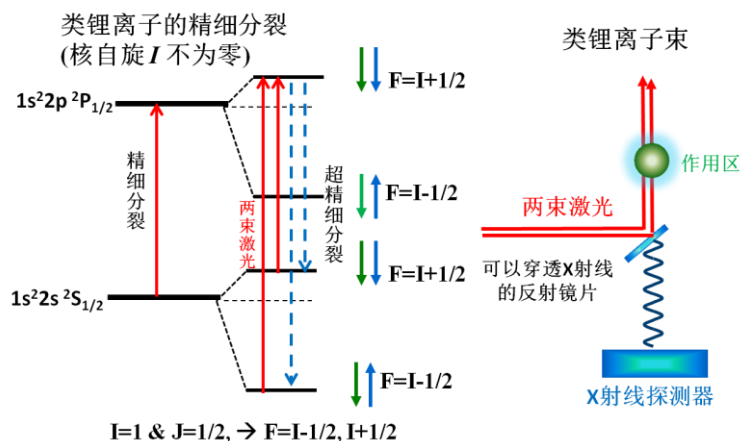


图 6.3 激光谱学研究重离子的超精细分裂示意图。核自旋不为零的 $2S_{1/2}$ 和 $2P_{1/2}$ 态的超精细能级分裂（左图），实验原理简图（右图）。

总而言之，激光冷却储存环中相对论能量的离子束已经在过去二十多年中取得了巨大的进展，获得了一系列新的结果。随着激光技术和束流诊断技术的不断发展，以及新一代大型储存环的建设，对于高电荷态重离子激光冷却和激光精细谱学的研究必将进入又一个重要的黄金期。

参考文献

- [1] B. Franzke, H. Geissel & G. Münzenberg, Mass and lifetime measurements of exotic nuclei in storage rings, *Mass Spectrometry Reviews*, 27 (2008) 428-469.
- [2] T. Motobayashi, NUCLEAR STRUCTURE AND NUCLEAR ASTROPHYSICS STUDIES WITH FAST HEAVY-ION BEAMS, *International Journal of Modern Physics E*, 18 (2009) 1965-1969.
- [3] X.L. Yan, H.S. Xu, Y.A. Litvinov, et al., Mass Measurement of ^{45}Cr and Its Impact on the Ca-Sc Cycle in X-Ray Bursts, *The Astrophysical Journal Letters*, 766 (2013) L8.
- [4] M. Larsson, Atomic and molecular physics with ion storage rings, *Reports on Progress in Physics*, 58 (1995) 1267.
- [5] J. Eichler, T. Stöhlker, Radiative electron capture in relativistic ion-atom collisions and the photoelectric effect in hydrogen-like high-Z systems, *Physics Reports*, 439 (2007) 1-99.
- [6] A.B. D. Hoffmann, O.N. Rosmej, P. Spiller, et al., Particle accelerator physics and technology for high energy density physics research *Eur. Phys. J. D*, 44 (2007) 293-300.
- [7] D.W. Savin, Can heavy ion storage rings contribute to our understanding of the charge state distributions in cosmic atomic plasmas?, *Journal of Physics: Conference Series*, 88 (2007) 012071.
- [8] G. Zwicknagel, C. Toepffer & P.-G. Reinhard, Stopping of heavy ions in plasmas at strong coupling, *Physics Reports*, 309 (1999) 117-208.
- [9] R.A. Doyle, W.S. Seow, Y. Yan, et al., Local Electrodynamics in Heavy Ion Irradiated $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, *Physical Review Letters*, 77 (1996) 1155-1158.
- [10] M. Lang, F. Zhang, J. Zhang, et al., Nanoscale manipulation of the properties of solids at high pressure with relativistic heavy ions, *Nat Mater*, 8 (2009) 793-797.
- [11] G. Kraft, Tumor therapy with heavy charged particles, *Progress in Particle and*

- Nuclear Physics, 45, Supplement 2 (2000) S473-S544.
- [12] D. Schardt, T. Elsässer, D. Schulz-Ertner, Heavy-ion tumor therapy: Physical and radiobiological benefits, *Reviews of Modern Physics*, 82 (2010) 383-425.
- [13] L. Chen, Y.A. Litvinov, W.R. Plaß et al., Schottky Mass Measurement of the ^{208}Hg Isotope: Implication for the Proton-Neutron Interaction Strength around Doubly Magic ^{208}Pb , *Physical Review Letters*, 102 (2009) 122503.
- [14] T. Radon, T. Kerscher, B. Schlitt, et al., Schottky Mass Measurements of Cooled Proton-Rich Nuclei at the GSI Experimental Storage Ring, *Physical Review Letters*, 78 (1997) 4701-4704.
- [15] X.L. Tu, H.S. Xu, M. Wang, et al., Direct Mass Measurements of Short-Lived $A=2Z-1$ Nuclides ^{63}Ge , ^{65}As , ^{67}Se , and ^{71}Kr and Their Impact on Nucleosynthesis in the rp Process, *Physical Review Letters*, 106 (2011) 112501.
- [16] Y.H. Zhang, H.S. Xu, Y.A. Litvinov, et al., Mass Measurements of the Neutron-Deficient ^{41}Ti , ^{45}Cr , ^{49}Fe , and ^{53}Ni Nuclides: First Test of the Isobaric Multiplet Mass Equation in fp-Shell Nuclei, *Physical Review Letters*, 109 (2012) 102501.
- [17] M. Jung, F. Bosch, K. Beckert, et al., First observation of bound-state β^- decay, *Physical Review Letters*, 69 (1992) 2164-2167.
- [18] F. Bosch, T. Faestermann, J. Friese, et al., Observation of Bound-State β^- Decay of Fully Ionized ^{187}Re : ^{87}Re - ^{187}Os Cosmochronometry, *Physical Review Letters*, 77 (1996) 5190-5193.
- [19] Y.A. Litvinov, F. Bosch, Beta decay of highly charged ions, *Reports on Progress in Physics*, 74 (2011) 016301.
- [20] Y.A. Litvinov, F. Bosch, C. Kozhuharov, et al., At the borderline between atomic and nuclear physics: two-body β -decay of highly charged ions, *Physica Scripta*, 2011 (2011) 014001.
- [21] Y.A. Litvinov, F. Bosch, H. Geissel, et al., Measurement of the β^+ and Orbital Electron-Capture Decay Rates in Fully Ionized, Hydrogenlike, and Heliumlike ^{140}Pr Ions, *Physical Review Letters*, 99 (2007) 262501.
- [22] V. Henzl, M.A. Kilburn, Z. Chajęcki, et al., Angular dependence in proton-proton

- correlation functions in central $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ and $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ reactions, *Physical Review C*, 85 (2012) 014606.
- [23] X.H. Zhang, Z.Y. Sun, R.F. Chen, et al., Projectile fragmentation reactions of ^{40}Ar at 57 MeV/nucleon, *Physical Review C*, 85 (2012) 024621.
- [24] O.A. Kiselev, F. Aksouh, A. Bleile, et al., A new experimental approach to investigate intermediate-energy proton elastic scattering and breakup reactions on exotic nuclei in inverse kinematics, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 641 (2011) 72-86.
- [25] H. Moeini, S. Ilieva, F. Aksouh, et al., First feasibility experiment for the EXL project with prototype detectors at the ESR storage ring, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 634 (2011) 77-84.
- [26] A. Gumberidze, T. Stöhlker, D. Banaś, et al., Quantum Electrodynamics in Strong Electric Fields: The Ground-State Lamb Shift in Hydrogenlike Uranium, *Physical Review Letters*, 94 (2005) 223001.
- [27] A. Gumberidze, T. Stöhlker, D. Banaś, et al., Electron-Electron Interaction in Strong Electromagnetic Fields: The Two-Electron Contribution to the Ground-State Energy in He-like Uranium, *Physical Review Letters*, 92 (2004) 203004.
- [28] C. Brandau, T. Bartsch, A. Hoffknecht, et al., High Rydberg Resonances in Dielectronic Recombination of Pb^{79+} , *Physical Review Letters*, 89 (2002) 053201.
- [29] C. Brandau, C. Kozhuharov, A. Müller, et al., Precise Determination of the $2s_{1/2}$ - $2p_{1/2}$ Splitting in Very Heavy Lithiumlike Ions Utilizing Dielectronic Recombination, *Physical Review Letters*, 91 (2003) 073202.
- [30] C. Brandau, C. Kozhuharov, Z. Harman, et al., Isotope Shift in the Dielectronic Recombination of Three-Electron $^{\text{A}}\text{Nd}^{57+}$, *Physical Review Letters*, 100 (2008) 073201.
- [31] M. Lestinsky, E. Lindroth, D.A. Orlov, et al., Screened Radiative Corrections

- from Hyperfine-Split Dielectronic Resonances in Lithiumlike Scandium, *Physical Review Letters*, 100 (2008) 033001.
- [32] G. Saathoff, S. Karpuk, U. Eisenbarth, et al., Improved Test of Time Dilation in Special Relativity, *Physical Review Letters*, 91 (2003) 190403.
- [33] S. Reinhardt, G. Saathoff, H. Buhr, et al., Test of relativistic time dilation with fast optical atomic clocks at different velocities, *Nat Phys*, 3 (2007) 861-864.
- [34] C. Novotny, G. Huber, S. Karpuk, et al., Sub-Doppler laser spectroscopy on relativistic beams and tests of Lorentz invariance, *Physical Review A*, 80 (2009).
- [35] I. Klaft, S. Borneis, T. Engel, et al., Precision Laser Spectroscopy of the Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike $^{209}\text{Bi}^{82+}$, *Physical Review Letters*, 73 (1994) 2425-2427.
- [36] P. Seelig, S. Borneis, A. Dax, et al., Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike $^{207}\text{Pb}^{81+}$ by Laser Excitation of a Bunched Ion Beam in the GSI Experimental Storage Ring, *Physical Review Letters*, 81 (1998) 4824-4827.
- [37] P. Seelig, A. Dax, S. Faber, et al., Laser spectroscopy of the 1s HFS of H-like ions at a bunched beam in the storage ring ESR, *Hyperfine Interactions*, 114 (1998) 135-139.
- [38] N. Madsen, P. Bowe, M. Drewsen, et al., Density Limitations in a Stored Laser-Cooled Ion Beam, *Physical Review Letters*, 83 (1999) 4301-4304.
- [39] M. Weidemuller, B. Eike, U. Eisenbarth, et al., Longitudinal dynamics of laser-cooled fast ion beams: square-well buckets, space-charge effects, and anomalous beam behavior, *AIP Conference Proceedings*, 457 (1999) 194-202.
- [40] E. Wilson, *An Introduction to Particle Accelerators*, Oxford University Press, (2001).
- [41] M. Seurer, P.G. Reinhard, C. Toepffer, On emittance growth of strongly coupled heavy ion beams, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 351 (1994) 286-294.
- [42] A. Piwinski, Intra-beam scattering, 9th International Conference on High-energy Accelerators, SLAC, Stanford, CA, USA, 2 - 7 May 1974, pp.405-409, (1974).

- [43] U. Schramm, D. Habs, Crystalline ion beams, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 53 (2004) 583-677.
- [44] V.V. Parkhomchuk, Schottky noise, in *Proceedings of the Workshop on Electron Cooling and Related Applications (ECool84)*, edited by H. Poth (KfK Report No. 3846, 1985) (1984) p. 71.
- [45] J.P. Schiffer, P. Kienle, Could there be an ordered condensed state in beams of fully stripped heavy ions?, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 321 (1985) 181-181.
- [46] A. Rahman, J.P. Schiffer, Structure of a One-Component Plasma in an External Field: A Molecular-Dynamics Study of Particle Arrangement in a Heavy-Ion Storage Ring, *Physical Review Letters*, 57 (1986) 1133-1136.
- [47] D. Habs, R. Grimm, CRYSTALLINE ION-BEAMS, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 45 (1995) 391-428.
- [48] J. Javanainen, M. Kaivola, U. Nielsen, et al., Laser cooling of a fast ion beam, *J. Opt. Soc. Am. B*, 2 (1985) 1768-1775.
- [49] S. Schröder, R. Klein, N. Boos, et al., First laser cooling of relativistic ions in a storage ring, *Physical Review Letters*, 64 (1990) 2901-2904.
- [50] J.S. Hangst, M. Kristensen, J.S. Nielsen, et al., Laser cooling of a stored ion beam to 1 mK, *Physical Review Letters*, 67 (1991) 1238-1241.
- [51] W. Petrich, M. Grieser, R. Grimm, et al., Laser cooling of stored high-velocity ions by means of the spontaneous force, *Physical Review A*, 48 (1993) 2127-2144.
- [52] J.S. Hangst, A. Labrador, V. Lebedev, et al., Anomalous Schottky Signals from a Laser-Cooled Ion Beam, *Physical Review Letters*, 74 (1995) 86-89.
- [53] U. Eisenbarth, B. Eike, M. Grieser, et al., Laser cooling of fast stored ions in barrier buckets, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 441 (2000) 209-218.
- [54] U. Eisenbarth, M. Mudrich, B. Eike, et al., Anomalous behaviour of laser cooled fast ion beams, *Hyperfine Interactions*, 127 (2000) 223-235.

- [55] B. Wanner, R. Grimm, A. Gruber, et al., Rapid adiabatic passage in laser cooling of fast stored ion beams, *Physical Review A*, 58 (1998) 2242-2251.
- [56] J.S. Hangst, J.S. Nielsen, O. Poulsen, et al., Laser Cooling of a Bunched Beam in a Synchrotron Storage Ring, *Physical Review Letters*, 74 (1995) 4432-4435.
- [57] U. Schramm, M. Bussmann, D. Habs, From laser cooling of non-relativistic to relativistic ion beams, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 532 (2004) 348-356.
- [58] U. Schramm, M. Bussmann, D. Habs, et al., Laser Cooling and Spectroscopy of Relativistic C^{3+} Beams at the ESR, *Hyperfine Interactions*, 162 (2005) 181-188.
- [59] U. Schramm, M. Bussmann, D. Habs, et al., Combined Laser and Electron Cooling of Bunched C^{3+} Ion Beams at the Storage Ring ESR, *AIP Conference Proceedings*, 821 (2006) 501-509.
- [60] M. Bussmann, U. Schramm, D. Habs, et al., The dynamics of bunched laser-cooled ion beams at relativistic energies, *Journal of Physics: Conference Series*, 88 (2007) 012043.
- [61] H.J. Miesner, R. Grimm, M. Grieser, et al., Efficient, Indirect Transverse Laser Cooling of a Fast Stored Ion Beam, *Physical Review Letters*, 77 (1996) 623-626.
- [62] H.J. Miesner, M. Grieser, R. Grimm, et al., Transverse laser cooling of a radio-frequency bunched ion beam in the storage ring TSR, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 383 (1996) 634-636.
- [63] I. Lauer, U. Eisenbarth, M. Grieser, et al., Transverse Laser Cooling of a Fast Stored Ion Beam through Dispersive Coupling, *Physical Review Letters*, 81 (1998) 2052-2055.
- [64] T. Schatz, U. Schramm & D. Habs, Crystalline ion beams, *Nature*, 412 (2001) 717-720.
- [65] U. Schramm, T. Schätz & D. Habs, Bunched Crystalline Ion Beams, *Physical Review Letters*, 87 (2001) 184801.
- [66] U. Schramm, T. Schätz & D. Habs, Three-dimensional crystalline ion beams,

- Physical Review E, 66 (2002).
- [67] U. Schramm, T. Schätz, M. Bussmann, et al., The quest for crystalline ion beams, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 44 (2002) B375.
- [68] T. Schatz, U. Schramm, M. Bussmann, et al., Crystallisation of ion beams in the rf quadrupole storage ring PALLAS, *Appl. Phys. B-Lasers Opt.*, 76 (2003) 183-190.
- [69] U. Schramm, T. Schätz, M. Bussmann, et al., Cooling and heating of crystalline ion beams, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 36 (2003) 561.
- [70] M. Bussmann, U. Schramm, T. Schätz, et al., Structural changes in bunched crystalline ion beams, *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 36 (2003) 6119.
- [71] S.N. Atutov, R. Calabrese, V. Guidi, et al., Sharp edge broad-band lasers for "white-light" cooling in storage rings, *Hyperfine Interactions*, 108 (1997) 259-266.
- [72] S.N. Atutov, R. Calabrese, R. Grimm, et al., "White-light" Laser Cooling of a Fast Stored Ion Beam, *Physical Review Letters*, 80 (1998) 2129-2132.
- [73] N. Madsen, P. Bowe, J.S. Nielsen, et al., Low-Current, Vertical Blowup in a Stored Laser-Cooled Ion Beam, *Physical Review Letters*, 87 (2001) 274801.
- [74] U. Eisenbarth, Laser cooling of fast stored ion beams to extreme phase-space densities, Ph.D thesis, University of Heidelberg, Germany, (2001).
- [75] N. Kjaergaard, S. Aggerholm, P. Bowe, et al., Recent results from laser cooling experiments in ASTRID - real-time imaging of ion beams, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip.*, 441 (2000) 196-202.
- [76] N. Madsen, Dynamics of laser-cooled ion beams, Ph.D thesis, University of Aarhus, Denmark, (1998).
- [77] M. Bussmann, D. Habs, U. Schramm, et al., SCHOTTKY NOISE SIGNAL AND MOMENTUM SPREAD FOR LASER-COOLED BEAMS AT RELATIVISTIC ENERGIES, *Proceedings of the Workshop on Beam Cooling and Related Topics*,

- COOL 07, 1 (2007) 226-229.
- [78] M. Bussmann, U. Schramm, All-Optical Ion Beam Cooling and Online Diagnostics at Relativistic Energies, Proceedings of the International Workshop on Beam Cooling and Related Topics COOL09, (2009) 22.
- [79] M. Tanabe, T. Ishikawa, M. Nakao, et al., Longitudinal and transverse coupling of the beam temperature caused by the laser cooling of Mg^{24+} , Applied Physics Express, 1 (2008).
- [80] H. Souda, S. Fujimoto, H. Tongu, et al., COD correction for laser cooling at S-LSR, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 597 (2008) 160-165.
- [81] M. Nakao, T. Hiromasa, H. Souda, Optical measurement of transverse laser cooling with synchro-betatron coupling, Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan, (2010) 858.
- [82] A. Noda, M. Nakao, H. Souda, Recent status of beam cooling at S-LSR, Proceedings of COOL'11, Alushta, Ukraine, (2011) 19.
- [83] M. Nakao, T. Hiromasa, H. Souda, et al., Resonance coupling induced enhancement of indirect transverse cooling in a laser-cooled ion beam, Phys. Rev. Spec. Top.-Accel. Beams, 15 (2012).
- [84] A. Noda, M. Ikegami, T. Shirai, Approach to ordered structure of the beam at S-LSR, New Journal of Physics, 8 (2006) 288.
- [85] T. Shirai, M. Ikegami, S. Fujimoto, et al., One-Dimensional Beam Ordering of Protons in a Storage Ring, Physical Review Letters, 98 (2007).
- [86] T. Shirai, One-dimensional Beam Ordering of Protons at Ion Storage Ring, S-LSR, Ph.D thesis, Kyoto University, (2007).
- [87] W.Q. Wen, X. Ma, D.C. Zhang, et al., Preparation of laser cooling experiment at the CSRe, HCI preceeding 2012, in press (2013).
- [88] E. Wigner, Effects of the electron interaction on the energy levels of electrons in metals, Trans. Faraday Soc., 34 (1938) 0678-0685.
- [89] R.F. Wuerker, H. Shelton, R.V. Langmuir, ELECTRODYNAMIC CONTAINMENT OF CHARGED PARTICLES, J. Appl. Phys., 30 (1959)

- 342-349.
- [90] F. Diedrich, E. Peik, J.M. Chen, et al., Observation of a Phase Transition of Stored Laser-Cooled Ions, *Physical Review Letters*, 59 (1987) 2931-2934.
- [91] R. Blumel, J.M. Chen, E. Peik, et al., Phase transitions of stored laser-cooled ions, *Nature*, 334 (1988) 309-313.
- [92] I. Waki, S. Kassner, G. Birkel, et al., Observation of ordered structures of laser-cooled ions in a quadrupole storage ring, *Physical Review Letters*, 68 (1992) 2007-2010.
- [93] G. Birkel, S. Kassner, H. Walther, Multiple-shell structures of laser-cooled $^{24}\text{Mg}^+$ ions in a quadrupole storage ring, *Nature*, 357 (1992) 310-313.
- [94] S.L. Gilbert, J.J. Bollinger, D.J. Wineland, Shell-Structure Phase of Magnetically Confined Strongly Coupled Plasmas, *Physical Review Letters*, 60 (1988) 2022-2025.
- [95] F. Diedrich, J.C. Bergquist, W.M. Itano, et al., LASER COOLING TO THE ZERO-POINT ENERGY OF MOTION, *Physical Review Letters*, 62 (1989) 403-406.
- [96] M.G. Raizen, J.M. Gilligan, J.C. Bergquist, et al., Ionic crystals in a linear Paul trap, *Physical Review A*, 45 (1992) 6493-6501.
- [97] E.N. Dementev, N.S. Dikanskii, A.S. Medvedko, et al., MEASURING THERMAL NOISES OF PROTON-BEAM ON NAP-M ACCUMULATOR, *Zhurnal Tek. Fiz.*, 50 (1980) 1717-1721.
- [98] N.S. Dikanskii, D.V. Pestrikov, ORDERING EFFECTS ON NON-GROUPED COOLED BEAM RELAXATION IN ACCUMULATORS, *Zhurnal Tek. Fiz.*, 56 (1986) 289-296.
- [99] M. Steck, K. Beckert, H. Eickhoff, et al., Anomalous Temperature Reduction of Electron-Cooled Heavy Ion Beams in the Storage Ring ESR, *Physical Review Letters*, 77 (1996) 3803-3806.
- [100] M. Steck, K. Beckert, P. Beller, et al., New evidence for one-dimensional ordering in fast heavy ion beams, *J. Phys. B-At. Mol. Opt. Phys.*, 36 (2003) 991-1002.

- [101] M. Steck, Cooling of fast charged particle beams, J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Phys., 20 (2003) 1016-1027.
- [102] M. Steck, P. Beller, K. Beckert, et al., Electron cooling experiments at the ESR, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 532 (2004) 357-365.
- [103] H. Danared, A. Källberg, K.G. Rensfelt, et al., Model and Observations of Schottky-Noise Suppression in a Cold Heavy-Ion Beam, Physical Review Letters, 88 (2002).
- [104] H. Danared, A. Kallberg, A. Simonsson, One-dimensional ordering in coasting and bunched beams, J. Phys. B-At. Mol. Opt. Phys., 36 (2003) 1003-1010.
- [105] A. Simonsson, H. Danared, A. Kallberg, et al., Observations of ordered beams in CRYRING, Hyperfine Interactions, 146 (2003) 209-213.
- [106] T. Radon, T. Kerscher, B. Schlitt, et al., Schottky mass measurements of cooled proton-rich nuclei at the GSI experimental storage ring, Physical Review Letters, 78 (1997) 4701-4704.
- [107] T. Radon, H. Geissel, F. Attallah, et al., Mass measurements of relativistic projectile fragments in the storage ring ESR, Pramana-J. Phys., 53 (1999) 609-618.
- [108] T. Radon, H. Geissel, G. Munzenberg, et al., Schottky mass measurements of stored and cooled neutron-deficient projectile fragments in the element range of $57 \leq Z \leq 84$, Nucl. Phys. A, 677 (2000) 75-99.
- [109] J.P. Schiffer, O. Poulsen, POSSIBILITY OF OBSERVING A CONDENSED CRYSTALLINE STATE IN LASER-COOLED BEAMS OF ATOMIC IONS, Europhys. Lett., 1 (1986) 55-59.
- [110] J.P. Schiffer, A. Rahman, FEASIBILITY OF A CRYSTALLINE CONDENSED STATE IN COOLED ION-BEAMS OF A STORAGE RING, Z. Phys. A.-Hadrons Nuclei, 331 (1988) 71-74.
- [111] J.P. Schiffer, LAYERED STRUCTURE IN CONDENSED, COLD, ONE-COMPONENT PLASMAS CONFINED IN EXTERNAL FIELDS, Physical Review Letters, 61 (1988) 1843-1846.

- [112] R.W. Hasse, Theoretical Verification of Coulomb Order of Ions in a Storage Ring, *Physical Review Letters*, 83 (1999) 3430-3433.
- [113] R.W. Hasse, Multiple Coulomb Ordered Strings of Ions in a Storage Ring, *Physical Review Letters*, 86 (2001) 3028-3031.
- [114] R.W. Hasse, Static Criteria for the Existence of Coulomb Strings in Storage Rings, *Physical Review Letters*, 90 (2003) 204801.
- [115] R.W. Hasse, Coulomb strings in heavy ion storage rings: explanation and stability criteria, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 532 (2004) 382-387.
- [116] J. Wei, X.P. Li, A.M. Sessler, Low-Energy States of Circulating Stored Ion Beams: Crystalline Beams, *Physical Review Letters*, 73 (1994) 3089-3092.
- [117] J. Wei, H. Okamoto, A.M. Sessler, Necessary Conditions for Attaining a Crystalline Beam, *Physical Review Letters*, 80 (1998) 2606-2609.
- [118] H. Okamoto, A.M. Sessler, D. Mohl, 3-DIMENSIONAL LASER COOLING OF STORED AND CIRCULATING ION-BEAMS BY MEANS OF A COUPLING CAVITY, *Physical Review Letters*, 72 (1994) 3977-3980.
- [119] H. Okamoto, Transverse laser cooling induced through dispersion at an rf cavity, *Physical Review E*, 50 (1994) 4982-4996.
- [120] Y. Yuri, H. Okamoto, Generating Ultralow-Emittance Ion Beams in a Storage Ring, *Physical Review Letters*, 93 (2004) 204801.
- [121] Y. Yuri, H. Okamoto, Feasibility of beam crystallization in a cooler storage ring, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 8 (2005) 114201.
- [122] M. Ikegami, H. Okamoto, Y. Yuri, Crystalline beams in dispersion-free storage rings, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 9 (2006) 124201.
- [123] F. Nolden, P. Hülsmann, Y.A. Litvinov, et al., A fast and sensitive resonant Schottky pick-up for heavy ion storage rings, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 659 (2011) 69-77.

- [124] W.Q. Wen, X. Ma, Longitudinal dynamics of RF-bunched and electron-cooled ion beam at the CSRe, to be submitted to Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, (2013).
- [125] A.J. Lichtenberg, Phase-space Dynamics of Particles, John Wiley and Sons, (1969).
- [126] H. Zhirong, R.D. Ruth, Radiative cooling of relativistic electron beams, in: Particle Accelerator Conference, 1999. Proceedings of the 1999, 1999, pp. 262-266 vol.261.
- [127] P. Bowe, L. Hornekær, C. Brodersen, et al., Sympathetic Crystallization of Trapped Ions, Physical Review Letters, 82 (1999) 2071-2074.
- [128] B. Roth, U. Fröhlich, S. Schiller, Sympathetic Cooling of $^4\text{He}^+$ Ions in a Radio-Frequency Trap, Physical Review Letters, 94 (2005) 053001.
- [129] F. Nolden, K. Beckert, F. Caspers, et al., Stochastic cooling at the ESR, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 441 (2000) 219-222.
- [130] F. Nolden, K. Beckert, P. Beller, et al., Experience and prospects of stochastic cooling of radioactive beams at GSI, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 532 (2004) 329-334.
- [131] F. Caspers, D. Mohl, History of stochastic beam cooling and its application in many different projects, Eur. Phys. J. H, 36 (2012) 601-632.
- [132] G.D. G. Budker, and V. Dudnikov, Proceedings of the International Symposium on Electron and Positron Storage Rings, Saclay, France, 1966 (Saclay, Paris, 1966), Article No. VIII-6-1, (1966).
- [133] H. Poth, Electron cooling: Theory, experiment, application, Physics Reports, 196 (1990) 135-297.
- [134] M. Bussmann, Laser-Cooled Ion Beams and Strongly Coupled Plasma for Precision Experiments, Ph.D thesis, Munchen University, (2007).
- [135] Q. Spreiter, M. Seurer, C. Toepffer, Relaxation in a strongly coupled particle

- beam, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 364 (1995) 239-242.
- [136] H. Okamoto, J. Wei, Theory of tapered cooling, Physical Review E, 58 (1998) 3817-3825.
- [137] N. Kjærgaard, M. Drewsen, Tapered laser cooling of stored coasting ion beams, Physics Letters A, 260 (1999) 507-511.
- [138] J.W. Xia, W.L. Zhan, B.W. Wei, et al., The heavy ion cooler-storage-ring project (HIRFL-CSR) at Lanzhou, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 488 (2002) 11-25.
- [139] X. MA, X.H. CAI, X.L. ZHU, et al., ATOMIC PHYSICS RESEARCHES AT COOLER STORAGE RING IN LANZHOU, International Journal of Modern Physics E, 18 (2009) 373-380.
- [140] H. XU, HIRFL-CSR PHYSICS PROGRAM, International Journal of Modern Physics E, 18 (2009) 335-345.
- [141] R.A. Phaneuf, R.K. Janev, M.S. Pindzola, Collisions of Carbon and Oxygen Ions with Electrons, H, H₂, and He, Atomic Data for Fusion, ORNL-6090, 5 (1987).
- [142] T. Führer, T. Walther, Extension of the mode-hop-free tuning range of an external cavity diode laser based on a model of the mode-hop dynamics, Opt. Lett., 33 (2008) 372-374.
- [143] T. Führer, D. Stang, T. Walther, Actively Controlled Tuning of an External Cavity Diode Laser by Polarization Spectroscopy, Opt. Express, 17 (2009) 4991-4996.
- [144] M. Siebold, M. Hornung, J. Hein, et al., A high-average-power diode-pumped Nd:YVO₄ regenerative laser amplifier for picosecond-pulses, Appl Phys B, 78 (2004) 287-290.
- [145] M. Siebold, S. Klingebiel, C. Wandt, et al., Diode-pumped ytterbium-based chirped-pulse amplifier, (2008) 713110-713110.

- [146] P. Forck, Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics, Joint University Accelerator School, (2011) 1-153.
- [147] M.A. Plum, E. Bravin, J. Bosser, et al., N₂ and Xe gas scintillation cross-section, spectrum, and lifetime measurements from 50MeV to 25GeV at the CERN PS and Booster, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 492 (2002) 74-90.
- [148] A. Variola, R. Jung, G. Ferioli, Characterization of a nondestructive beam profile monitor using luminescent emission, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 10 (2007) 122801.
- [149] T. Tsang, S. Bellavia, R. Connolly, et al., Optical beam profile monitor and residual gas fluorescence at the relativistic heavy ion collider polarized hydrogen jet, Review of Scientific Instruments, 79 (2008) 105103-105112.
- [150] W.Q. Wen, M. Lochmann, X. Ma, et al., Optical measurement of the longitudinal ion distribution of bunched ion beams in the ESR, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 711 (2013) 90-95.
- [151] W. Schottky, Ueber spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern, ann. Phys., 57 (1918) 541-567.
- [152] S. Chattopadhyay, CERN 84-11 1984, (1984).
- [153] J.S. Hangst, Laser Cooling of a Stored Ion Beam- A First Step Towards Crystalline Beams, Ph.D thesis, The University of Chicago, (1993).
- [154] P. Forck, T. Giacomini & A. Peters, PROFILE MONITORS BASED ON RESIDUAL GAS INTERACTION, Proc. DIPAC05, Lyon., (2005) 223-227.
- [155] P. Forck, Minimal Invasive Beam Profile Monitors for High Intense Hadron Beams, Proc. IPAC, (2010) 1261.
- [156] T. Giacomini, D. Liakin, J. Dietrich, et al., IONIZATION PROFILE MONITORS-IPM@GSI, Proceedings of DIPAC2011, Hamburg, Germany, (2011).
- [157] NI, CompactRIO, <http://www.ni.com/compactrio/>, (2013).

- [158] W. Nörtershäuser, Laser spectroscopy for QED tests in highly charged ions, *Hyperfine Interactions*, 199 (2011) 131-140.
- [159] W. Nörtershäuser, First Observation of the Ground-State Hyperfine Transition in $^{209}\text{Bi}^{80+}$, *Proceedings of HCI 2012*, (2012).
- [160] <http://www-win.gsi.de/go4/>, (2013).
- [161] C. Novotny, G. Huber, S. Karpuk, et al., Sub-Doppler laser spectroscopy on relativistic beams and tests of Lorentz invariance, *Physical Review A*, 80 (2009) 022107.
- [162] G. Kalisch, K. Beckert, B. Franzke, et al., Longitudinal space charge effects in cooled bunched beams, 3rd European Particle Accelerator Conference, Berlin, Germany, , (1992) 780-782.
- [163] W. Henning, et al., An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons, Conceptual Design Report, GSI, 2001.
- [164] Proposal of HIAF, (2013).
- [165] W. R. Johnson et al., *At. Data. Nucl. Data Tables* 64(1996)279
- [166] H. Backe, Precision spectroscopy at heavy ion ring accelerator SIS300, *Hyperfine Interactions*, 171(1-3) (2006) 93.
- [167] H.J. Kluge, Atomic physics techniques for studying nuclear ground state properties, fundamental interactions and symmetries: status and perspectives, *Hyperfine Interactions*, 196 (2010) 295-337.

附录

对于激光冷却储存环中的重离子束，离子的跃迁能级要符合二能级结构跃迁、同时能够在 Doppler 效应下能够使用激光与之共振相互作用。如果假设使用的激光波长为 $\lambda = 257\text{nm}$ ，而且在激光冷却实验中在离子束相反方向与离子束共振相互作用，可以计算出对于类锂，类钠，类铜离子在共振跃迁时需要的离子束能量（ $\lambda = \lambda_0\gamma(1 + \beta)$ ）。下表中给出了不同离子束与激光冷却相关的参数[165]。

表 1. 类铜离子（Cu-like）的 $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{1/2}$ 能级跃迁的波长，激发态寿命，以及在 257nm 波长激光时利用 Doppler 效应与离子共振作用需要的储存环的参数列表。

Z	Q	λ [nm]	τ [ps]	β	γ	$B\rho$ [Tm]	$B\rho$ (stripped)
32	3	126.3	757.6	0.6	1.26	58.1	5.44
34	5	89.88	408.3	0.78	1.61	61.5	9.04
36	7	70.10	264.9	0.86	1.97	63.1	12.3
38	9	57.53	190.1	0.90	2.35	63.9	15.1
40	11	48.79	145.2	0.93	2.73	65.4	18.0

表 2. 类钠离子（Na-like）的 $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$ 和 $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ 能级跃迁的波长，激发态寿命，以及在 257nm 波长激光时利用 Doppler 效应与离子共振作用需要的储存环的参数列表（利用最丰同位素计算）。

Z	Q	λ [nm]	τ [ps]	β	γ	$B\rho$ [Tm]	$B\rho$ (stripped)
12	1	283.8	3870				
12	1	279.6	3845				
13	2	186.3	1870	0.31	1.05	13.7	
13	2	185.5	1847	0.31	1.05	13.7	2.11
14	3	140.3	1163	0.54	1.19	18.7	
14	3	139.4	1140	0.55	1.19	19.1	4.09
15	4	112.8	820	0.68	1.36	22.3	
15	4	111.8	798.1	0.68	1.37	22.4	6.00
20	9	57.4	303	0.90	2.35	29.2	
20	9	55.8	277.1	0.91	2.41	30.5	13.7
30	19	28.8	122	0.975	4.51	47.2	
30	19	25.7	85.3	0.98	5.06	52.3	33.4
41	30	18.3	69.4	0.990	7.05	67.4	
41	30	13.5	27.4	0.995	9.54	92.1	67.4

54	43	12.4	42.8	0.995	10.04	98.6	147
54	43	6.66	6.4	0.9987	19.3	185	
74	63	7.76	23.3	0.998	16.6	150	
74	63	2.33	0.58	0.9998	55.16	501	
92	81	5.42	14.4	0.9991	23.7	216	
92	81	0.95	0.068	0.9999	135	1244	

表 3. 类锂离子（Li-like）的 $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ 和 $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ 能级跃迁的波长，激发态的寿命，以及在 257nm 波长激光时利用 Doppler 效应与离子共振作用需要的储存环的参数列表。（利用最丰同位素计算）

Z	Q	λ [nm]	τ [ps]	β	γ	$B\rho$ [Tm]
4	1	313.19	8857			
4	1	313.13	8850			
5	2	206.79	5293	0.21	1.023	3.6
5	2	206.6	5280	0.21	1.023	3.6
6	3	155.08	3800	0.47	1.13	6.6
6	3	154.82	3782	0.47	1.13	6.6
7	4	124.28	2978	0.62	1.27	8.6
7	4	123.88	2948	0.62	1.27	8.6
8	5	103.76	2452	0.72	1.44	10.3
8	5	103.19	2410	0.72	1.44	10.3
12	9	62.53	1438	0.89	2.15	16.1
12	9	60.99	1331	0.89	2.15	16.1
20	17	34.48	768	0.96	3.79	26.6
20	17	30.22	512	0.97	4.31	30.6
32	29	20.02	423	0.988	6.46	49.7
32	29	12.27	94.9	0.995	10.5	81.3
38	35	16.29	346	0.992	7.92	61.0
38	35	7.85	42.4	0.998	16.4	127
54	51	10.35	189	0.997	12.9	103
54	51	2.5	2.54	0.9998	50.0	396
56	53	9.83	177	0.997	13.7	110
56	53	2.21	2.16	0.9999	58.1	468
74	71	6.40	98.5	0.999	20.1	162
74	71	0.73	0.144	0.99998	176	1418
82	79	5.4	98	0.9991	23.7	193
82	79	0.469	0.125	0.999993	274	2200
92	89	4.42	60	0.9994	29.1	242
92	89	0.28	0.012	0.999998	459	3800

作者简介及在学期间发表的学术论文与研究成果

Wei qiang Wen

(Last updated on May.22, 2013)

Department of dynamics of atomic and molecular physics
Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences.
509 Nanchang Rd., Lanzhou, China.

Phone: 86-0931-4969345

Fox: 86-0931-4969346

E-mail: wenwei qiang@impcas.ac.cn

My research subject is laser cooling of heavy ion beams at storage rings. I am also working on the topics of atomic physics related to the accelerated ion beams.

Education:

2007.09—2013.06 Ph.D, Dept. of Atomic Physics, Institute of Modern Physics (IMP), CAS
2012.07—2012.08 Visit GSI and participate experiment of laser cooling at the ESR, GSI.
2011.07—2011.08 Visit GSI and participate experiment of laser spectroscopy at the ESR, GSI.
2009.11—2011.05 DAAD-CAS Joint Scholarship Programme for scientific research at GSI and HZDR in Germany.
2003.09—2007.07 Dept. of Physics, Northwest University, Xi'an, Bachelor Degree.

List of Publications:

- [1] **W. Q. Wen**, M. Lochmann, X. Ma, *et al.*, Optical measurement of the longitudinal ion distribution of bunched ion beams in the ESR, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2013, 711: 90-95 (SCI)
- [2] **W. Q. Wen**, X. Ma, D.C. Zhang, *et al.*, Preparation of laser cooling experiment at the CSRe, 2013, Physics Scripta T151: 000 (SCI)
- [3] **WEN Wei-Qiang**, MA Xin-Wen, ZHANG Da-Cheng, *et al.*, Longitudinal Schottky spectra of a bunched Ne^{10+} ion beam at the CSRe, 2013, Chinese Physics C, in press (SCI)
- [4] **W. Q. Wen**, X. Ma, M. Bussmann, *et al.*, Longitudinal dynamics of RF-bunched and electron-cooled ion beam at the CSRe, 2013, to be submitted to Nuclear

Instruments and Methods in Physics Research Section A. (SCI)

- [5] **W. Q. Wen**, X. Ma, W. Q. Xu, *et al.*, Ce: YAP and CsI(Tl) detectors for dielectronic recombination experiment at the CSRm, 2013, submitted to Proceedings-EMIS2012. (SCI)
- [6] **WeiQiang Wen**, *et al.*, Laser cooling of stored relativistic ion beams with large momentum spreads using a laser system with a wide scanning range, 2013, J.Phys. Conf. Ser. accepted.
- [7] W. Nörtershäuser, M. Lochmann, R. Jähren, *et al.*, First Observation of the Ground-State Hyperfine Transition in $^{209}\text{Bi}^{80+}$, 2013, Phys. Scr. T151: 000 (SCI)
- [8] YUAN You-jin, LI Jie, MAO Li-jun, YANG Xiao-dong, MAO Rui-shi, ZHAO Tie-cheng, Wu Jun-xia, **Wen Wei-qiang**, IQT files background processing and its application in experimental measurement[J] High Power Laser and Particle Beams, 2013,V25(04): 981-984 (EI)
- [9] Zhu, X. L. ; Ma, X.; Zhang, S. F.; Feng, W. T.; Liu, H. P. ; Qian, D. B.; Zhang, D.C; Li, B.; **Wen, W. Q. et al.**, State-selective electron capture by O^{3+} ions on He and H-2, J.Phys. Conf. Ser.388 (2012) 102014 (ISTP)
- [10] Qian, D. B.; Ma, X.; Chen, Z.; Zhang, D.C ; Zhang, S. F. ; Li, B. ; Zhu, X. L.; Liu, H. P.; **Wen, W. Q.** Determining excitation temperature of fragmented C-60 via momentum distributions of fragments. PHYSICAL CHEMISTRY CHEMICAL PHYSICS 13(2011)3328-3333 (SCI)
- [11] ZHANG Da-Cheng, MA Xin-Wen, **WEN Wei-Qiang et al.**, Influence of Laser Wavelength on Laser-induced Breakdown Spectroscopy Applied to Semi-Quantitative Analysis of Trace-Elements in a Plant Sample, Chinese Physics Letters 2010, 27 (6): 063202 (SCI)
- [12] D.C. Zhang , X. Ma, **W.Q. Wen et al.**, Studies of laser induced breakdown spectroscopy of holly leaves, J.Phys. Conf. Ser.185(2010) 012058 (ISTP)
- [13] D. B. Qian, X. Ma, Z. Q. Chen, D. C. Zhang, X. L. Zhu, B. Li, H. P. Liu, K. L. Zu, **W. Q. Wen**, Kinetic energies of C_n^+ ($n \leq 58$) fragment ions produced by nanosecond laser impact on C_{60} , Chemical Physics Letters 470(2009)215 (SCI)
- [14] D.B. Qian, X. Ma, D.C. Zhang, X.L. Zhu, B. Li, H.P. Liu, **W. Q. Wen**,

Investigation the fragmentation of C_{60} induced by nanosecond laser, J. Phys. Conf. 2009 (ISTP)

- [15] Qian Dongbin, Ma Xinwen, Zhang Dacheng, Zu Kailing, Liu Huiping, **Wen WeiQiang**. Effect of Light Beam Divergence on Ionic Fragments Distributions of C_{60} Irradiated by Nanosecond Laser[J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(6): 1577~1581 (SCI)
- [16] DongBin Qian, XinWen Ma, DaCheng Zhang, KaiLing Zu, HuiPing Liu, **WeiQiang Wen**. Formation mechanisms of small fragment ions in nano second laser induced fragmentation of C_{60} , Acta Physica Sinica, 57(2008)5810 (SCI)