



物理学前沿丛书

原子核物理 进展

丁大钊 陈永寿 张焕乔 编著

上海科学技术出版社

物理学前沿丛书

原子核物理进展

丁大钊
陈永寿 编著
张焕乔

上海科学技术出版社

内 容 提 要

本书对近十余年来核物理研究的主要进展及今后十余年将成为核物理研究前沿的三个重要领域作了系统的论述。全书共分八章，虽然相对独立，但互相联系成为一个整体。第一章概述 80 年代以来核物理研究的主要成就，并展望今后可能取得重大进展的前沿方向。该章中还简述核物理研究对相关学科的影响及某些重要的应用领域。第二、第三章着重论述核结构研究的最新成就。第四章论述库仑位垒以下能区重离子熔合反应机制的最新成果。第五章论述核裂变理论的发展历史及一些新的探索成果。第六、七、八章分别论述下世纪初期核物理研究的三个前沿领域：中、高能核-核碰撞现象、原子核沿同位旋自由度发展的研究及亚核子自由度的研究。

虽然本书各章由不同作者执笔，论述方式及重点有所不同。例如，有的章节以作者本人近期的工作为主线，而有的章节则以总体上描述该研究方向的发展为主线适当结合作者的研究成果。但各章均力求统一于下述四点：为读者提供比较全面的知识背景；从理论与实验相结合的角度，适当结合作者本人的研究成果及论述该研究领域今后的发展方向。这样，可使读者对各专题的现状和发展以及国内目前研究的主要成就有比较全面的了解。各章后还附有较多的参考文献，以供对该章内容有兴趣的读者索引。

本书可作为核物理研究工作者、研究生及高等院校核物理教师的参考书。

《物理学前沿丛书》编辑委员会

主编 冯 端
常务编委 倪光炯

委员 (以姓氏笔划为序)

王 迅	甘子钊	闵乃本
李家明	汪克林	张其瑞
周孝谦	段一士	高崇寿
陶瑞宝	顾世洧	顾秉林
侯伯宇	唐孝威	龚昌德
黄祖洽	葛墨林	蒲富恪
戴元本		

出版说明

我社在物理学界专家学者的热忱关怀下,历年来出了一些比较好的书,如《晶体生长的物理基础》(闵乃本著)、《原子物理学》(第一版杨福家著)、《原子核结构理论》(曾谨言、孙洪州编著)、《群表示论的新途径》(陈金全著)、《物理学中的群论》(陶瑞宝著)、《近代物理学》(倪光炯、李洪芳编著),等等。这些书受到国内外物理学界、出版界和读者的欢迎和好评。为进一步出好这方面的著作,我社拟出版《物理学前沿丛书》。其宗旨是:向国内外介绍我国第一流的物理研究成果,扩大我国物理研究成果在国内外的影响,促进学科的发展和交流。《物理学前沿丛书》包括的面:基础物理、应用物理和技术物理的前沿领域。

考虑到物理科学的特点,在大体统一的规格要求下,我们将充分发挥作者的特长,努力使本丛书具有丰富多采的风格。例如:(1)作者可以对一个专门分支学科,按自己的观点作比较全面深入的阐述,其中一部分内容反映作者自己的创造性工作;(2)作者也可以为着重反映自己有特色的、比较成熟的系统性研究,就某一个重要的课题作详细的介绍,但应包括必要的预备知识和有关课题在国际上的发展动态;(3)在某一领域或新课题的研究发展特别迅速的情况下,我们也可把系列学术报告或专门性讲座汇编起来,经过适当加工,再加上一个比较详细的前言介绍,以便尽快出版;(4)在考虑书稿时应充分注意历年来“获奖”项目和国家基金会重点资助的项目。

我们希望,本丛书不仅可以作为高年级大学生和研究生的教材,而且对广大的教师和科研工作者有益,经若干年有了适当的积累之后,能够在一定程度上显示出我国物理学界的风貌。

2 出版说明

我们诚恳希望得到物理学界广大专家的大力支持和指导，使这套书的出版达到预期的目的。

上海科学技术出版社

1992年10月

编著说明

1. 为祝贺王淦昌教授 90 华诞, 我们约请几位在中国原子能科学研究院从事原子核物理实验与理论研究的同志撰写本书, 以表达我们对为我国核科学技术的发展以及培养后学等诸多方面作出重大贡献的学术前辈的敬意。

2. 在撰写这本书时, 正值天然放射性现象发现 100 年。原子核物理研究经历了 100 年的发展, 在本世纪中叶以后, 作为一个既具极重要基础研究价值并具极强实用性的科学领域, 已成为一个国家综合国力体现的一个方面。下世纪原子核物理仍将以这双重价值作为前沿科学领域继续发展。

本书内容结合了作者本身的研究方向, 论述了若干近年所取得重要进展, 并阐述了核物理今后发展的三个前沿领域。我们感到这样的选取大体是合适的, 希望这本书对读者能起导引的作用。

3. 参加本书撰写的作者是: 第一章——丁大钊、张焕乔; 第二章——陈永寿、杨春祥; 第三章——丁大钊、黄正德; 第四章——张焕乔; 第五章——吴锡真、卓益忠; 第六章——李祝霞、萨本豪; 第七章——白希祥; 第八章——马中玉、何汉新。各章自成完整体系, 因此在某些极少数内容的阐述上可能有所交叠, 但我们在编辑中已注意各自有所侧重, 因此这种重叠可以起强调的作用, 而不致成为“累赘”。各作者的文风各有所不同, 但从总体上看仍是连贯一气的。

在编写过程中, 黄正德、翁珍珊做了大量文字校订、图表整理等编辑工作。

4. 我们要特别感谢朱光亚教授热忱为本书撰写了序言, 他在繁忙的公务中, 拨冗执笔撰写中、英文稿, 以奖掖后进, 我们深表敬

2 编著说明

意。

5. 由于作者科研工作方向及水平的限制, 阐述中可能有不恰当、不贴切处, 敬希读者不吝指正。

序 言

在上一世纪之交，物理学发生了巨大飞跃，宣告了现代物理学的诞生。相对论和量子力学的创立，冲破了经典物理学形而上学的局限，揭示了物体在高速运动状态下的规律和打开了微观世界的大门。现代物理学在更深的物质结构层次和更广阔的时空领域内扩展了人类对自然界的认识。

原子核作为物质结构的一个重要层次，是研究微观世界运动规律的内容丰富的对象。原子核物理的发展，从 100 年前发现天然放射性开始，到本世纪 30 年代以前，大体上确立了原子核、核现象和核衰变等基本事实。30 年代，以正电子和中子的发现、人工放射性的获得、加速器的建造和裂变现象的发现为标志，使原子核物理成为一门新兴学科。随后，由于入射粒子能量的不断提高和粒子品种的丰富，原子核物理的发展把对于物质世界结构的研究导向更小的物质基石的门坎，在 50 年代分支出粒子物理这一姐妹学科。两者在分流 30—40 年后又在更深的层次上重新组合，产生了高能核物理学。原子核物理开发的许多实验技术和理论方法，已广泛地应用于现代物理学的其他学科，如原子物理、分子物理和凝聚态物理等。原子核物理与其他学科相结合，形成了许多门类的交叉学科。

原子核物理研究的问题，既包括基本上属于强相互作用并交叠有弱电相互作用的多体问题，也包括物质世界结构从微观一直到天体物理、宇宙演化问题，还涉及对基本理论和对称性的检验。例如，自然界的基本对称性之一——弱相互作用宇称不守恒的实验证就是 50 年代最先在原子核的 β 衰变中确认的。现在，对多体和核力问题的理解已大大深化。原子核物理在激发能、角动量、

同位旋、核密度和能量密度这些自由度内不断开拓新领域。科学家们关注的核现象所跨越的自然尺度,从现有粒子加速器可测试的最小距离,一直到天体物理中最大规模的事件。展望下一个世纪前期的原子核物理研究,除上述的前沿课题外,还将为大至宇宙演化,小至更深微观层次的粒子运动,提供一个重要的实验或验证的园地。

还应指出的是,1938年铀核裂变的发现,开辟了原子核研究的一个重要的科技应用领域,宣告了人类有可能从自然界获取的一种划时代的新能源,即核能的诞生。1942年实现了链式反应,使核能的利用成为实际可能。1956年实验性核电站的建立,实现了核能的和平利用。70年代核电站进入了商业运行阶段,核能成为经济建设和社会发展所必需的重要能源之一。近40年来,科学家还不断在为利用更丰富、更经济的核聚变能源开展研究,以期更有效地解决能源问题。此外,在射线利用方面,天然放射性、人工放射性和粒子束被广泛地用于医学、工业、农业、环保等。原子核物理发展中开发的许多新技术也逐渐得到广泛应用,例如用于回旋加速器的高精度超导磁铁和用于直线加速器的超导谐振腔已发展为成熟的技术。

我国的原子核物理研究始于30年代,王淦昌、赵忠尧、钱三强和张文裕教授等是开创者和奠基人。王淦昌教授是在国内第一个进行放射性测量研究的实验工作者,随后虽进行过原子核物理、加速器的多方面探索,但在贫穷落后、政治腐败、民生凋敝的旧中国,很难取得实质性进展。中华人民共和国成立后,在中国共产党和人民政府的领导下,科学事业得到恢复和迅速发展。从事原子核物理研究的科技工作者,新中国诞生时不足十人,现已发展壮大并组成一个较完备的教育和科研体系。仅就专门的原子核物理科研单位讲,已建成了在北京的中国原子能科学研究院、兰州重离子研究所和上海原子核研究所3个研究中心。核科技和核工业及其支撑行业构成的体系,为我国的能源工业建设和国防建设提供了保证。

本书的编写和出版,正值天然放射性发现 100 周年和王淦昌教授 90 华诞前夕。王淦昌教授在我国核科学技术的发展中发挥了重要作用,做出了很大贡献。他在原子能科学研究院的学生们编写的这本专著中,介绍了原子核物理学近二三十年来的一些主要前沿课题和成就,并展望了下世纪初的三个前沿领域和发展前景,同时也适当地介绍了他们在王教授的亲切关怀和指导下所取得的部分科研成果,是一本有意义的著作。

朱光亚

1996 年 8 月 7 日

目 录

第一章 绪论	1
第二章 原子核结构	30
§ 2.1 核结构研究的新进展、特点和前景	30
2.1.1 历史的回顾	30
2.1.2 现代核谱学的成就	34
2.1.3 当前发展方向、基本特点和前景	41
§ 2.2 原子核高自旋态研究	43
2.2.1 回弯现象及其理论解释	43
2.2.2 原子核高自旋态的布居和退激	45
2.2.3 高自旋分立谱学——转晕谱学	49
2.2.4 高自旋连续谱研究	61
2.2.5 高自旋态研究的设备更新及其前景	65
§ 2.3 原子核单粒子运动	67
2.3.1 核形变势场中的单粒子运动	67
2.3.2 转动势场中的准粒子运动	71
2.3.3 倾斜推转模型	76
§ 2.4 原子核的超形变	77
2.4.1 超形变核的电磁性质	82
2.4.2 超形变巨共振	88
2.4.3 超形变带的布居和退激	88
2.4.4 原子核的巨超形变	93
2.4.5 超形变核的对力场及其崩溃	93
§ 2.5 keV 能量核物理学	97
2.5.1 原子核的全同带	97
2.5.2 原子核 C_4 对称性	104

§ 2.6 放射性核束与核结构研究	105
参考文献	113
第三章 原子核的巨共振	116
§ 3.1 引言	116
§ 3.2 电多极巨共振	122
3.2.1 实验研究概述	124
3.2.2 巨共振的系统知识	134
3.2.3 建立在激发态上的巨共振	147
3.2.4 求和规则与巨共振	154
§ 3.3 巨共振的衰变	161
3.3.1 γ 衰变	162
3.3.2 带电粒子衰变	166
3.3.3 中子衰变	172
3.3.4 多声子巨共振的衰变	173
§ 3.4 Gamow-Teller 共振与磁共振	176
3.4.1 GT 共振及求和规则	176
3.4.2 GT 强度“缺损”	179
3.4.3 M1 研究	182
§ 3.5 高温转动核的巨共振	183
3.5.1 高温转动核的 GDR 及温度极限	185
3.5.2 γ 射线角分布	193
3.5.3 核形状及振动取向涨落	195
3.5.4 一些新的研究课题	197
§ 3.6 结束语	199
参考文献	201
第四章 垒下重离子熔合裂变反应	206
§ 4.1 引言	206
§ 4.2 垒下重离子熔合反应的激发函数	207
4.2.1 熔合势垒	207
4.2.2 对熔合、形状和转动自由度的多维处理	212

4.2.3 实验的垒下熔合裂变激发函数	216
§ 4.3 垒下熔合裂变的碎片角分布	219
4.3.1 裂变碎片角分布的鞍点过渡态理论	219
4.3.2 垒下熔合裂变反应的实验碎片角分布	220
§ 4.4 垒下全熔合裂变碎片各向异性异常的起因	228
4.4.1 垒下全熔合裂变碎片各向异性的入射道依赖性	228
4.4.2 目前存在着两种可能的解释	231
§ 4.5 轻丰中子核与重核的近垒熔合裂变反应的初探	237
4.5.1 中子晕核近垒和垒下熔合的理论预言	237
4.5.2 实验初探的几个结果	239
§ 4.6 结束语	243
参考文献	245
 第五章 原子核裂变	250
§ 5.1 引言	250
§ 5.2 核裂变的液滴模型	251
§ 5.3 裂变道理论与裂变碎片角分布	254
§ 5.4 壳修正、双峰势垒和形状同质异能态现象	260
5.4.1 液滴模型和壳修正	261
5.4.2 双峰势垒穿透的共振现象	263
5.4.3 核裂变中的中间结构现象	265
§ 5.5 重离子诱发裂变和核裂变的扩散模型	267
5.5.1 准稳态近似下的裂变速率和 Kramers 公式的推广	267
5.5.2 裂变过程的瞬态现象与含时 Fokker-Planck 方程的解	270
5.5.3 用多维输运过程研究裂变动力学	274
5.5.4 裂变过程时标和核的粘滞性	277
§ 5.6 核裂变理论中的量子修正	279
5.6.1 量子速率理论	280
5.6.2 核裂变的量子非平衡态统计模型	286
§ 5.7 展望——从唯象描述到微观理论的发展	291
参考文献	297

第六章 中、高能和相对论性核-核碰撞	300
§ 6.1 引言	300
§ 6.2 核态方程	301
6.2.1 统计和热力学概念	302
6.2.2 零温核态方程	302
6.2.3 有限温度情况	304
6.2.4 液-汽相变	309
6.2.5 退禁闭和手征相变	311
§ 6.3 中高能核-核碰撞微观动力学理论	313
6.3.1 BUU(VUU)模型和 QMD 模型	315
6.3.2 自洽的 RBUU 理论	318
§ 6.4 核-核碰撞输运模型的蒙特卡罗模拟	327
6.4.1 核子状态初始化	327
6.4.2 碰撞时间与碰撞表	328
6.4.3 衰变时间与衰变表	329
6.4.4 粒子轨道运动	330
6.4.5 碰撞或衰变的执行	330
6.4.6 碰撞表或衰变表的更新	334
§ 6.5 热核多重碎裂研究新进展	336
6.5.1 热核与热平衡	337
6.5.2 碎块电荷关联及其理论解释	339
6.5.3 碎裂模式转换和液-汽相变	340
6.5.4 热核温度与激发能	343
6.5.5 瞬时多重碎裂还是接续二体衰变?	345
§ 6.6 中、高能核-核碰撞集体流	346
6.6.1 定向流	346
6.6.2 挤出流	354
6.6.3 径向流	355
§ 6.7 相对论性核-核碰撞中的粒子产生	356
6.7.1 粒子产生及其物理内涵	357
6.7.2 π 介子低横动量增强现象及其解释	358
6.7.3 低横动量增强的其它实验结果	360

6.7.4 奇异粒子产生和奇异夸克物质	363
§ 6.8 夸克-胶子等离子体及其诊断	365
6.8.1 夸克-胶子等离子体	365
6.8.2 J/ψ 产额压低与 QGP 诊断	367
6.8.3 奇异粒子有关的诊断手段	368
6.8.4 QGP 的电磁信号	370
6.8.5 手征对称有关的诊断手段	371
§ 6.9 小结和讨论	373
参考文献	375
 ✓ 第七章 放射性核束物理	383
§ 7.1 引言	383
§ 7.2 产生 RNB 的方法和装置	385
7.2.1 概述	385
7.2.2 次级束装置	386
7.2.3 先进的 RNB 装置	394
§ 7.3 远离稳定线核性质和结构的研究	407
7.3.1 概述	407
7.3.2 中子滴线附近轻核的奇异性质和结构	409
7.3.3 $N=Z$ 自轭线附近核的研究	424
7.3.4 板端丰质子核的粒子衰变模式	428
7.3.5 核的集体性质和库仑激发	431
7.3.6 核体系的有序和混沌	434
§ 7.4 核反应	437
7.4.1 概述	437
7.4.2 垒下和近垒反应	438
7.4.3 超重元素的合成	440
7.4.4 深度非弹性反应	441
7.4.5 弹性散射和光学势	443
7.4.6 转移反应	443
7.4.7 电荷交换反应	444
§ 7.5 核天体物理	446

7.5.1	概述	446
7.5.2	重子密度不均匀模型的原初核合成	447
7.5.3	主序星和高温天体环境中的氢燃烧	451
7.5.4	研究(p,γ)和(α,γ)反应的实验方法	457
7.5.5	比铁重的元素的合成	460
参考文献		466

第八章 原子核的亚核子自由度及量子色动力学 473

§ 8.1	引言	473
§ 8.2	核力的介子交换理论	475
8.2.1	核力的性质	475
8.2.2	Yukawa 图象	477
8.2.3	单玻色子交换势(OBE)	479
8.2.4	两 π 交换势(TPE)	484
§ 8.3	核多体问题的相对论核子介子模型	491
8.3.1	引言	491
8.3.2	DBHF 方法	495
8.3.3	Walecka 模型	497
8.3.4	核结构的相对论研究	504
8.3.5	相对论有效相互作用	508
8.3.6	奇异核性质的研究	511
8.3.7	π 介子场和手征对称性	513
§ 8.4	夸克模型和标准模型	517
8.4.1	标准模型	517
8.4.2	强子的夸克模型	517
8.4.3	量子色动力学	519
§ 8.5	核色动力学(I):高能过程与结构函数	522
8.5.1	轻子-核子深度非弹散射与核子的自旋平均的结构函数 $F_i(x)$	522
8.5.2	核子的极化结构函数 $g_1(x,Q^2)$ 与核子的自旋结构	524
8.5.3	核子内的“奇异”夸克成分与“味”物理	528
8.5.4	手征性破坏的极化结构函数 $h_1(x)$ 与核子的张量荷	529

8.5.5 强子的形状因子	531
8.5.6 核环境中的核子结构——EMC 效应	532
§ 8.6 核色动力学(Ⅱ):低能物理与非微扰途径	534
8.6.1 格点 QCD	535
8.6.2 QCD 求和规则(Sum Rules)	536
8.6.3 有效 QCD 强子化途径	542
8.6.4 唯象模型和 $1/N_c$ 展开	544
8.6.5 组分夸克模型与 QCD 理论的联系	546
8.6.6 强子-强子相互作用	550
§ 8.7 结束语	551
参考文献	553

第七章 放射性核束物理

§ 7.1 引言

从 1896 年贝克勒尔发现天然放射性开始,人类对原子核的研究已经有了 100 年的历史。自本世纪 30 年代以来,随着核反应炮弹种类的不断增多和能量的不断提高,核物理研究获得了迅速的发展。由于加速器技术和核探测技术的巨大进步,预计在本世纪末到下世纪初叶的 10—20 年左右的时间内,核物理研究将伴随炮弹同位旋和能量自由度的空前扩大而进入一个蓬勃发展的新时期。

就炮弹的种类而言,继 30 年代获得质子、氘、中子、氚、³He 和 α 等轻粒子束,60 年代出现重离子束,70 年代产生极化轻粒子和极化重离子束之后,放射性核束于 80 年代初期问世。历史表明,每一类新的束流的出现和利用都为核物理研究开拓了一个新局面,使人们的核物理知识得到新的扩展和深化。

国际核物理学界普遍认为,放射性核束(RNB,以下同)的产生及其在核物理、核天体物理和其它相关学科中的应用是今后一个较长的时期内核物理研究最重要的前沿领域之一。

众所周知,自然界除存在 260 多个稳定核素外,理论预言还有大约 6000 多个寿命长于 μs 级的不稳定核素。到目前为止,人们利用稳定的弹核和靶核之间的反应合成并鉴别了其中的约 2400 多个。现有的核物理知识框架主要是通过对稳定核之间的反应以及这 2400 多个核素的性质和结构的实验和理论研究逐步建立起来的,对大量远离稳定线的核素是否适用或适用到何种程度还有待

进一步探讨。从传统核物理的层次上看来,原子核是通过强相互作用维系的由有限数目中子和质子组成的量子多体体系,其总体性质主要决定于少数几个价核子。加进一个质子或中子常常会使核的性质发生激烈改变。系统揭示核的内部相互作用和结构随质子数和中子数的增减而演变的规律是传统核物理研究的主要目标之一。随着研究对象从稳定线向丰质子和丰中子两侧尚未达到的广大非对称核物质区域延伸,人类对原子核层次微观世界内在规律的认识将得到进一步深化。

RNB 的主要优势在于它大大扩展了弹核的同位旋($(N-Z)/A$)自由度和弹靶组合的多样性,从而为合成大量远离稳定线的奇异核素并系统研究它们的性质、结构和反应动力学,为检验和发展核理论模型创造了新的机遇。

近十多年来,在利用 RNB 做的实验中发现了一些全新的物理现象,如 ^{11}Li 、 ^{11}Be 和 ^{14}Be 等接近中子滴线核的中子晕^{[TA85a], [TA85b]}和与之相联系的以软模 GDR 为表征的新型集体运动和激发模式^{[KO89b], [IK92]},对 ^{31}Na 和 ^{32}Mg $N=20$ 的壳模型幻数可能消失^[MI88]等。这些发现对传统的核理论模型提出了尖锐的挑战。

RNB 对核天体物理研究的进一步发展同样有极为重要的意义。在热大爆炸以后的宇宙和天体演化过程中,有大量偏离稳定线的短寿命核素参与不同宇宙场所的核燃烧过程。它们的基本性质、关键的热核反应截面以及衰变特性,对揭示宇宙和天体中化学元素合成的进程和丰度分布的规律,对了解天体中能量产生的机制是不可缺少的基础数据。因此,核天体物理研究的迫切需要成为推动 RNB 技术和物理发展的主要动力之一。RNB 的应用已把核天体物理研究推进到一个空前活跃的新阶段。近 6 年来,人们用 RNB 测量了一些涉及大爆炸后原初核合成和天体中爆发性核燃烧过程的关键热核反应的截面,取得了有重要意义的结果^{[BO92], [BO93], [DE91], [PA94], [CO95b]}。

RNB 用于核物理和核天体物理研究的时间仅仅 10 年左右,已显著地展现了它的科学价值。可以预期,随着一批先进的 RNB

实验装置相继投入运行,今后几十年将是 RNB 物理突飞猛进并推动核物理发展的黄金年代。

本章我们将首先论述产生 RNB 的方法和装置,然后就 RNB 用于核物理和核天体物理研究的进展和前景作一概括性介绍。内容将限于通过 RNB 引起的核反应开展的研究,而不涉及把 RNB 技术作为一种分离手段的 β 衰变核谱学方面的工作。至于 RNB 在原子物理、材料科学和生命科学等领域的应用则超出了本书的范围。有兴趣的读者不难找到有关的参考文献[SA90]、[IS91]、[NU93]、[RI94]、[HA96]。

§ 7.2 产生 RNB 的方法和装置

7.2.1 概述

80 年代以来,国际上对 RNB 的关注与日俱增。建成了一批简易的装置,为核物理和核天体物理研究注入了新的活力。当前各国主要的核物理实验室纷纷起步,正在或计划建造更先进的装置,形成了一个发展热潮。在我国,中国原子能科学研究院和中国科学院兰州近代物理研究所也都提出了各自的计划。

RNB 装置按技术水平和发展的阶段可分为两代。第一代是次级束装置,它直接利用中、高能重离子弹核在靶上碎裂反应的产物或低能重离子核反应的反冲产物获得 RNB。这类装置只用一台加速器。虽然设备相对简单,但它所提供的 RNB 的品种、流强和品质有明显的局限性。目前投入使用的主要还是这第一代装置。第二代是正在或计划建造的高流强 RNB 装置,它由产生、分离和加速(或储存)三部分组成。就产生 RNB 的方法的特征而言,可分为弹核碎裂(Projectile Fragmentation)型装置(以下简称 PF 型)和在线同位素分离(Isotope Separation On Line)型装置(以下简称 ISOL 型)两大类。

7.2.2 次级束装置

1. 低能次级束装置

通过低能重离子的电荷交换、少数核子转移和熔合蒸发反应可以产生某些离稳定线不远的放射性核，利用反应运动学造成的反冲获得强度和纯度达到可实用水平的 RNB。低能重离子反应的反应道较少，产物质量谱相对简单。这导致很强的选择性，即一种弹靶组合只能产生一两种放射性核，从而使产物的分离比较容易。在一般情况下，利用磁刚度的差别就可将感兴趣的产物有效地分离出来。

在低能重离子反应中，重弹打轻靶的逆运动学反应对产生次级束具有特殊的价值。它通过运动学聚焦机制把感兴趣的反应产物压缩到初级束方向的一个角锥中，便于接收、分离和传输。作为一个例子，图 7.1 显示了 $^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})\text{n}$ 反应的产物 ^7Be 的磁刚度和微分截面按实验室系出射角度的分布。由于上述优点，现有的低能次级束装置大多采用了逆运动学的产生反应。

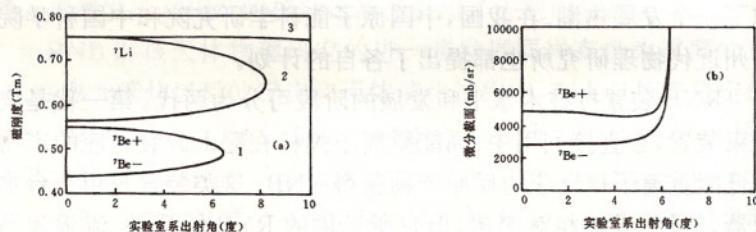


图 7.1(a) ^7Be 次级束及散射 ^7Li 的磁刚度分布($E(^7\text{Li}) = 35\text{MeV}$)，1： $^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})\text{n}$ ，2： $^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^1\text{H}$ ，3： $\text{Ti}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})\text{Ti}$ ；(b) $^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})\text{n}$ 反应的微分截面($E(^7\text{Li}) = 35\text{MeV}$)。

美国 Notre Dame 大学 FN 串列加速器的超导螺线管次级束装置^{[KO89a], [BE91]}的特点是接收立体角很大($\sim 100\text{msr}$)，不仅能以较高的效率收集逆运动学反应的产物，而且能以适当的效率收集正常运动学反应的产物。该装置的概貌示于图 7.2^[BO93]。超导螺线管的作用相当于一个厚磁透镜，将不同磁刚度的初级反应产物聚

焦到其轴线的不同位置上,分离出感兴趣的放射性核束。在此装置上,通过⁷Li 束打⁹Be 靶产生了⁶He,⁸Li,¹²B 束;采用逆运动学的¹H (¹⁰B,⁷Be)⁴He 和¹²C (¹⁷O,¹⁸F^m)¹¹B 反应获得了⁷Be 和¹⁸F^m 束。⁸Li,⁶He,⁷Be 和¹⁸F^m 束的能量分别为 13—20, 8—10, 9—22 和 55MeV;流强分别达到 $\sim 10^7$, $\sim 10^5$, $\sim 10^5$ 和 $\sim 10^4$ 离子/s。由于该装置接收立体角很大,导致束流纯度不高(⁸Li 束纯度为 $\sim 70\%$,⁷Be 束纯度为 $\sim 10\%$),角度发散较大($\sim \pm 4^\circ$)。⁶He,⁷Be 和⁸Li 束已用于核反应实验。

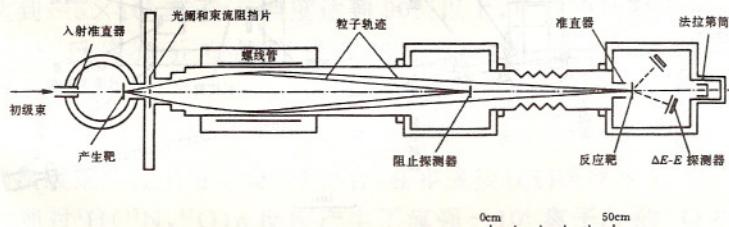


图 7.2 美国 Notre Dame 大学超导螺线管次级束装置的概貌。

这个超导螺线管装置是一个有代表性的低能次级束流线。最近获悉^[IS96],通过使用³He 气体靶和逆运动学的(³He,n)和(³He,d)产生反应,得到了能量和流强分别为 30MeV, $\sim 10^7$ 离子/s 的⁷Be 束;26MeV, $\sim 10^5$ 离子/s 的⁸B 束;55MeV, $\sim 10^5$ 离子/s 的¹⁴O 束以及流强 $\sim 10^4$ 离子/s 的²⁰F 和²⁰Na 束。此外,正在建造两个 6 吨的超导螺线管,以取代现在使用的 3.5 吨的超导螺线管。这将使磁场强度提高到能充分利用该 FN 型串列加速器潜力的水平。在两个超导螺线管之间可加上准直器和薄 C 膜(通过能量损失的不同来分离磁刚度相同的不同种类的次级束),以大大提高束流纯度。经过这些改进后,可获得 40MeV, $\sim 10^9$ 离子/s 的纯⁸Li 束。

美国 LLNL 实验室 EN 串列加速器上的 QSBTS 是 80 年代初建成的次级束装置^{[HA83],[HA85]}。与上述超导螺线管装置的原理相似,它采用 6 个四极透镜把感兴趣的初级反应产物聚焦到轴线上

的适当位置,形成次级束。在该装置上,通过逆运动学的初级反应分别产生了⁷Be,¹³N 和¹⁵O 三种次级束,做过反应截面测量等初步实验。

中国原子能科学研究院 HI-13 串列加速器上的次级束装置(GIRAFFE)采用了与上述两个装置完全不同的磁分离系统—DQQ 组合(D 代表偶极磁铁,Q 代表四极透镜,以下同)。图 7.3 显

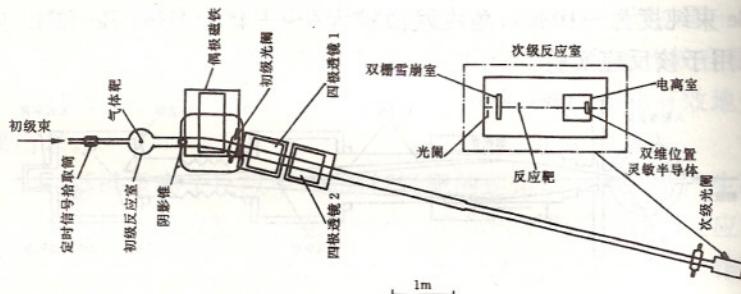


图 7.3 GIRAFFE 的概貌。

示了这个装置的概貌,表 7.1 列出了其主要技术参数。原则上,只要按照感兴趣的初级反应产物的磁刚度恰当设置偶极磁铁的磁场,就可选出该种产物并将其聚焦到色散焦面(次级反应靶的位置)上,同时将磁刚度不同的初级束及其散射效应和其它干扰产物排除。

表 7.1 GIRAFFE 的主要技术参数

最大立体角	$\Delta\theta = \pm 16.4 \text{ mrad}$	$\Delta\phi = \pm 34.8 \text{ mrad}$	$\Delta\Omega = \pm 1.8 \text{ msr}$
最大通过磁刚度	$B\rho = 1.4 \text{ Tm}$		
系统总长度	$L = 9.8 \text{ m}$		
焦平面色散	$\Delta X / (\Delta P / P) = 0.47 \text{ cm} / \%$		
次级束束斑	$\Delta X = 0.54 \text{ cm}$	$\Delta Y = 0.92 \text{ cm}$	
束流接收角	3°		
束流偏转角	13°		

实际上,由于初级束通常比次级束强 10^7 倍以上,初级束的低

能尾巴及其散射效应落入磁刚度接收窗口的部分仍足以严重影响次级束的纯度。为此,GIRAFFE 对初级反应产物采取了非零度接收的方案。实验表明,这个方案显著地提高了次级束的纯度。最佳接收角与次级束的种类有关。

由于接收立体角较小,次级束的角度发散仅为 $\pm 1^\circ$ 。这对于测量逆运动学反应的角分布是很有利的。

这个装置采用有窗气体靶,通过 $^1\text{H}(^7\text{Li},^7\text{Be})\text{n}$ 等逆运动学反应产生了 ^6He , ^7Be , ^{11}C , ^{13}N 和 ^{17}F 5 种次级束。其中, ^7Be 束的流强达到 $\sim 5 \times 10^5$ 离子/s, 纯度达到 90% 以上, 已成功地用于 $^7\text{Be}(\text{d}, \text{n})^8\text{B}$ 反应角分布的测量和离子注入作物种子的示踪研究 [BA95a]、[BA95b]、[LI96]。

与 GIRAFFE 稍有不同,日本东北大学 AVF 回旋加速器上的次级束装置采用了 QGD 组合,在零度接收初级反应产物 [YA92]。它通过 $^1\text{H}(^{15}\text{N},^{15}\text{O})\text{n}$ 反应产生了流强 $\sim 10^4$ 离子/s 的 ^{15}O 次级束。

反冲质量谱仪(RMS)很适于用来产生次级束。作为次级束装置,将 RMS 与逆运动学反应结合起来有明显的优越性。美国 Texas A & M 大学 K500 超导回旋加速器上的 MARS^[TR89] 是一个典型的反冲质量谱仪,其概貌示于图 7.4。它包括 Q-Q-D-Q-D 动

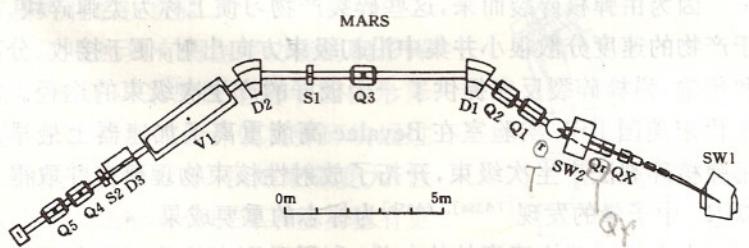


图 7.4 Texas A & M 大学的反冲质量谱仪。

量消色差系统, $E \times B$ 速度过滤器与偶极磁铁构成的色散质量过滤器以及一对四极透镜构成的 M/q (M 、 q 分别为反冲余核的质量及电荷态) 色散聚焦系统三个组成部分。在这个装置上

利用 $^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})\text{n}$ 和 $^2\text{H}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{N})\text{n}$ 反应产生了低能 ^7Be 和 ^{13}N 次级束。使用 120MeV、1pnA 的 ^7Li 初级束和 2.4mg/cm² 厚的氢气靶, 获得了流强 $\sim 2.5 \times 10^4$ 离子/s, 纯度接近 100% 的 ^7Be 束^[GA95]。

低能次级束装置对开拓核物理, 特别是核天体物理感兴趣的某些低能核反应的研究起了重要的作用。这方面还有许多工作有待开展。为适应实验对次级束流强和品质的要求, 装置本身也有继续改进的必要。

2. 中能次级束装置

70 年代, 在高能重离子碰撞的研究中发现了弹核碎裂反应的一些重要特性: 在弹核能量超过几百 A MeV 的能区, 碎裂截面几乎与弹核能量无关; 碎裂产物中包含大量偏离稳定线、直至滴线的丰中子和丰质子的奇异核素, 它们的产生截面相当大; 碎裂产物的同位素分布对弹核的中质比(N/Z)十分灵敏; 碎裂产物的速度展宽很小, 以接近弹核的速度集中在朝前方向出射。

因为稳定线上重核的中质比高于轻核的该比值(例如, ^{238}U 的中质比 ≈ 1.6), 重弹核碎裂产物自然地更倾向于分布在丰中子核素区。以 212A MeV ^{48}Ca 初级束打 ^9Be 靶的弹核碎裂反应^[WE79]为例, 有许多丰中子核素的产生截面超过 $1\mu\text{b}$ 。

因为由弹核碎裂而来, 这些碎裂产物习惯上称为类弹碎块。由于产物的速度分散很小并集中沿初级束方向出射, 便于接收、分离和传输, 弹核碎裂反应提供了一个极好的产生次级束的途径。70 年代末美国 LBL 实验室在 Bevalac 高能重离子加速器上最早采用弹核碎裂法产生次级束, 开拓了放射性核束物理研究并取得了用 ^{11}Li 中子晕的发现^{[TA85a], [TA85b]} 为标志的重要成果。

由于类弹碎块速度的均匀性, 利用磁刚度的差别可实现 A/Z 的分离。对某些实验, 这一级分离已满足需要。对要求纯化束流的实验, 则需利用降能片再造色散, 实行第二级分离。 A/Z 相同但 Z 不同的碎块通过降能片后的能量损失不同, 因而形成附加的色散。法国 GANIL 实验室发展的一套消色差降能片技术^[DU86] 为第二级

分离提供了简便而有效的方法。该实验室的 LISE, 德国 GSI 的 FRS, 美国 MSU 的 A1200 和日本 RIKEN 的 RIPS 等有代表性的次级束装置均采用了这一技术。以图 7.5 所示的 FRS 分离器^[GE92]为例, 其第一级色散焦面处设置了一个楔型降能片。该降能片的形状是按消色差的要求设计的, 也就是使按 A/Z 聚焦在不同位置的碎块间的相对动量展宽在通过降能片后保持不变。其第二级具有与第一级相同的色散, 与消色差降能片一起构成进一步分离类弹碎块的系统。具有确定 A 和 Z 的碎块被聚焦在第二色散焦面的一定位置。图 7.6 显示了 1A GeV ^{197}Au 束打 Al 靶产生的各种类弹碎块在两级色散焦面处的位置分布。如图可见, 只要在两级焦面处加上适当的准直光阑便可选出一个核束, 获得纯化的次级束。

除上述具有消色差功能的楔形降能片外, 还可采用所谓的单能楔形降能片。其形状的设计使类弹碎块通过后的能量分散最小。虽然束斑变大, 但较小的束流能量分散对某些实验有更重要的意义。

上述采用降能片的两级分离方法在 500A MeV 的弹核能区有最佳的效果^[SC87]。随着初级束能量降低, 类弹碎块的低动量尾巴逐渐升高和拖长, 速度分布变宽。这导致分离器前半部分对 A/Z 的选择能力

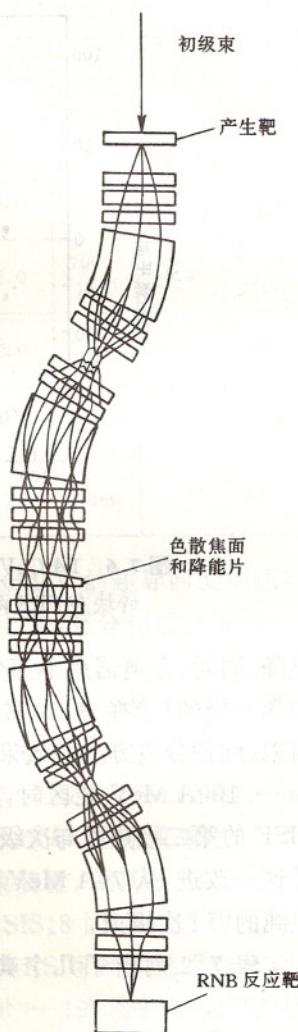


图 7.5 GSI 的 FRS 类弹
碎块分离器。

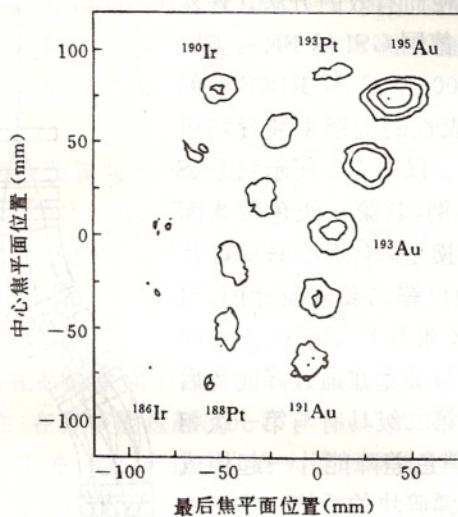


图 7.6 1A GeV ^{197}Au 打 Al 靶产生的各种类弹
碎块在 FRS 两级色散焦面处的位置分布。

下降。同时,分离器后半部分的降能片—磁铁组合的分离特性逐渐向第一级的(选择 A/Z)靠近,其再分离能力降低。由于这两方面因素,此种分离方法的效果随初级束能量降低而变差。当能量降至 50—100A MeV 能区时,其选择性明显恶化。为纯化次级束,在 LISE 的第二级焦面与次级靶之间加了 $E \times B$ 速度选择器^[MU90]。经过这一改进,从 76A MeV ^{18}O 束打 Ta 靶的类弹碎块中分离出了很纯的 ^{11}Li 次级束。

表 7.2 列出了几个典型的中能次级束装置的主要性能指标^[TA95b]。

LISE 谱仪建成后曾几经改进。为获得强度更高的次级束,除进一步提高被级束的流强外,正在实施一个显著提高束流线传输效率的 SISSI 计划^[JO91]。该计划主要是增加两个焦距很短的超导螺线管磁透镜,前者用来减小打在靶上的初级束斑,后者用来增加接收类弹产物的立体角。这一计划实现后次级束强度将提高约 50

表 7.2 几个典型的中能次级束装置的技术特征

装置 实验室	初级束能量及最大流强 (AMeV)/ (离子/s)	弹核质量数范围	接收立体角 (msr)	动量接收范围 $\Delta P/P$ (%)	动量分辨率	最大磁刚度 (Tm)	参考文献
LISE	25—95						
GANIL	10^{12}	≤ 136	1.0	5.0	800	3.2	MU90
A1200	30—180						
MSU	10^{11}	≤ 136	0.8—4.3	3.0	700—1500	5.4	SH90, SH92
FRS	100—2000						
GSI	10^8	≤ 238	0.7—2.5	2.0	240—1500	18	GE92
RIPS	30—135						
RIKEN	10^{11}	≤ 136	5.0	6.0	1500	5.76	KU92
COMBAS	< 60						
JINR	$10^{12}—10^{14}$	< 50	6.4	20	4360	4.5	AR93

倍。A1200 的特点是它紧挨着 $K=1200\text{MeV}$ 的超导回旋加速器，便于把次级束输送到所有的实验终端上去，充分利用已有的全部设备。RIPS 的独特之处在于其产生靶前装备了一个束流变向器，如图 7.7 所示。通过改变初级束流的入射方向可以选择产物的出射角，从而获得极化的次级束。已用它所提供的极化次级束测量了 ^{14}B 和 ^{15}B 的 g 因子^[AS92]。FRS 后面建有冷却储存环(ESR)。FRS 产生的放射性核束注入 ESR 进行累积、冷却、加速或减速。FRS/ESR 是目前世界上最大的 PF 型次级束装置。就其技术特点而言，已属于新一代的装置。它所依托的 SIS18 同步加速器可提供 100—2000A MeV 重离子束流，通过 FRS 可产生几乎全周期表的次级束。但目前初级束流强太低($10^5—10^8$ 离子/s)，计划近年内提高到 $10^9—10^{11}$ 离子/s。

综上所述，低能次级束装置利用转移反应产生离稳定线不远的 RNB。由于反应道少，选择性强，可产生的 RNB 品种有限。但 RNB 的纯度通常比 PF 次级束装置的高，某些品种的相对强度较高，能适用于低能核物理和核天体物理研究。

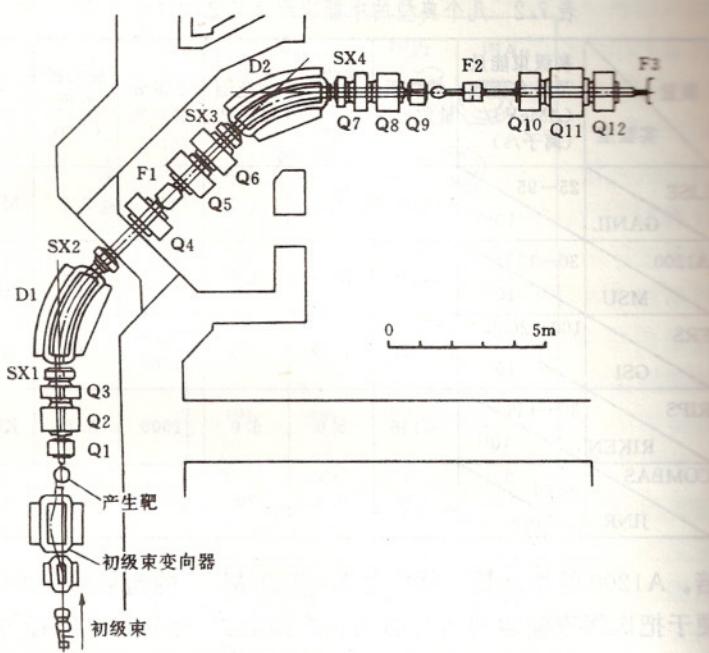


图 7.7 RIKEN 的 RIPS 次级束流线。

PF 次级束装置产生的 RNB 品种多、分布广,但强度低、纯度差。而且束流的每核子能量接近初级束的,不便直接用于低能核物理和核天体物理研究。

两者共同的优点是初级靶简单,分离时间短(可获得寿命短至 μs 级的 RNB)和收集效率高;共同的缺点是束流强度低,纯度和品质(能散度、发射度)差。为克服次级束装置的这些严重缺点,需要发展新一代的 RNB 装置。

7.2.3 先进的 RNB 装置

1. PF 型和 ISOL 型两类装置及其比较

PF 型和 ISOL 型两类先进装置的概念设计示于图 7.8。新一代 PF 型装置的方案是把上述 PF 次级束装置产生的 RNB 注入冷

却储存环作进一步加工。通过冷却改善束流的能散度和发射度,经

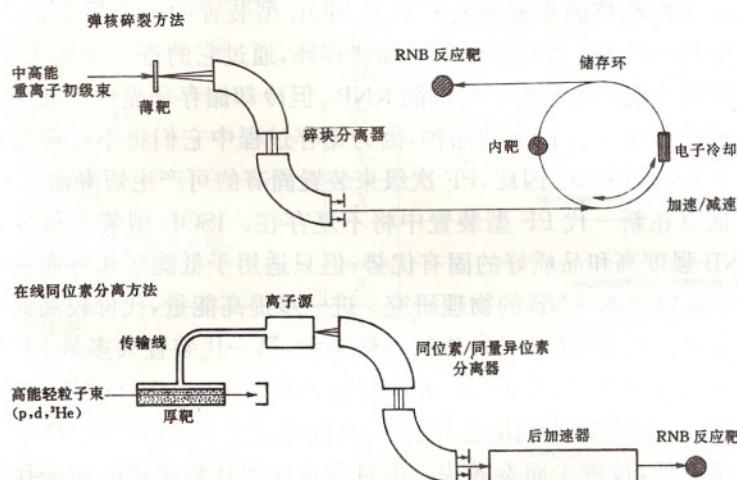


图 7.8 PF 型和 ISOL 型两类先进的 RNB 装置。

过加速(或减速)提高(或降低)束流的能量以满足物理实验的要求,采用循环打内靶的方法提高实验亮度。ISOL 型装置的方案是利用几十 A MeV 到几 A GeV 的强流(几百 μA — mA)轻粒子($p, d, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ 等)束打厚靶,通过各种核反应(低能时为熔合蒸发、转移和电荷交换反应,高能时为散裂、多重碎裂和裂变反应)产生放射性核,或利用中能轻重离子打薄靶,通过靶核和弹核碎裂反应产生放射性核,再用离子源和在线同位素分离系统选出感兴趣的品种,转变成低能离子,最后注入适当的后加速器获得加速的 RNB。由于在线同位素分离需要一定时间,用此方法只能获得寿命长于 $\sim 500\text{ms}$ 的 RNB。但它的优点很突出,首先是可产生高强度(10^{11} — 10^{12} 离子/s)的 RNB。其次是束流纯度高,能散度和发射度小。第三是束流能量由后加速器决定,与用来产生放射性核的初级能量无关。对核结构和核天体物理研究,最感兴趣的能区分别在 10A MeV 和 1A MeV 以下,需要的后加速器相对简单。

这两类装置各有所长,互为补充。PF 型次级束装置自然地适

用于几十 A MeV 以上能区的 RNB 物理研究。可提供寿命短至 μ s 级的放射性核的束流是它相对于 ISOL 型装置的一个重要优势。由于新一代 PF 型装置使用冷却储存环,通过它的进一步加工 PF 型装置也能产生品质好的低能 RNB。但冷却储存环显然不能用来加工寿命在 $\sim 1\text{s}$ 以下的品种,因为储存过程中它们将不可避免地因衰变而损失掉。因此,PF 次级束装置固有的可产生短寿命 RNB 的优点在新一代 PF 型装置中将不复存在。ISOL 型装置虽具有 RNB 强度高和品质好的固有优势,但只适用于低能区和寿命在 $\sim 500\text{ms}$ 以上的 RNB 的物理研究。进一步提高能量,代价较高而收益有限。从 RNB 技术发展的过程来看,第一代装置大多是 PF 型的次级束装置,采用 ISOL 方案的仅比利时 Louvain-la-Neuve 一家^[LO93]。这是因为利用已有的中、高能重离子加速器产生 RNB 技术难度低,投资少而奏效快。但目前正在或计划建造的新一代装置,采用 ISOL 方案的居多。这反映出今后一个时期内放射性核束物理的主要课题偏重在低能区。为补充说明这一点,在表 7.3 中列出了各有关核物理课题或现象感兴趣的主要能区以及它们各自对弹核中质比灵敏程度的情况。建造 RNB 装置主要为了研究对弹核同位旋自由度敏感的物理问题或现象。从表中可以看出,它们大多在 20A MeV 以下的低能区。

表 7.3 各种物理课题的主要能区及其对弹核中质比灵敏程度的情况

(续表)

物理课题	对 Z, N 灵敏 程度	弹核能量 (E/μ) (MeV)									
		1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
· 深部非弹碰撞	X										
· 裂变反应	X										
· 多重碎裂	X										
核物质状态方程:											
· 热核性质	X										
· 集体流	X										
· 介子阈下生成	X										
· 液气相变	X										
· 核内核子的密度-动量分布	D										
核结构:											
· 生成新核素和远离稳定线核性质											
· 复合核反应	D										
· 奇异转移反应	D										
· 弹核碎裂	D										
· 核高自旋态	D										
· 奇异核形变	D										
· 巨共振	D										
核天体物理:											
		+	+	+	+	+	+	+	+	+	
		1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000

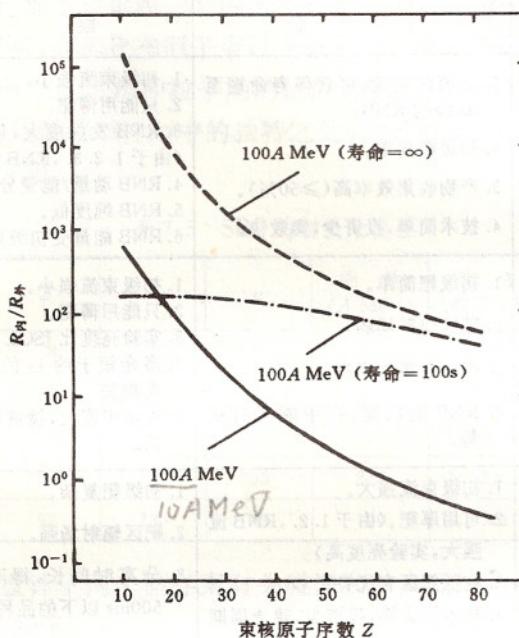
注: D 对弹核的 Z 和 N 灵敏程度高, 放射性核束作用大。X 对弹核的 Z 和 N 灵敏程度低, 放射性核束作用不大。

采用冷却储存环的 PF 型装置亦可提供品质好的低能 RNB, 它与 ISOL 型装置的进一步比较归结为实验亮度的对比。将 PF 方法产生的低流强 RNB 注入储存环, 在其中循环 10^6 — 10^7 圈并重复轰击循环路径上的反应靶, 原则上可大大提高有效流强。按理想化的推论, 由于束中的每个离子在其发生反应或衰变之前都可循

环使用,这种方法可把有效流强提高 10^6 倍以上。但仔细的分析表明,实际情况要复杂得多^[NU93]。

当比较内靶和外靶实验时,真正有意义的是实验亮度(流强与靶厚的乘积)或与之成正比的反应率。在外靶实验中,虽然束流只能使用一次,但靶厚的选取只受所要求的能量分辨的制约。一般可采用 $0.1 - 1.0 \text{mg/cm}^2$ 的厚靶。但在储存环中做内靶实验时通常需采用气体射流靶,所能达到的厚度在 $10^{12} - 10^{15}$ 原子/ cm^2 之间。储存束流的寿命除受放射性核自身衰变的影响外,还与靶厚有强烈的依赖关系。即使没有内靶,储存束流的寿命也受到一定的限制。这是由于离子与冷却电子束以及环中的残余气体原子发生电子俘获过程会改变其电荷态,以致其磁刚度偏离储存环的磁刚度接收窗口而造成束流损失。当有内靶时,会发生下列导致束流损失的过程:1)离子在靶中损失能量。虽然每一圈的能量损失甚小,但循环圈数高达 10^6 ,如果没有有效的能量补偿或足够的冷却能力,就会降低储存束的寿命。2)离子在靶上散射,使束流减弱。这两种过程的影响原则上有可能通过采取适当的技术来消除。3)离子因与靶中原子发生电子俘获过程而损失。这种损失是无法弥补的。它限制了靶的厚度和储存束的寿命 τ_{atom} ,因而限制了循环的圈数。

在欧洲核物理合作委员会(NuPECC)的报告中,对储存环内靶实验(假定靶厚为 10^{14} 原子/ cm^2)和储存环外靶实验(假定靶厚为 1mg/cm^2)的反应率 $R_{\text{内}}$ 和 $R_{\text{外}}$ 作了比较。计算中除靶厚不同外,其它条件都一样。 $R_{\text{内}}$ 与 $R_{\text{外}}$ 之比作为储存束核原子序数的函数的计算结果示于图7.9。三条曲线分别对应于能量为 $100A$ MeV的稳定核束、 $100A$ MeV的衰变寿命为 100s 的RNB和 $10A$ MeV的衰变寿命长于其原子过程寿命 τ_{atom} 的RNB。可以看出,对人们最感兴趣的 $10A$ MeV的情况,储存环内靶实验与外靶实验的反应率之比仅对 $Z < 20$ (Ca以下)的RNB有高于 10^2 的增益。在Ca与Kr之间只有 $10^2 - 10^3$ 的增益,远低于理想化的估计。

图 7.9 内靶和外靶的反应率之比 $R_{\text{内}}/R_{\text{外}}$

与束核原子序数的关系。

图 7.9 的对比是在 PF 加储存环的情况下作出的。比较 PF 加储存环和内靶方案与 ISOL 加外靶方案, 还要考虑到 PF 方法产生的 RNB 流强通常只有 ISOL 方法的 10^{-3} — 10^{-4} 。一般地说来, 采用 ISOL 和外靶方案的事件率要比采用 PF 加储存环和内靶方案的事件率高 10^1 — 10^2 倍。正因为如此, 美国的全国联合计划和欧洲各国的全欧联合计划均选用 ISOL 方案^{[IS91], [NU93]}。

根据以上的讨论, 表 7.4 归纳了 PF 型和 ISOL 型两类 RNB 装置的优缺点。

表 7.4 PF 型和 ISOL 型两类装置的比较

优缺点 方法		优 点	缺 点
PF	不加储存环	1. 分离时间短, 可获得寿命短至 μs 级的 RNB。 2. 初级靶简单。 3. 产物收集效率高($\geq 50\%$)。 4. 技术简单, 投资少, 奏效快。	1. 初级束流强小。 2. 只能用薄靶。 3. RNB 发射度大, 传输效率低。(由于 1. 2. 3., RNB 流强很小) 4. RNB 动量/能量分散大。 5. RNB 纯度低。 6. RNB 能量受初级束能量制约。
	加储存环和内靶	1. 初级靶简单。 2. 靶区辐射场弱。 3. 产物收集效率高。 4. RNB 能区宽, 在中能区有优势。	1. 初级束流强小。 2. 只能用薄靶。 3. 实验亮度比 ISOL 方法低。 4. 寿命短于约 1s 的品种因衰变而损失。 5. 技术难度大, 投资高, 建造周期长。
ISOL		1. 初级束流强大。 2. 可用厚靶。(由于 1. 2., RNB 流强大, 实验亮度高) 3. 在低能区有优势。 4. 技术较成熟, 投资少, 建造周期短。	1. 初级靶复杂。 2. 靶区辐射场强。 3. 分离时间长, 得不到寿命约 500ms 以下的品种。 4. 能区比 PF 方法窄。

2. 大型 PF 类装置概况

除上述正在改进中的德国 GSI 的 FRS/ESR 外, 计划中的 PF 大型装置主要有日本 RIKEN 的放射性离子束工厂(RI Beam Factory)、美国 MSU 的 K500-K1200-A1900 组合体以及中科院兰州近代物理所的重离子加速器冷却储存环(HIRFL-CSR)。

RIKEN 的放射性离子束工厂是一个多用途的大型装置。它主要由超导回旋加速器, 放射性离子束分离器和双储存环几部分构成^{[RI94], [TA95a], [TA96b]}。他们计划新建一个 $K = 2000\text{MeV}$ 的环形超导回旋加速器(SRC), 以现有的 $K = 540\text{MeV}$ 的环形回旋加速器作为它的注入器。这一安排可把 ^{16}O 以下的轻离子初级束的能量提高到 $500A\text{ MeV}$, ^{238}U 束的能量提高到 $150A\text{ MeV}$ 。若干种典型的初级束的流强列于表 7.5。分离器从初级束打靶的类弹碎块中

分离出的放射性核束可直接引到各实验区做外靶实验,或注入双储存环进行加工和累积。它的两个环可分别储存 RNB, 初级重离子束, 电子束, 高离化态原子束以及分子离子束。通过两个储存束的碰撞可研究上述各种粒子间的反应, 例如高能电子在放射性核上的散射。这是此项计划中的独特之处, 明显不同于前面讨论的储存环内靶方案。

表 7.5 SRC 的初级束流强

初级束	Z	A	q	能量 (A MeV)	流强 (粒子 μA)	流强 (离子/s)
O	8	16	8	500	1.6×10^2	1×10^{15}
Ar	18	40	16	370	4.8×10^1	3×10^{14}
Kr	36	84	28	280	8.0×10^0	5×10^{13}
Xe	54	129	35	210	1.12×10^0	7×10^{12}
U	92	238	49	150	3.2×10^{-1}	2×10^{12}

他们设计了两个储存束对头碰撞和并束碰撞两种运行方式, 如图 7.10 所示。

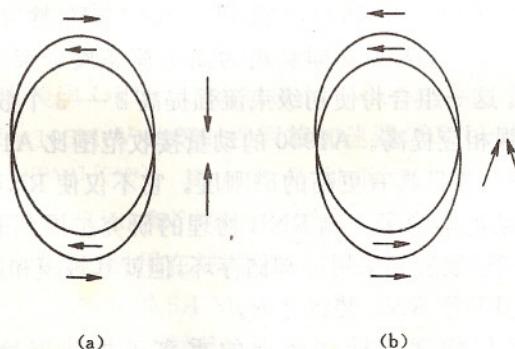


图 7.10 双储存环中束流的两种碰撞方式。

(a) 对头碰撞; (b) 并束碰撞。

对头碰撞方式具有对撞机的能量优势。采用并束碰撞方式时, 由于两粒子质心的运动带走了大部分能量, 入射道两粒子的相对

运动只有一小部分能量。这种碰撞方式提供了利用高能粒子束研究低能反应的途径。当然,反应产物是高能的。

由于初级束流强很大,能量适中,就产生 RNB 品种的多样性和流强两个关键指标而言,该装置的能力是很强的。它可产生约 3000 种放射性核,其中包括数百种新核素。在丰质子一侧能达到重至 U 的所有元素的滴线,其中大部分核素的产额有应用价值。在丰中子一侧,大约可达到铁以下元素的滴线。对比铁重的元素可接近非常丰中子的核区。RNB 流强达到 100 离子/s 的水平就可用于诸如核半径测量、碎裂反应研究以及离子注入等实验。以此为下限,大约可产生 2500 多种 RNB。 ^{11}Li , ^{64}Ge , ^{100}Sn 和 ^{132}Sn 四种 RNB 的流强将分别达到 8×10^6 , 6×10^7 , 1.3×10^1 和 3×10^6 离子/s。

这个装置将主要用来开展放射性核束物理研究。它的初级束和双储存环还可用于中能、高能重离子碰撞,高能电子与稳定或放射性核的碰撞等多方面物理课题的研究。

MSU 装置的升级计划是把 $K=500\text{MeV}$ 和 $K=1200\text{MeV}$ 的两个超导回旋加速器组合起来并用新的碎裂产物分离器 A1900 取代原来的 A1200^{[IS96], [MO96]}。首先,将先进 ECR 源产生的低电荷态、高流强离子束注入 K500, 加速到 $\sim 20A\text{ MeV}$, 然后从 K500 引出注入 K1200。注入后立即剥离为高电荷态离子束并加速到 $\sim 200A\text{ MeV}$ 。这一组合将使初级束流强提高 2—3 个数量级,从而使 RNB 流强相应提高。A1900 的动量接收范围比 A1200 的大一个数量级左右并且具有更高的磁刚度。它不仅使 RNB 流强进一步提高,而且把丰中子一侧 RNB 物理的研究扩展到非常丰中子的核区。虽然该装置不采用冷却储存环,但就其规模和能力来说应属于新一代 PF 型 RNB 装置之列。

兰州近代物理所计划建造的重离子加速器冷却储存环 (HIRFL-CSR) 装置由前级加速器、主储存环和辅储存环组成^[WL94]。前级加速器为现有的 $K=450\text{MeV}$ 重离子回旋加速器 (SSC)。它可提供能量 $10—100A\text{ MeV}$, $A < 150$, 流强 $10^9—10^{13}$ 离子/s 的重离子束。首先将离子束注入主环,在其中冷却、累积和

加速后引向初级靶，通过 PF 方法产生 RNB。所产生的 RNB 可直接引出做外靶实验，或注入辅环做内靶实验。HIRFL-CSR 是一个多用途的装置，将用来开展放射性核束物理，中能和高能重离子碰撞以及高离化态原子物理三个领域的研究。列入建议书的研究目标还有超重元素合成、核天体物理以及重离子治癌等。

3. ISOL 型装置概况

比利时 Louvain-la-Neuve 建造了第一个 ISOL 型 RNB 装置^[LO93]。它利用 Cyclone 30 回旋加速器提供的 15—30MeV、流强高达 $500\mu\text{A}$ 的质子束，通过 $^{13}\text{C}(\text{p}, ^{13}\text{N})\text{n}$ 、 $^{19}\text{F}(\text{p}, ^{19}\text{Ne})\text{n}$ 等反应产生 ^{13}N 、 ^{19}Ne 等放射性核，用 ECR 源将其变成离子，再注入 $K=110\text{MeV}$ 的可变能量回旋加速器加速为 $0.65—4.9\text{A MeV}$ 的 RNB。到目前为止，这个装置已提供了 ^6He 、 ^{11}C 、 ^{13}N 、 ^{18}Ne 、 ^{19}Ne 和 ^{35}Ar 等 RNB。其中 ^{13}N 和 ^{19}Ne 两种束流的最高强度分别达到 5×10^8 和 2×10^9 离子/ s 。该实验室提出了 ARENAS 3 计划：新建一台 Cyclone 44 回旋加速器作为后加速器，以现有两台回旋加速器作为产生放射性核的前级加速器，使加速的 $A < 40$ 的 RNB 覆盖核天体物理研究甚感兴趣的 $0.2—0.8\text{A MeV}$ 能区，并将其强度提高近一个量级。新方案实现后，较高能量的 RNB 仍用原装置产生。

1990 年，美国 ORNL 实验室提出了利用原有的 25MV 串列加速器和 $K=105\text{MeV}$ 的等时性回旋加速器(ORIC)建造 HRIBF 装置的计划^{[GA91]、[GA93]}。其方案是利用 ORIC 提供的 $\text{p} (\leq 60\text{MeV})$ 、 d 、 $^{3,4}\text{He}$ 、 $^{6,7}\text{Li}$ 和 $^{10,11}\text{B}$ 等初级束打厚靶产生放射性核，经离子源转变为正离子，用在线同位素分离器纯化后再转变为负离子，注入串列加速器获得 5A MeV 的 RNB。其中某些品种的流强可达 10^{10} 离子/ s 。此项计划已接近完成， $^{69,70}\text{As}$ 束已经产生。下一步他们将用锕系元素靶通过诱发裂变反应产生丰中子的 RNB，还计划加上串列后加速器使所有裂变碎块的能量超过库仑势垒并采用 200MeV 的质子加速器取代现有的 60MeV 质子加速器，以增加 RNB 的流强和质量数范围。

中国原子能科学研究院计划在现有 HI-13 串列加速器的基础上建造一个与 HRIBF 类似的北京放射性核束装置(BRNBF)^[SU94]。其平面布局示于图 7.11。它利用回旋加速器提供

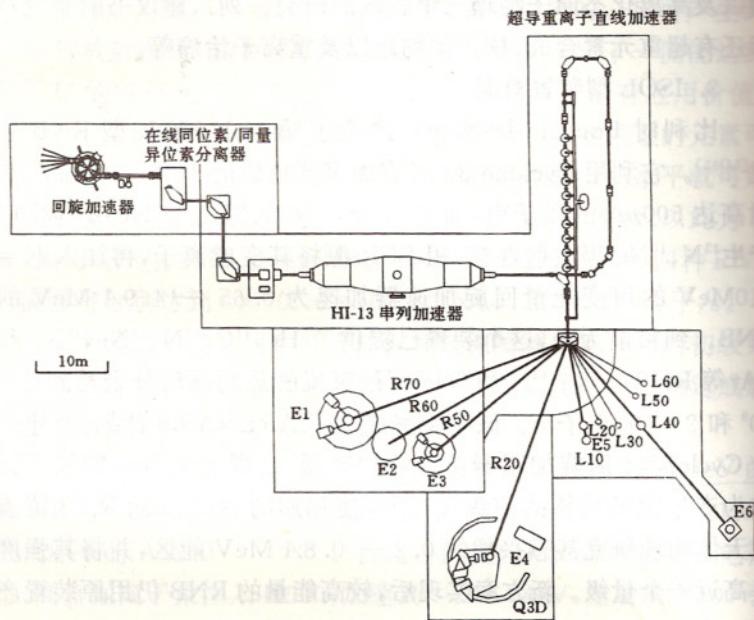


图 7.11 北京放射性核束装置布局。

的 70MeV、 $200\mu\text{A}$ 的质子束(或 35MeV 的氘束)打厚靶产生放射性核。从放射性核产生至注入串列加速器获得加速的 RNB 的流程与 HRIBF 的一样。所不同的是,从串列加速器引出的 RNB 再注入一个增能 17MeV/每电荷的超导重离子直线后加速器,以使质量数上至 140 的放射性和稳定核束的能量超过 5A MeV。在此方案中,初级束打厚靶产生放射性核素中性原子,经离子源变为正离子引出,在线同位素分离器纯化,变为负离子和在串列加速器中传输诸环节的典型效率分别达到 0.1%, 30%, 50%, 30% 和 20%。通过转移、电荷交换和熔合蒸发反应, BRNBF 可产生大约 40 种流强为 10^8 — 10^{10} 离子/s, $A < 95$ 的丰质子 RNB; 通过诱发裂变反

应可产生大约 80 种流强为 10^8 — 6×10^9 离子/s 的丰中子 RNB。如把流强下限定为 10^5 离子/s，则总共可产生 600 种左右的 RNB。

东京大学 INS 研究所正在建造的 E-ARENA 原型 RNB 装置^{[NO92], [KA93]}用 $K = 68\text{MeV}$ 的回旋加速器提供质子 (40MeV , $10\mu\text{A}$) 和其它轻粒子初级束，以 RFQ 和重离子直线加速器作为后加速器。此装置可提供 $A/q > 30, 0.2 - 1.05A\text{ MeV}$ 的 RNB。其离子源、在线同位素分离器和 60m 长的低能束流传输线已安装就位并通过了检验。

上述几个装置的相似之处是利用低能质子和轻粒子打厚靶产生放射性核。还有一些装置利用中能轻重离子打薄靶产生放射性核。

法国 GANIL 的 SPIRAL 计划^{[NU93], [VI95]}是用现有三个回旋加速器的复合体(其中两个交替用作注入器)提供的能量 $\leq 100A\text{ MeV}$ 的高流强轻重离子(He 到 Ar)初级束打靶，靶核和弹核碎裂产生的放射性核经 ECR 源离子化和在线同位素分离后注入一个 $K = 265\text{MeV}$ 的回旋后加速器。此装置将提供许多种 $A \leq 150$ 的 RNB，能量为 $2.7A\text{ MeV}$ (对 $q/A = 0.1$ 的 RNB)到 $29A\text{ MeV}$ (对 $q/A = 0.5$ 的 RNB)。

意大利 Catania 的 EXCYT 装置^[NU93]将用一个 $K = 800\text{MeV}$ 的可变能量超导回旋加速器提供的能量 $\leq 100A\text{ MV}$ ，流强 $1p\mu\text{A}$ 的轻重离子束打靶产生放射性核，以 15MeV 的串列加速器作为后加速器。它可产生许多种 $A \leq 80$ 的 RNB。 $A = 20, 40$ 和 80 的品种将分别被加速到 $6.8, 3.4$ 和 $1.7A\text{ MeV}$ 。

美国 Argonne 实验室正在设计一台 215MV 的重离子直线加速器，用来提供 $\leq 100A\text{ MeV}$ 的轻粒子和轻重离子强流初级束。侧重点是利用 200MeV 氚核在厚 ^9Be 靶中崩裂产生的 $E_n > 100\text{MeV}$ 的高能中子(出射在前角区)再打 ^{238}U 靶，通过诱发裂变获得丰中子放射性核。利用各种初级束在靶中引起的散裂或碎裂反应也可产生丰质子同位素。该实验室现有的超导重离子直线加速器用作后加速器，它可把 RNB 加速到 $6 - 15A\text{ MeV}$ 。该装置将提供许多

一种 $A < 230$ 的 RNB，其中某些品种的流强可达到 10^{11} — 10^{12} 离子/s^[AN95]。

法国 Grenoble 的 PIAFE 计划^[NU93]，采用独一无二的方案。它利用 ILL 反应堆提供的高通量热中子诱发²³⁵U 裂变产生放射性核。²³⁵U 靶将被放在靠近堆芯的位置。裂变碎块在初级离子源中变成 $q=1^+$ 的离子，经在线同位素分离后由一条 400 多米长的输运线引入作为注入器的 $K=88\text{MeV}$ 回旋加速器的高电荷态 ECR 离子源。后加速器是 $K=160\text{MeV}$ 的回旋加速器。该装置的目标是产生多种 $A=75$ — 150 的高流强($\leq 10^{12}$ 离子/s) 丰中子 RNB，其能量为 2 — $10A\text{ MeV}$ ($A=80$ 附近为 $20A\text{ MeV}$)。

在诸多 ISOL 型 RNB 装置的计划或拟议中，以利用中、高能质子和轻粒子打厚靶，通过散裂、多重碎裂和裂变反应产生放射性核的方案更具代表性。表 7.6 列出了加拿大、日本、俄罗斯、英国、美国和西欧中心关于采用这种方案的计划或拟议。这些装置能产生高流强、大质量范围的低能 RNB。其中，美国的 ISL 被认为将是新一代 ISOL 型装置的里程碑，它可提供数千种流强 10^2 — 10^{12} 离子/s 的 RNB。ISAC 计划已开始实施^[IS96]。

表 7.6 利用中、高能轻粒子初级束的 ISOL 型装置

装置地点	初级束加速器	后加速器	RNB 质量数范围	RNB E/A 范围 (MeV)	RNB 流强 (离子/s)	参考文献
ISAC TRIUMF Vancouver	回旋加速器 500MeV, $\leq 100\mu\text{A}$ 质子束	RFQ + 重离子 直线加速器	$\leq 60, q=1$ $> 60, q>1$	≤ 10	$\leq 10^9$ — 10^{12}	DA93 IS96
E ARENA, JHP INS Tokyo	质子同步加速器 3GeV, $\leq 10\mu\text{A}$ 质子束	RFQ + 重离子 直线加速器	≤ 120	≤ 6.5	$\leq 10^9$ — 10^{12}	NO93 JH95
RB-Moscow Moscow Meson Factory Moscow	质子直线加速器 800MeV, $\leq 1000\mu\text{A}$ 质子束	RFQ + 重离子 直线加速器	≤ 180	≤ 6.5	$\leq 10^9$ — 10^{12}	IS91 SI93

(续表)

装置地点	初级束加速器	后加速器	RNB 质量数范围	RNB E/A 范围(MeV)	RNB 流强(离子/s)	参考文献
RB-RAL RAL Oxfordshire	ISIS 同步加速器 800MeV, $\leq 100\mu\text{A}$ 质子束	RFQ + 重离子直线加速器或 RFQ + 同步加速器 + ISIS 环	≤ 240	≤ 6.5 或 ≤ 40 ($A \leq 30$)	$\leq 10^9 - 10^{12}$	WA91 NU93
ISL North America	500-1000MeV 轻粒子加速器, $\leq 100-200\mu\text{A}$	RFQ + 重离子直线加速器	≤ 240	≤ 10 或 ≤ 25	$\leq 10^9 - 10^{12}$	IS91 CA93 BE94
ISOLDE CERN	PS-Booster 同步加速器 1GeV, $\leq 2.1\mu\text{A}$ 质子束	RFQ + 重离子直线加速器	≤ 150	≤ 5	$\leq 10^9 - 10^{11}$	NU93

 $\leq 100\mu\text{A}$

§ 7.3 远离稳定线核性质和结构的研究

7.3.1 概述

远离稳定线, 尤其是接近质子滴线和中子滴线区原子核性质和结构的研究, 是当前人们最感兴趣的课题之一。滴线附近区的奇异核具有超常的中质比或超常的同位旋(T, T_z)量子数。基于稳定线附近核的实验知识建立起来的理论模型向滴线方向外推时可靠性越来越差。在实验方面, 通过诱发核裂变, 低能重离子熔合蒸发、重离子多核子转移、中能重离子碎裂和中、高能质子引起的核散裂等反应产生远离稳定线核素的传统途径已无法达到滴线附近区。正是在这种背景下, 近年来世界上很多核物理实验室着手建造 RNB 装置。RNB 为产生和研究广布在质子滴线和中子滴线附近的奇异核素开辟了现实的前景。系统地研究它们的质量, 半径及核物质密度分布, 形变, 激发和衰变, 将为改善核理论模型和其中所选取的有效相互作用提供可靠的依据, 使随意性大大减少。

利用 RNB 可以产生很多同位素, 同中子异位素和同量异位素的长链, 占据更奇异的新组态并形成质子和中子组态的新组合。

这为研究组态相关的相互作用和填充特定轨道的核结构效应提供了机会。

RNB 的应用大大丰富了核结构研究的内容, 开拓出许多前沿课题^{[IS91], [NU93], [RI94]}。例如:

- 1) 极端丰中子核的半径和核物质密度分布, 中子皮和中子晕;
- 2) 远离稳定线核的壳结构, 如新的幻数, 变形幻核和基态超形变;
- 3) 新的超形变、巨超形变和八极形变区;
- 4) 质子滴线附近 $N=Z$ 自轭核及镜像核的结构;
- 5) 利用丰中子 RNB 的熔合蒸发反应布居稳定核的高自旋态, 获得完整的核谱学信息;
- 6) 利用高自旋同质异能素束, 通过熔合蒸发反应形成高自旋态的冷核, 提高超形变带的布居几率;
- 7) 极端丰质子核的基态双质子衰变;
- 8) 用非常丰中子的 RNB 合成超重元素, 等等。

图 7.12 概括地展示了利用 RNB 研究核结构的各个侧面。下

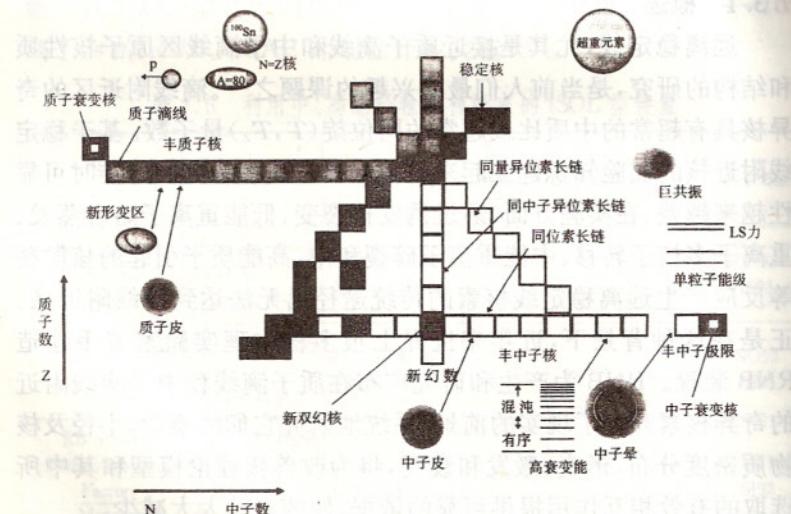


图 7.12 RNB 核结构研究的各个方面。

面将介绍其中的某些问题。

7.3.2 中子滴线附近轻核的奇异性质和结构

1. 中子晕和中子皮的发现

^{11}Li 、 ^{11}Be 和 ^{14}Be 的中子晕以及 ^6He 和 ^8He 的中子皮的发现是迄今利用 RNB 获得的最重要研究成果之一。到目前为止, ^{11}Li 是人们研究得最多的中子晕核。具有中子晕或中子皮的原子核是以前从未碰到过的弱束缚和密度不均匀的体系。其中的质子和中子不仅在数目和密度分布上极不对称,而且费米能量和占据的轨道也相差甚远。环绕在核芯周围的中子晕可看作是与核芯松散结合在一起的低密度准中子物质。这种奇异地体系为研究结合松散的三体系统中的相互作用、低密度核物质的集体运动以及高同位旋核的壳结构提供了机会。

中子晕和中子皮现象,是在测量 $790A \text{ MeV}$ 的 ^{6-11}Li 和 ^{3-8}He 与 Be, C 和 Al 等靶核相互作用截面的实验中发现的^{[TA85a], [TA85b]}。这些实验的目的在于研究弹核的核物质半径。稳定核的电荷分布和核物质分布分别是通过高能电子散射实验和核反应截面测量得到的。核电荷半径和核物质半径的系统学服从半经验公式

$$R_{\text{电}} = 1.18A^{1/3} - 0.48(\text{fm}), \quad R_{\text{物}} = 1.21A^{1/3}(\text{fm}) \quad (7.3.1)$$

给出的平均值。为便于用中高能重离子透射实验测量核物质半径, Tanihata 等引入了表征碰撞后弹核中核子数改变总几率的相互作用截面 σ_t 。由于排除了弹核和靶核激发的贡献, σ_t 小于反应截面 σ_R 。对稳定核碰撞的系统研究表明, 在几百 $A \text{ MeV}$ 以上能区, σ_t 基本上是能量无关的,而且与 σ_R 相差很小。基于简单的几何模型和弹核半径与靶核半径可分离的假定,他们通过

$$\sigma_t = \pi [R_t(\text{弹}) + R_t(\text{靶})]^2 \quad (7.3.2)$$

定义了相互作用半径 R_t 。不同弹靶组合的实验结果证实,对 $4 \leq A_{(\text{弹}, \text{靶})} \leq 27$ 的体系可分离性假定在百分之几的精度内成立。从

弹核相同而靶核不同的体系导出的 R_t (弹)是一致的, 反之亦然。因此, R_t 是一个好物理量, 可在相对的意义上用来表征核物质半径。但应指出, 当碰撞体系包含 p, d 等轻粒子或重核时, 可分离性假定不再成立。另外, 在 $400A$ MeV 以下能区其合理性未经验证。

从 $790A$ MeV 轻离子束透射实验中导出的 R_t 示于图 7.13。

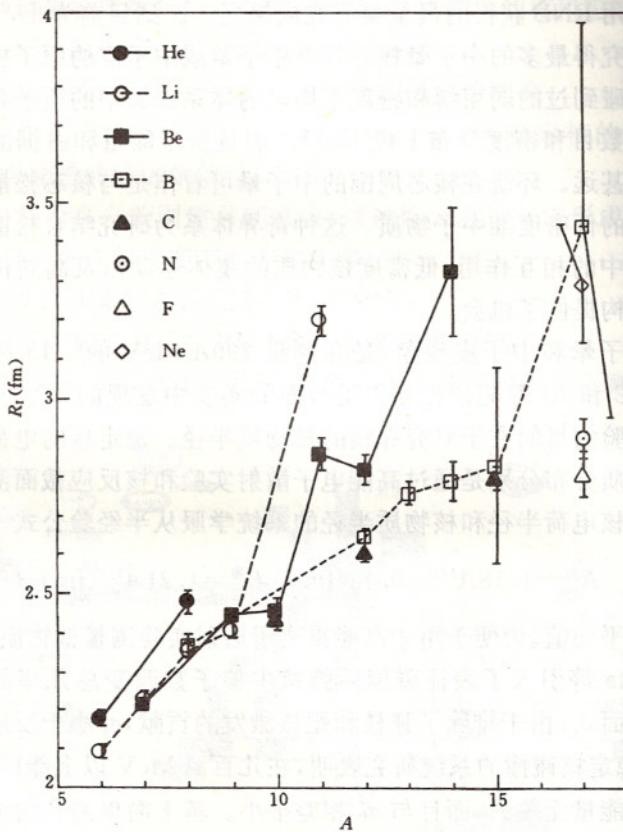


图 7.13 若干轻核的相互作用半径。

显而易见, 稳定核的半径较好地符合(7.3.1)式表示的质量数相依性, 但 ^6He 、 ^8He 的半径明显偏大, 而 ^{11}Li , ^{11}Be , ^{14}Be , ^{17}B 和 ^{17}Ne 的半径则大得甚多。 R_t 给出了原子核大小的直观信息, 但它与核物质

密度分布均方根半径的关系只有借助理论模型才能澄清。人们常用 Glauber 模型把 σ_I 和 σ_R 与密度分布联系起来,由密度分布导出截面^[OG92]。Kox 等基于该模型计算了 10 — 2000A MeV 能区¹²C 与¹²C 反应体系的 σ_R ,计算结果与实验结果符合得相当好^[KO87]。Tanihata 等在计算中采用了好几种不同的分布函数,通过调节各自的参量使 σ_I 与测量值相符合。他们看到,当计算的 σ_I 与测量值一致时,对应于不同分布函数的核物质分布均方根半径 $R_{rms}^物$ 是相同的^{[TA88a], [TA89]}。同时,对⁴He、⁶Li、⁷Li、⁹Be 和¹²C 等稳定核,基于相互作用截面和 Glauber 模型导出的电荷分布均方根半径(假定与 $R_{rms}^物$ 相同)与通过电子散射测到的一致^[TA88b],如图 7.14 所示。图 7.15 显示了一些稳定的和不稳定的轻核的 $R_{rms}^物$ ^[TA88c],其不确定性来自 σ_I 的测量误差。比较图 7.13 和 7.15 可以看出,尽管 R_I 与 $R_{rms}^物$ 具体数值有些差别,但上下起伏的趋势是完全对应的。 $R_{rms}^物$ 是原子核大小的更确切的量度。

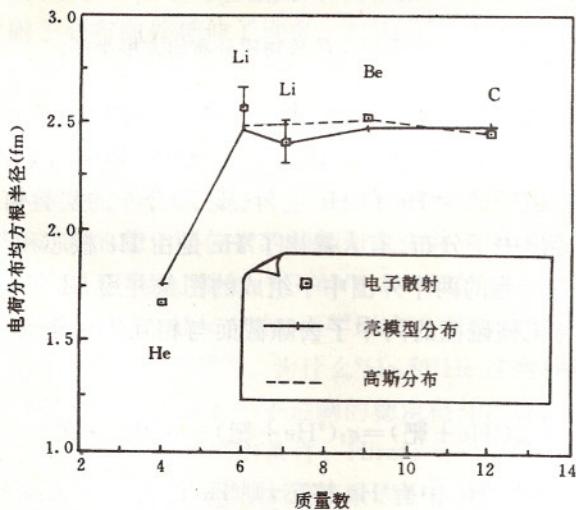


图 7.14 几种轻核的电荷分布均方根半径。

下面首先讨论⁶He 和⁸He 的中子皮。基于相互作用截面和

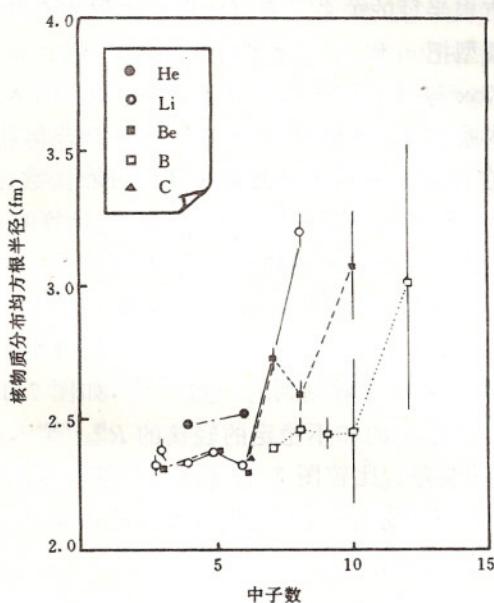


图 7.15 若干轻核的核物质分布均方根半径。

Glauber 模型导出的 ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$ 和 ${}^8\text{He}$ 的 $R_{\text{rms}}^{\text{物}}$ 分别为 $1.57 \pm 0.05 \text{ fm}$, $2.48 \pm 0.03 \text{ fm}$ 和 $2.52 \pm 0.03 \text{ fm}$ ^[TA89]。从 ${}^4\text{He}$ 到 ${}^6\text{He}$, 半径跃增大约 0.9 fm 。由于缺少 ${}^8\text{He}$ 和 ${}^6\text{He}$ 电荷(质子)分布的实验信息, 难以从 $R_{\text{rms}}^{\text{物}}$ 推导出中子分布。有人提出了 ${}^6\text{He}$ 是由 ${}^4\text{He}$ 核芯和与该核芯松散结合在一起的两个外围中子组成的图象并用 Glauber 模型推导出 ${}^6\text{He}$ 与靶核碰撞的两中子去除截面与相互作用截面之间的关系^[OG92]

$$\sigma_{-2n}({}^6\text{He} + \text{靶}) = \sigma_1({}^6\text{He} + \text{靶}) - \sigma_1({}^4\text{He} + \text{靶})。 \quad (7.3.3)$$

此式表明, 如果 ${}^6\text{He}$ 中有 ${}^4\text{He}$ 核芯, 则 ${}^6\text{He}$ 的两中子去除截面等于 ${}^6\text{He}$ 与 ${}^4\text{He}$ 的相互作用截面之差。从 $790A \text{ MeV}$ 实验中得到的测量结果^{[TA85a], [TA85b], [KO88]}列于表 7.7。从中可见, 对 ${}^6\text{He}$, (7.3.3) 式基本成立, 表明 ${}^6\text{He}$ 中确有一个较完好的 ${}^4\text{He}$ 核芯。 ${}^8\text{He}$ 的数据符

合

$$\sigma_{-2n}(^8\text{He} + \text{靶}) + \sigma_{-4n}(^8\text{He} + \text{靶}) = \sigma_1(^8\text{He} + \text{靶}) - \sigma_1(^4\text{He} + \text{靶}), \quad (7.3.4)$$

表明⁸He 可用一个⁴He 核芯和围绕核芯的 4 个中子来描写。

表 7.7 790A MeV He 同位素与 C 靶碰撞的截面(mb)

	σ_1	σ_{-2n}	σ_{-4n}	$\sigma_1(A) - \sigma_1(A-2)$	$\sigma_{-2n} + \sigma_{-4n}$	$\sigma_1(A) - \sigma_1(A-4)$
⁴ He	503±5	—	—	—	—	—
⁶ He	722±5	189±14	—	219±8	—	—
⁸ He	817±6	202±17	95±9	95±9	297±19	314±8

按照上述得到实验证实的图象, Tanihata 等根据相互作用截面的实验数据和 Glauber 模型推导出了⁶He 和⁸He 的核子密度分布^[TA92a], 如图 7.16 所示。图中的实线表示从实验数据导出的结果, 虚线表示相对论平均场模型的计算结果^[Hi91]。显而易见, 中子分布比质子分布向外延伸了许多。对⁶He 和⁸He, 中子密度分布的均方根半径均比质子的大 0.9fm 左右, 正好与 $R_{\text{rms}}^{\text{物}}(^6\text{He}) - R_{\text{rms}}^{\text{物}}(^4\text{He})$ 和 $R_{\text{rms}}^{\text{物}}(^8\text{He}) - R_{\text{rms}}^{\text{物}}(^4\text{He})$ 相对应。这清楚地表明, 它们都具有⁴He 核芯和厚中子皮。

有不少理论模型预言丰中子核的表面有中子皮。然而以前在中子显著过剩的稳定同位素的精细研究中并未观察到中子分布与质子分布的明显差别。例如,⁴⁸Ca($N-Z=8$)的中子分布均方根半径仅比质子的大 0.2fm 左右, 而²⁰⁸Pb($N-Z=44$)的差别不过 0.15fm 左右^{[G79], [WH80], [KR91]}。为什么⁶He 和⁸He 这两种不稳定的丰中子同位素有厚中子皮而中子过剩的稳定核却没有? 要回答这个问题必需探讨中子皮形成的条件。Hirata 等^[Hi91]用相对论平均场模型计算了很宽质量范围内大量核素的中子和质子密度分布的均方根半径之差以及最后填充的中子和质子轨道的单粒子能差(费米能差, 等于中子分离能与质子分离能之差)。计算结果显示两者的关系基本上是线性的。丰中子不稳定核通常具有较大的费米能

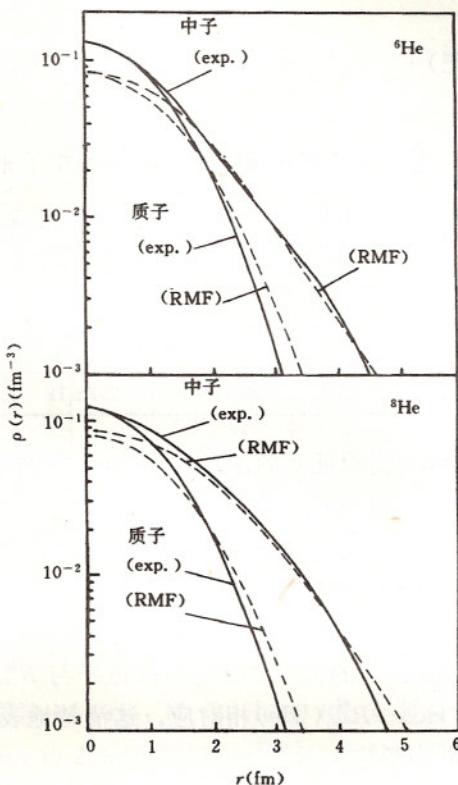


图 7.16 ${}^6\text{He}$ 和 ${}^8\text{He}$ 的中子密度分布
与质子密度分布。

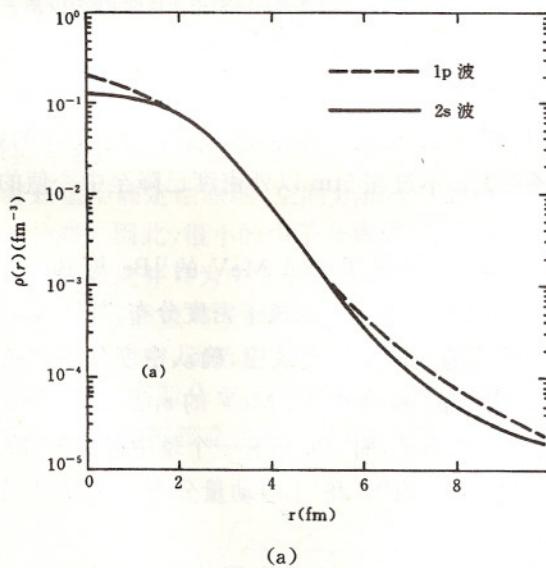
差,因而容易形成较厚的中子皮。只有当费米能差超过 10MeV 时,中子皮的厚度才有可能超过 0.5fm 。若以此作为厚中子皮的下限, ${}^{24}\text{O}$ 也很可能具有厚中子皮。Fukunishi 等对中子皮的形成做过仔细的理论研究^[FU93]。

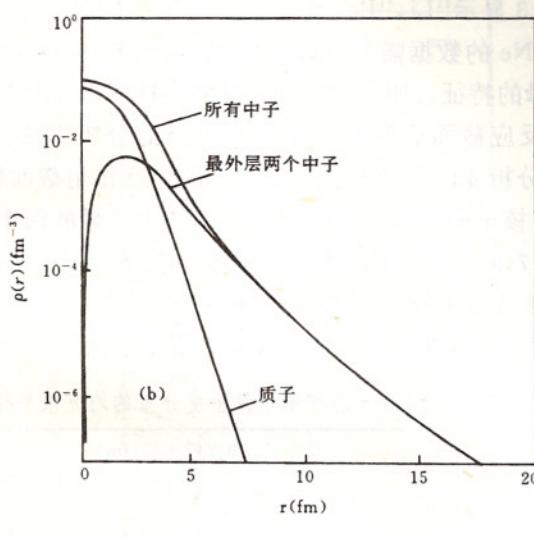
虽然中子皮和中子晕的明确界限难以严格划分,但一般将中子密度分布尾巴拖得很长的核列为中子晕核。中子皮中可包括较多的中子,而中子晕中最多有两个中子。下面讨论 ${}^{11}\text{Li}$ 和 ${}^{11}\text{Be}$ 的中子晕。

图 7.13 显示 ^{11}Li , ^{11}Be , ^{14}Be , ^{17}B 和 ^{17}Ne 具有异常大的 R_{I} 。除丰质子核 ^{17}Ne 的数据需另行讨论外, 前 4 种丰中子核的数据都表现出中子晕的特征。通过 Glauher 模型将核子密度分布同相互作用截面和反应截面联系起来是唯一可行的分析方法。Tanihata 等^[TA92b]在分析 400 和 790A MeV ^{11}Li 的相互作用截面数据时, 采取了将 ^{11}Li 核子密度分布分解为核芯的和中子晕的两个成分的做法。图 7.17(a)显示了他们从实验数据导出的 ^{11}Li 核子密度分布。作为拟合参数定出的 ^{11}Li , ^9Li 核芯和中子晕密度分布的均方根半径列于表 7.8。密度分布的理论计算结果示于图 7.17(b)^[BE89]。

表 7.8 ^{11}Li , ^9Li 核芯和中子晕密度分布的均方根半径

晕中子轨道	均方根半径(fm)		
	^{11}Li	^9Li 核芯	晕
1p	3.12 ± 0.30	2.61 ± 0.10	4.8 ± 0.8
2s	3.05 ± 0.30	2.50 ± 0.10	4.8 ± 0.8





(b)

图 7.17 ^{11}Li 的核子密度分布。

(a) 从实验数据导出的密度分布。实线和虚线分别表示晕中子处于 $2s$ 和 $1p$ 轨道上的结果; (b) 理论计算得出的 ^{11}Li 质子和中子密度分布。

同自由 ^9Li 核 ($R_{\text{rms}}^{\text{物}} = 2.32 \pm 0.02 \text{ fm}$) 相比, ^{11}Li 中的 ^9Li 核芯稍大了一点。由图 7.17 和表 7.8 可见, ^{11}Li 晕中子分布的尾巴很长, 均方根半径很大。不过在 5 fm 以外密度已降至中心值的百分之一以下。

Fukuda 等^[FU91] 测量了 $33A \text{ MeV}$ 的 ^{11}Be 与 Be 和 C 反应的 σ_R , 用同样的方法确定了 ^{11}Be 的核子密度分布, 如图 7.18 所示。他们还研究了可能的 ^{11}Be 大形变效应, 确认密度分布的长尾巴对同时解释 $33A \text{ MeV}$ 的 σ_R 和 $790A \text{ MeV}$ 的 σ_I 是必不可少的。

^{11}Li 有一对晕中子, 而 ^{11}Be 只有一个晕中子。它们的碎裂截面以及碎裂产物(分别为 ^9Li 和 ^{10}Be)动量分布的测量结果进一步证实了中子晕的存在。

$790A \text{ MeV}$ ^{11}Li 与 C 相互作用的两中子去除截面 $\sigma_{-2n} =$

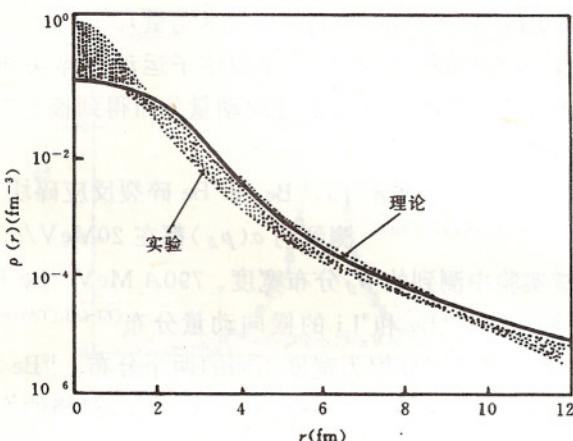


图 7.18 ^{11}Be 的核子密度分布。

阴影区表示不确定性。

$220 \pm 10\text{mb}$, 对应的 ^{11}Li 和 ^9Li 与 C 的相互作用截面之差 $\sigma_1(^{11}\text{Li}) - \sigma_1(^9\text{Li}) = 260 \pm 20\text{mb}$ 。它们之间的歧离在一定程度上反映出 ^9Li 核芯与自由 ^9Li 核大小的差异及该核芯对晕中子独立的程度。Suzuki 等^[SU93]根据这一歧离估计, ^{11}Li 中纯三体独立成分 ($^9\text{Li} + n + n$) 占 0.85 ± 0.10 。但核芯处于激发态的情形还有待研究。

2. 晕核碎裂产物的动量分布

根据海森堡不确定性原理, 空间分布很广的量子体系应具有很窄的动量分布。因此, 很小的中子分离能, 很大的半径和很窄的内部运动动量分布应并列为中子晕的主要特征。

众所周知, 中高能重离子碎裂反应产物的动量分布有如下特性: (1) 在弹核坐标系中, 动量在束流方向的分量 p_{\parallel} 和垂直束流方向的分量 p_{\perp} 都服从高斯分布; (2) 动量分布的宽度(或标准偏差)基本上与弹核能量和靶核质量数无关, 而由弹核和碎块的质量数决定

$$\sigma(p_{\perp}) \approx \sigma(p_{\parallel}) \approx \sigma_0 \sqrt{A_{\text{碎块}}(A_{\text{弹}} - A_{\text{碎块}})/(A_{\text{弹}} - 1)}, \quad (7.3.5)$$

式中 $\sigma_0 = \sqrt{p_F^2/5} \approx 90 \text{ MeV}/c$ (p_F 为费米动量)。

Hüfner 和 Nemes^[Hu81] 研究了核内核子运动与碎块动量分布之间的关系并作出了可由测量的碎块动量分布得到核子内部运动动量分布的结论。

近年来,有好几个测量¹¹Li,¹¹Be 和¹⁴Be 碎裂反应碎块 p_{\parallel} 分布的实验^{[OR92],[OR93],[KE93],[RI93]},测到的 $\sigma(p_{\parallel})$ 都在 $20 \text{ MeV}/c$ 左右,远窄于稳定核实验中测到的 p_{\parallel} 分布宽度。790A MeV ¹¹Be 和¹¹Li 在 C 靶上碎裂的碎块¹⁰Be 和⁹Li 的横向动量分布^{[KO88],[TA92b]}示于图 7.19。两个动量谱都可分解为宽度不同的两个分布。¹⁰Be 和⁹Li 窄峰的宽度分别为 $25 \pm 4 \text{ MeV}/c$ 和 $21 \pm 3 \text{ MeV}/c$,宽峰的宽度分别为 $109 \pm 7 \text{ MeV}/c$ 和 $80 \pm 4 \text{ MeV}/c$ 。碎块的 $\sigma(p_{\parallel})$ 和 $\sigma(p_{\perp})$ 很小意味着从弹核中分离出去的中子具有很小的动量涨落。这些测量结果与根据¹¹Be 的单中子分离能和¹¹Li 的两中子分离能估算的宽度基本相符。

比¹¹Li 和¹⁴Be 少一个中子的同位素¹⁰Li 和¹³Be 都是粒子不稳定的,这说明两个晕中子之间的关联对晕核的稳定是至关重要的。关于这种关联的性质目前还没有明确的结论。

3. 软模集体激发

无论是中子皮核还是中子晕核,表面都有过剩的中子,新的激发模式可能会随之出现。特别是对于有巨大中子晕的极端丰中子核,一部分集体激发强度会分配给表面中子与核芯的相对运动。对中子晕核集体激发的研究还处在刚刚起步的阶段。虽然理论预言有多极激发模式,例如电四极激发,但实际上只研究过电偶极激发。)

电磁离解(EMD)过程可提供关于原子核集体激发的重要信息。人们在一系列研究高能稳定弹核 EMD 反应的实验中清楚地观察到这一过程导致碎裂截面上升的现象^{[HE76],[OL81],[ME86],[HI88]}。在使用高 Z 靶的情况下效应尤为明显。Kobayashi 等通过相互作用截面和中子去除截面对靶核质量数的依赖关系第一次研究了

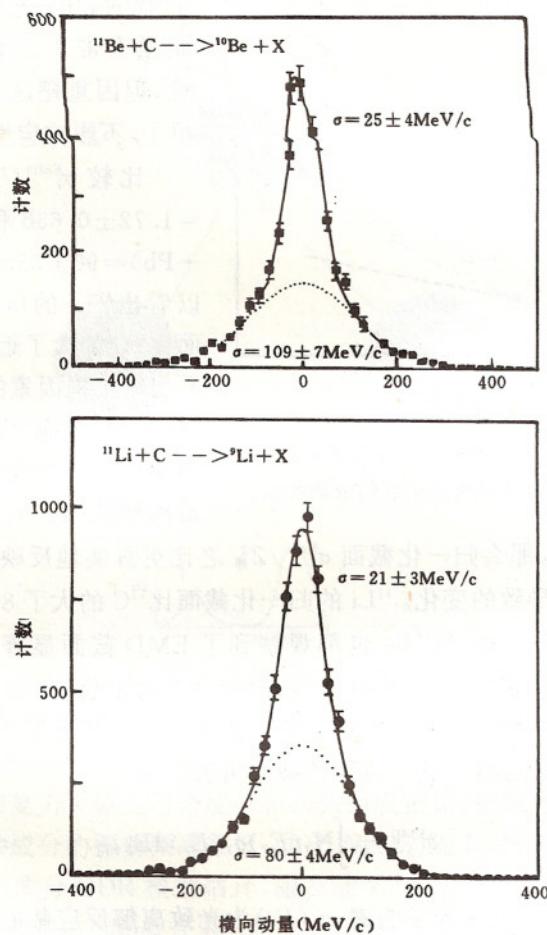


图 7.19 ^{11}Be 弹核碎块 ^{10}Be 和 ^{11}Li 弹核碎块 ^9Li 的横向动量分布。

^{11}Li 等中子晕核和中子皮核的 EMD 过程^[KO89b]。图 7.20 给出了 790A MeV ^{11}Li 的实验结果。由图可见，在重靶情况下截面急剧上升。他们还估算了单纯核过程的相互作用截面(实线)和两中子去除截面(虚线)。从实验值中扣除单纯核过程的贡献便得到 EMD

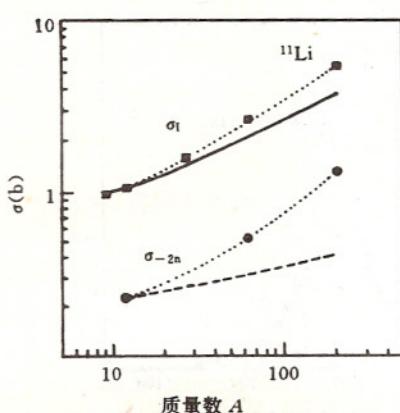


图 7.20 ^{11}Li 的相互作用截面和两中子去除截面对靶核质量数的依赖关系。

过程的截面。虽然相减过程定量上带来不小的不确定性,但因重靶区 EMD 截面很大,不影响定性讨论。

比较 $\sigma_i^{\text{EMD}}(^{11}\text{Li} + \text{Pb}) = 1.72 \pm 0.65\text{b}$ 和 $\sigma_i^{\text{EMD}}(^{12}\text{C} + \text{Pb}) = 90 \pm 35\text{mb}$ ^[HE76], 可以看出 ^{11}Li 的电磁离解截面比 ^{12}C 的大了近 20 倍。为看出核结构因素的影响, 应排除弹核电荷不同所造成的库仑效应的差异。如果电磁离解截面正比于弹核电荷的平方, 那么归一化截面 $\sigma_i^{\text{EMD}} / Z_{\text{弹}}^2$ 之比更真实地反映由于核结构不同而导致的变化。 ^{11}Li 的归一化截面比 ^{12}C 的大了 80 倍左右。对 ^6He , ^8He , ^{11}Be 和 ^{14}Be 也都观察到了 EMD 截面显著增大的现象。这表明它是由极端丰中子核的特殊结构引起的。

电磁离解反应可解释为在靶核虚光子场的作用下弹核被激发继而衰变的过程。这一过程的截面可表示为

$$\sigma^{\text{EMD}} = \int N_\gamma(E_\gamma) \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (7.3.6)$$

式中 $N_\gamma(E_\gamma)$ 为虚光子能谱, $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ 为光致离解反应截面。对稳定核, 将理论计算的 $N_\gamma(E_\gamma)$ 和实验上已知的 $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ 代入此式算出的 EMD 截面与测量结果符合得相当好。在高能碰撞中电偶极巨共振(GDR)在 $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ 中居支配地位。根据 $\sigma_i^{\text{EMD}}(^{12}\text{C} + \text{Pb})$ 的实验值估计, ^{12}C 的 GDR 参数分别为 $E_{\text{GDR}} \approx 22\text{MeV}$ 和 $\Gamma_{\text{GDR}} \approx 5\text{MeV}$ 。

关于极端丰中子核, Ikeda 提出了 GDR 可分为两个成分的假设^[IK92]。一个成分表征核芯质子相对于核芯中子的振荡, 另一个成分则表征核芯相对皮或晕中子的振荡, 如图 7.21 所示。因为偶极

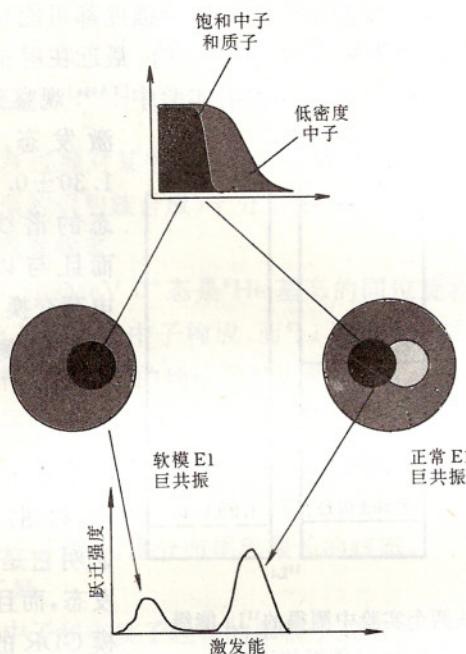


图 7.21 软模和正常 GDR 示意。

图中左侧的圆圈表示 ^{11}Li 的核芯 ^9Li 与中子晕的相对运动, 右侧的圆圈表示核芯中中子与质子的相对运动。

振荡的回复力大体上与密度分布的微商成正比, 被称为软模 GDR 的后一种成分的振荡频率很低。由于 $N_r(E_r)$ 随 E_r 增高下降很快, 按这个两成分 GDR 模型估计, 激发能 22MeV 处的正常 GDR 对 σ_t^{EMD} 的贡献只有 80mb 左右, σ_t^{EMD} 的主要部分来自软模 GDR 的激发。由于每种激发模式的 E1 跃迁强度正比于该模式所包含的中子数的平方, ^{11}Li 软模 GDR 的积分强度只占 E1 总强度的大约 10%。为拟合 $\sigma_t^{\text{EMD}}(^{11}\text{Li} + \text{Pb})$ 的实验数据, ^{11}Li 软模 GDR 的共振能量和共振宽度应分别为 $0.9_{-0.3}^{+0.5}\text{MeV}$ 和 0.7MeV 。

上面的讨论说明, 由于 $\sigma_t^{\text{EMD}}(^{11}\text{Li} + \text{Pb})$ 异常大而虚光子强度随光子能量增高下降得很快, 在 ^{11}Li 的低激发能处应当存在可观的 E1 强度。其分布很可能是共振的或共振与连续并存的。无论具

体分布如何,这种激发能很低的电偶极强度都可能是由一种新的集体激发模式,即所谓软模 GDR 引起的。最近在用 $65A\text{ MeV}$ ^{11}Li 束做的 $^{11}\text{Li}(p, p')^{11}\text{Li}^*$ 非弹性散射实验中^[TA96a]观察到 ^{11}Li 的若干

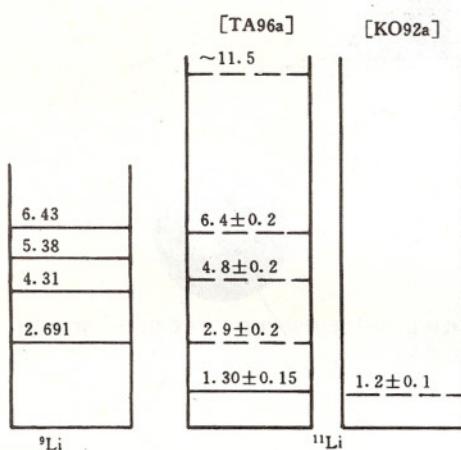


图 7.22 从两个实验中测得的 ${}^{11}\text{Li}$ 能级及其与已知的 ${}^9\text{Li}$ 能级的比较。

激发态。其中 $E_x = 1.30 \pm 0.15\text{ MeV}$ 激发态的谱线特别清楚,而且与以前通过双电荷交换反应 ${}^{11}\text{B}(\pi^-, \pi^+) {}^{11}\text{Li}$ 测到的 $E_x = 1.2\text{ MeV}$ 激发态吻合^[KO92a]。 ${}^9\text{Li}$ 的已知能级中没有这个低激发态,如图 7.22 所示。这证明它是中子晕的激发态,而且有可能是软模 GDR 的共振态。为最后确认这个低激发

态的性质还需仔细测量角分布和截面的绝对值。

有两个实验组测量了 ${}^{11}\text{Li}$ 电磁离解过程激发能 ($\leq 1.5\text{ MeV}$) 的分布^{[IE93], [SH95]}。软模 GDR 的图象与测量结果符合得较好。但到目前为止,对于 ${}^{11}\text{Li}$ 中激发能很低的 E1 强度起因的理解仍存在分歧。实验上和理论上都需要做更深入的研究。Nakamura 等测量了 ${}^{11}\text{Be}$ 电磁离解过程激发能 ($\leq 4\text{ MeV}$) 的分布^[NA94]。该分布很可能无共振的连续谱,可用直接库仑破裂机制解释,未显示出中子晕激发态的迹象。

4. 稳定核激发态的中子晕

中子皮和中子晕现象起因于最外层轨道上中子的分离能很小以及离心势垒甚低。这种情况不仅发生在前述极端丰中子核的基态,而且也可能出现在某些稳定核和丰中子不稳定核的激发态。中子直接辐射俘获过程是研究激发态晕结构非常灵敏的方法。低能

区 $^{12}\text{C}(\text{n},\gamma)^{13}\text{C}\left(\frac{1}{2}^+\right)$ 反应截面的异常增大表明 ^{13}C 的第一激发态 $\left(E_x = 3.088\text{MeV}, \frac{1}{2}^+\right)$ 具有与 ^{11}Be 类似的晕结构^[OT94]。由于低能中子直接俘获过程对某些天体物理问题(例如重子密度不均匀的热大爆炸模型的原初核合成)十分重要,因而它把中子晕的研究与核天体物理联系起来。

^6Li 的 3.563MeV 0^+ 态是 ^6He 基态的同位旋相似态($T=1$)。 ^6He 由 ^4He 核芯和两个中子构成,而 ^6Li 则由 ^4He 核芯和一个中子及一个质子构成。仔细的理论计算表明, ^6Li 3.563MeV 0^+ 态中子密度分布的尾巴比 ^6He 基态的还长^[SU95],很可能具有中子晕。

具有中子晕结构的稳定核和丰中子不稳定核的激发态还有待进一步发现和研究。因此,中子晕的概念应该推广到所有中子分离能和离心势垒很低,密度分布尾巴很长的核态。

5. 质子晕

一些丰中子和丰质子轻核的单核子或双核子分离能及可能的晕核子壳模型轨道列于表 7.9。表中所列丰质子核的单或双质子分离能小得异常,它们是否具有质子晕?

表 7.9 一些轻核的单或双核子分离能及可能的晕核子壳模型轨道

可能的晕核	S_n 或 S_p (MeV)	S_{2n} 或 S_{2p} (MeV)	可能的晕核子壳模型轨道
^6He		0.97	$(1p_{3/2})^2$
^{11}Li	1.051	0.247	$(1p_{1/2} \text{ or } 2s_{1/2})^2$
^{11}Be	0.503		$2s_{1/2}$
^{14}Be		1.28	$(1p_{1/2} \text{ or } 2s_{1/2})^2$
^{17}B		(2.45)	$(1d_{5/2})^2$
^{19}B		(0.87)	$(1d_{5/2})^2$
^{17}C	0.739		$1d_{5/2}$
^{19}C	(0.22)		$1d_{5/2}$
^8B	0.14		$1p_{3/2}$
^9C	1.299		$(1p_{3/2})^2$
^{12}N	0.601		$1p_{1/2}$
^{17}F	0.600		$1d_{5/2}$
^{17}Ne	1.50	0.96	$(1d_{5/2} \text{ or } 2s_{1/2})^2$

最外层轨道上的中子和质子的波函数都受离心势垒的影响。势垒高度强烈依赖于核子的轨道角动量。质子除受到离心势垒的阻碍外还受到库仑势垒的阻碍。库仑势垒使最外层质子波函数的振幅衰减。因此，质子晕核比中子晕核更难形成。只有在最外层质子的离心势垒趋于消失的情况下才有可能出现质子晕。如果表中所列的壳模型轨道符合实际， ^8B , ^{12}N 和 ^{17}F 最外层的单质子处在 $l=1$ 或 $l=2$ 的轨道上，则离心势垒不可能很低。 ^{17}Ne 的双质子如果都处在 $l=0$ 的轨道上，则离心势垒趋于消失。即使两个质子都处在 $l=2$ 的轨道上，也可能由于彼此之间存在很强的关联而耦合成 $l=0$ 的“双质子”，使离心势垒消失。因此， ^{17}Ne 具有质子晕是可能的。

从相互作用半径的测量结果(见图 7.13)来看， ^{17}Ne 显示出质子晕核的迹象，而 ^8B 则没有这种迹象。 ^8B 究竟有无质子晕是近几年来研究得比较多的问题。Minamisono 等根据测量到的大电四极矩推断 ^8B 有巨大的质子晕^[Mi92]。Schwab 等在研究 ^8B 碎裂反应的实验中观察到 ^7Be 碎块具有相当窄的 p_{\parallel} 分布^[SC95a]。该实验结果被认为是 ^8B 具有质子晕的另一个证据。相互作用半径是鉴别有无质子晕的最直接的物理量。为检验原测量结果^[TA88a]的可靠性，Obuti 等重新测量了 790A MeV ^8B 与 C 的相互作用截面^[OB96]并定出了相互作用半径。测量结果在误差范围内与原来的相符，不支持 ^8B 具有质子晕的推断。

^8B 的单质子分离能只有 0.137MeV。如何解释上述几个相互矛盾的实验结果以及如此小的单质子分离能， ^8B 到底有无质子晕仍是一个悬而未决的问题。Obuti 等在理论分析中看出，如果 ^8B 最外层单质子处在 $p_{3/2}$ 轨道上，则相互作用截面，异常小的单质子分离能和较窄的 ^7Be 碎块 p_{\parallel} 分布均可得到合理的解释。他们倾向于 ^8B 没有质子晕的观点。

7.3.3 $N=Z$ 自轭线附近核的研究

$N=Z$ 的自轭核具有高度的中子-质子对称性，是一类可精确

研究的原子核。在自轭核中 n-p 相互作用和壳结构效应大大增强，外层核子填充状态引起的一切核谱学效应表现得十分突出。自轭线附近核的结构随质量数演化的实验信息对检验和完善壳模型，了解平均场，自旋轨道相互作用和剩余相互作用的行为以及导致集体运动和形变的因素有极重要的价值。

对于稳定线上的自轭核，实验上和理论上都做过广泛的研究。这些研究的成果是壳模型赖以建立的基础。稳定自轭核中最重的是⁴⁰Ca ($N=Z=20$)。对于超过⁴⁰Ca 的不稳定自轭核，实验研究还不多。 $A=56$ 以上只有零星的数据，超过 $A=84$ 几乎没有数据。造成这种局面的原因在于大部分重自轭核已很难通过稳定核弹靶体系的反应产生。虽然近来有两个实验^[SC95b]、^[LE95] 分别利用 63A MeV ¹¹²Sn 束和 1095A MeV ¹²⁴Xe 束产生和鉴别了¹⁰⁰Sn ($N=Z=50$)，但其产生率远低于核结构研究所需要的水平。丰质子 RNB 为把 $N \approx Z$ 核的研究扩展到质子滴线 ($A \approx 100$) 提供了必要的条件。

使用丰质子 RNB 同使用稳定核束相比，通过熔合反应产生重自轭核的截面至少要大 1—2 个数量级。以⁴⁰Ca (⁶⁴Ge, 2p2n) ¹⁰⁰Sn 反应为例，当⁶⁴Ge 束的能量在 250—320MeV 之间时，平均截面的估计值为 $50\mu b$ 左右^[IS91]。若⁶⁴Ge 束的流强为 6×10^6 离子/s，靶厚为 $3mg/cm^2$ (保证所有¹⁰⁰Sn 反冲出来)，则¹⁰⁰Sn 的产生率可达到 1 离子/min。在同样条件下，产生¹⁰¹Sn 和⁹⁹In 的截面大约为 $600\mu b$ ，产生¹⁰⁰In 的截面大约为 10mb，相应的产生率将分别达到 12 离子/min 和 3 离子/s。尽管产生率仍较低，但毕竟达到了可开展实验研究的水平。

为通过熔合反应产生重自轭核，选用⁵⁸Cu、⁶⁴Ge、⁶⁸Se 和⁷²Kr 等 $N=Z$ 的 RNB 比较有利。逆运动学反应可提高反冲余核的能量和收集效率。在低计数率条件下研究核的衰变需要使用高效率的氦喷传输系统。做在束 γ 谱学实验需要使用大立体角反康 Ge 探测器阵列和反冲质量谱仪。由于熔合蒸发反应的产物较多，很难靠 γ 射线单举测量分辨它们的在束 γ 谱。为降低实验本底，使用反冲质

量谱仪鉴别和选择反冲余核,实行在束 γ 射线和反冲余核的符合测量是十分必要的。

利用 $N=Z$ RNB产生和研究自轭线附近核的性质和结构不仅可采取熔合反应的方案,还可采取转移反应的方案。将这些RNB引到H,D,³He或⁴He气体靶上,通过转移反应可产生邻近的核。由于逆运动学效应,产物集中地向前反冲,便于高效率地收集和分离。通过在束 γ 射线和反冲余核的符合测量可了解它们的单粒子结构。

按照壳模型理论推测,⁵⁶Ni($N=Z=28$)和¹⁰⁰Sn都应是双幻核,它们附近的核是球形的。有证据表明,⁸⁰Zr($N=Z=40$)附近是复杂的变形和形状共存区。从⁵⁶Ni区到¹⁰⁰Sn区随着增加的中子和质子对等地填充单粒子轨道,原子核基态的形状发生球形-变形-球形的演变。详细研究 $N\approx Z$ 核的结构如何随质量数演变是很有意义的课题。这些核的形状还会随激发能和自旋的变化而激烈改变。这种演变的详情对价中子和价质子的单粒子能级以及价中子和价质子之间的关联应是很敏感的。研究 $N\approx Z$ 奇-奇核的衰变和能级结构可了解迄今未知的处于同一轨道的价中子和价质子单极n-p相互作用强度,有助于澄清目前关于核的集体运动能带结构的多种理论解释^[GA88]。

¹⁰⁰Sn不仅是接近质子滴线的自轭核,而且还是预期的双幻核,它本身和它附近核的结构自然地受到特别的关注。由于结构简单和理论上易于精确处理,人们通常根据双幻核的实验数据确定各种核模型的基本参量。但稳定双幻核的品种很少,还不足以唯一地确定这些基本参量。⁵⁶Ni和¹⁰⁰Sn等可能的双幻核及其附近核的结构能提供关于这些参量的更多有价值的信息,特别是关于表面对称能和同位旋相关力的新信息。通过研究它们的结构可以进一步了解造成满壳的自旋轨道耦合力的起因和强度。对于远离稳定线的放射性核,自旋轨道耦合力的同位旋相关性可能导致新型的满壳。

应当指出,将¹⁰⁰Sn看作双幻核等于承认现有壳模型的幻数序

列可一直延伸到质子滴线。这个假定未必成立。在此如此远离稳定的极限区是否还存在幻数?如仍有幻数,其数值是否与稳定线附近的一样?这两个问题很值得研究。幻数是按核子轨道序列及其能量间距变化的规律出现的。人们曾通过各种各样的方法确定稳定线附近核的核子轨道并根据系统学归纳出了现有的幻数序列。虽然关于远离稳定线核的核子轨道还缺乏研究,但已有证据表明,对³¹Na 和³²Mg $N=20$ 的幻数可能消失^[MI88]。另外,根据 2_1^+ 态 $B(E2)$ 值的测量结果^[KR94], $Z=28$ 的幻数对⁵⁶Ni 未必成立。因此,¹⁰⁰Sn 究竟是不是双幻核还难以预料。

原子核的 β 衰变是由弱相互作用引起的一种跃迁现象。通过超容许 $0^+ \rightarrow 0^+$ β 衰变检验矢量流守恒(CVC)假设一直是一个比较重要的课题。超容许跃迁发生在 $N=Z \pm 1$ 的镜像核($T=1/2$ 的同位旋二重态)或 $Z-N=0, \pm 2$ 的三联核($T=1$ 的同位旋三重态)之间,即自轭线附近。跃迁前后波函数的空间和自旋部分相同,只是同位旋部分不同。如果 CVC 假设成立,则无论衰变能和半衰期的差别多大,所有超容许 $0^+ \rightarrow 0^+$ β 衰变的 ft 值在经过库仑和辐射修正后都应该是相同的,只决定于弱相互作用的矢量耦合常数。¹⁴O, ²⁶Al^m, ³⁴Cl, ³⁸K^m, ⁴²Sc, ⁴⁶V, ⁵⁰Mn 和 ⁵⁴Fe 等轻核的实验结果已在千分之一偏差的精度水平上证实了这一点^[HA90]。利用 RNB 将超容许 $0^+ \rightarrow 0^+$ β 衰变的研究扩展到高 Z 值的同位旋多重态核,可进一步检验弱相互作用理论的普适性。

同位旋不变性是原子核理论中的基本问题之一。由于 $N \approx Z$ 核具有较高的对称性,研究它们可以最有效地检验同位旋守恒保持的程度。核中有过多的中子将掩盖同位旋守恒的破坏。轻核的实验结果表明,库仑势引起的同位旋组态混合只占很小的比例,同位旋守恒定律基本上得到遵守。轻 $N=Z$ 自轭核实际上是 $T=0$ 的纯态。然而库仑能是按 Z^2 规律增加的,在重核中同位旋的重要性将相对下降。这会导致同位旋组态混合的增强和同位旋守恒定律的破坏。超过¹⁰⁰Sn 的粒子不稳定核的基态可能变为同位旋高度混合态(激发态尤甚)。按理论估计⁸⁰Zr 和¹⁰⁰Sn 基态同位旋组态混

合占的比例分别为 3%—4% 和 4%—5%^[CO95a]。通过测量 E1 跃迁或 F 型 β 衰变研究粒子不稳定的重自轭核中同位旋组态混合的程度无疑是很有意义的课题。如果不存在同位旋组态混合, E1 跃迁和 F 型 β 衰变均不会发生。

7.3.4 极端丰质子核的粒子衰变模式

质子滴线在 ^{100}Sn 附近开始向 $N = Z$ 自轭线内侧偏离, 不存在更重的粒子稳定的自轭核。滴线附近核的奇异衰变模式、基态性质和核结构的研究是当前人们最感兴趣的前沿领域之一。近年来, 合成与鉴别新核素的工作进展较快。在丰质子一侧周期表上有半数以上元素的同位素达到了现有质量公式预言的质子滴线, 其中约有 22 种元素的 40 多个核素已超出了质子滴线。质子滴线外存在核素的原因可归结为两个方面。一方面是质量公式本身在远离稳定线处不再正确, 另一方面是库仑势垒和离心势垒阻碍着质子发射。中重核区质子滴线核的寿命一般在秒的量级, 而质子滴线外的核由于库仑势垒的作用仍可有毫秒至秒级的寿命。这为研究粒子不稳定核提供了难得的机会。

质子滴线内待合成和鉴别的核素还有 107 个左右。考虑到库仑势垒的作用, 寿命在毫秒级以上的新核素总共可能还有几百个。合成这一大批奇异核最有效的途径是利用 RNB 引起的熔合蒸发现象。以生成质子衰变核 ^{147}Tm 为例, 如用 $^{92}\text{Mo}(^{58}\text{Ni}, p2n)$ 反应道, CASCADE 程序计算给出的最大截面为 0.01mb。如用 $^{92}\text{Mo}(^{58}\text{Cu}, 2p1n)$ 反应道, 则截面为 9.72mb。即使 ^{58}Cu 的流强比 ^{58}Ni 的小两个数量级, ^{147}Tm 的产生率仍比使用稳定束 ^{58}Ni 高 10 倍。为产生和研究质子滴线的及超出质子滴线的轻核, 采用非常丰质子的 RNB 引起的(p, n), (p, d) 和 (d, n) 反应(例如 $^1\text{H}(^9\text{C}, ^8\text{C})^2\text{H}$ 和 $^2\text{H}(^9\text{C}, ^{10}\text{N})\text{n}$ 等反应)比较有利。

虽然理论上早已预言了直接质子发射的衰变模式, 但直到 1982 年才发现了第一个基态质子衰变核 ^{151}Lu 。到目前为止一共观察到 ^{105}Sb , ^{109}I , $^{112, 113}\text{Cs}$, $^{146, 147}\text{Tm}$, $^{150, 151}\text{Lu}$, ^{156}Ta , ^{160}Re , ^{167}Ir 和 ^{171}Au

等 12 种核素的基态质子放射性^[AN95], 如图 7.23 所示。由于缺少合适的稳定核弹靶组合, 至今尚未观察到 $Z=56—67$ 核区的质子放射性。在质子滴线附近, 这些核正好处于球形核 ^{100}Sn 和 $N=82$ 的中子闭壳核中间的大变形区。

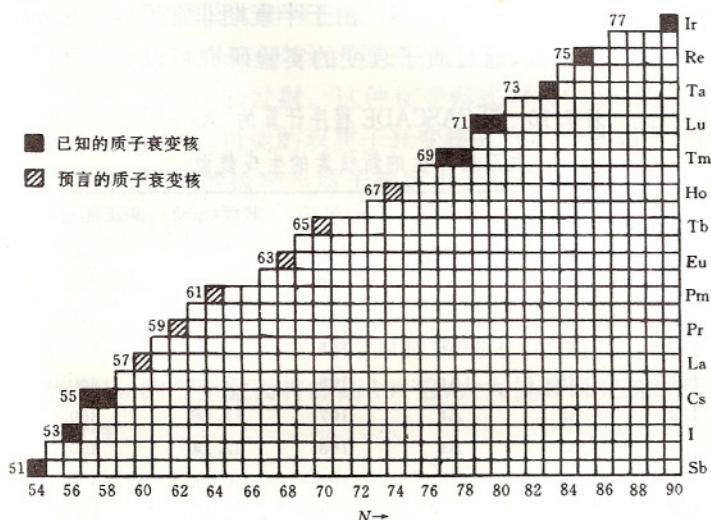


图 7.23 已观察到的质子放射性核(^{171}Au 未画上)
和有待用 RNB 产生的稀土区质子放射性核。

研究这一大变形区的质子衰变, 一方面可了解形变在质子发射中的作用, 另一方面又可获得关于形变大小的信息。利用 ^{58}Cu , ^{64}Ge 和 ^{70}Se 等 $N \approx Z$ 的 RNB 引起的熔合蒸发反应可以产生此核区的 ^{117}La , ^{121}Pr , ^{125}Pm , ^{131}Eu , ^{135}Tb 和 ^{141}Ho 等可能的质子放射性核。图 7.23 一并画出了这 6 个稀土区的核素。

利用 RNB 可使质子放射性的研究扩展到极端丰质子的重核, 有可能发现偶 Z 的质子放射性核。作为一个例子, 表 7.10 列出了用 $^{70}\text{As} + ^{130}\text{Ba}$ 体系的熔合蒸发反应能产生的 25 种丰质子新核素。其中生成截面大于 0.1mb 的有 22 种。除了 ^{191}Po 和 $^{196,197}\text{Rn}$ 以外都超出了质子滴线。这对于研究极端丰质子核的奇异衰变是

非常有利的。

与粒子不稳定的极端丰中子核自发放射中子的瞬发过程不同, 极端丰质子核的质子放射性是穿透库仑势垒的量子隧道效应, 具有一定的半衰期。正因为如此, 质子放射性也称为质子衰变。其半衰期比一般 α 衰变的短得多。由于半衰期非常灵敏地依赖于初态和末态的量子数, 通过质子衰变的实验研究可以确定质子是从

表 7.10 用 CASCADE 程序计算的 $^{70}\text{As} + ^{130}\text{Ba}$
反应中产生的新核素的生成截面

A	Z	元素	N	截面(mb)	束流能量(MeV)
189	84	Po	105	1.88	360.00
190	84	Po	106	7.35	360.00
191	84	Po	107	4.14	340.00
190	85	At	105	0.30	350.00
191	85	At	106	1.18	340.00
192	85	At	107	13.66	360.00
193	85	At	108	32.24	350.00
192	86	Rn	106	0.18	360.00
193	86	Rn	107	7.14	350.00
194	86	Rn	108	11.58	340.00
195	86	Rn	109	23.34	360.00
196	86	Rn	110	36.37	350.00
197	86	Rn	111	18.80	330.00
194	87	Fr	107	0.57	350.00
195	87	Fr	108	3.24	360.00
196	87	Fr	109	25.15	350.00
197	87	Fr	110	43.94	330.00
198	87	Fr	111	3.40	330.00
196	88	Ra	108	1.17	350.00
197	88	Ra	109	5.43	330.00
198	88	Ra	110	3.75	330.00
199	88	Ra	111	0.02	330.00
197	89	Ac	108	0.02	350.00
198	89	Ac	109	0.25	340.00
199	89	Ac	110	0.01	330.00

母核的哪一轨道上发射出来的,得到极端条件下原子核中单粒子轨道和壳的次序的信息。系统地研究大量极端丰质子核的质子放射性不仅能准确地定出它们的结合能和质子滴线的位置,而且还可间接地了解滴线附近核中平均场和剩余相互作用的行为。这一研究将使各种质量公式和理论模型受到非常严格的检验。

除质子放射性外,理论上还预言了更奇异的衰变模式。其一是基态双质子关联(^2He)发射。这种衰变模式对核中的对关联效应必定是极为灵敏的。可能的双质子衰变核有 ^{42}Cr , ^{45}Fe 和 $^{48,49}\text{Ni}$ 等。此外,在 ^{100}Sn 以上的极端丰质子核区由于衰变能发生激烈改变,集团(包括已发现的 ^{14}C)发射几率将会明显地增加,甚至达到可与 α 衰变竞争的程度^[PO89]。按照预言 ^{114}Ba 很可能会发射 ^{12}C 。实际上 GSI 的实验已提供了 $^{12}\text{C}/^4\text{He}$ 分支比大于 0.03 的第一个证据^[GU95a]。利用 ^{59}Zn 与 ^{58}Ni 的熔合反应同利用 ^{58}Ni 与 ^{58}Ni 的熔合反应相比, ^{114}Ba 的产生截面将提高 10^4 倍,大大提高研究这种奇异衰变的可行性。

7.3.5 核的集体性质和库仑激发

原子核的各种集体运动形态一直是核结构研究的主要方面之一。在核物理发展史上,人们从集体运动的研究中获得了大量关于核结构、剩余相互作用、短程与长程力的竞争以及单粒子和集体运动自由度相互影响的知识。

由于难以通过稳定核弹靶体系的熔合蒸发反应布居大多数稳定核的高自旋态,稳定线附近核集体性质的研究基本上限于低自旋态。在丰质子一侧,高自旋态的集体和单粒子自由度都研究得比较广泛,但缺少低自旋态的信息。在丰中子一侧,除少数裂变产物的低自旋态外集体自由度还研究得很少。RNB 提供了将集体自由度的研究扩展到尚未达到的自旋态和核区的有利条件。

以低自旋态研究得较充分的稳定核素 ^{168}Er 为例,通过 ^{18}C 和 ^{42}S RNB 引起的熔合蒸发反应 $^{154}\text{Sm}(^{18}\text{C}, 4\text{n})$ 和 $^{130}\text{Te}(^{42}\text{S}, 4\text{n})$ 可分

别达到它的中等自旋态和高自旋态，实现完全的核谱学研究。自旋范围和核区的扩大将大大深化人们对原子核集体运动现象本身及其演变规律的认识。

库仑激发是研究原子核集体运动的有力手段之一。其截面较大，通常为数百 mb。更重要的是，从 $E(2_1^+)$, $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ 及 $B(E2 : 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+)$ 等容易通过库仑激发实验测量的低激发态观测量可得到某些最关键的核结构信息。这些较简单的观测量作为核的集体运动的直接量度是极有价值的。其中 $B(E2 : 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+)$ 值最为重要。

库仑激发实验对核束流强的要求不高。流强 10^5 离子/s 的 RNB 已可用于实验。以 $4A$ MeV 的 ^{72}Kr 束与 ^{90}Zr 靶体系的库仑激发为例，当流强为 10^5 离子/s 时 $2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+$ 跃迁的事件率可达 $200/\text{s}^{[IS91]}$ 。

过去，从库仑激发实验中测到了许多稳定核的 $B(E2)$ 数据。通过测量重离子熔合蒸发反应产物退激 γ 射线的 Doppler 移动获得了某些丰质子核的 $B(E2)$ 数据。然而在稳定线与丰质子核中间的稍缺中子核区十分缺乏 $B(E2)$ 值的实验数据。 W 同位素链是一个典型的例子。有 $B(E2 : 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+)$ 数据的同位素是 $^{168}-^{172}\text{W}$ 和 $^{180}-^{186}\text{W}$ ，中间是空白区。由于正好处在两个中子闭壳区之间，这个空白区中的核素将表现出最显著的集体运动自由度，它们的集体性质将达到饱和。测量 $^{174}-^{178}\text{W}$ 几个核素的 $B(E2 : 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+)$ 值有助于澄清关于这种饱和现象的若干多义性的理论解释^[IS91]，了解核集体性质的微观基础。

Kr-Sr-Zr 已被证明是一个新的形变区。系统测量该区缺中子核素的 $B(E2 : 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+)$ 值可以了解它们的单粒子和集体运动自由度的消长与过渡。丰质子 Ba-Gd 核所在的 $A=120$ 到 140 附近，是另一个关键的核区。该区内发生球形到变形的过渡。对其中的许多核用流强为 10^6 — 10^8 离子/s 的 RNB 打 ^{16}O , ^{40}Ca 及 ^{208}Pb 靶可以较容易地测出 2_1^+ 态的库仑激发数据，也许还能测出 4_1^+ 态的库仑激发数据。

使用流强更高的 RNB 能够研究多重库仑激发, 布居原子核的高自旋态。

通过高自旋同质异能素(例如^{178m}Hf 的 $J^\pi, K, E_x = 16^+, 16, 2.477\text{MeV}$ 激发态)束的库仑激发可以布居建立在高自旋激发态上的转动带, 测量带中各能级的 $B(E2)$ 值。利用在束 γ 谱学方法研究建立在这种高自旋同质异能态上的巨共振将是很有趣意义的。

无论在丰质子一侧还是丰中子一侧, Zr 同位素对于揭示原子核形状的演变和与之相伴随的单粒子与集体运动之间的过渡都不失为理想的研究对象。⁹⁰Zr 是稳定的中子闭壳核, 其仅有的集体运动形态是八极振动。丰中子同位素¹⁰⁴Zr 是整个周期表上形变最大的核素之一。从⁹⁰Zr 到¹⁰⁴Zr, 核的形状发生激烈的变化。根据⁹⁶Zr, ¹⁰⁰Zr 和¹⁰²Zr 的 $B(E2 : 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+)$ 值的显著差别可以推断, 核的集体性质的突变发生在 $A=100$ 附近。目前对于⁹⁰Zr 至¹⁰⁴Zr 区间内单粒子向集体运动过渡的确切了解是很不够的。⁹⁸Zr 是突变区的关键核之一, 测量其 $B(E2 : 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+)$ 值有非常重要的意义。

与中子晕的情形类似, 极端丰中子中重核最外层弱束缚的价中子相对于核芯的运动将导致软模巨偶极集体激发。这种激发模式会显著提高低激发能的 $E1$ 强度。研究低激发能 γ 强度函数的实验方法有好几种, 测量核的库仑离解就是其中之一。当存在低激发能偶极强度时库仑离解截面将大大增加。如果待研究的核是裂变产物, 通过仔细测量统计 γ 辐射可了解 5 MeV 以下的偶极强度。用轻粒子的非弹性散射研究核的粒子-空穴激发是另一种行之有效的方法。它曾提供过大量关于核的集体和非集体激发的知识。这对用电磁跃迁方法测到的数据无疑是一种重要的补充。通过轻粒子非弹性散射研究不稳定核的激发需要采用 RNB 打轻靶(¹H, ⁴He)的逆运动学反应, RNB 的能量应高于 $10A$ MeV。Kraus 等通过¹H(⁵⁶Ni, p')⁵⁶Ni* 反应测量了⁵⁶Ni 的 $B(E2 : 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+)$ 值^[KR94], 结果示于图 7.24。该实验中⁵⁶Ni 束的能量为 $101A$ MeV, 流强大约 2×10^4 离子/s, 靶是 $1\text{mg}/\text{cm}^2$ 的 $(\text{CH}_2)_n$ 。

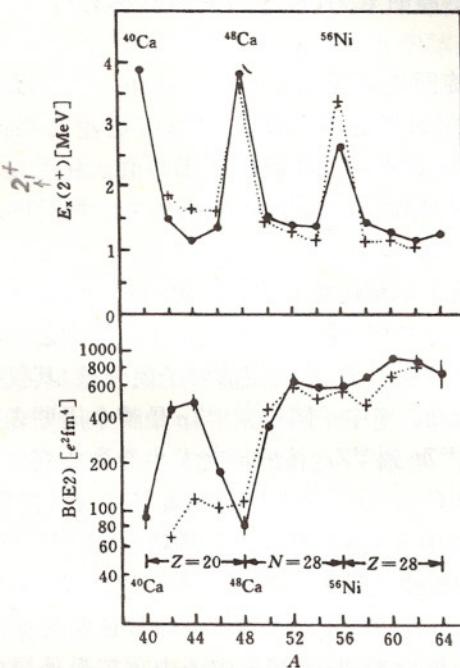


图 7.24 N 和 / 或 $Z=20$ 或 28 的 $1f$ - $2p$ 壳核 2_1^+ 态的激发能和 $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ 值的测量结果。

除 ^{56}Ni 外, 其它数据取自文献[RA87]。点线表示壳模型预言值。

按照简单化的推测, ^{56}Ni 的 $B(E2)$ 值应象 ^{40}Ca 和 ^{48}Ca 的一样低, 因为它们都是双满壳核。但实验结果显示, ^{56}Ni 的 $B(E2)$ 值与相邻核 ^{52}Cr , ^{54}Fe 和 ^{58}Ni 的接近。这意味着 ^{56}Ni 中质子轨道的填充状态并未形成满壳, 即 $1f_{7/2}$ 轨道没有填满, 有的质子填充了 $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ 和 $2p_{1/2}$ 等邻近的轨道。这种填充状态使 ^{56}Ni 的集体性质增强。此例说明实际测量核的 $B(E2)$ 值是十分必要的。

7.3.6 核体系的有序和混沌

入射道包含远离稳定线核的核反应具有很高的 Q 值, 能够布

居余核的高激发态。远离稳定线核的 Q_β 值也非常高, 其 β 衰变能够布居子核的高激发态。通过研究它们的反应和衰变可以得到余核和子核的完整的核谱学信息。这为热核研究打开了一个新的窗口。

当激发能高于几 MeV 时原子核表现出统计性质的观念是复合核理论的根基。原子核统计理论的发展经历了几个关键的阶段。Wigner 奠定了随机矩阵理论的基础^[WI58]。Ericson 等发现了复合核截面的随机涨落现象^[ER66]。Haq 等根据共振反应的实验数据证实了测量的能级间距涨落与 Wigner 随机矩阵模型的预言在统计上相符^[HA82]。这些历史情况说明原子核统计性质的研究一直是一个活跃的领域。80 年代取得的重要进展之一, 是将核的统计性质与混沌运动联系起来, 从根本上加深了对统计规律物理内涵的认识。

关于核物理中的混沌问题, 文献上有过系统的讨论^[BO88]。象征性地说来, 核理论模型研究的是具有不同量子数的能级间的有序关联, 而混沌理论研究的是具有同样量子数的能级序列的统计行为。

为了进行能级密度的统计分析, Haq 等选择了没有缺失和没有不同量子数混合的能级序列。他们统计了不同核的中子或质子发射阈附近具有同样自旋和宇称的共计 1726 条能级的间距, 得出了归一化的能级间距分布。图 7.25 的上部显示了该分布^[HA82], 实线和点线分别相应于 Poisson 分布(有序)和 Wigner 分布(混沌)。

由图可见, 当激发能在中子或质子发射阈附近时, 实验数据与 Wigner 分布符合很好, 核的行为是统计(混沌)的。图 7.25 的中部是¹¹⁶Sn 的激发能低于 4.3MeV 的能级间距的分布^[RA91], 显然偏离了 Wigner 分布。图 7.25 的下部是 $A=155—185$ 稀土区变形核在转晕线附近(冷核)的能级间距分布^[MO93], 与 Poisson 分布符合极好。插图画出了每套数据的激发能和角动量范围。图 7.25 清楚地表明, 随着激发能的增加核体系的行为从有序向混沌转化。有初步迹象表明, 角动量和形状的不同也会引起核系统有序和混沌行

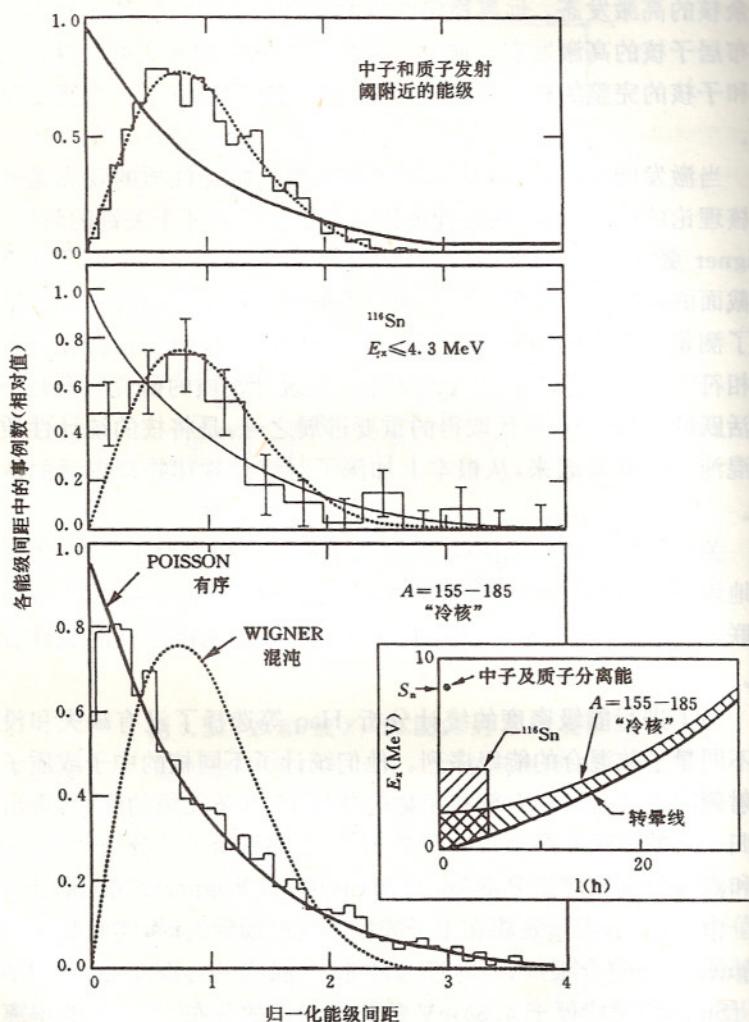


图 7.25 能级间距的统计分布。

为的变化。另一方面，在混沌区仍存在令人感兴趣的有序态，例如同位旋相似态和超形变态等。

由于有某种未被认识的对称性存在的迹象，在某些核中混沌

行为可能意外地出现在更高的激发能区^[AL91]。寻找自然界中存在这种结构的原子核的证据是很有吸引力的工作。在形状过渡区(例如 $A=120—130$ 之间的 Ba-Ce 同位素中)可能有这样的核。选择适当的 RNB 和靶核, 应能布居这些核的很高的激发态, 研究有序向混沌的过渡。利用 RNB 带进反应余核中的角动量, 可以研究这一过渡与自旋的关系。

§ 7.4 核 反 应

7.4.1 概述

RNB 引起的核反应, 不仅是研究远离稳定线核性质和结构的主要手段, 而且为更系统地探讨核反应机制随反应体系质子数和中子数的变化而演变的规律提供了新的机会。RNB 的应用极大地扩展了弹核同位旋的范围和反应体系的多样性, 引出了大量具有新的特点的碰撞过程。反应能的大范围变化是 RNB 核反应的明显特点之一。一般说来, 随着弹核偏离稳定线, Q 值不断增高, 至滴线附近时 Q 值变得很大。高 Q 值导致反应道和末态数量的显著增多和反应总截面的大幅度上升。

按照直观的推测, 极端丰中子弹核的中子晕或中子皮会引出新型的门态反应道。对于这类具有中子晕或中子皮的核, 发生单中子或多中子转移过程的几率可能增大; 价中子较大的分布半径有可能导致近垒和垒下熔合截面的上升。通过研究大碰撞参数的核过程, 可以得到关于中子晕或中子皮、表面扩散和光学势的信息。

RNB 品种的多样性, 例如各种同位素、同中子异位素和同量异位素, 使人们有机会连续地改变弹核的同位旋和半径以及反应能等与核结构密切相关的要素, 从不同侧面研究核反应的规律性。RNB 为研究一系列无法用稳定核束实现的反应创造了必要的条件。

用较重离子的束流轰击较轻靶的逆运动学碰撞方式特别适于 RNB 核反应的研究。在逆运动学反应中, 感兴趣的反应产物通常

集中出射在前角区，便于高效率地探测（在某些情况下探测效率可达 100%）。这可在相当程度上弥补放射性核束强度低的缺点。

7.4.2 垒下和近垒反应

当弹靶体系的相对运动动能在库仑势垒附近时，重离子反应的主要机制是熔合、库仑激发和破裂以及少数核子转移等。过去十多年中的实验表明，垒下熔合的截面比一维隧道效应的预言值高 2—3 个量级。这一异常现象引起了浓厚的兴趣，人们从实验上和理论上展开了广泛的研究。一般的解释是在库仑势垒附近核结构效应起着不可忽视的作用^[SA87]。实验中观察到的熔合截面对同位素的依赖关系显示出核结构因素的影响。然而，上述对垒下熔合过程的研究局限于稳定核体系。利用不同性质的 RNB 探针可以分别检验各种入射道效应的重要性，全面揭示预熔合阶段核子转移、形变、振动以及颈的形成等门态过程对截面的影响。通过大量同位素和同量异位素与球形靶核（例如⁹⁰Zr）的熔合反应可以得到很有价值的信息。

极端丰中子核的中子晕在熔合反应中的效应是很值得研究的问题。当两个核相互接近时，库仑势垒阻碍熔合过程的发生，势垒越高，截面越小。由于中子晕有很大的半径，当核芯相距较远（库仑势垒很低）时就发生熔合过程，所以熔合截面可能增大。此外，入射道与软模 E1 激发的强耦合有可能导致垒下熔合截面的额外增大。但另一方面，由于晕核是容易破裂的弱束缚体系，而高 Q 值又往往引起反应体系的高度激发和许多核子的发射，熔合截面也可能因而减小。关于中子晕对熔合截面的影响，理论家们有不同的预言^{[TA93]、[DA94a]、[HU95]}。Yoshida 等测量了 30—70MeV 的¹¹Be，¹⁰Be 和⁹Be 束与²⁰⁹Bi 靶熔合反应截面的激发函数，¹¹Be 和¹⁰Be 的结果示于图 7.26^[YO95]。该实验中使用的是中心能量分别为 47 和 54MeV，相对能散为 ±37%（FWHM）的降能束。¹¹Be 束的典型强度为 1.4×10^5 离子/s。熔合过程是通过探测跟随余核基态衰变延迟发射的 α 粒子来鉴别的。由图可见，¹¹Be 和¹⁰Be 的激发函数并无明显

差别。为进一步检验¹¹Be 的中子晕效应, 还应测量¹¹C 和¹¹B 与²⁰⁹Bi 熔合截面的激发函数。质量数相同的反应体系的相互比较能更有力地说明问题。¹¹Li, ¹⁴Be, ⁶He 和⁸He 等中子晕核或中子皮核的近垒熔合反应同样需要认真研究。

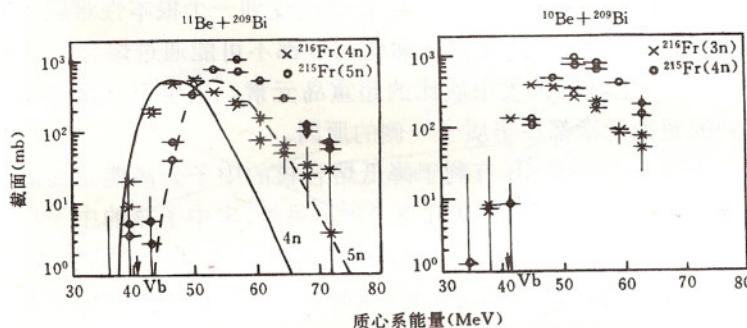


图 7.26 $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{10}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ 熔合截面的激发函数。

每个图上都有两组数据, 分别对应中心能量为 47 和 54 MeV 的束流。

实线和虚线表示理论计算结果。

为自然地扩展用稳定核体系做过的熔合反应方面的大量工作,³⁰S, ²⁶Si, ⁵⁶Ni, ¹⁰⁶Sn 和 ¹³²Sn 等放射性核与⁵⁸Ni 和⁶⁴Ni 靶的组合应列为用 RNB 研究的第一批反应体系。

对于稳定核, 发生核子转移反应的距离决定于核子的结合能, 一般为 1—2 fm。由于库仑相互作用的长程性, 在两个相互碰撞的核接近到这个范围开始转移核子之前, 发生库仑激发的几率相当大。库仑激发过程的存在使转移过程的研究大大复杂化。利用中子滴线附近的 RNB 是改变这种局面的理想手段。由于极端丰中子核的中子分布向外延伸很多, 发生转移过程的距离将显著变大。通过选用不同的 RNB 能够有效地改变核相互作用距离。在远距离处库仑激发过程的重要性会明显地下降。这十分有利于核子转移反应的研究。利用形状和自旋不同的 RNB 系列可以系统地了解这两个物理变量对核子转移过程的影响。

7.4.3 超重元素的合成

理论预言,在 $Z=114$ 和 $N=184$ 附近存在长寿命超重元素岛。自 70 年代以来,超重元素一直是核物理学家不断追求的重要目标之一。但寻找超重元素的尝试始终受到一个根本性难题的困扰:无论选用什么样的稳定核弹靶组合都不可能通过熔合或(HI, xn)反应产生具有极大中质比的超重岛元素。这也正是迄今所观察到的超铀元素都在丰质子一侧的原因。

采用丰中子 RNB 有利于降低熔合核的中子分离能并提高其裂变势垒,从而提高其存活几率^[SC91]。另外,丰中子核的中子皮可能导致熔合势垒下降。这两方面因素都有利于超重元素的合成。通过同位素系列(例如⁷⁷Kr 到⁹⁴Kr)RNB 与同一靶核熔合反应的系统研究,可以了解熔合势垒对弹核中子数的依赖关系并从中估计出用丰中子 RNB 合成超重核的可能性。为降低熔合核的激发能,应采用特别稳定的靶核(如²⁰⁸Pb)。

为利用丰中子 RNB 的熔合反应生成超重核,所选择的弹靶组合应能形成比超重岛更丰中子的复合核。只有这样,在其连续发射中子并冷却下来之后才有可能最终进入超重岛。这一设想能否成功的关键在于适用的丰中子束的强度。如果选用的丰中子同位素生成超重元素的截面相对于稳定核生成超重元素截面上升,能够明显超过其束流强度相对于稳定核束流强度的下降,那么合成超重元素的前景将会变得乐观一些。

产生截面甚小虽是寻找超重元素的主要困难,但并非唯一的难点。在鉴别方法上也存在困难。现行的鉴别方法是探测目标核的衰变链(α 衰变和裂变)。这一方法在如何消除本底方面总是遇到棘手的难题。由于伴随产额很低的超重核总会同时产生大量非目标核,后者将构成严重的本底。目标核的寿命越长,这个难题越棘手。

RIKEN 的放射性离子束工厂可提供一种全新的方法^[RI94]。如 § 7.2 中所介绍的,利用它的双储存环中的高能核束的并束碰撞

能够实现低相对运动能量的反应，包括熔合反应。利用这一方案研究熔合反应有几个显著的优点。首先，熔合产物是高能的，而且出射在两个碰撞束的方向之间，如图 7.27 所示。由于熔合产物自然

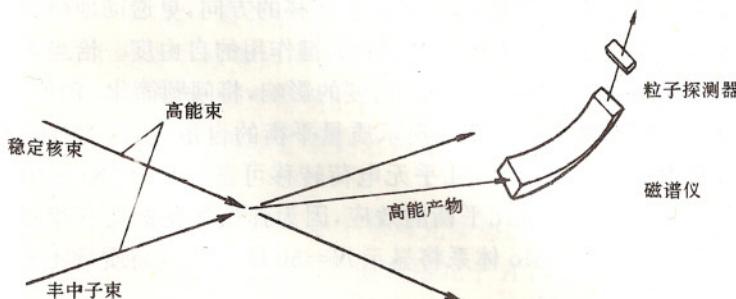


图 7.27 用并束碰撞方法产生和探测超重元素。

地与入射束分离，本底水平将大大降低。其次，可以利用磁谱仪直接鉴别产物，不必涉及它们的衰变和寿命。这一点非常重要。第三，产物的探测效率将是很高的。由于这些优点，并束碰撞方案很适于用来寻找超重元素。当然，产生和鉴别其它核区的新核素也可以采用这个方案。

7.4.4 深度非弹性反应

深度非弹性碰撞是介于直接反应和复合核反应之间的强耗散性过程。在这种中介型过程中，各种自由度，如能量、角动量、质量、电荷和中质比等均显示出由不平衡向平衡过渡的弛豫特征。势能面的作用和激发能在初级碎块之间的分配是深度非弹性反应中的两个基本问题。

伴随弹核和靶核之间颈部的形成和扩大，不断发生使电荷质量比及质量趋向平衡的核子交换过程。从稳定核深度非弹性反应实验中发现，在绝大多数情况下是质子从较轻的核中转移到较重的更丰中子的核中，不是中子从后者向前者中转移^{[IS91], [AN95]}。与净质子转移相比，净中子转移很少。这一实验现象与按势能面^[MI84]推

测的驱动力方向预言的结果相反。

研究 RNB 的深度非弹性反应,有助于了解这一现象的成因。RNB 的品种非常丰富,使人们有可能通过许多差别显著的入射道形成同一给定的复合体系,改变核子转移的方向,更透彻地研究核子转移的驱动力并澄清在反应中起关键作用的自由度。恰当选择 RNB 和靶核可分别突出不同自由度的影响,将问题简化。例如,利用⁹⁰Kr + ¹⁹⁶Pt 组合可清楚地揭示质量平衡的自由度,因为弹核和靶核的中质比十分接近,几乎无电荷转移可言。利用⁹⁴Kr + ⁹⁴Mo 体系可突出电荷质量比平衡的效应,因为弹核和靶核具有相同的质量数。而⁹²Kr + ⁹²Mo 体系将显示 $N=50$ 闭壳对电荷质量比平衡的影响。

中等质量的丰中子 RNB 在重靶核上引起的多核子转移深度非弹性反应,特别适于用来研究 $Z>70$ 的丰中子核的核谱学。这些核难以通过其它途径产生。计算表明,即使采用很重的靶核,通

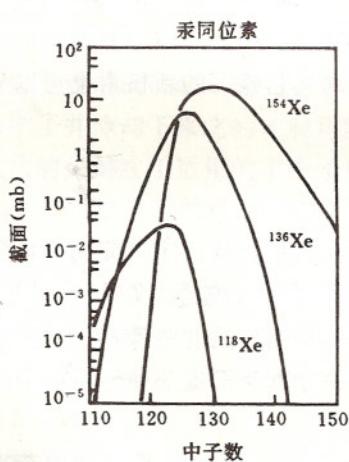


图 7.28 ^AXe + ²⁰⁸Pb 体系生成 Hg 同位素的总截面。

$$E(Xe^A) = 700 \text{ MeV}.$$

$$E(^AXe)$$

过碎裂和裂变生成这些核的产额也将是非常低的^[AN95]。在利用中等质量稳定核束引起的深度非弹性反应时,净效果将是质子从弹核流向靶核,产物基本上分布在缺中子一侧。但丰中子 RNB 可将核子流的净效果改变为中子从弹核流向靶核,从而产生非常丰中子的类靶产物^[DA94b]。图 7.28 显示了用几种 Xe 同位素轰击²⁰⁸Pb 靶产生 Hg 同位素的计算结果,可以清楚地看出非常丰中子 Hg 同位素的产生截面随 Xe 同位素弹核中子数的增加急剧上升的趋势。

7.4.5 弹性散射和光学势

核子和轻核弹性散射的数据,在核相互作用势和核反应光学模型的研究中,起了重要的基础性作用。因以前的实验主要局限于稳定核,对相互作用势的同位旋依赖关系,未做过系统的研究。RNB 的弹性散射能够在很宽的同位旋范围内提供关于这种依赖关系的信息,将光学模型扩展到远离稳定线的丰质子和丰中子核的核反应研究中。

^{11}Li 等极端丰中子核的中子晕对光学势的影响是人们特别感兴趣的问题之一^[SA91]。有几个实验组用几十 A MeV 的 ^{11}Li 束分别测量了 $^{11}\text{Li} + ^1\text{H}$ ^[MO92]、 $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ ^[KO92b] 和 $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ ^[LE93] 弹性散射的角分布。虽然实验数据初步显示了 ^{11}Li 的光学势可能具有长尾的迹象,但由于束流能量范围和实验精度的限制,目前还难以得出关于中子晕光学势效应的明确结论。低能中子晕核的弹性散射似可给出更灵敏的信息。

弹性散射研究对束流强度的要求不高, 10^4 离子/s 水平的低强度 RNB 也能用于实验。采用大面积位置灵敏探测器,可实现许多角度的同时测量。在逆运动学弹性散射实验中,探测效率将大大提高,一个大面积二维位置灵敏探测器有时能覆盖整个角分布的立体角区。

7.4.6 转移反应

利用逆运动学的 RNB 单核子转移反应((p, d) 、 (d, p) 、 (d, n) 和 $(\text{d}, {}^3\text{He})$ 等),可有选择地激发不稳定核的单粒子态,确定其激发能、宽度和其它性质。这是研究丰中子和丰质子轻核结构的一个有效方法,可一直扩展到滴线核和滴线外的粒子不稳定核。在 7.3.4 中,已提到可利用 ${}^1\text{H}({}^9\text{C}, {}^8\text{C}) {}^2\text{H}$ 和 ${}^2\text{H}({}^9\text{C}, {}^{10}\text{N})\text{n}$ 反应产生 ${}^8\text{C}$ 和 ${}^{10}\text{N}$ 并研究它们的结构。由于远离稳定线核的单核子转移反应通常具有较大的 Q 值,即使入射道的相对运动能量降到库仑势垒附近,有时仍能达到余核的高激发态。

利用双核子转移反应可以研究不稳定核中的对关联和转移机制,如多步过程。双中子晕核的转移反应能提供两个晕中子关联的信息。

通过 Z 相同的同位素 RNB 系列的单核子和双核子转移反应的系统研究可分别得到不稳定核中的单粒子态和对关联随中子数改变的信息。

对库仑势垒以上能区转移反应布居余核一个态的截面,大约在 1—100mb 之间。有些不稳定核的最后一个或两个核子的结合能很低,它们的单或双核子转移截面可能很大,有利于进行精细研究。Ostrowski 等利用 $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{10}\text{He})^{14}\text{O}$ 反应产生超出中子滴线的双幻核 ^{10}He ,并观察到它的三个激发态^[OS94]是转移反应用于研究粒子不稳定核的一个成功的实例。

在包含非常丰中子或缺中子核的重反应体系中,由于中质比严重失衡,恢复平衡的自然趋向将引发中子流或质子流。在这种体系中,多对核子转移过程可能会显著增强。 $^{132}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ (靶)和 $^{106}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ (靶)可分别作为观察多对中子和多对质子转移的典型候选反应。因中子转移不受库仑势垒阻碍,中子流效应将表现得更为突出。

转移中子对的几率,主要由相应于产物的中子对激发组态的有效 Q 值决定。 $^{98}\text{Mo} + ^{112}\text{Sn}$ 是稳定核弹靶组合中同位旋高度失衡的最典型的体系之一,正的 Q 值保持到转移 3 对中子。若以丰中子的 ^{94}Kr 取代 ^{98}Mo ,则正的 Q 值将一直保持到转移 8 对中子^[NU93]。因此,使用丰中子 RNB 将导致多中子对转移几率的显著增大,甚至会引起中子对转移过程物理图象的改变。大量中子对的转移会不会诱发集体运动,是一个有待研究的重要课题。这种具有大截面的多中子对转移过程为合成和研究丰中子核素提供了一个新的途径。

7.4.7 电荷交换反应

电荷交换反应是研究核结构的有效核谱学手段之一。Vary 和

Nagarajan 建议,通过 $T_z = \pm 1/2$ 镜像核(例如 ${}^7\text{Be}-{}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{C}-{}^{11}\text{B}$ 等)的弹性散射,研究核-核相互作用势的电荷依赖关系^{[VA84],[NA91]}。 $T_z = \pm 1/2$ 的一对镜像核具有相同的核芯,只是价核子不同。实验上观察到的弹性散射包括价质子和价中子交换 π^0 的直接项和交换 π^+ 的电荷交换项。两种过程产生的同一种散射核分别出现在质心系散射角 θ 和 $\pi - \theta$,如图 7.29 所示。在接近库仑势垒的能量,直接项和交换项的相干可能导致散射截面出现共振。共振峰的高度可能达到库仑散射截面的一半,其宽度约为几百 keV。这种包含电荷交换反应的新型弹性散射过程,可能是研究波函数的成分和相位、价核子的密度分布以及电荷交换机制的灵敏手段。

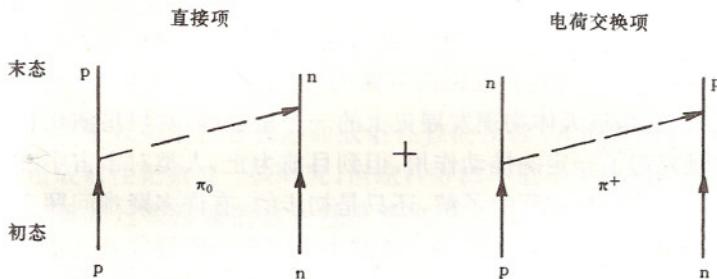


图 7.29 $T_z = \pm 1/2$ 镜像核弹性散射的直接项和电荷交换项。

${}^3\text{He}$ 是质子多于中子的唯一稳定核,所有其它 $T_z = -1/2$ 的核都是不稳定的。因此除 ${}^3\text{He}-{}^3\text{H}$ 体系外,研究 $T_z = \pm 1/2$ 镜像核间的电荷交换反应都需使用 RNB。

同位旋 $T=1$ 的镜像核(例如 ${}^{14}\text{C}-{}^{14}\text{O}$, ${}^{18}\text{Ne}-{}^{18}\text{O}$ 等)间的弹性散射,同样可用来研究核结构和电荷交换机制,了解核中的 π 介子场和反应中的 π 介子交换自由度。与稳定核的反应相比,由于 Q 值为零,镜像核间弹性散射包含的电荷交换过程的效应更易观察到,不致被 Q 值效应(如角动量匹配)所掩盖。同时,理论处理也将大大简化。这些实验可在 10^6 离子/s 的 RNB 流强下进行。

§ 7.5 核天体物理

7.5.1 概述

在天体演化和宇宙演化过程中,核反应起了并继续起着极为重要的作用。它不仅是恒星和超新星爆发的主要能源,而且导致了各种化学元素和同位素的产生。这就使研究宏观世界的天体物理和研究微观世界的核物理发生了密切的关系,形成了一门交叉学科——核天体物理。核天体物理的主要研究目标之一在于确定各种元素及其同位素的核合成机制、时间、物理环境和宇宙场所。从实验角度而言,主要任务是测定宇宙和天体中发生的大量热核反应的截面及其随能量的变化。过去几十年中,以 Fowler 为代表的物理学家,通过实验和理论两方面的努力创立了元素核合成的理论框架。它是核天体物理发展史上的一个里程碑,对恒星演化和宇宙学研究起了一定的推动作用。但到目前为止,人类对宇宙中发生的规模巨大的核过程的了解,还只是初步的。有许多疑难问题有待进一步探索。例如大爆炸后 1 秒时宇宙中重子密度分布的不均匀程度和 $A \geq 9$ 的核素的原初合成;太阳高能中微子失踪之谜; Orgueil 陨石中 ^{22}Ne 超常; 星际介质中存在大量 ^{26}Al ; 爆发性核燃烧和超新星动力学; r 过程的天体场所和核合成的宇宙年表; p 元素的起源等。这些问题在不同程度上与宇宙和天体核过程中涉及许多不稳定核有关。

一般地说来,在早期宇宙和高温高密度天体环境中,核反应通常是沿着偏离稳定线的路径进行的。稳定线两侧有大量放射性核参与核反应过程。各种元素和同位素的丰度分布是沿着这些路径的连续反应和朝向稳定线方向的衰变(主要是 $\beta^{+/-}$ 衰变)之间竞争的结果。在能量产生和核合成过程中,放射性核扮演了非常重要的角色。如果没有放射性核作为反应路径,大多数元素是无法合成的。在恒星的高温和爆发性燃烧事件中,许多寿命为秒级的短寿命核的反应速率超过其衰变速率,它们参与的反应对能量的产生和

核素的合成起关键作用。

元素和同位素丰度主要由宇宙和天体演化过程中的温度、密度和化学组成等环境条件和核的性质(反应截面、 Q 值、 β 衰变半衰期和结构特性等)两方面因素决定。目前,对这两方面因素的认识都存在相当大的不确定性。

就核反应而言,由于天体物理感兴趣的能区一般远低于库仑势垒,反应截面甚小,直接测定截面是非常困难的。常用的方法是借助核理论把在较高能区测到的激发曲线外推至天体核反应发生的能区(在无共振情况下往往通过天体物理 $S(E)$ 因子外推)。这种外推不可避免地带来误差。即使对于稳定核,迄今实验测量也只提供了一小部分核天体物理研究需要的核反应数据,绝大部分核反应参数是通过理论计算给出的。总的看来,实验信息不足,误差太大。

对于入射道包含长寿命放射性核的反应,人们曾用稳定核束轰击放射性靶做过一些研究。但这种方法不适于半衰期较短的核。而天体核过程涉及的放射性核绝大部分是半衰期短于~1小时的,测量它们参与的核反应的截面只能使用 RNB。随着 RNB 装置的出现,近年来一些实验室相继开展了天体物理感兴趣的放射性核引起的核反应的研究。但就实验的数量和精度来说,这些零星的工作仅仅是一个开端。大量入射道包含远离稳定线核的天体核反应实验信息的极端缺乏,是核天体物理继续发展所面临的一个严峻挑战。在一定意义上可以说,实验核天体物理正进入一个以研究放射性核束引起的有关热核反应为重点任务的新发展阶段。

7.5.2 重子密度不均匀模型的原初核合成

热大爆炸宇宙演化理论认为,宇宙是由距今 100 多亿年前一个具有极高温度和无限密度的原始火球的爆炸而产生的。爆炸后宇宙中充满了各种基本粒子,它们之间发生强烈的相互作用。随着宇宙的膨胀和冷却,大爆炸后 1 秒至几分钟温度降至 10^{10} — 10^8 K ($E=1$ — 0.01 MeV),宇宙处于原初核合成时期,相继发生各种核

聚变反应^[SC77]。首先是中子与质子结合形成氘核。其中 $T = 10^9 \text{ K}$ ($E = 0.1 \text{ MeV}$) 是一个临界值。温度降至此临界值后，多数光子不再具有足够的能量引起氘核的分裂， $n + p \rightleftharpoons D + \gamma$ 的平衡被打破，D 开始大量产生。D 与质子和中子继续反应生成 T, ^3He ，进而生成 ^4He 。按照标准原初核合成模型，当几乎全部中子都已与质子结合后，宇宙中 ^4He 的质量丰度应为 ~ 0.24 ，与观测值相符。这是标准模型的成功之处。由于质量数 $A=5$ 和 8 处不存在对发射核子稳定的核，此后只能产生少量的 Li 和甚少量的 $A \geq 9$ 的核。宇宙温度降至 10^8 K 以后，由于反应截面太小，核反应停止。在标准大爆炸模型的原初核合成过程中，短寿命核引起的反应不起重要作用。

1987 年以来，核天体物理学界相继提出了好几种重子数密度不均匀的原初核合成模型^{[AL87], [AP88], [TE89], [MA90a], [MA90b], [KA90a], [KA90b]}，统称为非标准模型。其要点是大爆炸后 $\sim 10^{-5}$ 秒发生的夸克-强子相变导致了 ~ 1 秒时宇宙中重子数密度分布的不均匀状态。由于中子在光子和电子等离子体介质中的扩散长度比质子的长得多，因而中子比质子更快地从高密度区向外扩散，造成相对丰质子的高密度区和相对丰中子的低密度区。与标准模型相比，核合成的物理环境激烈改变，使许多入射道包括放射性核的反应变得非常重要。图 7.30 显示了不均匀模型原初核合成反应网络的一部分^[KA90b]。在标准模型中难以逾越的 $A=8$ 处的质隙，可通过一些作为桥梁的放射性核的反应跨越过去，进而在丰中子低密度区经由原初的 r 过程产生丰中子中、重核素。在丰质子高密度区，则通过原初的 rp -和 αp -过程产生丰质子中、重核素。按照这样的图象，在大爆炸后最初几分钟的原初核合成过程中可能产生许多种 $A \geq 9$ 的核素。为了对此过程中可能产生的核素的种类及丰度进行网络计算，必须了解有关放射性核引起的反应的截面，特别是其中起关键作用的反应的截面。

重子密度不均匀模型的原初核合成主要发生在丰中子的低密度区。需要研究的关键反应是 $^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}$, $^8\text{Li}(d, n)^9\text{Be}$, $^8\text{Li}(d, t)$

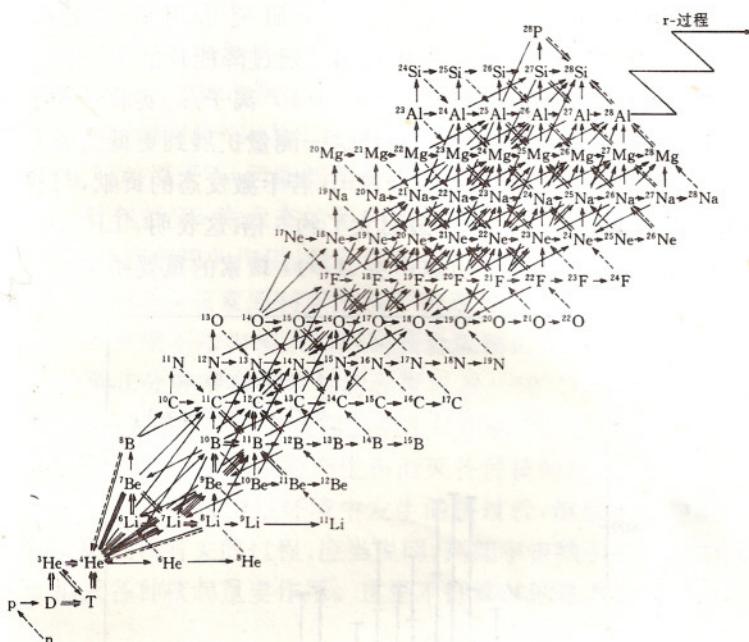


图 7.30 不均匀模型原初核合成反应网络的一部分。

^7Li , $^8\text{Li}(\text{n}, \gamma)^9\text{Li}$, $^6\text{He}(\alpha, \text{n})^9\text{Be}$, $^{10}\text{Be}(\text{p}, \alpha)^7\text{Li}$, $^7\text{Be}(\text{p}, \gamma)^8\text{B}$, $^7\text{Be}(\alpha, \gamma)^{11}\text{C}$, $^8\text{B}(\alpha, \text{p})^{11}\text{C}$, $^{14}\text{C}(\text{n}, \gamma)^{15}\text{C}$, $^{14}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{15}\text{N}$ 和 $^{14}\text{C}(\alpha, \gamma)^{18}\text{O}$ 等。此外, N 以上的一系列丰中子放射性核的 (n, γ) 反应截面也很重要。

对于入射道包含 ^{10}Be (半衰期 1.6×10^6 年) 和 ^{14}C (半衰期 5730 年) 等寿命很长的放射性核的 (n, γ) 和其它反应, 可采用放射性靶进行直接测量。但网络所包含的大多数核, 如 $^{16, 17}\text{N}$, $^{20, 21}\text{F}$, $^{23, 24}\text{Ne}$, $^{24, 25}\text{Na}$, $^{27, 28, 29}\text{Mg}$ 和 ^{28}Al 等是寿命较短的, 加之不存在中子靶, 测量它们的 (n, γ) 反应截面只能采用间接方法。使用 RNB 和 $(\text{CD}_2)_n$ (氘化聚乙烯) 靶, 通过逆运动学的 (d, p) 反应可间接获得关于 (n, γ) 反应的重要信息。至于较重的丰中子核, 因为重子数密度不均匀模型原初核合成的反应路径离稳定线不远, Hauser-Feshbach 理论预言的 (n, γ) 反应截面比较可信。

关于 ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ 反应,有两个研究小组做过直接测量^{[BO92],[GU95b]}。Boyd等在实验中使用了通过降能片的 ${}^8\text{Li}$ 束,其能量分布在10—20MeV之间,强度约为 10^3 离子/s。实验结果示于图7.31。Gu等直接用低能 ${}^8\text{Li}$ 束将这一测量扩展到更低的质心系能量。这两个测量结果包括了余核 ${}^{11}\text{B}$ 若干激发态的贡献,与只包括基态的测量结果^[PA90]相比,截面大了约5倍。这表明, ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ 反应极可能是跨越 $A=8$ 质隙产生 $A \geq 11$ 核素的重要桥梁。

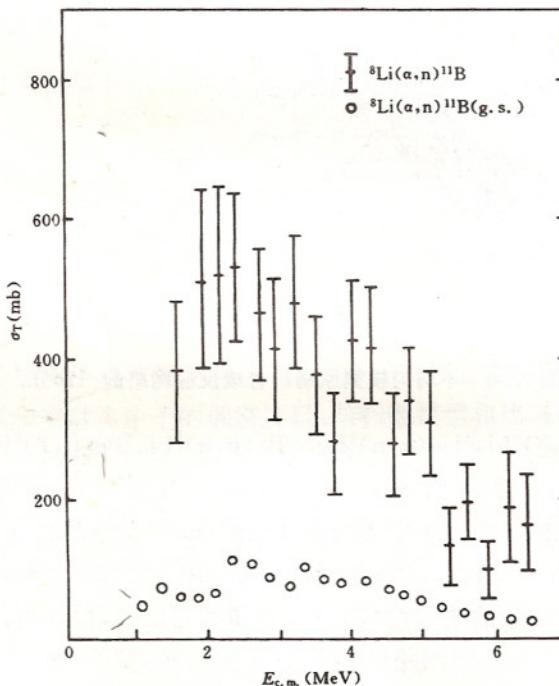


图 7.31 ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ 反应的激发曲线。

图中圆圈表示通过逆反应测量的只包含 ${}^{11}\text{B}$ 基态的激发曲线。

因为在重子数密度不均匀的原初核合成模型中,产生比 ${}^{11}\text{B}$ 重的原子核的数量与 ${}^8\text{Li}$ 的丰度成正比,所以产生和消灭 ${}^8\text{Li}$ 的反应都是很值得研究的。有一个研究小组,在Notre Dame的次级束装

置上做过 ${}^8\text{Li}(\text{d}, \text{t}) {}^7\text{Li}$ 和 ${}^8\text{Li}(\text{d}, \text{n}) {}^9\text{Be}$ 反应微分截面的初步测量^[BO93]。实验结果显示,前者的截面比后者的大一个数量级左右。但应指出,由于 ${}^9\text{Be}$ 的激发态是粒子不稳定的,实验测到的最后一反应的截面只是对应 ${}^9\text{Be}$ 基态的截面。这个初步的测量表明, ${}^8\text{Li}(\text{d}, \text{t}) {}^7\text{Li}$ 反应对消灭 ${}^8\text{Li}$ 可能起重要作用。对于 ${}^8\text{Li}(\text{d}, \text{n}) {}^9\text{Be}$ 反应,有必要设计包括 ${}^9\text{Be}$ 激发态的更完善的实验,因为它不仅可能对消灭 ${}^8\text{Li}$ 起不容忽视的作用,而且可能是产生 ${}^9\text{Be}$ 的重要途径。

比较 $A \geq 9$ 核素原初丰度水平的观测值与网络计算值,可检验重子数密度不均匀模型的原初核合成理论,并给出关于大爆炸后 1 秒至几分钟宇宙不均匀的程度以及 $\sim 10^{-5}$ 秒时夸克-强子相变的信息。为通过天文学观测鉴别出核素的原初丰度水平,必须了解原初核合成以后发生的产生和消灭各种核的反应和衰变过程。下面将论述在各种恒星环境中发生的核过程,侧重于和稳定线两侧的放射性核有关的过程。应当说明,高能宇宙线引起的碎裂反应对于消灭各种核起重要作用。这里不打算讨论这方面的问题。

7.5.3 主序星和高温天体环境中的氢燃烧

1. 短引

恒星的形成是从弥漫在宇宙中的气体和尘埃局部地失却平衡,在引力作用下向中心塌缩而开始的。在引力塌缩的过程中,物质密度不断增加,同时引力势能部分地转化为热能,温度和压力急剧上升。当恒星中心区的温度升高到氢核聚变的点火温度($\sim 10^7\text{K}$)时,氢燃烧开始。氢是恒星中最轻、最多的核燃料,其聚变反应释放出的巨大能量阻止恒星的进一步塌缩,使之保持相当长时期的稳定。处于氢燃烧阶段的恒星称为主序星,它是恒星演化过程中的青年期。主序星通过在其中心区发生的从氢转化为 ${}^4\text{He}$ 的 p-p 反应链和 CNO 反应链获得能量。有些氢还可通过 NeNa-MgAl 反应链烧掉,但该反应链所提供能量的份额较小。这些氢燃烧过程的净结果都是 $4\text{p} \rightarrow {}^4\text{He} + 2\text{e}^+ + 2\nu + Q$ 。

在高温和高密度的天体环境中,例如 $M \geq 10^5 - 10^8 M_\odot$ (M_\odot 代

表太阳质量)的超大质量恒星中、新星和超新星中以及增长中的中子星的表面,丰质子放射性核的 p 和 α 俘获反应的速率可能接近或超过其 β^+ 衰变的速率。在这种天体环境中的氢燃烧是爆发性的。这时高温的 $p-p$ 反应链、高温的 CNO 反应链、高温的 NeNa-MgAl 反应链以及接着发生的 rp 和 αp 过程起主导作用。

2. $p-p$ 反应链

T_6 (以 $10^6 K$ 为单位的无量纲温度) < 20 的主序星中, 氢主要通过 $p-p$ 反应链燃烧。它包括三个分支, 如图 7.32 所示^[RO88]。图中

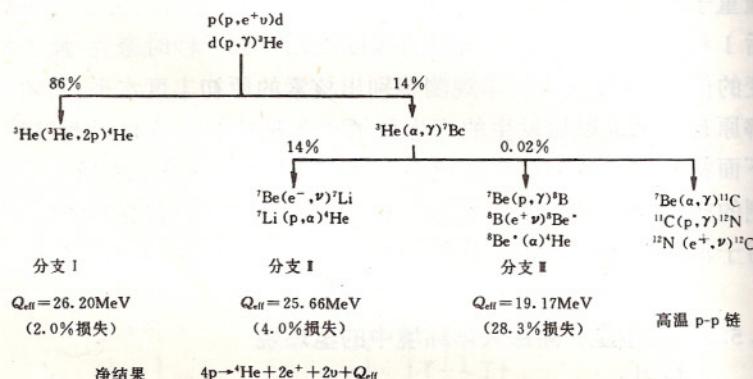


图 7.32 经典的和高温的 $p-p$ 反应链。

标出了按标准太阳模型($T_6=15$)计算得到的分支比。其中第三分支的 ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ 反应特别引人注目, 因为 ${}^8\text{B}$ 衰变产生的中微子与长期困扰核天体物理学界的太阳高能中微子丢失之谜密切相关^[BA92]。

曾有若干小组用质子束和放射性 ${}^7\text{Be}$ 靶直接测量过 ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ 反应的截面或天体物理 S_{17} 因子^{[PA68], [KA69], [VA70], [FI83]}。因相应太阳温度的能量很低($0 \leq E \leq 20 \text{ keV}$), 截面甚小, 不可能在该能区做直接测量。上述各实验都是在质子束能量高于 110 keV 的能区做的。为得到太阳能区的 S_{17} 因子, 采用了理论外推的方法。由于 ${}^7\text{Be}$ 靶定量的误差, 以及理论外推带来的误差, 这些测量的不确定性在

25%以上。

随着⁷Be 束和⁸B 束的产生,近来人们采用了两种间接测量方法。Motobayashi 等利用 46.5A MeV 的⁸B 束轰击²⁰⁸Pb 靶,第一次通过库仑离解反应测量了⁷Be(p,γ)⁸B 反应的 S_{17} 因子^[MO94]。此方法的优点是反应截面大,但虚光子场 E2 成分和出射道三体效应对测量结果的影响还有待进一步探讨。许鸿铭等提出了利用⁷Be 的单质子拾取反应和渐近归一化系数(ANC)确定⁷Be(p,γ)⁸B 反应 S_{17} 因子的方案^[XU94]。此方案的优点不仅在于单质子拾取反应有较大的截面,还在于通过 ANC 可直接导出零能量 S_{17} 因子的绝对值。柳卫平等用中国原子能科学研究院的 HI-13 串列加速器次级束流线提供的⁷Be 束,首次做了⁷Be 单质子拾取反应角分布的研究^[LI96]。他们测量了⁷Be(d,n)⁸B 反应的角分布并通过 ANC 方法导出了⁷Be(p,γ)⁸B 反应的 $S_{17}(O)$ 因子。这种间接方法的可靠性还需要通过不同能量的⁷Be 束与不同靶的反应进一步证实。根据通过上述三种方法测得的 S_{17} 因子,实际探测到的太阳⁸B 中微子通量比标准太阳模型预言的少了 50%—70%。

⁸B 中微子只占太阳中微子总量的万分之一。人们已着手研究太阳中微子的主要成分——pp 中微子是否丢失的问题。太阳中微子失踪现象涉及标准太阳模型、有关的热核反应截面、中微子探测和中微子本身的性质等多方面问题。揭示这一现象的起因有重要的意义。

在 $T_6 > 100$ 的主序星和新星及超新星中,由于高温和富氢环境,⁷Be、⁸B 和¹¹C 的 p 和/或 α 俘获反应速率可接近它们 β⁺衰变的速率,致使高温 p-p 链起重要作用^[WI89]。图 7.32 上列出的⁷Be(α,γ)¹¹C 和¹¹C(p,γ)¹²N 是此链的两个关键反应。另外,⁸B(p,γ)⁹C、⁸B(α,γ)¹²N 和⁸B(α,p)¹¹C 等反应也是值得研究的。

3. CNO 反应链

随着恒星温度升至 $T_6 > 20$,主要的氢燃烧方式从 p-p 反应链转入 CNO 反应链。它有 4 个子过程,如图 7.33 所示^[RO88]。

在 $T_6 > 100$ 的高温天体环境中,高温 CNO 反应链会取代

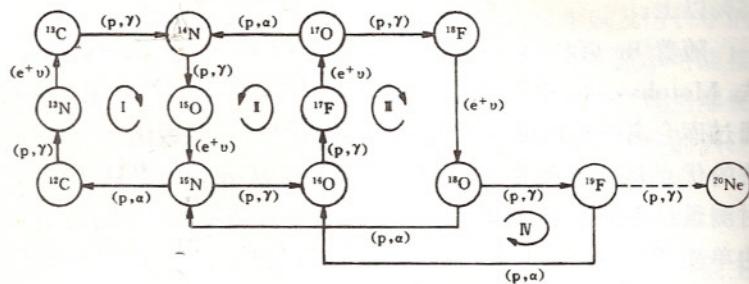


图 7.33 CNO 反应链。

CNO 反应链，成为主导过程。图 7.34 画出了高温 CNO 反应

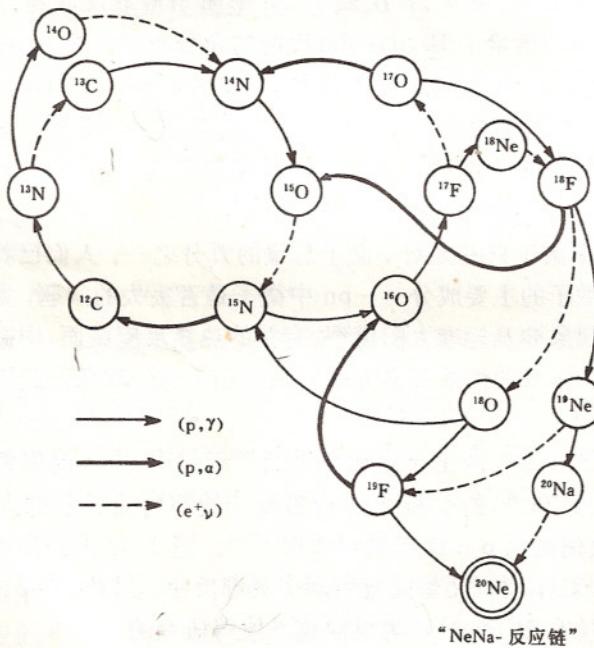


图 7.34 高温 CNO 反应链。

链^[RO88]。从 CNO 链向高温 CNO 链转变的起始条件是 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的速率超过 $^{13}\text{N}\beta^+$ 衰变的速率。比较图 7.34 与图 7.33 可以看

出，在高温链中¹⁴O取代了子过程Ⅰ中的¹³C；¹⁸Ne和¹⁸F取代了子过程Ⅱ中的¹⁴N和¹⁷O；¹⁸Ne取代了子过程Ⅲ中的¹⁷O；¹⁸Ne和¹⁹Ne取代了子过程Ⅳ中的¹⁷O和¹⁸O。这种变化的起因在于有关放射性核的核反应速率超过其 β^+ 衰变的速率。高温链中入射道包含放射性核的重要反应有¹³N(p, γ)¹⁴O, ¹⁷F(p, γ)¹⁸Ne, ¹⁸F(p, α)¹⁵O和¹⁸F(p, γ)¹⁹Ne。

当 $T_6 \geq 500$ 时,¹⁴O(α , p)¹⁷F(p, γ)¹⁸Ne(α , p)²¹Na和¹⁵O(α , γ)¹⁹Ne(p, γ)²⁰Na反应链中各反应的速率都可能超过入射道放射性核 β^+ 衰变的速率，使高温CNO链向NeNa-MgAl反应链过渡。高温CNO链及其泄漏机制所包括的上述反应不仅对核合成的反应路径有重要影响，还导致能量产生率的大大增加。其中有的反应已有人做过初步的实验研究。Decrock等用能量为5.8—8.2MeV的¹³N束测量了¹³N(p, γ)¹⁴O反应的平均截面^[DE91]。Page等用¹⁹Ne束研究了¹⁹Ne(p, γ)²⁰Na反应的共振^[PA94]。Coszach等用¹⁸F束测量了¹⁸F(p, α)¹⁵O反应的截面并研究了起支配作用的共振^[CO95b]。

4. 高温 NeNa-MgAl 反应链和 rp 过程

高温 NeNa-MgAl链及紧接着的反应流中包含一系列入射道有丰质子放射性核的反应。²¹Na、²²Na、²⁵Al、²⁶Al、²⁹P和³⁰P处于rp过程的路径上，它们的(p, γ)反应率对核合成的时标和Fe-Ni区核素的产生有重要影响。²¹Na、²⁵Al和²⁹P很可能是反应流的瓶颈。此外，²²Na和²⁶Al对宇宙化学和 γ 射线天文学研究有特殊的意义。

太阳系的年龄约为 4.6×10^9 年，²⁶Al基态的半衰期为 0.72×10^6 年。因此，若无新的天体事件，²⁶Al应是灭绝的核素。然而，1982年天文学观测发现了来自²⁶Al衰变的1809keV γ 射线^[MA82]。从其强度估计，太阳所在的银河系的星际介质中存在质量达到 $4.2M_\odot$ 的²⁶Al。这说明直到近至距今 10^6 年(²⁶Al的半衰期)前(如果不是更近的话)宇宙中还在继续合成²⁶Al。这些²⁶Al很可能是通过高温MgAl链的机制产生的。²⁶Al的丰度与消灭它的(p, γ)反应速率直接相关。由于在高温天体环境中^{26m}Al($E_x = 0.228\text{MeV}$, $J^\pi = 0^+$, $T_{1/2} = 6.34\text{s}$ 的同质异能态)会被显著地布居，所以不但需要测量

26 Al基态的(p, γ)反应截面,而且需要测量 26m Al的(p, γ)反应截面。目前还难以判明产生这些 26 Al的天体场合。新星和超新星爆发是可能的来源之一。

1972年,Black等发现Orgueil陨石中的 20 Ne与 22 Ne同位素丰度之比低于1.5,在个别颗粒中甚至低于0.15^[BL72],而地球上的该比值为9.8。这就是所谓Ne-E(22 Ne丰度超常高)问题。据推测 22 Ne是由 22 Na(半衰期为2.6年)衰变而来。若无新的天体事件 22 Na早就绝迹了。新星和超新星爆发可能产生 22 Na。由于寿命不长,其1247keV特征 γ 射线的强度对新星和超新星爆发的频度将很灵敏。 22 Na的(p, γ)反应速率是决定其丰度的一个关键因素。

现在回过头来讨论高温NeNa-MgAl反应链和接下去的反应流。寿命短于4秒的 22 Mg和 26 Si的 β^+ 衰变速率很可能超过它们的(p, γ)反应速率,因此它们可能是rp过程的等待点。高温NeNa-MgAl反应链通过 27 Si(p, γ) 28 P反应向外泄漏,使反应流过渡到较重的核区。这个反应的速率对接下去的核合成时标和Fe-Ni区核的产生有较大影响。

图7.35粗略地显示了包括高温CNO和高温NeNa-MgAl反应链在内的rp过程的反应流^[WA81]。定性地讲,反应路径分布于质子滴线和稳定线之间。对于一个给定的中子数N,(p, γ)反应只能达到 β^+ 衰变速率超过(p, γ)反应速率的等待点核。它是对该中子数N反应流所能达到的离稳定线最近或最重的核。待它衰变成中子数为N+1的另一元素的同位素后,(p, γ)反应流才得以继续。所以,反应进程是锯齿形的。判定这些等待点核究竟在什么位置,必须知道质子滴线以内大量丰质子核的(p, γ)反应截面和 β^+ 衰变半衰期,同时还需要设定温度、密度等天体环境参数。

值得一提的是,在rp过程以及I类超新星(SN I)的Si燃烧阶段,包括许多A>40,N~Z放射性核的p和 α 俘获反应。反应流继续到并可部分超过 56 Ni,达到A=100附近。如此形成的A>60的同位素可成为r过程的种子核或p过程核。一般地说来,A>40的核的能级密度较大,用统计的Hauser-Feshbach理论计算加

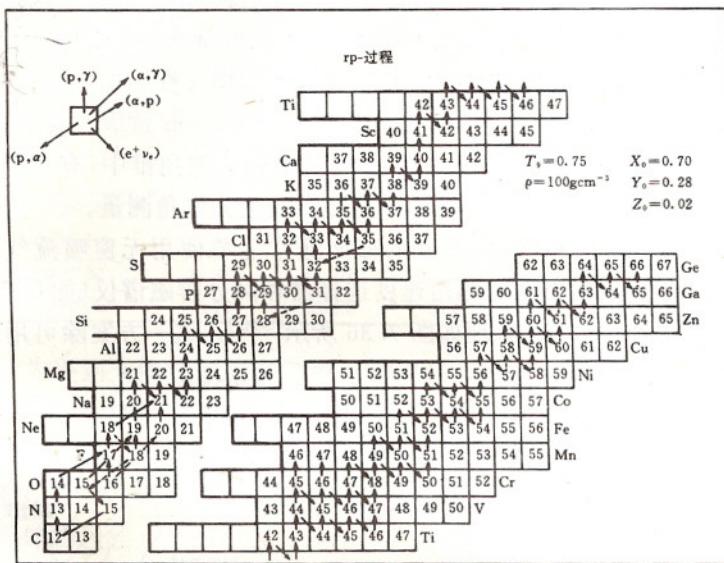


图 7.35 rp 过程的反应流。

上核反应系统学可以得到比较可靠的反应截面。不过对于远离稳定线核这种计算的可信度还有待实验的检验。

7.5.4 研究(p, γ)和(α, γ)反应的实验方法

对于 $A \leq 40$ 的轻核, 因能级密度较低, 反应截面往往由一个或少数几个态的共振决定, 统计的 Hauser-Feshbach 理论计算不能给出可靠的结果。这些核的(p, γ)、(α, γ)、(α, p)和(p, α)反应截面及其随能量的变化必须通过实验来测定。在高温和爆发性燃烧过程中起突出作用的大多是寿命短于 1 小时的放射性核, 直接测量它们的截面只能采用 RNB 轰击氢或 ^4He 气体靶的逆运动学实验方案。所需 RNB 的能量一般为 0.3 — 1.5 A MeV。由于 RNB 的流强通常在 10^6 — 10^{10} 离子/ s 之间, 比稳定束的流强低几个数量级, 直接测量的难度较大。这类实验不仅需要较多的束流时间, 同时还要求发展高效和完善的探测技术来改善效应——本底比。

与测量核天体物理感兴趣的稳定核的反应截面相比,也存在相对有利的因素,可在一定程度上缓解 RNB 强度低所带来的困难。首先,上述丰质子放射性核所参与的是高温和爆发性燃烧,感兴趣的能区在库仑势垒附近,相应的截面增至 μb — mb 量级。其次,逆运动学反应的反冲余核集中出射在一个朝前的角锥中,有利于大大提高探测效率,在不少情况下能够实现全立体角测量。

测量 (p, γ) 和 (α, γ) 反应的截面通常需要使用无窗喷流气体靶。第一种实验方案是利用速度选择器和高分辨磁谱仪(如 Q3D)来分析反冲余核,其原理如图 7.36 所示^[DO85]。这一方案除可用来

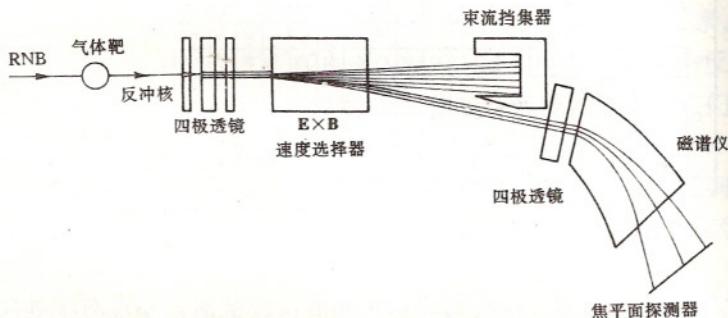


图 7.36 测量 (p, γ) 和 (α, γ) 反应截面的反冲余核方法。

确定反应的总产额外,还可同时从反冲余核的能谱定出 γ 射线的角分布。在此方案中加上束流与反冲余核的飞行时间分析有助于显著降低本底水平。图中的实验安排实质上是一个高分辨的反冲质量谱仪。

第二种实验方案是同时探测 γ 射线和反冲余核,进行符合测量^[FT85]。采用这种方案不仅能得到更完全的实验信息,而且能非常有效地降低探测反应 γ 射线的本底水平。显然,在这种方案中需要使用大立体角、高效率的阵列 γ 射线探测器。

作为一种估计,表 7.11 列出了在 RNB 的流强为 10^{10} 离子/ s 和氢气靶的厚度为 2MeV(指入射粒子的能量损失)的条件下,几个 (p, γ) 共振反应的产额^[IS91]。表中 E_γ 和 ω_γ 分别是相应于共振的

γ 射线能量和共振强度。如果采用 γ 射线和反冲余核符合测量系统^[IS91], 每小时的产额将降为表中所列数值的 18%。

表 7.11 几个(p, γ)共振反应的产额

反 应	共振能量 [MeV]	E_{RNB} [MeV]	E_γ [MeV]	ω_γ [MeV]	产额/小时
$p(^{19}\text{Ne}, \gamma)^{20}\text{Na}$	0.45	8.55	1.6	6.2	440
$p(^{31}\text{S}, \gamma)^{32}\text{Cl}$	0.59	18.29	2.2	32.0	1720
$p(^{39}\text{Ca}, \gamma)^{40}\text{Sc}$	0.36	14.04	0.9	$3.0 \cdot 10^{-3}$	0.31
$p(^{56}\text{Ni}, \gamma)^{57}\text{Cu}$	1.70	95.20	2.4	63.0	1520

为得到天体物理感兴趣的(p, γ)和(α, γ)反应的截面, 也可以采用一些间接测量方法, 尽管它们通常只能给出一部分信息。第一种间接方法是选择入射道只包含稳定核的适当反应, 通过它们布居对(p, γ)和(α, γ)反应起支配作用的能级并测定其性质。例如, 对天体物理感兴趣的能区, $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应是由在 $p-^{13}\text{N}$ 质心系中能量为 0.545 MeV 处的一个共振支配的。该共振对应于 ^{14}O 的第一激发态, 其激发能为 5.173 MeV, $J^\pi = 1^-$, 总宽度 $\Gamma = 38.1 \text{ keV}$ ^[CH85]。Fernandez 等通过 $^{12}\text{C}(^3\text{He}, n)^{14}\text{O}^*$ 反应布居该能级并得出了其辐射宽度 $\Gamma_\gamma = 2.7 \text{ eV}$ 的推荐值, 进而确定了辐射宽度对总宽度的分支比 Γ_γ / Γ ^[FF89]。这种方法通常只需要测量很少的物理量, 但可间接给出关于(p, γ)和(α, γ)反应的重要信息。

第二种间接途径是库仑(或电磁)离解方法。它利用逆过程, 即辐射俘获反应生成核在重核(例如 ^{208}Pb)库仑场虚光子作用下发生的光致离解反应 $Y(\gamma, p)X$ 和 $Y(\gamma, \alpha)X$ 及细致平衡原理来研究 $X(p, \gamma)Y$ 和 $X(\alpha, \gamma)Y$ 反应^[BA86]。有人通过 ^6Li 的库仑离解测量了 $^2\text{H}(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$ 反应的截面^[KI91]。前面提及的通过 ^8B 的库仑离解测量 $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ 反应 S_{17} 因子的实验^[MO94]是又一个实例。这种间接方法使用 50A MeV 以上的中能核束打高 Z 靶, 反应截面较大, 相应降低了对束流强度的要求。这一优点在使用 RNB 的情况下是非常重要的。此外, 同直接测量相比, 这种方法通常能提供更接近天体物理感兴趣能区的截面。虽然实验上初步显示了它的可行性, 但

还需要进一步解决如何无歧义地鉴别纯库仑相互作用产物的问题。此外,由于需在前角区做感兴趣离解产物的符合测量,即使探测系统有非常好的角分辨能力,两碎块相对能量的测量误差也是相当大的。核束能量越高,相对能量标定误差越大。在理论方面,首先需深入研究虚光子谱 E2 成分对测量结果的干扰。在 (p, γ) 和 (α, γ) 反应中 E2 成分是可忽略的。其次应仔细估计三体效应(库仑后加速)对碎块相对能量标定的影响。

利用转移反应和渐近归一化系数确定 (p, γ) 和 (α, γ) 反应的天体物理 S 因子是第三种应用前景良好的间接方法^{[XU94], [MU95]}。对于库仑势垒附近能区和末态核结合能较小的情况, (p, γ) 和 (α, γ) 反应多半是周边碰撞过程, 其天体物理 S 因子的总归一化完全由末态和初态粒子束缚态波函数的重叠函数的渐近归一化系数(ANC)决定。如果利用反应机制也是周边碰撞过程的经典转移反应, 那么从中导出的 ANC 可以完全确定上述 (p, γ) 和 (α, γ) 周边反应的天体物理 S 因子。由于转移反应的截面较大, 此方法对 RNB 流强的要求不高。其主要优点在于能直接确定零能量 S 因子的绝对值。这种方法已实际用于 $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ 反应 $S_{17}(0)$ 因子的确定^[LI96]。尽管它的可靠性还有待进一步实验的检验, 但作为一个研究天体物理 (p, γ) 和 (α, γ) 反应的新手段无疑是值得重视的。

上述三种间接测量方法均有一定的局限性, 只能作为直接测量的补充手段。对于关键的反应, 需要利用各种可能的方法进行测量, 以便做交叉检验。

7.5.5 比铁重的元素的合成

1. 短引

太阳系中铁峰以上核素的丰度分布示于图 7.37^[RO88]。可以清楚地看出, 各标记为(s)的窄峰及其左侧质量数相差 4—10 处标记为(r)的宽峰与 $N=50, 82$ 和 126 的中子闭壳密切相关。由于 $A > 70$ 的重核的比结合能随 A 增大而减小, 同时库仑势垒随 Z 增大而升高, 它们不大可能是通过带电粒子引起的聚变反应生成的。恒

星中合成这些重核的主要核反应机制是中子俘获过程。

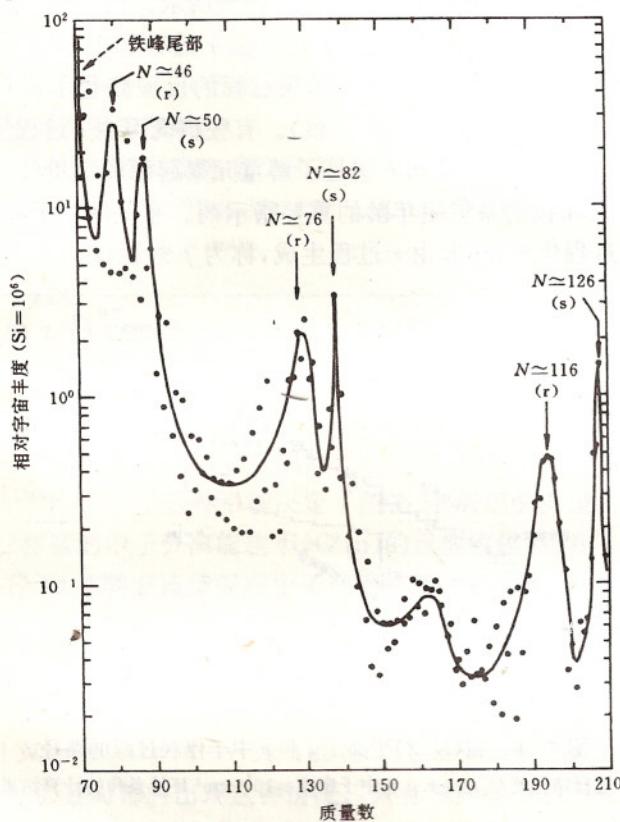


图 7.37 太阳系中 $A > 70$ 重核的相对丰度分布。

观测到的丰度分布可用两种中子俘获过程, 即 s (慢)过程和 r (快)过程来解释。这两种过程是按照中子俘获和 β 衰变的相对时标来区分的。若以 τ_n 表示一个核相继俘获两个中子的平均时间间隔, τ_β 表示该种核相对于 β 衰变的平均寿命, 则 $\tau_n \gg \tau_\beta$ 为 s 过程, $\tau_n \ll \tau_\beta$ 为 r 过程。

s 过程发生在中子密度较低的恒星环境中(如红巨星内部), τ_n 在 $10-10^3$ 年之间。在这种慢过程中, 俘获了一个中子的核在进行

下一次俘获之前有足够长的时间发生 β 衰变。因此，其反应路径和产物(*s*核)靠近稳定线，如图 7.38^[RO88]所示。在高中子密度和高温的天体环境中，对大多数核素 $\tau_n \ll \tau_\beta$ ，*r* 过程起主导作用。这种从 Fe 种子核开始的快速中子俘获过程的反应路径远离稳定线。最终生成大多数丰中子重核(*r*核)。有些核既可由 *s* 过程生成，也可由 *r* 过程生成。*s*核和*r*核是了解重元素起源的宝贵线索，也是确定宇宙和银河系星团年龄的重要指示剂。有些缺中子稳定核既非由 *s* 过程生成，亦非由 *r* 过程生成，称为 *p* 过程核。

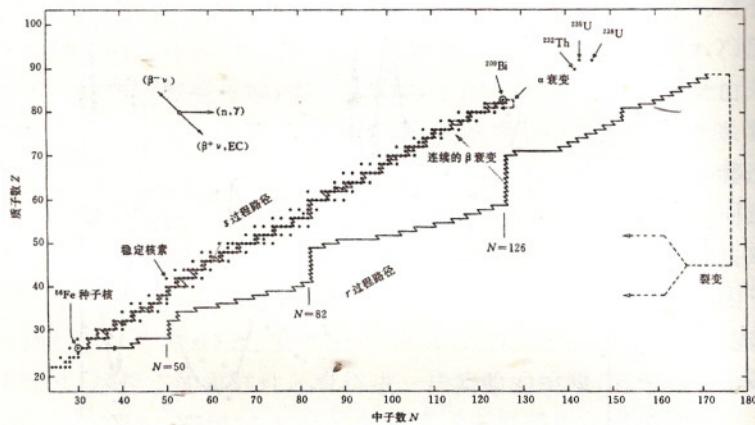


图 7.38 在(*N*, *Z*)平面上 *s* 和 *r* 中子俘获过程的路径。
r 过程路径是对 $T_g = 1.0$ 和中子密度 $= 10^{24}/\text{cm}^3$ 环境条件的计算结果。

2. *s* 过程

深入了解 *s* 过程需要高精度的中子俘获截面数据^[KA89]。目前，虽然有关稳定核素的中子俘获截面的测量精度已达到好于 4%，但靠近稳定线的放射性核的中子俘获截面还几乎是一片空白。统计理论计算的典型不确定性为 20%—30%，不能满足精确分析 *s* 过程的需要。测量这些寿命较长的放射性核素的(*n*, γ)反应截面可以采用放射性靶方法。具体步骤是先将 RNB 注入 C 或 Ni 膜形成放射性靶，再用中子照射，通过在线或离线测量确定(*n*, γ)反应截面。对半衰期超过一天的核素，假定其 RNB 流强为 10^9 离子/ s ，

注入一天可得到厚度约 10^{13} — 10^{14} 原子/ cm^2 的放射性靶。由于中子源的强度受到限制, 放射性靶的厚度至少应达到这一水平。为采用活化分析方法离线测量(n, γ)反应截面, 放射性靶和反应产物应满足 $T_{1/2}(\text{靶}) > T_{1/2}(\text{产物})$ 和 $E_\gamma(\text{靶}) < E_\gamma(\text{产物})$ 两个条件, 以便鉴别靶和产物的放射性。

对研究 s 过程有重要意义的是下列放射性核素的(n, γ)反应截面: ^{79}Se , ^{85}Kr , ^{95}Zr , ^{107}Pd , ^{141}Ce , ^{151}Sm , ^{169}Er , ^{170}Tm , ^{175}Yb , ^{186}Re , ^{193}Pt 和 ^{204}Tl 的激发态^[MA90d]。

3. r 过程

从图 7.37 可以看出, 太阳系 r 过程核素丰度分布的峰值出现在 $A \approx 80, 130$ 和 195 处。这些峰可从两种不同图象的 r 过程产生。在中子密度和温度非常高(例如中子密度 $\geq 10^{20}/\text{cm}^3$ 和 $T_9 \geq 1$)的环境中, 中子俘获如此之快, 以致(n, γ)和(γ, n)反应达到平衡^{[MA85], [MA90c], [CO91]}。这种平衡决定了图 7.38 所示的典型 r 过程反应路径。核素的中子分离能越小, (γ, n)的反应率越高。在 r 过程的反应路径上, 随着连续俘获中子产物核的中子分离能不断下降。在紧接着中子闭壳核的下一个同位素处, 下降得特别显著。因此, 大多数比中子闭壳核多一个中子的核将被光致分裂, 回复为中子闭壳核。连续俘获中子的过程在中子闭壳核处暂时中断。当 r 过程进行到 $N = 50$ ($A \approx 76$ — 82), 82 ($A \approx 128$ — 132) 和 126 ($A \approx 190$ — 196) 处时都将出现这种情况。只有等这些中子闭壳核发生 β 衰变, 转变为 $N = 49, 81$ 和 125 , Z 增加 1 的下一个元素的同位素后, 才能再俘获一个中子, 继而又发生 β 衰变。这一过程的多次反复, 使 r 过程路径不断沿 Z 垂直上升, 一直持续到中子闭壳核俘获一个中子形成的同位素具有足够大的中子分离能时, 连续俘获中子的过程才得以继续。这些相继发生 β 衰变的中子闭壳核是 r 过程反应路径上的等待点。从铁到锕系元素的核合成时标很可能取决于 ^{80}Zn , ^{130}Cd , ^{196}Tm 以及比它们少几个质子的若干等待点核的 β 衰变半衰期。

在上述这种(n, γ)和(γ, n)反应达到平衡的条件下, 对每种被

涉及的元素, r 过程都产生一个相对的同位素丰度分布, 其峰值出现在 $N=50, 82$ 和 126 的中子闭壳核处。

β 延迟裂变和中子诱发裂变决定 r 过程反应路径的终点。由于对远离稳定线核的质量和裂变势垒的预言存在不确定性, 关于 r 过程中产生的最重核的质量数有不同的理论估计。粗略地说, 最大的质量数为 270 左右。

中子密度是时间的函数。当中子密度下降到一定程度时, τ_n 将接近和大于 τ_β , r 过程随之停止。沿 r 过程反应路径上的不稳定同位素纷纷向稳定线方向衰变。它们的衰变模式将影响同位素丰度沿稳定线的最后分布。因此, 研究靠近 r 过程反应路径的各种同位素的 β 延迟中子发射几率是非常重要的^[KR88]。这些同位素包括 ^{76}Co , $^{76,77,78}\text{Ni}$, $^{77,78,79}\text{Cu}$, ^{80}Zn , ^{127}Pd , ^{128}Pd , ^{129}Ag 等和 $N \approx 126, A \approx 195$ 区的有关核^[MA90d]。

当中子密度和温度相对较低, 不足以达到 (n, γ) 和 (γ, n) 反应的平衡时, 出现另一种图象的 r 过程^[MA85]。在这种情况下, r 过程可看作为一系列中子俘获和 β 衰变。其实际反应路径和丰度分布决定于两者之间的竞争。因此, 确定 r 过程可能的反应路径附近的核素的中子俘获截面和 β 衰变半衰期是非常必要的。^{82,83,84,85}Se, $^{81,82,83}\text{Ge}$, $^{80,81,82}\text{Ga}$, $^{131,132,133,134}\text{Sn}$, $^{130,131,132}\text{In}$ 等和 $N \approx 126, A \approx 195$ 区有关中子闭壳附近核的 (n, γ) 反应截面特别重要^[MA90d], 需要通过实验来确定。 β 衰变半衰期需要精确测定的同位素是 ^{77}Co , ^{78}Ni , ^{79}Cu , ^{127}Rh , ^{128}Pd 和 ^{129}Ag 等^[MA90d]。

直接测量短寿命放射性核的 (n, γ) 反应截面是不可能的。前面已经提到, 使用 RNB 和 $(\text{CD}_2)_n$ 靶, 通过逆运动学的 (d, p) 反应可间接研究短寿命核的 (n, γ) 反应。这种间接方法能定出分析中子俘获过程所需要的约化中子宽度。 γ 宽度和 (n, γ) 反应的共振强度可利用逆运动学的 $(d, p\gamma)$ 反应和符合测量来确定。通过 (d, p) 反应测量中子转移到中子分离能接近零的激发态的几率将提供有助于进一步了解 r 过程路径和时标的新信息。

测量对研究 r 过程有重要意义的远离稳定线丰中子核的质

量、寿命、衰变模式和能级密度可以利用在同位素分离器上发展起来的经典实验核谱学技术。RNB 的流强只要达到 10^3 离子/s 就可满足这些实验的要求。

4. p 过程

许多 $A \approx 60$ 到 200 的元素的轻稳定同位素被其不稳定的同量异位素隔离在 s 和 r 核合成过程之外。这些缺中子的稳定同位素称为 p 过程核。图 7.39 显示了其中的一部分^[RO88]。它们的丰度按质量数的分布与 s 核和 r 核的该分布相似，但丰度值却小了 100—1000 倍。前面曾讲过，部分 $A < 100$ 的 p 过程核可用超新星爆发中的 α 或 p 俘获过程来解释。但对于更重的 p 过程核的合成机制和宇宙场所还缺乏了解。

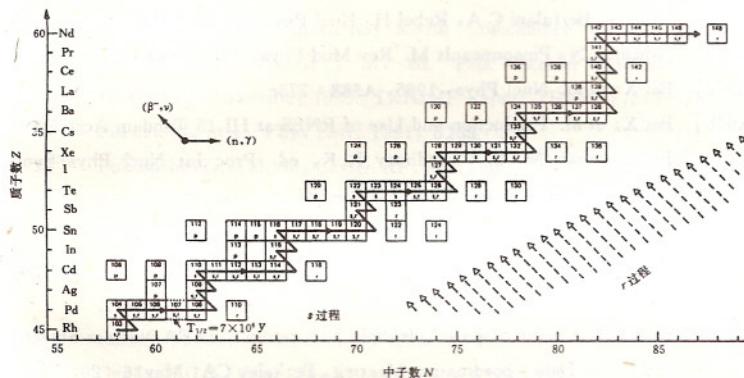


图 7.39 p 过程产生的缺中子稳定核的一部分。

产生 p 过程核的可能反应有 (p, γ) , (p, n) 和 (γ, n) 等。测量这些反应的截面将为澄清 p 过程核的合成机制和环境提供重要的信息。可能产生 p 过程核的 (p, γ) 和 (p, n) 反应的入射道大多包含缺中子放射性核，研究这些反应需要利用相应的 RNB。以 ^{124}Xe 为例，它可通过 $^{123}\text{I}(p, \gamma)^{124}\text{Xe}$ 和 $^{124}\text{I}(p, n)^{124}\text{Xe}$ 反应生成。利用 ^{123}I 和 ^{124}I 的 RNB 可测量这两个反应的截面。

参考文献

- [AL87] Alcock C, Fuller G M, Mathews G J. *Astrophys J*, 1987, **V320** : 439
- [AL91] Alhassid Y, Whelan N. *Phys Rev Lett*, 1991, **V67** : 816
- [AN95] Concept for an Advanced Exotic Beam Facility Based on ATLAS. Argonne National Laboratory, 1995
- [AP88] Applegate J H, Hogan C J, Scherrer R J. *Astrophys J*, 1988, **V329** : 572
- [AR93] Artukh A G, et al. The COMBAS Projectile Fragment-Separator. Present and Future. In: Morrissey D J, ed. *Proc 3rd Int Conf on Radioactive Nuclear Beams*. East Lansing(Michigan) : Editions Frontieres, 1993, 45—48
- [AS92] Asahi K, et al. *Hyperfine Interactions*, 1992, **V75** : 101
- [BA86] Baur G, Bertulani C A, Rebel H. *Nucl Phys*, 1986, **A458** : 188
- [BA92] Bahcall J N, Pinsonneault M. *Rev Mod Phys*, 1992, **V64** : 885
- [BA95a] Bai X, et al. *Nucl Phys*, 1995, **A588** : 273c
- [BA95b] Bai X, et al. Production and Use of RNBS at HI-13 Tandem Accelerator. In: Eswaran M A, Choudhury R K, ed. *Proc Int Nucl Phys Symp*. Bombay: Perfect Prints, 1996. 513—527
- [BE89] Bertsch G F, Brown B A, Sagawa H. *Phys Rev*, 1989, **C39** : 1154
- [BE91] Becchetti F D, et al. *Nucl Instrum Methods in Phys Res*, 1991, **B56/57** : 554
- [BE94] Radioactive Beam Science. (IsoSpin Laboratory). IAEA Nuclear Structure and Decay Data Coordination Meeting. Berkeley CA: May16—20, 1994.
- [BL72] Black D C, *Geoch Cosmoch Acta*, 1972, **V36** : 347
- [BO88] Bohigas O, Weidenmuller H A. *Ann Rev Nucl Part Sci*, 1988, **V38** : 421
- [BO92] Boyd R N, et al. *Phys Rev Lett*, 1992, **V68** : 1283
- [BO93] Boyd R N. *Phys Rep*, 1993, **V227** : 57
- [CA93] Casten R F. *Nucl Phys*, 1993, **A557** : 675c
- [CH85] Chupp T E, et al. *Phys. Rev.* 1985, **C31** : 1023
- [CO91] Cowan J J, Thielemann F K, Truran J W. *Phys Rep*, 1991, **V208** : 267
- [CO95a] Colo G, et al. *Phys Rev*, 1995, **C52** : R1175
- [CO95b] Coszach R, et al. *Phys Lett*, 1995, **B353** : 184
- [DA93] D'Auria J M. Research with Radioactive Beams at TRIUMF: Present and Future Studies. In: Morrissey D J, ed. *Proc 3rd Int Conf on Radioactive*

- Nuclear Beams. East Lansing (Michigan): Editions Frontieres, 1993.
69—73
- [DA94a] Dasso C H, Vitturi A. Phys Rev, 1994, **C50** : R12
- [DA94b] Dasso C H, et al. Phys Rev Lett, 1994, **V73** : 1907
- [DE91] Decrock P, et al. Phys Rev Lett, 1991, **V67** : 808
- [DO85] Donoghue T R, Rinckel T C, Rolfs C E. Recoil Spectrometers for Radioactive Ion Beam Initiated Radiative Capture. In: Buchmann L, D'Auria J M, ed. Proc Acceler Radioactive Beams Workshop. Parksville; 1985. TRIUMF Report TRI-85-1, 204—274
- [DU86] Dufour J P, et al. Nucl Instrum Methods in Phys Res, 1986, **A248** : 267
- [ER66] Ericson T, Mayer-Kuckuk T. Ann Rev Nucl Sci, 1966, **V16** : 183
- [FE89] Fernandez P B, Adelberger E G, Garcia A. Phys Rev, 1989, **C40** : 1887
- [FI83] Filippone B W, et al. Phys Rev Lett, 1983, **V50** : 412; Phys Rev, 1983, **C28** : 2222
- [FI85] Filippone B W. Gamma-Ray/Recoil Coincidence Measurements. In: Buchmann L, D'Auria J M, ed. Proc Acceler Radioactive Beams Workshop. Parksville; 1985. TRIUMF Report TRI-85-1, 275—282
- [FU91] Fukuda M, et al. Phys Lett, 1991, **B268** : 339
- [FU93] Fukunishi N, et al. In: Casten RF, et al, ed. Phys Rev, 1993, **C48** : 1648
- [GA88] Garrett J D, et al. In: Casten RF, et al, ed. Contemporary Topics in Nucl Struct Phys. World Scientific 1988. 699
- [GA91] Garrett J D, Olsen D K, ed. Phys with Radioactive Beams at the Holifield Heavy Ion Research Facility. Oak Ridge National Laboratory; 1991.
- [GA93] Garrett J D, et al. Nucl Phys, 1993, **A557** : 701c
- [GA95] Gagliardi C A, et al. Nucl Phys, 1995, **A588** : 327c
- [GE92] Geissel H, et al. Nucl Instrum Methods in Phys Res, 1992, **B70** : 286
- [GU95a] Guglielmetti A, et al. Nucl Phys, 1995, **A583** : 867
- [GU95b] GuX, et al. Phys Lett, 1995, **B343** : 31
- [HA82] Haq R V, et al. Phys Rev Lett, 1982, **V48** : 1086
- [HA83] Haight R C, et al. Nucl Instrum Methods, 1983, **V212** : 245
- [HA85] Haight R C, et al. Nucl Instrum Methods in Phys Res, 1985, **B10/11** : 361
- [HA90] Hardy J C, et al. Nucl Phys, 1990, **A509** : 429
- [HA96] Haustein P E. Application of ISOL-Type Radioactive Beams in the Physical, Biomedical and Environmental Sciences. To be published in a special issue of Nucl Phys A

- [HE76] Heckman H H, Lindstrom P J. Phys Rev Lett, 1976, **V37** : 56
- [HI88] Hill J, et al. Phys Rev Lett, 1988, **V60** : 999
- [HI91] Hirata D, et al. Phys Rev, 1991, **C44** : 1467
- [HU81] Hufner J, Nemes M C. Phys Rev, 1981, **C23** : 2538
- [HU95] Hussein M S, et al. Nucl Phys, 1995, **A588** : 85c
- [IE93] Ieki K, et al. Phys Rev Lett, 1993, **V70** : 730
- [IG79] Igo G, et al. Phys Lett, 1979, **B81** : 151
- [IK92] Ikeda K. Nucl Phys, 1992, **A538** : 355c
- [IS91] Research Opportunities with Radioactive Nuclear Beams. IsoSpin Laboratory. North American Steering Committee for the IsoSpin Laboratory. Report LALP-91-51, 1991
- [IS96] IsoSpin Laboratory. ISL Newsletter, 1996, No. 6
- [JH95] Japanese Hadron Project (JHP), Institute for Nuclear Study, Univ. of Tokyo, Dec. 14, 1995
- [JO91] Joubert A, et al. The SISSI Project: An Intense Secondary Ion Source Using Superconducting Solenoid Lenses. In: Conference Record of the IEEE Particle Accelerator. Lawrence Berkeley Laboratory and Stanford Linear Accelerator Center, May 1991, San Francisco: Publishing Services IEEE. 594—597
- [KA69] Kavanagh R W, et al. Bull Am Phys Soc, 1969, **V14** : 1209
- [KA89] Kappeler F, Beer H, Wisshak K. Rep Prog Phys, 1989, **V52** : 945
- [KA90a] Kajino T, Boyd R N. Astrophys J, 1990, **V359** : 267
- [KA90b] Kajino T, Mathews G J, Fuller G M. Astrophys J, 1990, **V364** : 7
- [KA93] Katayama I, et al. Radioactive Ion Beam Facility at INS. In: Morrissey D J, ed. Proc 3rd Int Conf on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing (Michigan): Editions Frontieres, 1993. 87—91
- [KE93] Kelley J H, et al. The Parallel Momentum Distribution of ^{10}Be Fragments from the Breakup of ^{11}Be . In: Morrissey D J, ed. Proc. 3rd Int Conf on Radioactive Nuclear Beams. East Lansing (Michigan): Editions Frontieres, 1993. 345—349
- [KI91] Kiener J, et al. Phys Rev, 1991, **C44** : 2195
- [KO87] Kox S, et al. Phys Rev, 1987, **C35** : 1678
- [KO88] Kobayashi T, et al. Phys Rev Lett, 1988, **V60** : 2599
- [KO89a] Kolata J J, et al. Nucl Instrum Methods in Phys Res, 1989, **B40/41** : 503
- [KO89b] Kobayashi T, et al. Phys Lett, 1989, **B232** : 51
- [KO92a] Kobayashi T, et al. Nucl Phys, 1992, **A538** : 343c

- [KO92b] Kolata J J, et al. Phys Rev Lett, 1992, **V69** : 2631
- [KR88] Kratz K L, et al. J Phys, 1988, **G14** : S331
- [KR91] Krasznahorkay A, et al. Phys Rev Lett, 1991, **V66** : 1287
- [KR94] Kraus G, et al. Phys Rev Lett, 1994, **V73** : 1773
- [KU92] Kubo T, et al. Nucl Instrum Methods in Phys Res, 1992, **B70** : 309
- [LE93] Lewitowicz M, et al. Nucl Phys, 1993, **A562** : 301
- [LE95] Lewitowicz M, et al. Nucl Phys, 1995, **A588** : 197c
- [LI96] Liu W P, et al. Phys Rev Lett, 1996, **V77** : 611
- [LO93] Loiselet M, et al. Aspects of the Louvain-la-Neuve Results and Projects. In: Morrissey D J, ed. Proc 3rd Int Conf on Radioactive Nuclear Beams. East Lansing (Michigan) : Editions Frontieres, 1993. 179—185
- [MA82] Mahoney W A, et al. Astrophys J, 1982, **V262** : 742
- [MA85] Mathews G J, Ward R A. Rep Prog Phys, 1985, **V48** : 1371
- [MA90a] Mathews G J, Alcock C, Fuller G M. Astrophys J, 1990, **V349** : 449
- [MA90b] Mathews G J, et al. Astrophys J, 1990, **V358** : 36
- [MA90c] Mathews G J, Cowan J J. Nature, 1990, **V345** : 491
- [MA90d] Mathews G J. Prospects for Nuclear Astrophysics with Intense Radioactive Ion Beams. In: McClelland J B, Vieira D J, ed. Proc Workshop on the Science of Intense Radioactive Ion Beams. Los Alamos National Laboratory: Report LA-11964-C (Conference), 1990. 213-230
- [ME86] Mercier M, et al. Phys Rev, 1986, **C33** : 1655
- [MI84] Mignerey A C, Griffin J J, Breuer H. Nucleon Exchange Studies with Beams far from Stability. In: Nitschke J M, ed. Proc Workshop on Prospect for Research with Radioactive Beam from Heavy Ion Accelerator. LBL Report 18187(1984), 80—91
- [MI88] Mittig W, et al. One, Two, Three: Three Steps in the Exploration of the Properties of Exotic Nuclei at GANIL. In: Ishihara M, Yamaji S, ed. Proc RIKEN-IN2P3 Symp on Heavy Ion Collisions. Shimoda (Japan) : Mori Printing Co, 1988. 70—81
- [MI92] Minamisono T, et al. Phys Rev Lett, 1992, **V69** : 2058
- [MO92] Moon C B, et al. Phys Lett, 1992, **B297** : 39
- [MO93] Mottelson B R. Nucl Phys, 1993, **A557** : 717c
- [MO94] Motobayashi T, et al. Phys Rev Lett, 1994, **V73** : 2680
- [MO96] Morrissey D J. The Coupled Cyclotron Project at the NSCL. To be published in a special issue of Nucl Phys A
- [MU90] Mueller A C, et al. Nucl Instrum Methods in Phys Res, 1990, **B56/57** :

559

- [MU95] Mukhamedzhanov A M, Anne R. Book of Abstr for Int Nucl Phys Conf, Aug. 21—26, 1995, Beijing. 8—11
- [NA91] Nagarajan M A, Vary J P. Phys Rev, 1991, **C43** : 281
- [NA94] Nakamura T, et al. Phys Lett, 1994, **B331** : 296
- [NO92] Nomura T. Nucl Instrum Methods in Phys Res, 1992, **B70** : 407
- [NO93] Nomura T. Nucl. Phys, 1993, **A557** : 691c
- [NU93] European Radioactive Beam Facilities. Statement by Nuclear Physics European Collaboration Committee, Report By Study Group, May 1993
- [OB96] Obuti M M, et al. Interaction Cross Section and Radius of the ${}^8\text{B}$ Nucleus. Report RIKEN-AF-NP-227, 1996
- [OG92] Ogawa Y, Yabana K, Suzuki Y. Nucl Phys, 1992, **A543** : 722
- [OL81] Olsen D, et al. Phys Rev, 1981, **C24** : 1529
- [OR92] Orr N A, et al. Phys Rev Lett. 1992, **V69** : 2050
- [OR93] Orr N A, et al. Fragment Momentum Distributions from the Breakup of Halo Nuclei. In: Morrissey D J, ed. Proc 3rd Int Conf on Radioactive Nuclear Beams. East Lansing (Michigan): Editions Frontieres, 1993. 389—393
- [OS94] Ostrowski A N, et al. Phys Lett, 1994, **B338** : 13
- [OT94] Otsuka T, et al. Phys Rev, 1994, **C49** : R2289
- [PA68] Parker P D. Astrophys J, 1968, **V153** : L85
- [PA90] Paradellis T, et al. Phys Z, 1990, **A337** : 211
- [PA94] Page R D, et al. Phys Rev Lett. 1994, **V73** : 3066
- [PO89] Poenaru D N, Ivascu M S. Particle Emission from Nuclei(Vol 2). Florida: Publ C R C Press, 1989. 127
- [RA87] Raman S, et al. Atomic Data and Nucl Data Tables, 1987, **V36** : 1
- [RA91] Raman S, et al. Phys Rev, 1991, **C43** : 521
- [RI93] Riisager K. Reaction Experiments with Neutron Rich Nuclei. In: Morrissey D J, ed. Proc 3rd Int Conf on Radioactive Nuclear Beams. East Lansing(Michigan): Editions Frontieres, 1993. 281—289
- [RI94] Basic Science in RI Beam Factory. RIKEN (The Institute of Physical and Chemical Research), Aug. 1994
- [RO88] Rolfs C E, Rodney W S. Cauldrons in the Cosmos(the Univ. of Chicago Press, 1988, Chicago)
- [SA87] Satchler G R, et al. Ann Phys, 1987, **V178** : 110
- [SA90] Sawicki J A. Applications of Radioactive Ion Beams in Materials Science.

- In: McClelland J B, Vieira D J, ed. Proc Workshop on the Science of Intense Radioactive Ion Beams. Los Alamos: Report LA-11964-C (Conference), 1990, 231—259
- [SA91] Satchler G R, et al. Nucl Phys, 1991, **A522** : 621
- [SC77] Schramm D N, Wagoner R V. Ann Rev Nucl Sci, 1977, **V27** : 37
- [SC87] Schmidt K H, et al. Nucl Instrum Methods in Phys. Res., 1987, **A260** : 287
- [SC91] Schmidt K H, Morawek W. Rep Prog Phys, 1991, **V54** : 949
- [SC95a] Schwab W, et al. Z Phys, 1995, **A350** : 283
- [SC95b] Schneider R, et al. Nucl Phys, 1995, **A588** : 191c
- [SH90] Sherrill B M, et al. The NSCL Radioactive Beam Facility. In: Myers W D, et al, ed. Proc 1st Int Conf on Radioactive Nuclear Beams. Berkeley: World Scientific Pub, 1990. 72—81
- [SH92] Sherrill B M, et al. Nucl Instrum Methods in Phys Res, 1992, **B70** : 298
- [SH95] Shimoura S, et al. Phys Lett, 1995, **B348** : 29
- [SI93] Siemssen R H. Prospective Radioactive Beam Facilities. In: Morrissey D J, ed. Proc 3rd Int Conf on Radioactive Nuclear Beams. East Lansing (Michigan): Editions Frontieres, 1993. 17—30
- [SU93] Suzuki Y, Yabana K, Ogawa Y. Phys Rev, 1993, **C47** : 1317
- [SU94] 孙祖训等. 北京放射性核束装置建议书, 中国原子能科学研究院, 1994
- [SU95] Suzuki Y, et al. Nucl Phys, 1995, **A588** : 15c
- [TA85a] Tanihata I, et al. Phys Lett, 1985, **B160** : 380
- [TA85b] Tanihata I, et al. Phys Rev Lett, 1985, **V55** : 2676
- [TA88a] Tanihata I, et al. Phys Lett, 1988, **B206** : 592
- [TA88b] Tanihata I. Nucl Phys, 1988, **A478** : 795c
- [TA88c] Tanihata I. Nuclear Studies with Secondary Radioactive Beams. Report RIKEN-AF-NP-67, 1988
- [TA89] Tanihata I. On the Possible Use of Secondary Radioactive Beams. In: Bromley D A, ed. Treatise on Heavy Ion Science (Vo18). New York: Plenum Press, 1989. 443—514
- [TA92a] Tanihata I, et al. Phys Lett, 1992, **B289** : 261
- [TA92b] Tanihata I, et al. Phys Lett, 1992, **B287** : 307
- [TA93] Takigawa N, Kuratani M, Sagawa H. Phys Rev, 1993, **C47** : R2470
- [TA95a] Tanihata I. Nucl Phys, 1995, **A588** : 253c
- [TA95b] Tanihata I. Nuclear Structure Studies from Reaction Induced by Radioactive Nuclear Beams. In: Faessler A, ed. Progress in Part and Nucl

- Phys(Vol 35). Oxford: Pergamon, 1995. 505—573
- [TA96a] Tanihata I. Recent Studies with Radioactive Beams at RIKEN. Report RIKEN-AF-NP-219, 1996
- [TA96b] Tanihata I. RI Beam Factory Project. Report RIKEN-AF-NP-229, 1996
- [TE89] Terasawa N, Sato K. Prog Theor Phys, 1989, **V81**: 254
- [TR89] Tribble R E, et al. Nucl Instrum Methods in Phys Res, 1989, **A285**: 441
- [VA70] Vaughn F J, et al. Phys Rev, 1970, **C2**: 1657
- [VA84] Vary J P, Nagarajan M A. Resonant Charge Exchange Effects Between Mirror Nuclei. In: Nitschke J M, ed. Proc Workshop on Prospect for Research with Radioactive Beam from Heavy Ion Accelerators. Washington D C: Report LBL-18187, 1984, 113—122
- [VI95] Villari A C C, et al. Nucl Phys, 1995, **A588**: 267c
- [WA81] Wallace R K, Woosley S E. Astrophys J Suppl, 1981, **V45**: 389
- [WA91] Walker T G. Nucl Instrum Methods in Phys Res, 1991, **B56/57**: 521
- [WE79] Westfall G D, et al. Phys Rev Lett, 1979, **V43**: 1859
- [WH80] Whitten Jr C A. Nucl Phys, 1980, **A335**: 419
- [WI58] Wigner E P. Ann Math, 1958, **V67**: 325
- [WI89] Wiescher M, et al. Astrophys J, 1989, **V343**: 352
- [WL94] 魏宝文, 罗亦孝等. 兰州重离子加速器冷却储存环(HIRFL-CSR)项目建议书, 1994年12月
- [XU94] Xu H M, et al. Phys Rev Lett, 1994, **V73**: 2027
- [YA92] Yamaya T et al. Nucl Instrum Methods in Phys Res, 1992, **B70**: 374
- [YO95] Yoshida A, et al. Nucl Phys, 1995, **A588**: 109c

责任编辑 戴雪文

物理学前沿丛书

原子核物理进展

丁大钊

陈永寿 编著

张焕乔

上海科学技术出版社出版、发行

(上海瑞金二路 450 号)

南京理工大学激光照排公司照排

新华书店上海发行所经销 常熟市第六印刷厂印刷

开本 850×1168 1/32 印张 18.75 插页 4 字数 493,000

1997 年 5 月第 1 版 1997 年 5 月第 1 次印刷

印数 1—1,200

ISBN 7-5323-4400-2/O · 208

定价：38.60 元

A FRONTIER SERIES IN PHYSICS



*PROGRESS
OF NUCLEAR PHYSICS*

Ding Dazhao

Chen Yongshou

Zhang Huanqiao

SHANGHAI

SCIENTIFIC & TECHNICAL
PUBLISHERS

封面设计 卜允台

ISBN 7-5323-4400-2

9 787532 344000 >

定价： 38.60 元