



北京大学

## 博士研究生学位论文

题目：丰中子区 Se 同位素集体运动  
演化的研究

姓 名：陈嗣栋

学 号：1301110098

院 系：物理学院

专 业：粒子物理与原子核物理专业

研究方向：放射性核素物理方向

导 师：叶沿林

合作导师：Pieter Doornenbal, Hiroyoshi Sakurai

二〇一八年六月



## 版权声明

任何收存和保管本论文各种版本的单位和个人，未经本论文作者同意，不得将本论文转借他人，亦不得随意复制、抄录、拍照或以其他方式传播。否则一旦引起有碍作者著作权之问题，将可能承担法律责任。





## 摘要

原子核是由质子和中子组成的复杂的量子多体系统，对其结构和性质的认识通常需要借助于特定的原子核模型。壳模型和集体模型是研究原子核最基本的两个模型，其中壳模型很好地描述了幻数附近球形核的性质，集体模型则主要用于描述远离幻数的形变核的激发。

幻数对应于壳模型中闭壳的位置，在原子核的研究中具有非常重要的意义。传统的幻数通过对稳定线附近原子核的观察得到，在很长的时间内被认为在整个核素图中不发生变化。近年来使用放射性核束的实验发现，在远离稳定线的奇异核区域，例如非常丰中子的核区， $N = 8, 20$  这些传统的幻数可能不再保持其幻数的性质，而  $N = 16, 34$  的新幻数会出现。研究原子核壳结构在远离稳定线区域的演化是当前核物理研究的热点之一。

一般情况下，当原子核远离闭壳时，形变会逐渐增大，转动集体运动模式更容易被激发。但在核素图中也存在一些区域，当原子核中核子的数量发生微小改变时，核的形状和激发模式发生剧烈的变化，通常会伴随出现形状共存和形状相变等现象。发现和理解这些现象是原子核实验和理论研究的重要任务之一。

偶偶核低激发态能级的测量被认为是反映原子核结构和运动性质的有效实验手段。第一激发态  $2_1^+$  的能级位置能够可靠地反映出壳结构的位置，结合  $R_{4/2}$  的比值则能很好地反映原子核集体运动的情况。

丰中子  $N = 60$  附近的核区有着丰富的壳演化和集体运动激发的现象。其中比较典型的是 Zr 在  $N = 56$  处出现亚壳，而在与其相邻的更轻或更重的同位素链中都没有观察到这个亚壳的存在。此前的实验显示，在更轻的 Se 同位素链中可能也存在  $N = 56$  的亚壳，但缺少实验信息检验其正确性。此外，在  $N = 60$  处 Zr 和 Sr 出现从微小形变到大形变基态形状的突变，而 Kr 则截然不同，表现出形变缓慢增大的趋势。自然而然的，人们会希望了解比之更轻的 Se 在这一区域的演化。然而，由于实验条件的限制，目前已知的 Se 能级信息只到  $N = 52$ ，仍远远不及  $N = 60$  的形状突变区域。近年来放射性核束实验的发展为研究更加远离稳定线的奇异核提供了机会。

本论文的工作在日本理化学研究所的 RIBF 设施上完成，使用  $^{238}\text{U}$  的弹核碎裂反应产生丰中子 Se, Br 等的放射性束流，再利用放射性束流在质子靶上的核子敲出反应得到处于激发态的  $^{88,90,92,94}\text{Se}$  原子核，通过在束  $\gamma$  谱学的方法测量 Se 激发态退激时发射的  $\gamma$ 。根据测量得到的  $\gamma$  能量和强度的信息，结合  $\gamma$ - $\gamma$  符合分析，构建 Se 的低激发能级纲图。

实验成功得到了 $^{88,90,92,94}\text{Se}$ 的 $2_1^+$ ,  $4_1^+$ 和 $2_2^+$ 激发态的能量。通过系统学的比较发现, Se中没有存在 $N = 56$ 亚壳的证据, Se在 $N = 60$ 处的演化也与Kr类似,表现出形变缓慢增加的趋势。此外,实验中测量到的很低能量的 $2_2^+$ 能级暗示在Se的结构中三轴自由度起着重要的作用。通过实验结果与SCCM方法的自洽超平均场理论计算比较显示,丰中子Se偶偶核中可能存在prolate-oblate的形状共存,并通过三轴自由度发生形状转变的现象,理论同时预测了低能量的 $0_2^+$ 能级的存在。

本论文的工作大大拓展了丰中子区Se原子核的信息,同时也验证了放射性核束的敲出反应结合在束 $\gamma$ 谱学的测量方法是研究奇异核结构的有效实验手段,对今后研究丰中子 $N = 60$ 附近以及更加远离稳定线的原子核具有重要的指导意义。

**关键词:** 丰中子偶偶核, 在束 $\gamma$ 谱学, 低激发态, 集体运动激发

## Study on collectivity evolution in neutron-rich Se isotopes

Sidong Chen (Particle Physics and Nuclear Physics)

Directed by Yanlin Ye (PKU) and Pieter Doornenbal (RIKEN), Hiroyoshi Sakurai (RIKEN)

### ABSTRACT

Magic numbers, corresponding to shell closure in the shell model, are of special importance for nuclear studies. The traditional magic numbers (2, 8, 20, 28, 50...) were obtained from studies of nuclei at the valley of stability. In a long time, they were believed to be consistent across the whole nuclear chart. Recently, the development of radioactive isotope beams opens the possibility to perform experiments with nuclei far from stability line. With the new results of unstable nuclei, both experimental and theoretical studies show that shell structures may change in exotic nuclei. For example, traditional magic numbers  $N = 8, 20$  were found to lose their magicity in the neutron-rich region, while new magic numbers  $N = 16, 34$  appear. Investigating shell evolution in unstable nuclei and understanding the mechanism underlying are among main topics in nuclear physics.

Although shell model described well the properties around double magic nuclei, the nuclei away from magic numbers were found to have strong collective pattern, which cannot be explained by shell model. Thus collective models were developed to explain excitations of these nuclei. In general, when moving from closed-shell to open-shell nuclei, the equilibrium shape of ground state evolves smoothly from spherical to deformed shapes, accompany with the gradual onset of collectivity. However, rapid onset of deformation when increasing only a few nucleons can occur in some region of nuclear chart with specific combinations of proton and neutron numbers. This phenomenon usually comes together with shape coexistence in low-lying states. Discovering and understanding these phenomena are challenging to both experiments and theories.

In the nuclear chart, very rich shell evolution and collectivity onset phenomena have been found in the neutron-rich region around  $N = 60$ . For example, the  $N = 56$  sub-shell closure was observed in  $^{96}\text{Zr}$ , but not in the adjacent even-even isotopic chain heavier or lighter than Zr. Previous experimental result indicated that  $N = 56$  sub-shell closure may also exist in Se isotopes, but none structure information was known for  $^{90}\text{Se}$ . On the other hand, the sudden

onset of deformation in Zr and Sr at  $N = 60$  is one of the most drastic transition phenomena across the nuclear chart. In contrast, the Kr isotopes exhibit smooth onset of deformation at  $N = 60$ . To acquire complete knowledge in these region, it is desired to study the behavior of lighter isotopic chain, i.e., Se isotopes around  $N = 60$ . However, limited by the experimental technique, the known excitation energies of Se was only up to  $N = 52$ , which was still far away from the rapid onset  $N = 60$  region. Therefore, we performed experiment to measure the low-lying excitation energies of  $^{88,90,92,94}\text{Se}$ . The low-lying excitation energies of even-even nuclei were believed to be good quantities to study shell evolution and collectivity onset. The  $2_1^+$  excitation state energies could probe the location of shell closure robustly, while combining with the  $R_{4/2}$  ratio, they reflected well the collectivity pattern of nuclei.

The experiment was performed at the RIBF facility of RIKEN Nishina Center. Radioactive isotope beams were produced by in-flight fission of  $^{238}\text{U}$  primary beam on a 3-mm-thick  $^9\text{Be}$  target. The secondary beam containing neutron-rich Br and Se isotopes impinged on the 100-mm-thick liquid hydrogen target of the MINOS device. Projectiles and reaction residues were identified event-by-event base on the TOF-B $\rho$ - $\Delta E$  measurement by BigRIPS separator and ZeroDegree spectrometer, respectively. The  $^{88,90,92,94}\text{Se}$  isotopes in excited states were populated via knock-out reactions like  $(p, 2p)$ ,  $(p, pn)$ . The reaction vertex in the secondary target was reconstructed by the MINOS TPC detector via measuring proton trajectories. The deexcitation  $\gamma$ -rays were detected by the DALI2 array, which consisting of 186 NaI(Tl) scintillators. The Doppler-corrected  $\gamma$ -ray spectra were analyzed and fitted with DALI2 responses functions generated using Geant4 simulation code. Low-lying excitation level schemes were established according to the observed  $\gamma$ -ray intensities and  $\gamma$ - $\gamma$  coincidence analysis, while the spin-parity assignments were deduced from the systematics and in comparison with previous experiments of same type.

The energies of  $2_1^+$ ,  $4_1^+$  and  $4_2^+$  states were obtained successfully for  $^{88,90,92,94}\text{Se}$ . A gradual decreasing  $E(2_1^+)$  was apparent, yielding no indication for sub-shell closure at  $N = 56$  nor sharp rise of deformation at  $N = 60$ . More interestingly, the  $2_2^+$  states were found at very low energies, indicating the importance of triaxiality in the structure of Se isotopes. The experimental results were compared with self-consistent beyond-mean-field calculations based on the Gogny D1S interaction, and good overall agreements were obtained. The theoretical results suggested prolate-oblate shape coexistence in the neutron-rich Se isotopes, and shape transitions through triaxial degree of freedom.

The present experimental work extended largely the structure information of neutron-rich

## ABSTRACT

---

Se isotopes. It is also proved that knock-out reactions using radioactive isotope beams in combination with in-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy technique is a powerful tool to study structure of exotic nuclei.

**KEYWORDS:** even-even nuclei, in-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy, low-lying excited states, collectivity



# 目录

<b>第一章 引言</b>	<b>1</b>
1.1 原子核壳模型 . . . . .	1
1.2 壳结构在奇异核中的演化 . . . . .	3
1.3 原子核的形变 . . . . .	4
1.4 原子核的集体运动 . . . . .	6
1.5 偶偶核的低激发能级 . . . . .	7
1.6 丰中子 $A \sim 100$ 区域偶偶核的性质 . . . . .	9
<b>第二章 研究方法</b>	<b>15</b>
2.1 放射性核束实验 . . . . .	15
2.2 核子敲出反应 . . . . .	16
2.3 在束 $\gamma$ 谱学测量 . . . . .	18
<b>第三章 实验设置</b>	<b>21</b>
3.1 放射性束流的产生 . . . . .	21
3.2 在束分离和粒子鉴别 . . . . .	21
3.2.1 BigRIPS 在束分析谱仪 . . . . .	22
3.2.2 ZeroDegree 零度分析谱仪 . . . . .	25
3.2.3 束流线标准探测器 . . . . .	27
3.3 MINOS 次级反应靶系统 . . . . .	30
3.3.1 液氢靶 . . . . .	31
3.3.2 TPC 探测器 . . . . .	31
3.4 DALI2 $\gamma$ 射线探测阵列 . . . . .	36
3.5 电子学线路 . . . . .	40
3.5.1 束流线探测器电子学线路 . . . . .	40
3.5.2 数据获取触发系统电子学线路 . . . . .	41
<b>第四章 数据分析</b>	<b>45</b>
4.1 束流线数据分析 . . . . .	45
4.1.1 塑料闪烁体探测器分析 . . . . .	45
4.1.2 PPAC 探测器分析 . . . . .	49
4.1.3 电离室分析 . . . . .	52

4.1.4	BigRIPS 束流线粒子鉴别 . . . . .	54
4.1.5	ZeroDegree 束流线粒子鉴别 . . . . .	59
4.1.6	束流线传输效率分析 . . . . .	61
4.2	MINOS 数据分析 . . . . .	63
4.2.1	采样信号处理 . . . . .	63
4.2.2	TPC 漂移速度刻度 . . . . .	64
4.2.3	TPC 径迹分析 . . . . .	65
4.2.4	反应顶点重建 . . . . .	69
4.3	$\gamma$ 谱数据分析 . . . . .	71
4.3.1	DALI2 能量刻度 . . . . .	71
4.3.2	DALI2 符合时间选择 . . . . .	71
4.3.3	$\gamma$ 谱 Doppler 效应修正 . . . . .	74
4.3.4	Add-back 分析 . . . . .	75
<b>第五章 实验结果与讨论</b>		<b>77</b>
5.1	能级纲图构建 . . . . .	77
5.1.1	DALI2 响应函数 . . . . .	77
5.1.2	$^{88}\text{Se}$ 能级构建 . . . . .	78
5.1.3	$^{90}\text{Se}$ 能级构建 . . . . .	79
5.1.4	$^{92}\text{Se}$ 能级构建 . . . . .	80
5.1.5	$^{94}\text{Se}$ 能级构建 . . . . .	81
5.2	反应截面计算 . . . . .	82
5.2.1	敲出反应总反应截面 (inclusive cross section) . . . . .	82
5.2.2	各激发态反应截面 (exclusive cross section) . . . . .	83
5.3	系统学分析及理论比较 . . . . .	85
5.3.1	丰中子偶偶核 Se 系统学分析 . . . . .	85
5.3.2	理论计算结果比较 . . . . .	87
5.4	886 keV 的 $\gamma$ 跃迁 . . . . .	90
<b>第六章 总结与展望</b>		<b>91</b>
<b>参考文献</b>		<b>93</b>
<b>发表文章目录</b>		<b>99</b>
<b>致谢</b>		<b>101</b>

# 第一章 引言

原子核是核子在核力作用下结合形成的复杂的量子多体系统。其复杂性主要体现在两个方面，一是核子间相互作用(核力)的复杂性。核力是短程的强相互作用，目前认为来源于核子内夸克间强相互作用的剩余部分，但是从强相互作用的基本理论出发定量的来描述核力十分困难，替代的方法是采用唯象的理论，通过分析和拟合实验数据对核力的性质进行分析，不过同样由于实验数据的片面性，不能对核力本身的性质有完整的了解。然而即使能够全面掌握核力的性质，对于原子核的认识仍将面对第二个难题，那便是多体问题。不同于原子中核外电子在主要由原子核形成的电场中运动的情况，核子运动的场在很大程度上取决于与其他核子的多体相互作用。用目前量子力学的方法处理这类相互作用的多体问题十分困难，因而现今的原子核理论大多采用半唯象的方法，在结合实验数据的基础上，通过模型假设解释原子核某些方面的性质。在原子核理论使用的众多模型中，壳模型和集体运动模型是最主要的两种模型。

## 1.1 原子核壳模型

构成原子核的核子分为质子和中子，都是自旋为  $1/2$  的费米粒子，各自遵从泡利原理。实验上发现，当质子数和(或)中子数达到一些特定的数值，如 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 时，原子核会变得特别稳定，这些数值被称为“幻数”。类比于原子结构中核外电子的壳层结构，认为原子核中也存在相似的壳层，原子核的壳模型在此基础上诞生。壳模型的建立基于两条基本思想，其一，每个核子在其它所有核子的相互作用形成的一个平均场中运动，对于球形核，这个平均场近似一个有心场。其二，每个核子在平均场中运动时，由于泡利原理，很少与其它核子发生碰撞，因而每个核子的运动都能被看作是独立运动。基于以上两条思想，假设不同形状的平均场势阱后，可以通过求解 Schrödinger 方程得到单粒子能级。图 1.1 的最左侧和中间分别给出了谐振子势阱下和更接近真实的 Woods-Saxon 势阱下计算出的单粒子能级，这些能级都能给出 2, 8, 20 三个幻数，但无法正确给出之后的数值。

1949 年，Mayer 和 Jensen 首先在平均场中引入自旋-轨道耦合项，使壳模型的计算成功给出了实验上观察到的所有幻数<sup>[1]</sup>。图 1.1 最右侧为加入自旋-轨道耦合后的单粒子轨道能级。由于自旋-轨道耦合的作用，使得原本简并的能级发生了劈裂，总角动量量子数较大的轨道具有较低的能量。核子填充单粒子轨道时，由下至上依次填充能量最低的轨道，“( )”中给出了每个轨道所能容纳的核子数，“[]”中给出了能壳填满时的

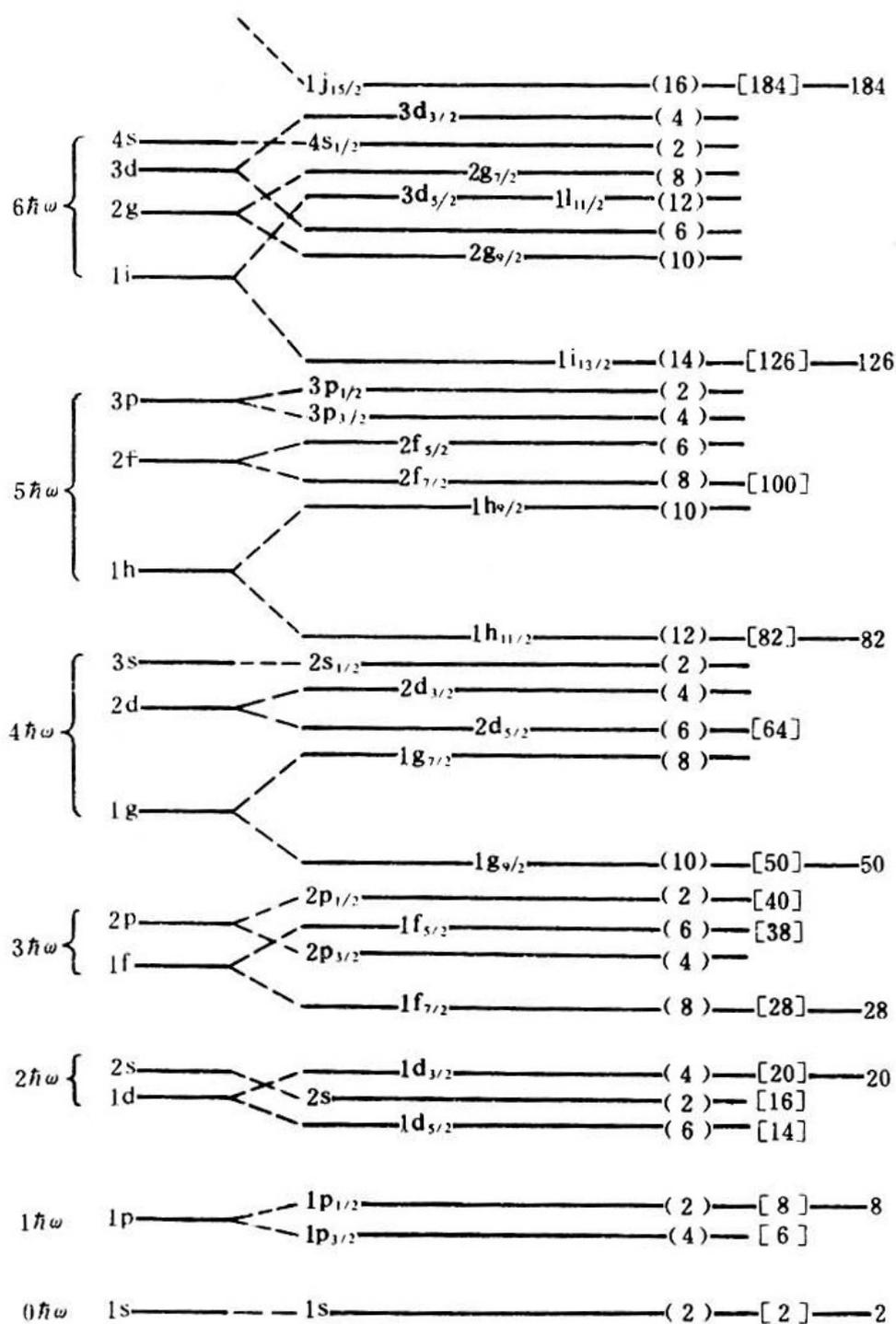


图 1.1 原子核单粒子能级<sup>[1]</sup>

核子数，幻数对应于图中有很大能隙的位置。至此，壳模型真正成为了核物理中一个实际可用的模型并成功描述了稳定线区域及附近的原子核的性质。

## 1.2 壳结构在奇异核中的演化

在壳模型中，对于幻数个核子构成的原子核，即幻核，幻数以下的单粒子能级被全部填满形成闭壳，而幻数以上的能级与闭壳有很大的间隙，在此情况下幻核不易被激发。由此出发，在研究幻核附近的原子核时，可以将其中幻核部分看成是一个稳定的不易被激发的核心，其余部分看作是价核子(或空穴)，整个原子核由价核子(或空穴)围绕幻核核心构成，类似于原子中核外电子围绕原子核运动的结构，而原子核的性质主要由核心外少量的价核子(或空穴)决定。通过这样的方法，大大减少了原子核多体问题中自由粒子的数目，从而大大降低了问题的复杂度。因此核素图中幻数的位置和幻核的稳定性在壳模型乃至整个核物理领域的研究中非常重要。

幻数最早的发现来源于对稳定核素的研究，在很长的一段时间里认为幻数在整个核素图上是稳定不变的。然而随着放射性核束物理的发展，产生和研究远离稳定线的奇异核素成为可能，通过近年来对非稳定核素的研究发现，在远离稳定线的区域，传统的幻数会消失<sup>[2-7]</sup>，例如，在 $^{10}\text{Ne}$ 和 $^{12}\text{Mg}$ 的丰中子同位素中 $N = 20$ 的核表现出较大的集体运动的性质，说明 $N = 20$ 在Ne和Mg中不再是幻数。与之相对的，在奇异核区域，新的幻数会出现<sup>[8-11]</sup>，一个典型的例子就是在 $^{20}\text{Ca}$ 同位素的丰中子区域新出

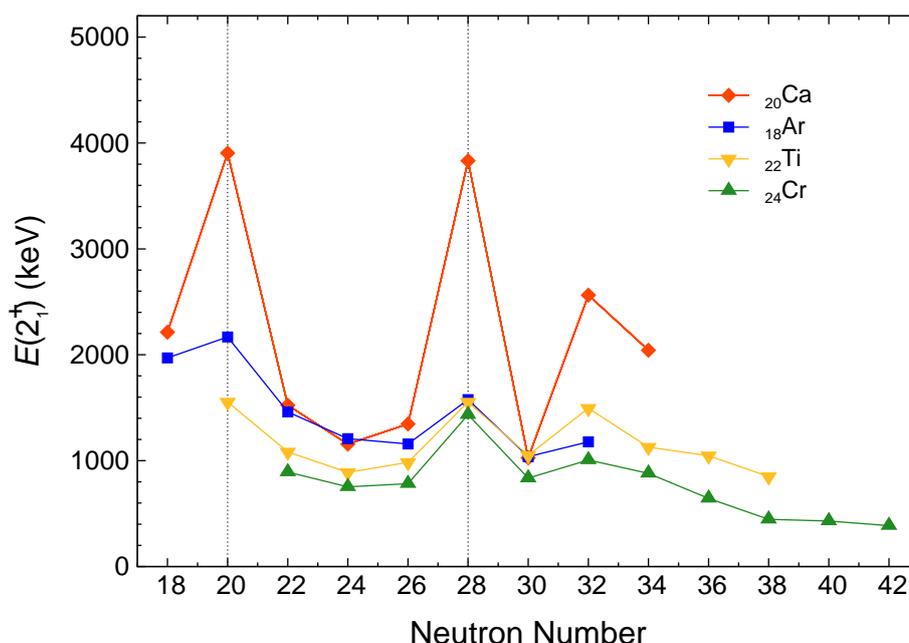


图 1.2 Ar, Ca, Ti, Cr 同位素偶偶核第一激发态能量随中子数变化

现了  $N = 32$  和  $N = 34$  的中子幻数。

图 1.2 为  $Z = 18 \sim 24$  的偶偶核第一激发态  $2_1^+$  能量随中子数的演化。在传统幻数  $N = 20$  和  $N = 28$  处，几个同位素的  $2_1^+$  激发态能量明显高于相邻的偶偶核，是典型幻核的性质。然而在 Ca 同位素链的  $N = 32$  和  $N = 34$  处 (Ti 同位素的  $N = 32$  处)，同样出现了能量较高的  $E(2_1^+)$ ，说明在丰中子 Ca 同位素中  $N = 32$  和  $34$  也表现出幻数的性质，即在 Ca 中存在  $N = 32$  和  $34$  的闭壳。其中  $N = 32$  的闭壳可以认为是图 1.1 中  $2p_{3/2}$  和  $1f_{5/2}$  的能隙变大形成的亚壳，而  $N = 34$  则完全是新出现的幻数，无法用传统的壳模型解释。寻找和理解壳演化的内在机制是当前核物理研究的热点问题之一。

理论研究表明，质子-中子相互作用中张量力的 monopole 成分是造成壳演化的重要原因之一<sup>[12,13]</sup>。图 1.3 给出了  $N = 34$  同中子素的单粒子能级示意图，通过张量力对 Ca 中新出现的幻数做出了较好的解释。如图中所示，由于质子-中子相互作用中的张量力，质子的  $\pi f_{7/2}$  轨道与中子  $\nu f_{5/2}$  轨道相互吸引，使得  $\nu f_{5/2}$  轨道的能量较低。在  $N = 34$  的同中子素中，随着  $Z$  减小， $\pi f_{7/2}$  轨道填充的质子数减少，使得与  $\nu f_{5/2}$  轨道间的吸引力减弱， $\nu f_{5/2}$  轨道的能量逐步升高，最终超越  $\nu p_{1/2}$  轨道，在  $^{54}\text{Ca}$  中与  $\nu p_{1/2}$  轨道形成较大的间隙，出现了  $N = 34$  的能壳。而  $N = 32$  的能隙也在  $\nu f_{5/2}$  轨道能量上升的过程中逐步变大。这一过程很好的解释了图 1.2 中观察到的能级变化特征。

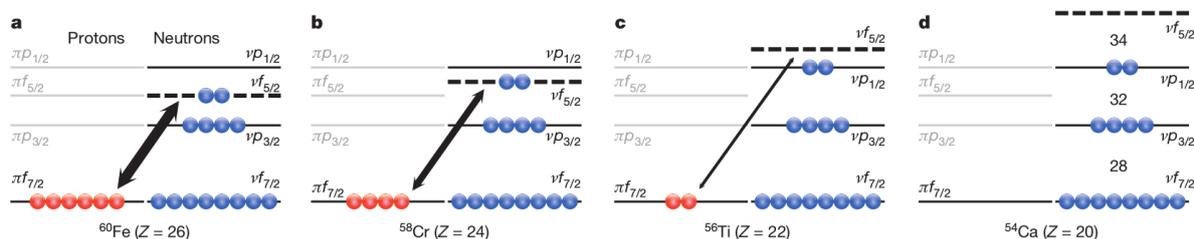


图 1.3 单粒子能级在  $N = 34$  同中子素中的变化示意图<sup>[11]</sup>

研究传统幻数在奇异核区域的演化，发现新出现的幻数，是目前放射性核束实验研究的其中一个主要目标，非常具有挑战性。例如传统幻数的奇异双幻核  $^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$ ， $^{100}_{50}\text{Sn}_{50}$  等，在目前的实验条件下仍然非常难以产生，对其性质的研究是目前核物理实验的前沿问题。

### 1.3 原子核的形变

满壳层原子核的基态形状普遍被认为呈球形，但是对于非满壳层核，由于价核子对满壳层核心的极化作用，原子核发生形变。当价核子数量较少时，极化作用不强，原子核的基态形状只是稍微偏离球形。随着价核子数量增多，极化作用增强，原子核的

基态会出现较大的形变。在球坐标系中，形变原子核的表面可以表示为

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[ 1 + \sum_{\lambda > 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \phi) \right] \quad (1.1)$$

式中近似有  $R_0 = 1.2A^{1/3}$  为原子核的平均半径， $\alpha_{\lambda\mu}$  为形变的振幅， $Y_{\lambda}^{\mu}$  为球谐函数， $\lambda$  给出其极性，最小为 2，表示四极形变，是原子核中最为重要的形变。在忽略  $\lambda > 2$  的更高极性形变的情况下，公式简化为

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[ 1 + \sum_{\mu = -2}^2 \alpha_{2\mu} Y_2^{\mu}(\theta, \phi) \right] \quad (1.2)$$

式中  $\alpha_{2\mu}$  有 5 个参数，但是通过选择欧拉角的随体坐标系，可以使得  $\alpha_{21} = \alpha_{2-1} = 0$ ， $\alpha_{22} = \alpha_{2-2}$  从而将参数减少到 2 个。再定义

$$\alpha_{20} = \beta_2 \cos \gamma, \quad \alpha_{22} = \alpha_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2 \sin \gamma, \quad (1.3)$$

就可以在  $(\beta_2, \gamma)$  的空间中描述原子核的四极形变，其中  $\beta_2$  描述四极形变的强度， $\gamma$  描述形变的三轴特性。使用时， $\gamma$  取  $[0^\circ, 60^\circ]$  已经足以描述所有四级形变，其他范围的形变都可以通过这一区间形变经过适当转动得到。当  $\beta_2 > 0$  时， $\gamma = 0^\circ$  称为长椭球型形变 (prolate)， $\gamma = 60^\circ$  为扁椭球型形变 (oblate)， $0^\circ < \gamma < 60^\circ$  则为三轴形变 (triaxial)。在不考虑三轴特性的情况下，等价的可以用  $\beta_2 > 0$  表示 prolate， $\beta_2 < 0$  表示 oblate。

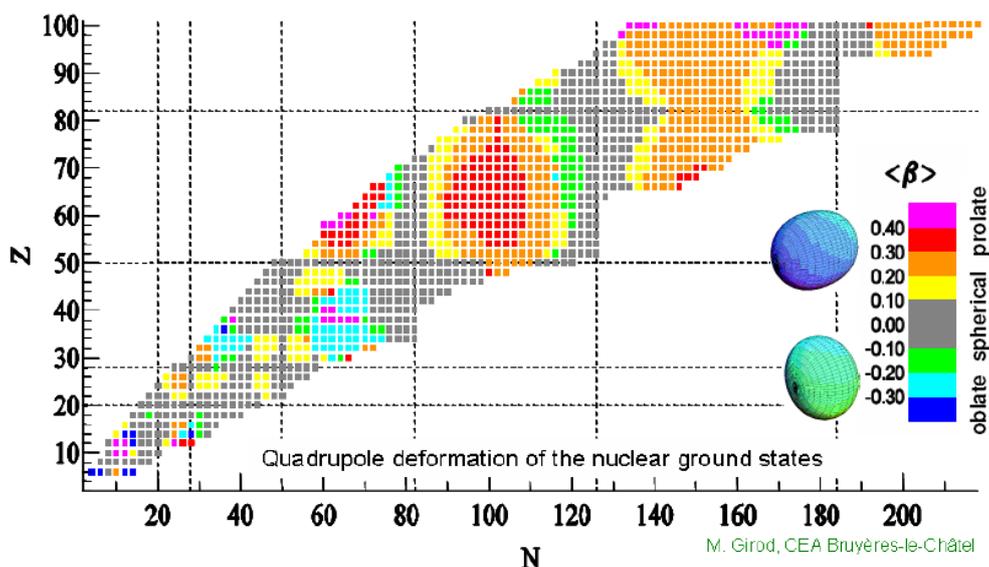


图 1.4 HFB 计算得偶偶核基态形状

理论和实验都表明，不同质子-中子数组合的原子核的基态会呈现出不同的形状，图 1.4 为 HFB 计算得到偶偶核基态形状在核素图中的分布。一般情况下，原子核基态的形状会随着质子和(或)中子数目的变化而缓慢变化，但也有一些区域，当原子核中的核子数目发生微小变化时，基态的形状出现阶跃式的突变<sup>[14]</sup>，例如从原来的近球形突变为有很大形变的形状，或从 prolate 突变为 oblate。此外，实验和理论都发现，在一些原子核的低激发能态中，几种不同的形状能够同时存在，称为形状共存<sup>[15]</sup>。发现和理解这些形状突变和共存的现象是核物理研究的重要内容，同时也是检验各种理论模型的重要指标。

## 1.4 原子核的集体运动

壳模型很好地解释了幻数附近球形核和微小形变核的性质，但是对于远离幻数的核，价核子的数目增多，使用壳模型去理解其性质变得较为困难。此外，许多的实验现象表明，原子核中除了核子的独立运动外还存在着集体运动的形式，特别是对于上节提到的形变核，其集体运动的特征尤为明显。

原子核的集体运动主要有振动 (vibration) 和转动 (rotation) 两种形式。振动是指原子核表面在平衡形状附近的振荡，通常在离双幻核不远，具有不稳定形变的原子核中观察到。而转动则是指原子核的势场空间取向的变化。显然，对于球形核，势场各向同性，转动没有意义。因而，转动只存在于有稳定形变的原子核，通常出现在远离双幻核的原子核中。振动和转动两种集体运动形式的低激发能级各自有其鲜明的特点，如图 1.5。振动的低激发能级之间的间距大致相等，前两个能级之间的比值大约为 2.2。转动的低激发能级之间的间距由下至上逐步扩大，前两个能级之间的比值大约为 3.33。

原子核的振动和转动都是有大量核子参与的集体运动，使用壳模型无法对其能级特征做出正确的解释。考虑原子核的集体运动发展出的集体模型可以视为对壳模型的补充，在一定程度上成功解释了观察到的能级特征。

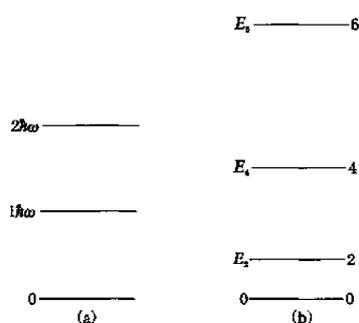


图 1.5 振动能级 (a) 和转动能级 (b)

## 1.5 偶偶核的低激发能级

偶偶核，即质子数和中子数都为偶数的原子核，由于核子的对效应，其基态的自旋宇称都为  $0^+$ ，除少数几个特例外，其第一激发态的自旋宇称都为  $2^+$ 。研究偶偶核的低激发态能级能够很好地反映出原子核中壳结构和集体运动的特征。

在简单壳模型的框架中，对于闭壳原子核的基态，闭壳以下的单粒子轨道被全部填满，而闭壳以上的单粒子轨道全空，原子核有球形的稳定形状，因此其第一激发态是跨壳的单粒子激发，有很高的能量。在两个闭壳之间的核，其基态通常发生形变，第一激发态来自于集体运动的激发，能量较低。图 1.6 给出了偶偶核第一个  $2^+$  激发态能量随中子数变化的曲线。从图中可以看出，闭壳对应位置的原子核都有很高的  $2^+$  能量，从一个闭壳到下一个闭壳，随着中子数增加， $2^+$  激发态能量经历由高到低再变高的过程，变化的曲线近似为一条抛物线，反映出其激发模式在两个闭壳之间由单粒子激发变到集体运动激发再回到单粒子激发的过程，从而更深层地揭示了原子核内在结构变化的过程。

偶偶核  $2^+$  激发态能量与壳结构的关系是从稳定核的实验观察得到，但是可以将其推广到非稳定核区，通过测量非稳定核的  $2^+$  激发态能量，可以研究壳结构在非稳定核区中的演化，例如章节 1.2 中通过测量  $E(2^+)$  发现 Ca 原子核中  $N = 34$  的新幻数就是一个很好的例子。

偶偶核低激发能级测量中另一个常用的参考量是  $4^+$  激发态能量与  $2^+$  能量的比值，即

$$R_{4/2} = E(4^+)/E(2^+)$$

能够很好的反映原子核中集体运动的特性。图 1.7 给出了几种不同原子核典型的低激发能级，由左至右逐渐从闭壳原子核向半满壳原子核过渡，可以看到其  $2^+$  激发态能量逐步降低，而  $R_{4/2}$  逐渐增大。对于闭壳原子核，前面提到其  $2^+$  通常是单粒子激发，能量很高，而  $4^+$  可由被激发核子的不同耦合得到，能量与  $2^+$  相差不大，因此通常闭壳原子核的  $R_{4/2}$  值较低，小于 2。当原子核稍微远离闭壳时，一般情况下，其低激发能级由原子核的表面振动激发，对于偶偶核，其  $2^+$  之上的能级通常由近似简并的  $(0^+, 2^+, 4^+)$  能级构成， $R_{4/2}$  大约在 2~2.2 之间。当原子核远离闭壳时，也即半满壳情况，原子核的基态有稳定形变，低激发能级由原子核的转动激发，对于偶偶核，会形成  $0^+, 2^+, 4^+, 6^+ \dots$  的转动带， $R_{4/2}$  大约在 3.33。在振动和转动情况之间过渡区的原子核，其情况较为复杂，能级结构也处于两种集体运动情况的中间状态，其  $R_{4/2}$  大约在 2.7 左右。需要指出，这里给出的  $R_{4/2}$  值都是对理想的振子和转子而言，实际的原子核中很难存在，只能近似地出现某种情况，因而  $R_{4/2} = 3.33$  也被称为转动极限。

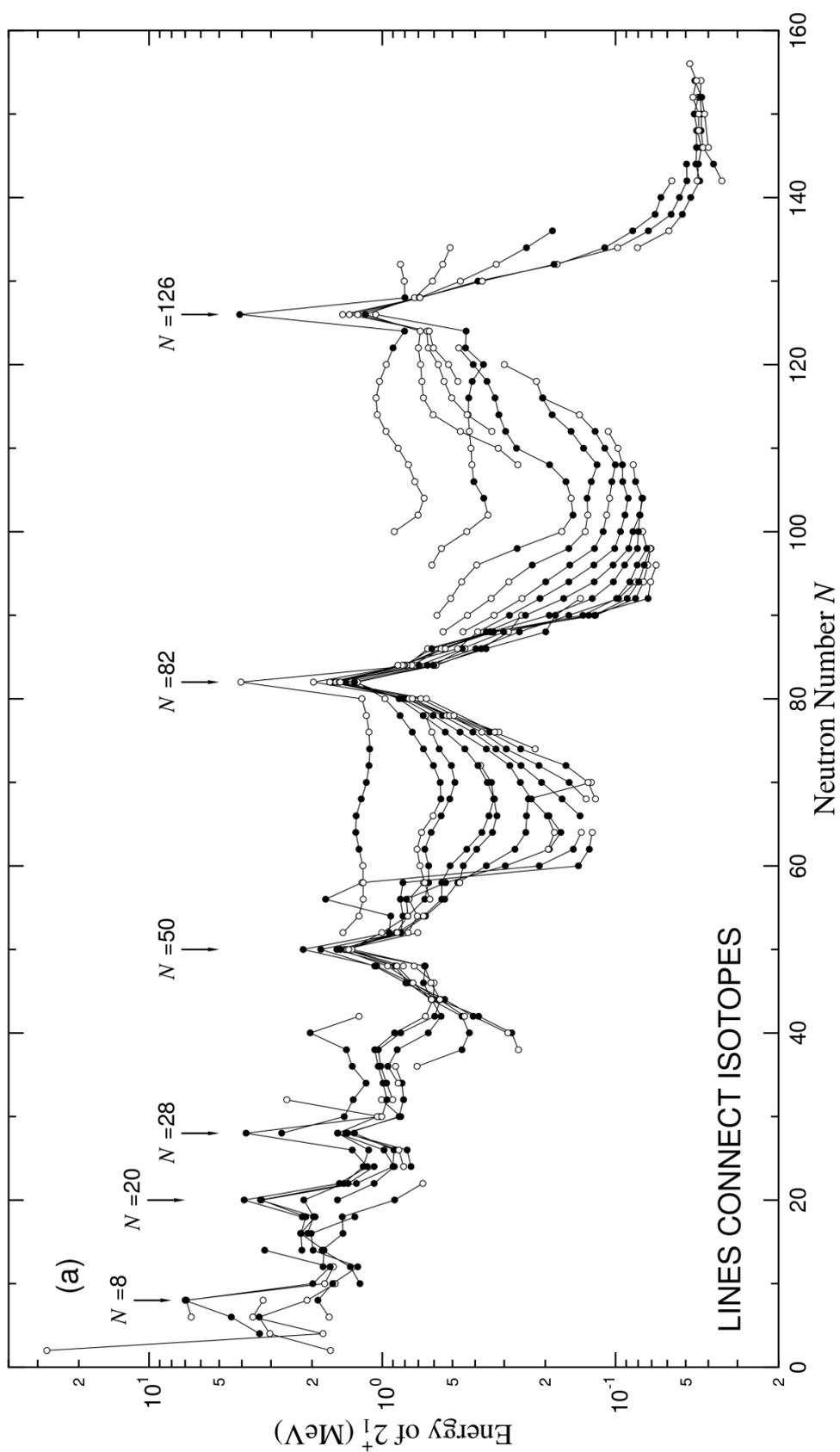


图 1.6 偶偶核第一个  $2^+$  激发态能量随中子数变化<sup>[16]</sup>

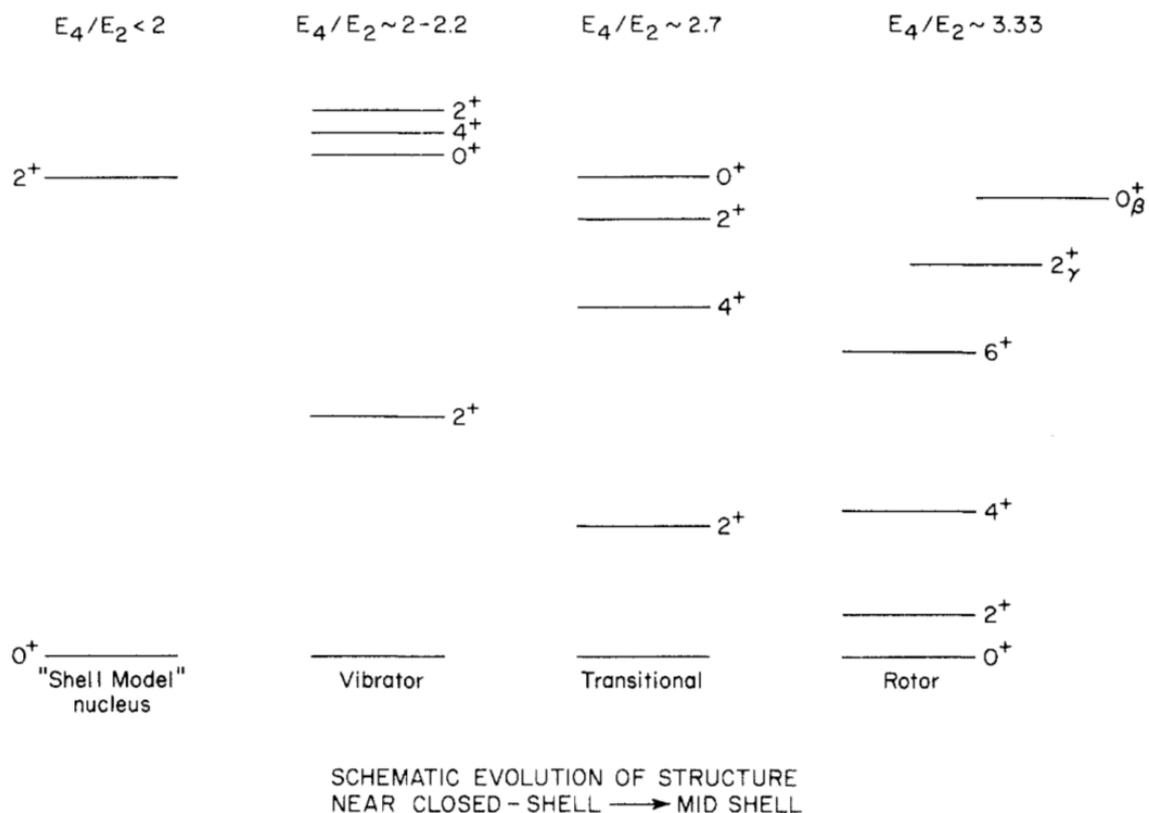


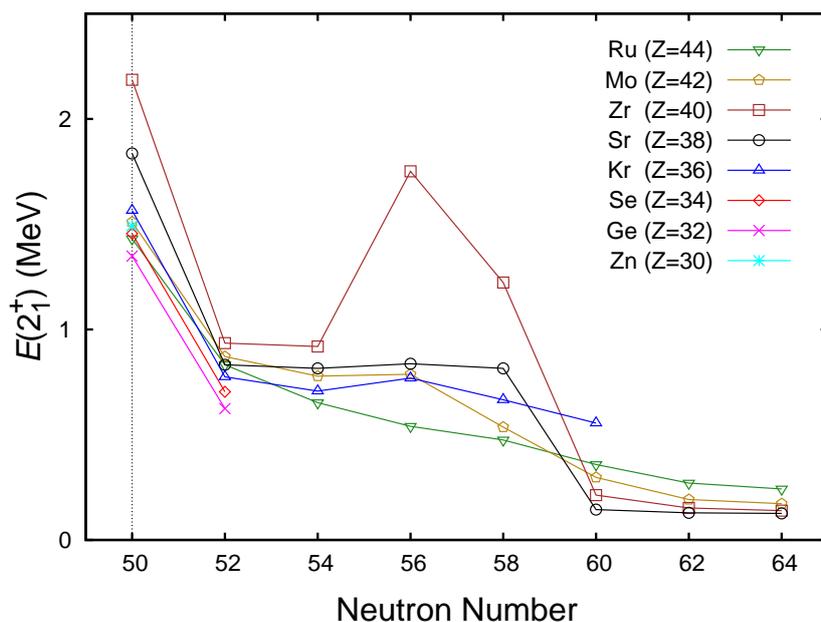
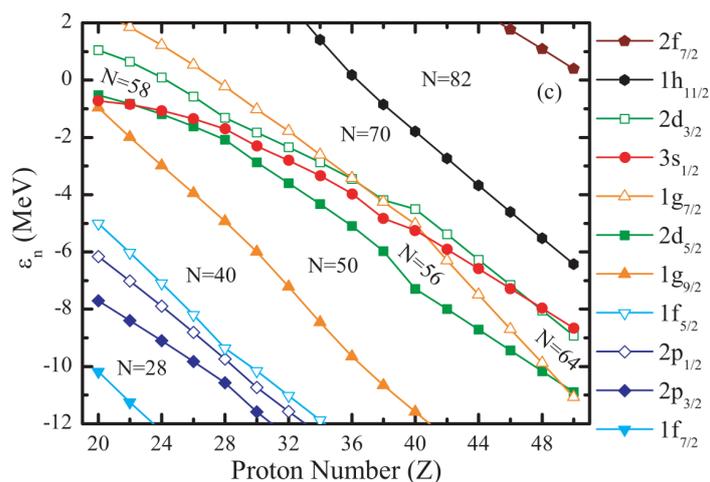
图 1.7 不同形变原子核典型的  $R_{4/2}$  比值<sup>[17]</sup>

实际实验中，原子核的形状或者结构往往很难直接测量，特别是对于奇异核，其产生本身就已经非常困难，要进一步测量原子核的结构信息是目前的实验技术所难以达到的。相比之下，测量原子核低激发态的信息，如  $E(2^+)$ ,  $R_{4/2}$  等，则容易的多。借助原子核低激发能级的信息推断其可能的结构和集体运动的形式，是运用目前的实验技术能够实现的有效测量手段。

## 1.6 丰中子 $A \sim 100$ 区域偶偶核的性质

本论文讨论的实验的主要内容为通过测量低激发态能级研究丰中子<sup>88,90,92,94</sup>Se 原子核结构和集体运动的性质。<sup>88,90,92,94</sup>Se 原子核的  $Z = 34$ ,  $N = 54 \sim 60$ , 靠近丰中子  $A \sim 100$  的区域，在这一区域中有着丰富的壳结构演化和原子核形状演化的现象。

偶偶核  $Z = 30 \sim 44$ ,  $A \sim 100$  附近区域已知的  $2^+_1$  激发态能量如图 1.8。从图中可见，在  $N = 50$  处几个同位素都有很高的  $E(2^+)$  能量，反映出  $N = 50$  中子能壳的性质。在图中给出的几个核中， $N = 50$  同中子素的  $E(2^+)$  能量随着质子数增加而增大，在 Zr 处达到最大值，而后又减小，反映了  $Z = 40$  质子亚壳的性质。图中一个明显的特征是 Zr 的  $E(2^+)$  在  $N = 56$  处突然升高，之后又下降，说明 Zr 在  $N = 56$  处可能存在中子


 图 1.8 偶偶核  $Z = 30 \sim 44$ ,  $N = 50 \sim 64$  区域已知的  $E(2_1^+)$  能量

 图 1.9 HFB 理论计算得  $N = 50$  附近中子单粒子轨道随质子数的变化<sup>[18]</sup>

亚壳。HFB 的理论计算支持这一观点，图 1.9 给出了 HFB 计算得到的  $N = 50$  附近中子单粒子轨道能量随质子数变化的关系，从图中可以看出，在  $Z = 30 \sim 44$  这一范围内， $N = 50$  能壳之上能量最低的单粒子轨道是  $2d_{5/2}$ ，能容纳 6 个核子，再之上是能量很接近的  $3s_{1/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,  $2d_{3/2}$  轨道。当质子数接近  $Z = 40$  时， $2d_{5/2}$  轨道与上层轨道的能隙增大，使得  $N = 56$  成为一个亚壳。在比 Zr 更轻的原子核 Sr 和 Kr 中，这个  $N = 56$  的亚壳都没有被观察到。对于 Sr，从  $N = 52$  到 58， $E(2_1^+)$  的能量几乎没有变化，而对于 Kr， $E(2_1^+)$  的能量整体呈下降趋势，虽然没有在  $N = 56$  处观察到明显的壳效应，但在  $N = 56$  处的  $E(2_1^+)$  能量略高于相邻 Kr 偶偶核。

在比 Kr 少一对质子的原子核 Se 中, 已知的  $E(2_1^+)$  能量只到  $N = 52$ 。文献 [19] 提到通过  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  符合测量的方法研究  $^{252}\text{Cf}$  裂变反应产物的能谱, 给出了一条可能属于  $^{88}\text{Se}$  的  $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$  跃迁的  $\gamma$ , 测量得到的能量在 886 keV, 比  $^{86}\text{Se}$  的  $E(2_1^+)$  高近 200keV, 因而推测  $^{90}\text{Se}$  的  $E(2_1^+)$  可能会进一步升高, 像 Zr 一样形成  $N = 56$  的亚壳。而在之后通过测量  $^{90}\text{Se}$  附近  $\beta$  衰变寿命寻找  $N = 56$  亚壳的实验中, 并没有发现证据显示存在  $N = 56$  的亚壳<sup>[20]</sup>。对于文献中略显矛盾的结果, 需要更加进一步的实验进行验证, 也是本论文实验测量的其中一个目标。

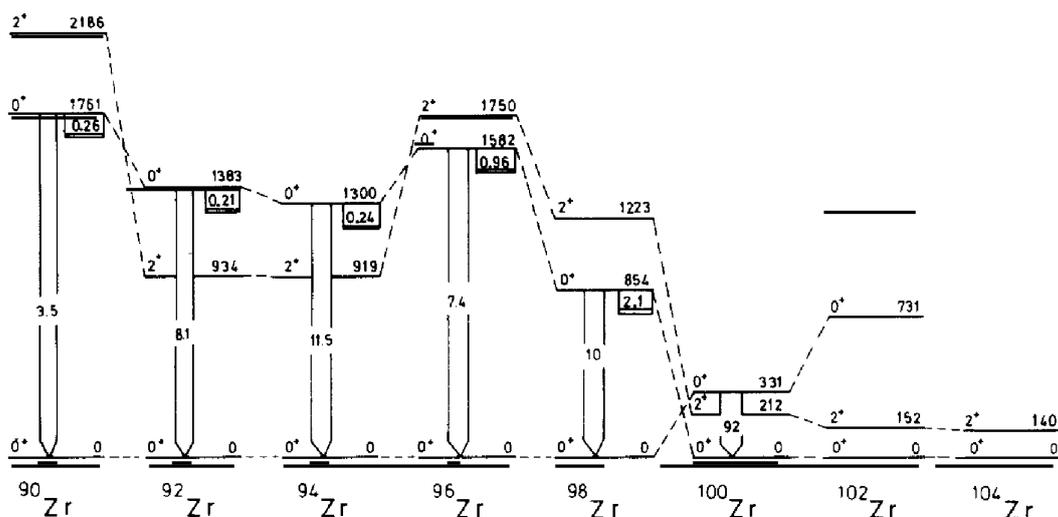


图 1.10  $^{100}\text{Zr}$  附近的形状共存<sup>[21]</sup>

图 1.8 中另一个重要的特征是 Zr 和 Sr 的  $E(2_1^+)$  在  $N = 60$  处阶跃式的减小。不同于 Ru 和 Mo 原子核在  $N = 50$  之后  $E(2_1^+)$  连续缓慢减小的特征, Zr 和 Sr 的  $E(2_1^+)$  在到  $N = 58$  之前都没有出现下降的趋势。而从  $N = 58$  到  $N = 60$ ,  $E(2_1^+)$  能量从 1 MeV 附近突然下降到约 200 keV, 之后在  $N > 60$  区间与 Ru 和 Mo 一样呈缓慢下降的趋势。相对的其  $R_{4/2}$  也在  $N = 60$  处急剧增大, 表明这两个核的集体运动模式在  $N = 60$  处被突然激发, 反映出其基态形变突然增大的过程。Zr 和 Sr 原子核在  $N = 60$  处的形变突然增大是整个核素图中最剧烈的变化之一, 非常具有研究价值, 描述和解释这一现象也是检验原子核模型在这一区域计算好坏的重要指标。实验和理论计算都显示, Zr 和 Sr 在  $N = 60$  处形变突然增大的现象, 是由这两个核的低激发态中存在的 spherical-deformed 形状共存的能带在  $N = 60$  处交换次序导致的。

一般认为, 在丰中子 Zr 和 Sr 原子核的低激发态中同时存在近球形 (spherical) 和大形变 (large deformed) 两种形状<sup>[21-24]</sup>。两种形状能被激发各自形成能带, 且随着中子数变化各自演化。在  $^{98}\text{Zr}$  和  $^{96}\text{Sr}$  以及更轻的原子核中, 近球形能带带头的能量较低, 是原子核的基带, 大形变能带是激发带。随着中子数增加, 近球形能带带头的能量逐步升

高，而大形变能带带头的能量逐步降低。最终，当中子数增加到  $N = 60$  时，这两条能带带头能量交换次序，大形变能带下降成为基带，近球形能带上升成为低激发带，从而使得基态的形状突然从近球形变化到有大形变的形状。Zr 原子核低激发态能量随中子数变化并交换能级次序的过程如图 1.10。

与之相邻的 Kr 的表现则完全不同，其  $E(2_1^+)$  在  $N = 60$  处只有微小的下降，表明 Kr 在  $N = 60$  处并没有出现从近球形基态到大形变基态突变的现象，而是表现出形变逐渐增大的过程。 $B(E2)$  的测量结果显示，从  $N = 50$  到 60， $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  的值缓慢增大，如图 1.11，与形变逐渐增大的观点很好的符合<sup>[25,26]</sup>。

Kr 原子核在  $N = 60$  处形变缓慢增大的现象和这一区域的理论计算都表明，在 Kr 原子核中不存在像 Zr 和 Sr 一样 spherical-deformed 形状共存并交换能带次序的现象。但是理论计算预言在<sup>96</sup>Kr 以及更重的原子核的低激发态中，可能存在长椭球形和扁椭球形 (prolate-oblate) 的形状共存<sup>[26,27]</sup>。如图 1.12 是理论计算得到的<sup>96</sup>Kr 的势能曲面，曲面中在 prolate 侧和 oblate 侧各出现了一个局部的最小值。同时理论计算显示，共存的 prolate 和 oblate 形状有不同的四极形变强度参量  $\beta_2$ 。

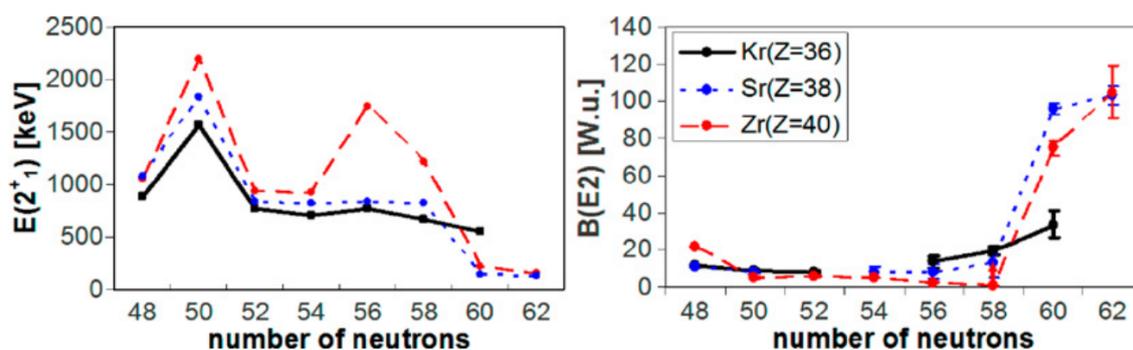


图 1.11 Kr, Sr, Zr 在  $N = 48 \sim 62$  区间的  $E(2_1^+)$  和  $B(E2)$ <sup>[26]</sup>

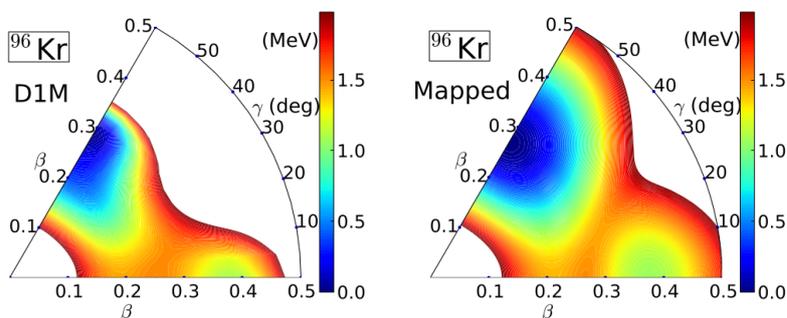


图 1.12 Gogny-HFB(左) 和 IBM(右) 计算得<sup>96</sup>Kr 势能曲面<sup>[26]</sup>

对于  $N = 60$  的原子核，Zr 和 Sr 出现了阶跃式的变化，Kr 则表现出平滑的过渡，对于更轻的 Se 原子核，已知的  $E(2_1^+)$  只到  $N = 52$ ，远远不及  $N = 60$  的突变区域。Se

在  $N = 60$  附近的演化是像 Kr 一样的平滑过渡，还是像 Zr 和 Sr 一样的突变，或是其它的表现，是本论文希望通过实验测量解答的另一个问题。

此外，需要指出，对于 Kr 原子核， $E(2_1^+)$  在  $N = 60$  之后的演化很值得研究，Kr 的  $E(2_1^+)$  在  $N = 62$  或  $64$  处是否会出现像 Zr 和 Sr 在  $N = 60$  处的突变，是 Kr 原子核结构研究的其中一个热点，其测量在与本论文实验同一系列的实验中完成，结果参见文献 [28]。



## 第二章 研究方法

本论文实验的主要目标是测量丰中子偶偶核 $^{88,90,92,94}\text{Se}$ 的低激发态能级。本章对实验中用到的方法做简要的说明，实验设置的细节将在下一章详细描述。整体而言，本实验的方法可以描述为与放射性核束流的敲出反应相结合的在束 $\gamma$ 谱学测量，示意图如图 2.1。

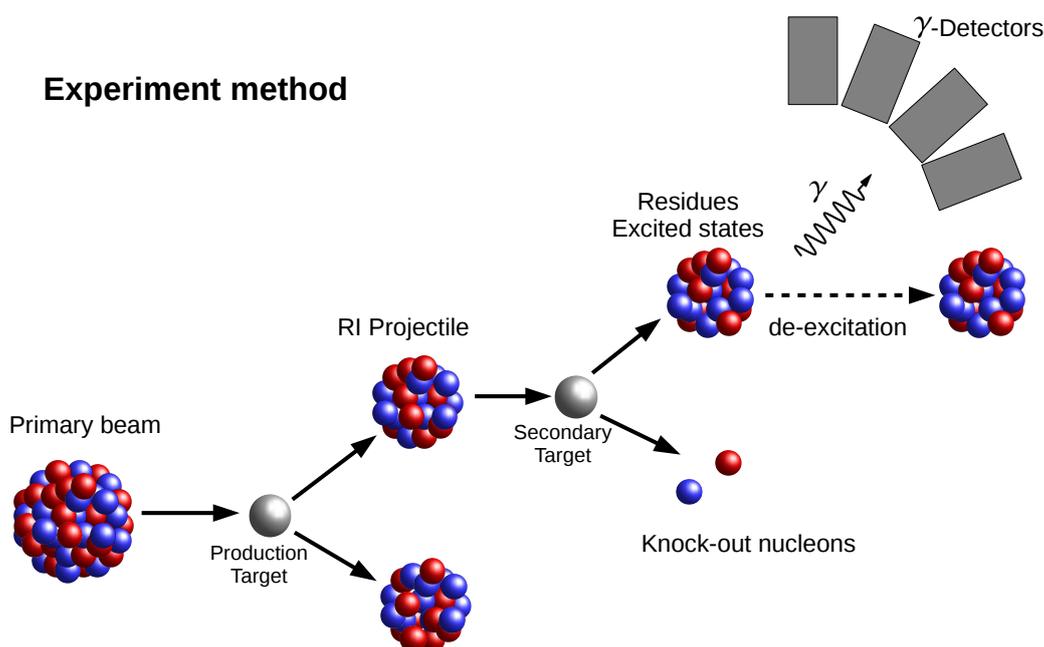


图 2.1 实验方法示意图

### 2.1 放射性核束实验

在 1940 年代，人类所观察到的核素总数大约为 500 个，其中包括约 300 个稳定的核素，而到了今天人类所发现的核素已经达到将近 3000 个，其中包括约 2700 个放射性核素，并且核素的总数还在逐年增加。人类对原子核知识的极大拓展在很大程度上得益于放射性核束实验的发展。

放射性核束，即是将具有放射性的不稳定原子核作为束流使用，是近三十年发展起来的新兴实验技术。目前用来产生放射性核束的技术主要有两种：弹核碎裂方法 (PF

方法) 和同位素在线分离方法 (ISOL 方法)。PF 方法是用中高能初级束流 (通常是稳定束或较长寿命原子核的束流) 轰击反应靶发生碎裂, 产生具有放射性的原子核碎片。产生的碎片具有与初级束流相似的运动速度, 且运动方向集中在初级束流运动的方向, 因而可以作为次级束流用于实验。初级束流碎裂产生的原子核碎片成分较多 (纯度低), 且混合了未反应的初级束流, 因此 PF 方法通常需要结合具有在束分离和鉴别能力的装置使用。PF 方法的优点是放射性束流从产生到使用的传输时间可以很短 (~100 ns), 几乎对原子核的  $\beta$  衰变寿命没有限制。PF 反应的截面较大, 且因为初级束流能量高, 可以通过使用较厚的反应靶提高碎片的产额, 从而产生具有一定强度的远离稳定线的放射性束流。PF 方法不受放射性同位素化学性质的影响, 通过使用不同的初级束和反应靶的组合, 可以产生几乎所有种类的放射性核素。

最早使用 PF 方法的实验在 1985 年 LBNL 实验室实现, 用于研究 He 核的半径和相互作用截面<sup>[29]</sup>。实验的成功触发了一系列使用 PF 方法产生放射性核束的设施在世界范围内的兴建, 包括法国 GANIL 的 LISE3<sup>[30]</sup> 和 SISSI<sup>[31]</sup>, 日本 RIKEN 的 RIBF<sup>[32,33]</sup>, 美国 MSU 的 A1200/A1900<sup>[34,35]</sup>, 德国 GSI 的 FRS<sup>[36]</sup> 以及中国 IMP 的 RIBLL<sup>[37]</sup>。其中日本 RIKEN 的 RIBF 可以把<sup>238</sup>U<sup>86+</sup> 离子加速到 345 MeV/u 作为初级束使用, 相当于约 70% 的光速, 利用<sup>238</sup>U 的在束碎裂产生丰中子原子核, 已经成功发现了数十个丰中子新核素<sup>[38]</sup>, 为丰中子区奇异核的研究创造了巨大的机会。

另一种产生放射性核素的方法是 ISOL, 利用化学分离等手段分离例如反应堆中产生的放射性核素, 再对分离的核素进行后加速形成放射性束流。使用 ISOL 方法的优点是束流品质好 (纯度高, 流强大, 能散小), 但是 ISOL 的核素分离时间较长, 不利于产生短寿命的放射性束。ISOL 方法最早在 1989 年比利时 Louvain la Neuve 实验室实现, 使用<sup>13</sup>N 束流测量  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$  反应的截面<sup>[39]</sup>。此后, 同样建设了一系列基于 ISOL 方法的实验设施, 例如法国的 Spiral 和 Alto, 加拿大的 ISAC, 欧洲核子中心的 REX ISOLDE 以及中国正在筹建的 BISOL。

PF 方法和 ISOL 方法各有其优缺点, 本实验使用的放射性束由 PF 方法产生, 其过程如图 2.1 所示。

## 2.2 核子敲出反应

本实验研究的目的是<sup>88,90,92,94</sup>Se 的低激发态能级, 因此首先需要在实验中产生 Se 的激发态。通常使用的获得激发态原子核的方法有:  $\beta$  衰变, 库仑激发, 非弹散射, 敲出反应等。

$\beta$  衰变的方法是指首先生成研究目标核  $\beta$  衰变的母核, 然后通过母核自发的  $\beta$  衰变获得处于激发态的目标核。对于本实验研究的丰中子 Se 原子核, 若采用  $\beta$  衰变的方

法，需要首先生成比研究的目标核更加远离稳定线的原子核，产生截面小，实验难度大，在本论文研究的丰中子 Se 原子核中，特别是对于 $^{94}\text{Se}$ ，实验可行性低。库仑激发和非弹散射的方法则是首先产生处于基态的目标核，然后通过与次级反应靶的库仑相互作用(库仑激发)或核力相互作用(非弹散射)将目标核激发到激发态。而本实验选取的方法是通过核子敲出反应获得目标核的激发态。核子敲出反应的方法是首先产生比目标核多一到两个核子的母核，处于基态的母核在次级反应靶中被移除核子，产生处于激发态的目标核，例如对于本实验研究的其中一个目标核 $^{94}\text{Se}$ ，首先在实验中产生 $^{95}\text{Br}$ 或 $^{96}\text{Kr}$ 的放射性束流，再通过与质子靶反应，敲出一个或两个质子，得到处于激发态的 $^{94}\text{Se}$ 。

一般认为，敲出反应是直接核反应，反应过程中只考虑被敲出核子与靶核之间的碰撞，剩余核则被看作是旁观者，不参与反应的过程，最多只考虑与靶核间的弹性散射。因此，在敲出反应前后，剩余核的运动状态几乎不发生变化。

相比于库仑激发和非弹散射，敲出反应主要有两个优点：其一，母核的选取可以是相比于目标核更加接近稳定线的原子核，因此在实验中可以达到较大的束流强度，能够获得更多处于激发态的目标核。其二，放射性束流粒子和敲出反应产物是不同的原子核，通过粒子鉴别可以将未发生反应的事件剔除，从而大大降低 $\gamma$ 测量中的原子本底(如韧致辐射等)。这一点在库仑激发和非弹散射中都无法做到，因此库仑激发和非弹散射得到的 $\gamma$ 谱中的本底往往较高，需要更高的统计量才能使测量的 $\gamma$ 峰达到显著的程度。

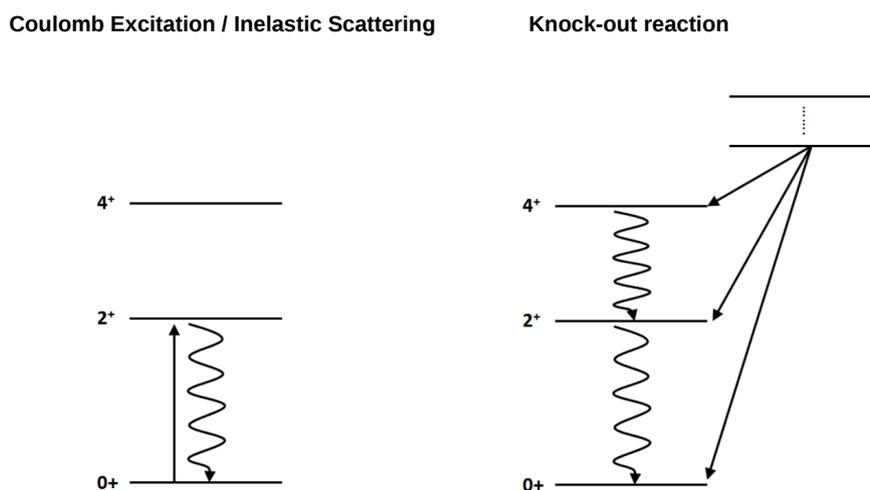


图 2.2 不同反应的激发方式示意图

此外, 敲出反应和库仑激发(或非弹散射)对目标核的激发方式不同, 如图 2.2。库仑激发是自下而上的激发原子核, 通常较低的能级会有较大的概率被激发到, 在一条能带中, 不同能级被激发到的概率自下而上递减, 因而使用库仑激发不容易产生较高的激发态。敲出反应通过敲出核子留下的空穴产生激发态, 如果被敲出核子所在轨道较深, 则目标核可能处于较高的激发态, 然后通过释放  $\gamma$  退激, 逐步回到低激发态或者基态。通过敲出反应产生各个激发态的概率会受原子核结构特征的影响, 没有非常固定的规律, 但同一区域内相邻原子核间能级激发的概率有一定的相似性。

## 2.3 在束 $\gamma$ 谱学测量

传统的测量激发态能级的方法是  $\beta$  衰变, 上节已经指出, 对于本论文研究的丰中子 Se 原子核,  $\beta$  衰变的方法难以实现。本实验使用在束  $\gamma$  谱学的测量方法。

在束  $\gamma$  谱学是近年来研究奇异核结构的一种重要实验手段。上节提到, 对于奇异核通常用库仑激发或是敲出反应等二次反应的方法得到其激发态, 产生的激发态往往只有很短的寿命, 通常为几十  $ps$ , 会在次级反应靶中或飞出靶后不远处发生退激, 放出  $\gamma$ , 因此需要在次级反应靶周围设置  $\gamma$  探测器进行测量。发射  $\gamma$  时, 因为剩余核仍然处于高速运动状态, 在实验室系测量其发射的  $\gamma$  时, 会因为 Doppler 效应, 在不同的角度观察到不同的  $\gamma$  能量。为获得质心系的  $\gamma$  能量需要进行 Doppler 修正, 关于 Doppler 修正的细节将在实验设置章节讨论。

考虑到 Doppler 修正的要求, 使用的  $\gamma$  探测器在保证一定能量分辨率的同时, 还需要有不错的空间分辨本领来测量  $\gamma$  发射的角度, 因此在束  $\gamma$  谱学的方法通常需要使用由多个  $\gamma$  探测器组成的阵列进行测量。又因为使用的放射性束的强度一般来讲比较弱, 为了在有限的束流时间内获得较好的测量结果, 会希望使用的  $\gamma$  探测阵列有尽可能高的探测效率, 因此通常采用探测器紧密排列的方式构建阵列, 并使整个阵列尽量覆盖  $4\pi$  空间角。既要提高探测器阵列在整个空间中的角度覆盖, 又要控制每个探测器的空间张角以保证角度分辨本领, 因此用于在束  $\gamma$  谱学测量的阵列一般由数量众多, 而单个体积不大的探测器组成。本实验中使用的 DALI2 探测阵列就是基于这一思路设计的主要用于在束  $\gamma$  谱学测量的阵列, 其详细说明参见实验设置章节。

在束  $\gamma$  谱学在放射性束实验中有广泛的应用, 除了测量  $\gamma$  能量外, 还可以利用谱线形状分析<sup>[40]</sup> 或 Doppler 移位<sup>[41]</sup> 等方法测量激发态的寿命, 或者与原子核的库仑激发结合测量激发态的  $B(E2)$ 。事实上, 在束  $\gamma$  谱学方法第一次在中高能放射性核束实验中的应用, 就是通过测量  $^{32}\text{Mg}$  原子核库仑激发产生  $2_1^+$  激发态的截面得到了其非模型依赖的  $B(E2)$  值<sup>[2]</sup>。前面提到, 库仑激发易于产生原子核的低激发态, 对于偶偶核,  $2_1^+$  在库仑激发中有很高的产生截面, 利用这一优势, 库仑激发结合在束  $\gamma$  谱学的方法

被广泛应用与偶偶核的  $2_1^+$  及其  $B(E2)$  的测量。此外，在束  $\gamma$  谱学还可以结合角分布测量，动量分布测量等技术，揭示原子核内部结构的一些性质<sup>[42]</sup>。

在束  $\gamma$  谱学作为实验测量的重要方法，随着原子核研究的不断深入，对具有更高解析能力的探测阵列的需求日益明显。世界范围内的各大实验室都纷纷构建新一代的  $\gamma$  探测阵列。新材料 (如 LaBr<sub>3</sub>, GAGG, HPGe 等) 和新技术 (如  $\gamma$  径迹追踪) 的应用，为新一代  $\gamma$  探测阵列的构建打开了广阔的前景。

本实验中，将在束  $\gamma$  谱学方法与敲出反应结合，这种实验方法是研究远离稳定线原子核结构的有效手段。



## 第三章 实验设置

本论文的实验在日本理化学研究所 (RIKEN) 的放射性核素束流工厂 (RIBF) 上进行, 由理化所的 Nishina Center 和东京大学的 Center for Nuclear Study (CNS) 协作完成。实验主要通过核子敲出反应, 例如  $(p, 2p)$ ,  $(p, pn)$ ,  $(p, 3p)$  等, 获得处于激发态的<sup>88,90,92,94</sup>Se 原子核。通过测量这些激发态的原子核退激时放出的  $\gamma$  射线来获得他们的低激发能级的信息。本次实验研究的<sup>88,90,92,94</sup>Se 原子核都是非常丰中子的奇异核 ( $Z = 34$ ,  $N = 54 \sim 60$ ), 远离稳定线, 只有非常短的寿命。通过束流打靶的方式在反应中产生他们, 为了获得较大的反应截面, 同样需要丰中子的束流。本次试验使用 Br ( $Z = 35$ ) 和 Se ( $Z = 34$ ) 的放射性束流。

### 3.1 放射性束流的产生

丰中子的放射性束流由稳定的初级束流经过加速后轰击初级反应靶发生碎裂反应产生。图3.1展示了 RIBF 主要的加速设备。本次实验使用的初级束为<sup>238</sup>U。<sup>238</sup>U 原子核从 ECR 离子源引出后, 首先经过直线型加速器 RILAC 加速, 之后依次注入到 RRC, fRC, IRC 回旋加速器进一步加速, 最后经过超大型超导回旋加速器 SRC 加速达到 345 MeV/u ( $\sim 0.68c$ ) 的能量。从 SRC 引出的<sup>238</sup>U 初级束, 平均束流强度约为 30 pA, 处于<sup>238</sup>U<sup>80+</sup> 的电荷态, 轰击 3 mm 厚的<sup>9</sup>Be 靶发生碎裂反应。<sup>238</sup>U 的碎裂反应会产生各种具有放射性的核素, 从中可以筛选感兴趣核素进行形成次级束流。

### 3.2 在束分离和粒子鉴别

作为产生靶的<sup>9</sup>Be 靶被放置于 BigRIPS 在束分析谱仪<sup>[33,43]</sup> 束流线的入口处, 即 F0 焦平面上。由于初级束具有很高的能量 (345 MeV/u), 发生碎裂反应后碎片运动的空间分布会趋向于前角方向, 碎片中包含各种具有放射性的核素, 大量反应产生的核素碎片和未反应的初级束会被接收进入 BigRIPS。在这里束流强度仍然非常大 ( $\sim 10^{11}$  pps 量级), 但其中包含的大量成分都是未反应的初级束和不需要的核素, 实验真正感兴趣的核素, 如<sup>91-95</sup>Br 等, 所占的比重非常小, 需要分离和提纯他们。这主要是出于两方面的考虑: (1) 束流线上所使用的探测器的承受能力有限, 如 PPAC 等, 过于强大的束流会损坏探测器; (2) 实验中使用的数据获取系统 (DAQ) 都有一定的响应时间, 过高的计数率会增加系统的死时间, 不利于有效事件的获取。次级束的分离提纯以及粒子鉴别都在 BigRIPS 中完成。

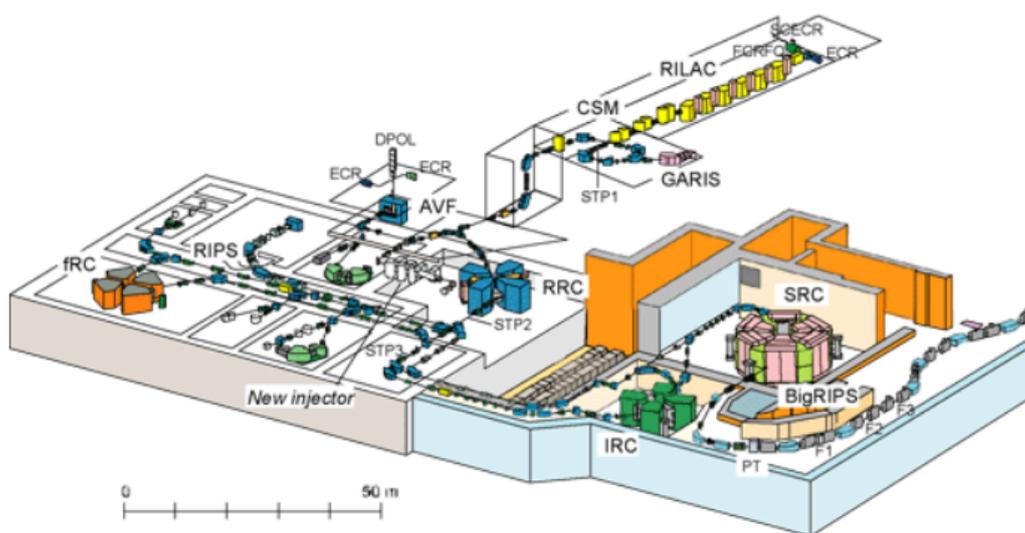


图 3.1 RIBF 加速器概况

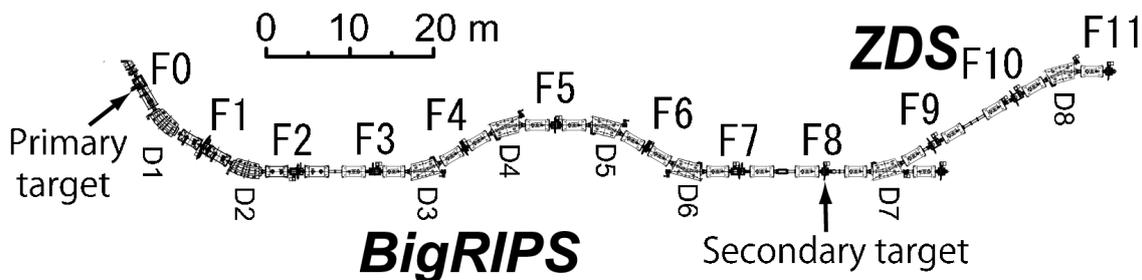


图 3.2 BigRIPS 和 ZeroDegree 束流线

### 3.2.1 BigRIPS 在束分析谱仪

BigRIPS 在束分离分析谱仪是 RIKEN 为了获得高强度放射性束流而建设的新一代同位素在线分离装置。BigRIPS 整个装置分成两个阶段，其束流线的构成如图 3.2。第一阶段从焦平面 F0 到 F2，由两个二级磁铁 (D1,D2) 和四个四级磁铁组成，二级磁铁用于偏转束流，四级磁铁用于聚焦束流。第一阶段束流线的作用是放射性核素的产生 (位于 F0 的初级反应靶) 和同位素的初步分离。第二阶段从焦平面 F3 到 F7，拥有四个二级偏转磁铁 (D3~D6)，主要用于放射性核素的标定，即粒子鉴别，同时进一步提纯次级束流。

BigRIPS 第一阶段的同位素分离通过束流经过二级磁铁偏转后加狭缝筛选实现。带电粒子在均匀磁场中运动发生偏转时，偏转的半径  $\rho$  正比于粒子的质荷比  $A/Q$  和运动的动量  $p$ 。因此，当混合次级束流通过扇形二级磁铁的磁场时，拥有不同  $A/Q$  的束流成分会有不同的出射位置，此时在 F1 焦平面的位置施加一个狭缝，就能实现对粒子的初步筛选。通过调节二级磁铁的磁场强度和 F2 狭缝的位置，就能够选出不同的同位

素。当然，由于次级束流中粒子的动量具有一定的分布，经过二级磁铁后不同  $A/Q$  束流成分的位置分布有部分重叠，因此初步筛选后的次级束流仍为混合束流，但是感兴趣的同位素的纯度提高了，且束流的强度大大降低，前面提到的次级束流中未反应的初级束成分也被完全剔除。在实际情况下，一次实验中感兴趣的原子核或反应道可能不止一个，会希望 BigRIPS 能接收多个原子核或几条同位素链，因此，在束流线上的探测器以及 DAQ 系统能承受的范围内，会尽可能的放开狭缝的宽度，使不同的同位素都能通过。

由于 BigRIPS 提供的是混合次级束，有时候真正感兴趣的同位素在其中所占的比重甚至非常低 ( $< 1\%$ )。使用这样低纯度的次级束进行实验，对粒子的标定 (鉴别) 是必不可少的。BigRIPS 第二阶段的主要作用就是对次级束粒子进行逐事件的在束粒子鉴别。BigRIPS 的粒子鉴别是通过测量飞行时间 TOF，磁刚度  $B\rho$  以及穿过电离室时沉积的能量  $\Delta E$  获得的。TOF 的信息由放在 BigRIPS 第二阶段首尾两端，也即 F3 和 F7 的塑料闪烁体探测器的时间信号给出。从 F3 到 F7 的飞行距离约为  $46.6\text{ m}$ ，粒子的平均飞行速度约为  $0.65c$ ，由此计算得到飞行时间约为  $240\text{ ns}$ ，而使用的塑料闪烁体探测器的时间分辨率为一百多  $ps$ ，因此由 TOF 给出的粒子飞行速度可达到  $< 0.1\%$  的精度。次级束粒子磁刚度  $B\rho$  的测量是通过测量粒子在各个焦平面上的位置和角度，再结合焦平面之间的光学传输矩阵计算得到。BigRIPS 束流线的光路如图 3.3 所示，其中 F5 是动量聚焦面，即 F5X 的位置正比于粒子的动量，因此 F5 的位置对粒子鉴别最为重要。同时，为了进一步分离次级束流，会在 F5 的焦平面上放置一个楔形的降能片。在 F3, F5, F7 每个焦平面上分别安放了两个位置灵敏的平行板雪崩探测器 PPAC<sup>[44,45]</sup> 来测量在这些焦平面上粒子的位置和角度，PPAC 探测器的详细信息在章节 3.2.3 中介绍。能损  $\Delta E$  的测量则使用放置在 F7 焦平面上的多重采样气体电离室 MUSIC<sup>[46]</sup>，该探测器具有能损小，测量结果稳定的优点，其详细信息同样在章节 3.2.3 中给出。

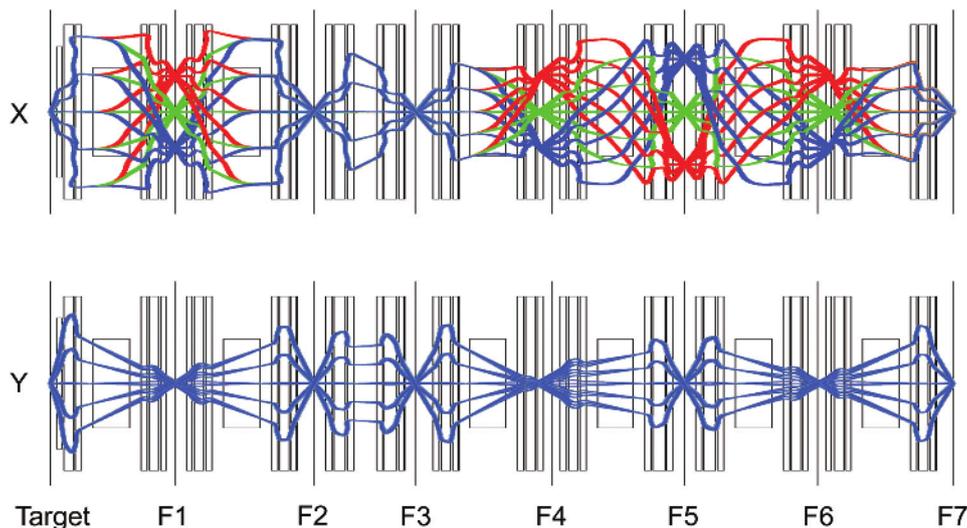
在测量获得 TOF,  $B\rho$ ,  $\Delta E$  的信息后，原则上可以用如下公式分别计算粒子的运动速度  $\beta$  和质荷比  $A/Q$ ：

$$TOF = \frac{L}{\beta c}, \quad (3.1)$$

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho c}{\beta\gamma m_u}, \quad (3.2)$$

其中， $L$  为飞行距离， $c$  为光速， $\beta = v/c$ ， $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ， $m_u = 931.494\text{ MeV}$  为原子核质量单位。而原子序数  $Z$  则通过 Bethe-Bloch 公式计算：

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e v^2} N_z \left[ \ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right], \quad (3.3)$$


 图 3.3 BigRIPS 束流线光路<sup>[43]</sup>

但是，由于在 F5 焦平面上使用了降能片，使得 F5 前的束流能量与 F5 之后的不同，因此不能通过 F3 到 F7 的 TOF 直接计算  $\beta$ ，需要结合  $A/Q$  的信息。对于 F3 到 F7 的测量有：

$$TOF = \frac{L_{35}}{\beta_{35}c} + \frac{L_{57}}{\beta_{57}c}, \quad (3.4)$$

$$\left(\frac{A}{Q}\right)_{35} = \frac{B\rho_{35}}{\beta_{35}\gamma_{35}} \frac{c}{m_u}, \quad (3.5)$$

$$\left(\frac{A}{Q}\right)_{57} = \frac{B\rho_{57}}{\beta_{57}\gamma_{57}} \frac{c}{m_u}, \quad (3.6)$$

若粒子的  $A/Q$  在 F5 不发生变化，则

$$\frac{\beta_{35}\gamma_{35}}{\beta_{57}\gamma_{57}} = \frac{B\rho_{35}}{B\rho_{57}}, \quad (3.7)$$

结合上述公式即可求解  $\beta_{35}$  和  $\beta_{57}$ ，以及计算  $A/Q$ 。质量序数  $Z$  则仍是通过 Bethe-Bloch 公式和 F5 后的粒子速度  $\beta_{57}$  计算得到。BigRIPS 束流线的基本参数如表 3.1 所示。

在本次实验中，研究的目标是<sup>88-94</sup>Se 的偶偶核，核区跨度很大，很难在同一个 BigRIPS 的设置中把所有目标核都接收进去，因此将实验分成两个部分，分别在不同 BigRIPS 的设置中进行。考虑到同时接收进其他感兴趣的核，第一个 BigRIPS 的设置聚焦在<sup>89</sup>As（即把<sup>89</sup>As 放在束流线的中间位置），能同时接收进<sup>89</sup>Se 和<sup>91</sup>Br 的原子核，用于通过敲出反应产生<sup>88,90</sup>Se 的激发态；第二个 BigRIPS 的设置聚焦在<sup>95</sup>Br，能同时接收进<sup>93-95</sup>Br 的原子核，主要用于产生<sup>92,94</sup>Se 的激发态。两个实验设置的主要参数如表 3.2 所示。两个实验设置中使用的楔形降能片完全相同，主要通过调节 F1, F2 狭缝的位置和

Angular acceptance	Horizontal Vertical	80 mrad 100 mrad
Momentum acceptance		6 %
Maximum magnetic rigidity	First stage Second stage	9.5 Tm 8.8 Tm
Momentum dispersion at mid focus	First stage Second stage	-21.4 mm/% +31.7 mm/%
Momentum resolution at mid focus	First stage Second stage	1260 3420

表 3.1 BigRIPS 基本性能参数

宽度，以及各个二级磁铁的磁刚度来聚焦在不同的原子核。

经过 BigRIPS 分离和标记的粒子在 F8 焦平面的位置与次级反应靶发生作用。由于使用的是逆运动学的实验方法，即用高能重粒子轰击轻靶，反应后的剩余核仍然具有很大的向前方向的动量，因此需要在零度方向进行探测。实验使用 ZeroDegree 零度分析谱仪来实现反应产物的测量和鉴别。

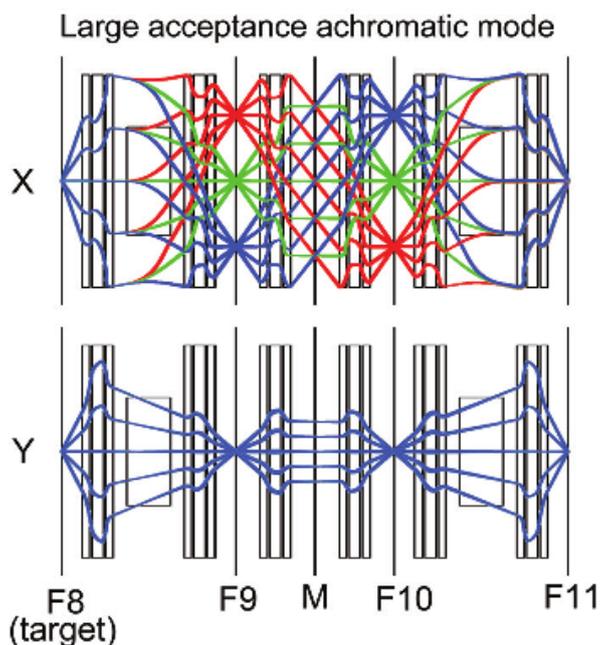
### 3.2.2 ZeroDegree 零度分析谱仪

ZeroDegree 零度分析谱仪<sup>[43]</sup>的结构如图 3.2，从 F8 焦平面之后的第一个四级磁铁开始到 F11 焦平面为止，包含两个二级磁铁 (D7,D8) 和六个四级磁铁。ZeroDegree 粒子鉴别的基本原理和 BigRIPS 相同，由放置在 F8 和 F11 的塑料闪烁体测量 TOF，放置在 F11 的电离室测量  $\Delta E$ ，以及各个焦平面上的 PPAC 重建  $B\rho$ 。按照束流光路调节的不同，ZeroDegree 有 Large acceptance mode, High resolution mode 等多种工作模式。在本实验中，使用 ZeroDegree 的 Large acceptance mode，其束流光路如图 3.4 所示。在 Large acceptance mode 下，ZeroDegree 的 F8-F9 段和 F10-F11 段呈反镜像对称，且没有色差。其中 F9 和 F10 是动量聚焦面，对  $B\rho$  的重建最为重要，因其位置反对称，可以任选其一进行测量，本次实验测量 F9 焦平面上粒子的位置。从 F8 到 F11 的飞行距离约为 36.5 m，小于 BigRIPS，因此由其 TOF 测量得到的粒子速度  $\beta$  的分辨率也较 BigRIPS 差。ZeroDegree 的基本性能参数如表 3.3 所示。

实验中，对应于两个 BigRIPS 的设置，同样使用两个 ZeroDegree 的设置来分别接收<sup>88,90</sup>Se 和<sup>92,94</sup>Se 的原子核，两个实验设置的主要参数如表 3.2 所示。对每个实验设置，在正式获取物理数据之前，首先分别用空靶和满靶的情况分别测量 ZeroDegree 的传输效率，用于之后反应截面的计算。

	$^{89}\text{As}$ setting	$^{95}\text{Br}$ setting
F1 Degrader Material	Al	Al
F1 Degrader Thickness	6 mm	6 mm
F1 Degrader Wedge Angle	7.31 mrad	7.31 mrad
F5 Degrader Material	Al	Al
F5 Degrader Thickness	2 mm	2 mm
F5 Degrader Wedge Angle	1.6 mrad	1.6 mrad
F1 slit	L: 32.1 mm R: 64.2 mm	L: 20 mm R: 64.2 mm
F2 slit	L: 3 mm R: 1 mm	L: 4 mm R: 6 mm
F5 slit	L: 120 mm R: 120 mm	L: 120 mm R: 60 mm
F7 slit	L: 15 mm R: 15 mm	L: 15 mm R: 15 mm
D1 Magnetic Rigidity	7.9000 Tm	7.9000 Tm
D2 Magnetic Rigidity	7.1954 Tm	7.1360 Tm
D3,D4 Magnetic Rigidity	7.1721 Tm	7.1149 Tm
D5,D6 Magnetic Rigidity	6.9036 Tm	6.8197 Tm
D7 Magnetic Rigidity	5.5910 Tm	5.2940 Tm
D8 Magnetic Rigidity	5.6050 Tm	5.2960 Tm

表 3.2 BigRIPS 和 ZeroDegree 实验设置主要参数


 图 3.4 ZeroDegree 分析谱仪束流线光路 (Large acceptance mode)<sup>[43]</sup>

Angular acceptance	
Horizontal	90 mrad
Vertical	60 mrad
Momentum acceptance	6 %
Maximum magnetic rigidity	8.1 Tm
Momentum dispersion	-24.8 mm/%
Momentum resolution	1240

表 3.3 ZeroDegree 基本性能参数 (Large acceptance mode)

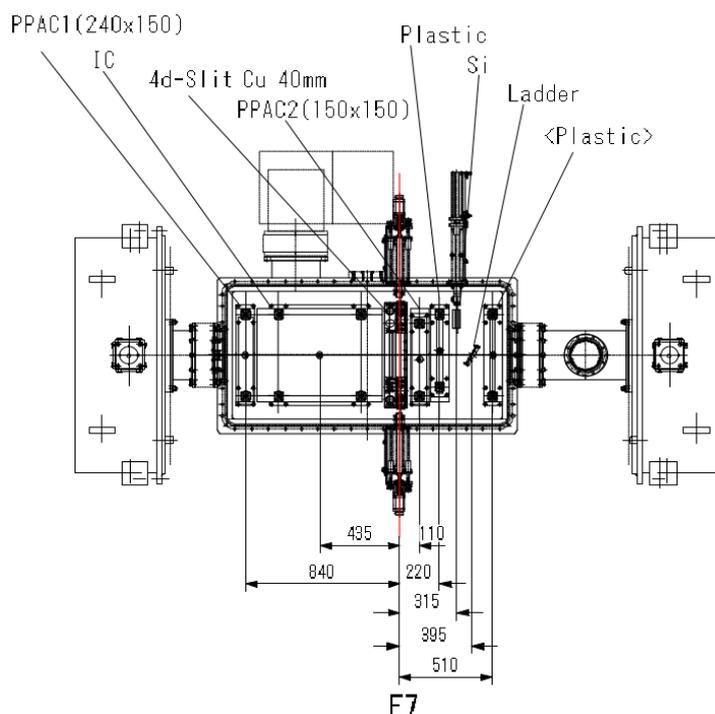


图 3.5 F7 焦平面探测器设置

### 3.2.3 束流线标准探测器

在束流线上，粒子的标记，测量等需要用到各种不同的探测器，在 BigRIPS 和 ZeroDegree 这两条束流线上已经具备了一套束流线标准探测器。例如，图 3.5 是 F7 焦平面上的探测器设置。根据不同的实验要求，可以选择需要的探测器放入束流线中。本实验中用到的探测器主要有用于测量 TOF 的塑料闪烁体，测量束流位置的平行板雪崩探测器 PPAC<sup>[45]</sup> 以及测量粒子能损的多重采样气体电离室 MUSIC (Multiple Sampling Ionization Chamber)<sup>[46,47]</sup>。下面对这些探测器逐一进行介绍。

#### 塑料闪烁体

粒子鉴别中一个重要的信息就是粒子的飞行时间 TOF，需要很高的测量精度。塑料闪烁体因其良好的时间分辨本领，被选作 TOF 测量的探测器。本次实验分别在 F3, F7,



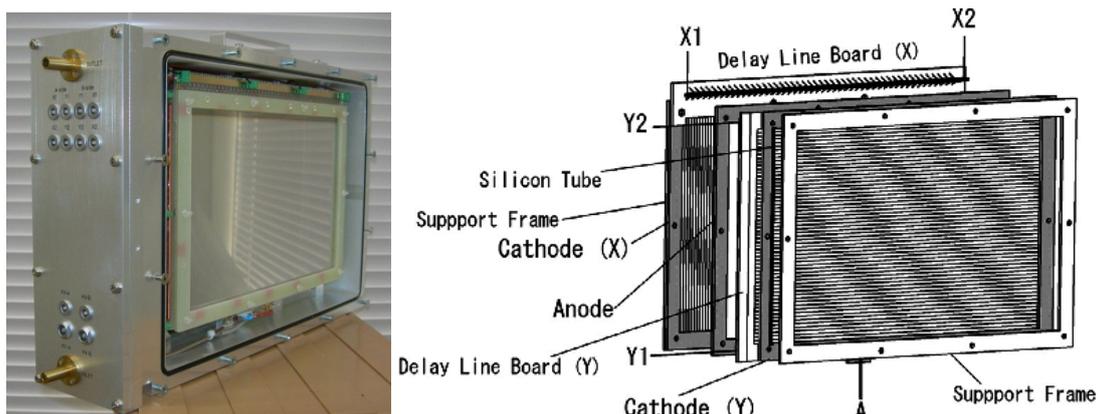
图 3.6 塑料闪烁体实物图

F8, F11 焦平面上放置了塑料闪烁体探测器。图 3.6 为塑料闪烁体探测器的实物图。每个塑料闪烁体用两个光电倍增管 (PMT) 同时在左右两端读出信号, 使用 TDC 和 QDC 分别记录其时间信息和能量信息, 其中 QDC 的能量信息用于修正信号幅度带来的时间误差 (Walking effect)。考虑到束流的能损, 除 F8 外, 所有焦平面均使用 0.2 mm 厚度的塑料闪烁体, 而 F8 使用 0.1 mm 厚度的塑料闪烁体。对于实验中测量的  $Z = 30 \sim 40$  区域的带电粒子, 在  $\beta = 0.5 \sim 0.7$  的情况下, 使用的塑料闪烁体的时间分辨率约为  $100 \sim 200$  ps, 足够用于鉴别粒子。

### 平行板雪崩探测器

平行板雪崩探测器 PPAC (Parallel Plate Avalanche Chamber) 是束流线上另一重要的探测器, 用来测量粒子在焦平面上的位置。PPAC 探测器工作在真空环境中, 灵敏面积为  $240 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ , 内部充入 3-50 Torr 的  $\text{C}_4\text{H}_{10} + \text{C}_3\text{F}_8$  混合气体, 用 Al 膜与外部真空环境隔开。PPAC 一个单元的内部结构如图 3.7 所示, 由位于中间的阳极膜和两侧的阴极膜组成, 膜间距离为 4.3 mm。阳极膜上喷涂了一层金属, 用于施加 600 ~ 1000V 的高电压。两侧的阴极膜上分别喷涂了 X 和 Y 维度的金属读出条用于收集电荷, 读出条宽度为 2.40 mm, 条间距离为 0.15 mm。当带电粒子穿过膜间的气体层时, 通过电离作用产生电子-离子对, 在膜间高压电场作用下, 电子-离子对分别向两极漂移并产生雪崩倍增, 由此产生的感应电荷被读出条收集产生信号。PPAC 上的信号通过延迟线的方法读出, 通过两端信号延迟时间的差值计算粒子穿过的位置。条间平均延迟时间 2.04 ns, 对  $Z = 30 \sim 40$  之间的粒子的位置分辨率约为 1 mm (FWHM)。

对于一个 PPAC 单元, 需要 4 路信号 (X1, X2, Y1, Y2) 来分别读出其两个维度的位置, 外加一路阳极信号作为参考时间, 因此一共需要 5 路信号。而事实上实验使用的是 Double PPAC 探测器, 即在一个探测器盒子中包含两个 PPAC 单元, 能测量两个 X 位置和两个 Y 位置, 因此有 10 路信号。实验在 F3, F5, F7, F8, F9, F11 焦平面上分别放置了两个 Double PPAC 探测器, 因此总计有  $10 \times 2 \times 6 = 120$  路时间信号。所有 PPAC

图 3.7 PPAC 探测器实物图 (左) 和内部结构 (右)<sup>[45]</sup>

的时间信号均用同一个 TDC 插件 (CEAN v1190) 获取, 可以避免 TDC 基线漂移带来的影响。

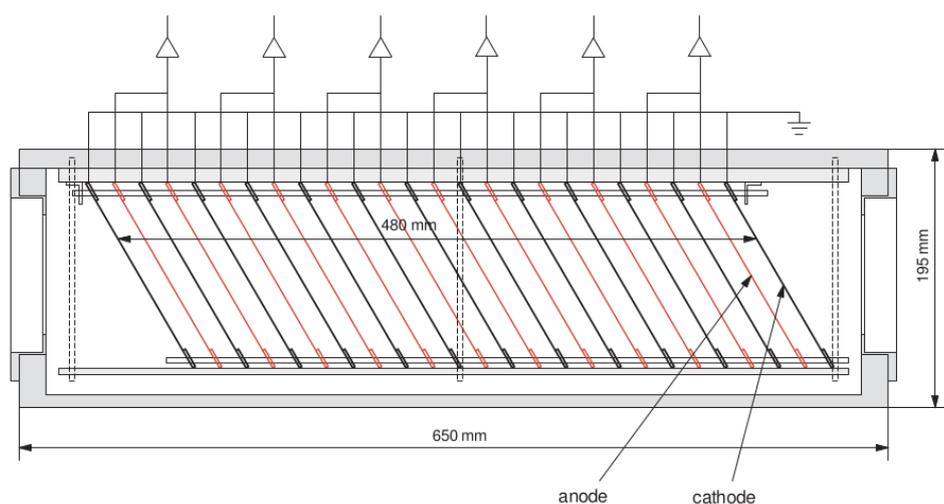
在得到粒子通过两个 PPAC 探测器的 XY 位置后, 通过线性拟合, 就能够计算粒子在焦平面上的位置和运动的角度, 再结合磁铁中心的磁场强度, 就可以逐事件的计算粒子的磁刚度  $B\rho$ 。详细过程将在数据分析章节中介绍。

### 多重采样气体电离室

利用 TOF 和粒子在焦平面上的位置信息重建出来的  $B\rho$  能计算出  $A/Q$ , 对于一些轻的 ( $Z$  较小) 原子核, 事实上已经足够实现粒子鉴别。但是对于本实验研究的区域, 相邻同位素链之间  $A/Q$  的差异很小, 测量得到的不同核素的  $A/Q$  会有重叠, 因此, 还需要获取原子序数  $Z$  的信息来完成粒子鉴别。粒子的原子序数  $Z$  通过测量其在材料中的能损获得, 原则上可以使用前面提到的塑料闪烁体中的粒子能损, 但是实验中使用的塑料闪烁体的厚度很小, 相对的, 粒子在其中的能损也很小, 因此, 用塑料闪烁体中的能损计算得到的  $Z$  分辨率很差, 不能满足实验的要求。实验使用多重采样气体电离室来测量粒子的能损。

实验中, 在 F7 和 F11 的焦平面上分别放置了一个电离室, 其中 F7 的电离室工作在真空环境中, 而 F11 的电离室工作在大气环境中, 因此 F11 的电离室较 F7 的噪声略大, 且稳定性较差, 这在之后的数据分析章节中会详细说明。气体电离室的实物图和内部结构示意图如图 3.8 所示。电离室中充入 (90%)Ar+(10%)CH<sub>4</sub> 的混合气体, 工作气压 740 Torr<sup>[46]</sup>。电离室中有 12 条阳极丝, 每相邻两条阳极丝共接一个前置放大器, 因此一共输出 6 个能损信号。这 6 个能损信号的几何平均值 (或算术平均值) 就作为带电粒子在探测器中的能损  $\Delta E$ 。

由气体电离室测量的能损来计算粒子得到的原子序数  $Z$  的分辨率 ( $\sigma$ ) 为  $\sim 0.15$ ,


 图 3.8 MUSIC 探测器实物图 (上) 和内部结构 (下)<sup>[46]</sup>

满足实验中粒子鉴别的要求。

### 3.3 MINOS 次级反应靶系统

本次实验使用的反应是核子敲出反应，主要是  $(p, 2p)$ ,  $(p, pn)$  等。为了获得较高的反应产额，实验使用很厚的液氢靶作为次级反应靶。由于实验使用的是在束  $\gamma$  谱学的测量方法，需要用到 Doppler 修正 (参见章节3.4)，厚的液氢靶在增大反应产额的同时，相对的也会带来一些不良影响: 1) 束流在靶中会有很大的能损，其在束退激时能量 (速度) 的不确定度会使 Doppler 修正效果变差; 2) 由靶厚带来的  $\gamma$  发射位置的不确定度会增大空间角分辨误差，使 Doppler 修正效果变差; 3) 在厚靶中的反应和散射会使束流的能量和角度发生离散，降低 ZeroDegree 束流线的接收度和传输效率。对于 3，本实验中并没有有效的方法可以降低其影响，实验中分别测量了空靶和满靶情况下，ZeroDegree

的传输效率，详细情况会在数据分析章节中讨论。对于 1 和 2，为了减小其影响，在液氢靶外安装时间投影室 TPC 探测器 (Time Projection Chamber)，通过测量敲出和反冲质子的径迹，重建束流在厚靶中的反应顶点，再利用重建出的反应顶点的位置优化 Doppler 修正。由厚的液氢靶和 TPC 探测器组成的系统，即 MINOS 次级反应靶系统<sup>[48]</sup>。

MINOS 系统是为使用低强度放射性核素束流进行的在束  $\gamma$  谱学系列实验开发的一套先进的次级反应靶系统，由一个厚的液氢靶 (50~150 mm) 和围绕着液氢靶的同心圆柱型 TPC 探测器组成。其主要目标是在保证 Doppler 修正的效果的同时，相比于传统的固体靶，显著提高次级反应的产额。下面分别对 MINOS 的液氢靶和 TPC 探测器进行说明。

### 3.3.1 液氢靶

MINOS 的液氢靶系统如图 3.9 所示，整个系统由压缩系统和靶室两部分组成。通过压缩系统的加压冷却使氢气液化，液化后的氢气在重力作用下填充靶室。MINOS 的靶室如图 3.10，由 PET 材料做成，有效直径为 39 mm，本次实验中使用的长度是 100 mm。靶室通过两根管子与压缩冷却系统相连，分别用于输送液氢和回收氢气。实验时在靶室中充入液氢，本次实验中液氢的温度约为 18 K，压强约为 500 mbar，密度为 73.22(8) kg/m<sup>3</sup>。在靶室外装有内部直径 72 mm，壁厚 2 mm 的 Al 管，Al 管两端装有 Myler 膜做的真空窗。Al 管的主要作用是隔绝靶室与外部空气环境以及支撑 TPC 探测器。实验时 Al 管内会抽至  $\sim 10^{-6}$  mbar 的低真空状态。

### 3.3.2 TPC 探测器

时间投影室 TPC 是目前较为先进的位置灵敏气体探测器，能够测量带电粒子在三维空间中运动的径迹。TPC 探测器的主体结构分成两个部分：气体室和底端探测器。气体室中充入混合气体并施加均匀且垂直于底端探测器方向的电场。其探测的基本原理是：当带电粒子在气体室中运动时，在粒子径迹附近使混合气体发生电离，产生的电子（离子）在均匀电场的作用下向底端探测器漂移。底端探测器使用位置灵敏探测器，能测量漂移电荷在底端探测器平面上（投影）的位置，再结合电荷的漂移时间，就能定出原始电离发生的三维空间中的位置。将粒子径迹附近一连串原始电离的位置连起来就得到了带电粒子在三维空间的径迹。

MINOS 系统的 TPC 探测器如图 3.11 所示，其结构示意图如图 3.12。气体室的形状是同心圆柱，内径 40 mm，外径 85 mm，轴向长度为 300 mm。气体室内施加轴向的均匀电场，为保证漂移电场的均匀性，在气体室的内壁用铜条做成场笼。气体室内施加较弱的电场，当电荷在气体室内漂移时不会发生倍增。在气体室的底部装有 Micromegas 探



图 3.9 MINOS 液氢靶系统

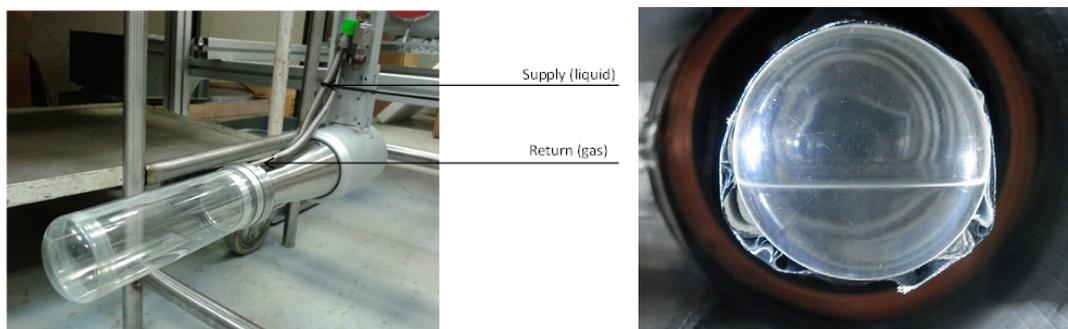


图 3.10 MINOS 液氢靶靶室



图 3.11 MINOS 时间投影室实物图

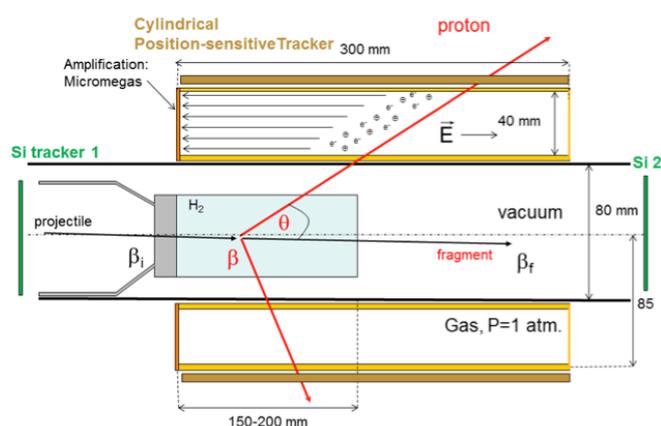


图 3.12 MINOS 时间投影室结构示意图及测量原理<sup>[48]</sup>

测器<sup>[49,50]</sup>，具有  $128 \mu\text{m}$  的栅网间隙，施加高电场，能对漂移电荷进行雪崩放大。为探测漂移电荷在底板上的二维位置，Micromegas 探测器的信号使用如图 3.13 所示的同心圆环像素板读出。像素板的设计有两种形式：a) 辐射投影型，即每一层同心圆环具有相同数目的像元，但不同圆环使用的像元大小不同；b) 固定像元型，即使用的所有像元大小相同，但不同层圆环拥有的像元数目不同。本次实验使用固定像元型的像素板，其优点是不同像元对感应电荷的响应相似，有利于信号的采集以及之后的数据分析。本次实验，在气体室的阴极板（顶板）上施加  $-6000 \text{ V}$  的高压，在 Micromegas 的栅网上施加  $-480 \text{ V}$  的电压，由此，在气体室中阴极板和栅网之间的漂移电场强度约为  $184 \text{ V/cm}$ ，栅网间隙中的雪崩电场强度约为  $37.5 \text{ kV/cm}$ 。

为了获得较高的位置精度且保证每个像元上感应电荷的大小，MINOS TPC 使用的像素板的像元尺寸为  $2 \times 2 \text{ mm}^2$ 。整个像素板分成 18 层，最内层像元中心到 TPC 中心的距离为  $46.25 \text{ mm}$ ，最外层为  $81.95 \text{ mm}$ ，共 3604 个像元，每个像元给出一路信号，需要同时记录信号的时间和幅度。对于如此庞大数量的信号，使用传统的信号处理和数

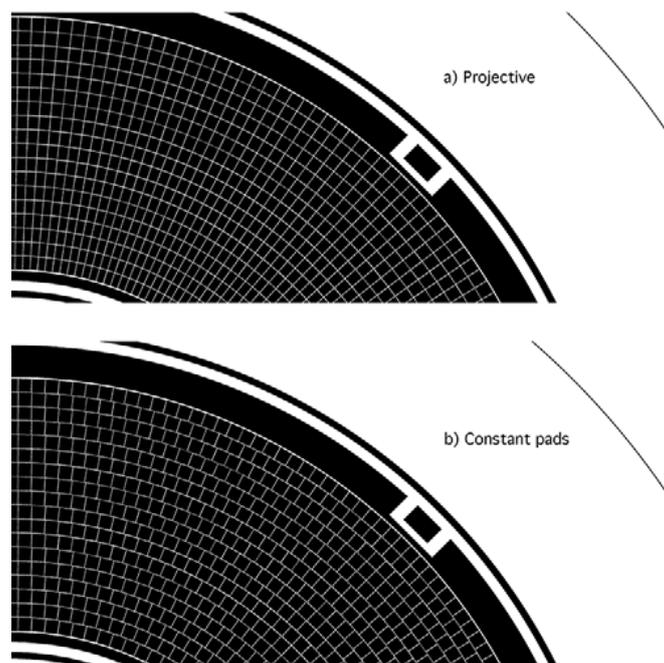


图 3.13 MINOS 底板 Micromegas 探测器信号读出像素板<sup>[48]</sup>

据获取方式需要非常多数量的电子学插件，价格昂贵且操作困难，因此 TPC 采用的是集成度更高的信号采样的数字获取系统 GET (General Electronics for TPCs)。

MINOS 数据获取系统的基本构架如图 3.14 所示，从 Micromegas 探测器出来的原始信号通过排线和转接板直接输入到前端信号采集板 FEC 上。对原始信号的放大，成形和采样全部在 FEC 上完成。采样后的原始数据通过千兆光纤传输到计算机上存储。MINOS 使用的前端信号采集板如图 3.15 (左)，在一块采集板上装有 4 块 AGET<sup>[51]</sup> 芯片，每块 AGET 芯片能同时处理 64 路信号，因此一块信号采集板能处理  $4 \times 64 = 256$  路信号。AGET 芯片一个信号处理模块的构架如图 3.15 (右)，能完成信号的前端放大，成形，滤波以及采样。

AGET 芯片本身具有时间甄别模块，能提供 trigger 信号触发获取系统，但也可以使用外部的 trigger 信号。在本次实验中，MINOS 作为 Slave DAQ 工作，由主 trigger 信号触发，关于电子学线路的详细讨论，参见章节 3.5。

实验中，GET 系统对 TPC 每一路信号采样 512 个 bin，相邻 bin 之间的时间间隔为 30 ns，由此，采样的总时间长度为  $15.36 \mu\text{s}$ 。而电子在气体室中漂移的速度约为  $4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ，对于 300 mm 长的气体室，最大漂移时间为  $7.5 \mu\text{s}$ 。因此 MINOS DAQ 的采样时间长度足以覆盖所有真实的信号。

在获得 TPC 的原始数据后，需要对每个像元上得到的信号形状进行拟合，从而获得信号的起始时间和幅度，详细过程会在数据分析章节进行讨论。在获得每个像元对应的漂移时间和感应电荷强度后，就可以分析质子穿过 TPC 的空间径迹。再利用两条

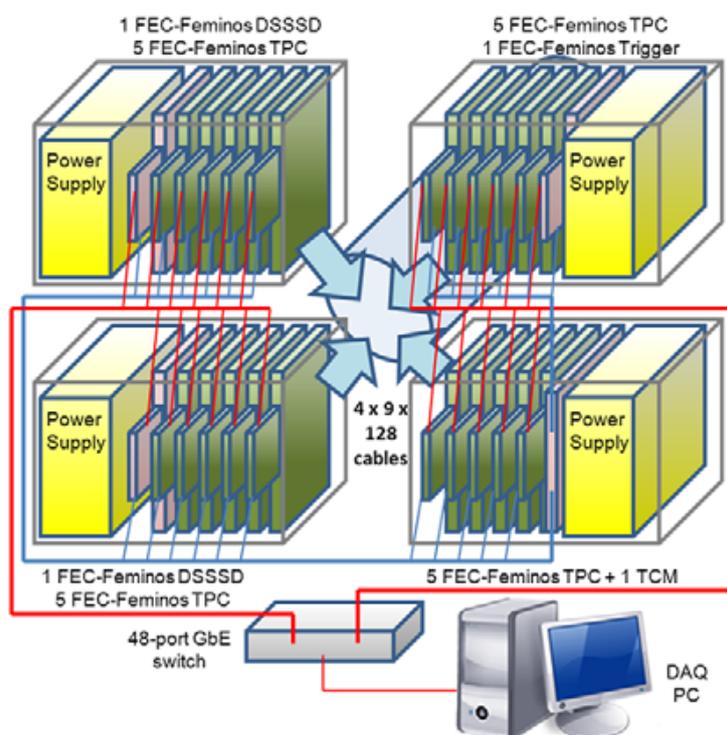


图 3.14 MINOS 数据获取系统构架<sup>[48]</sup>

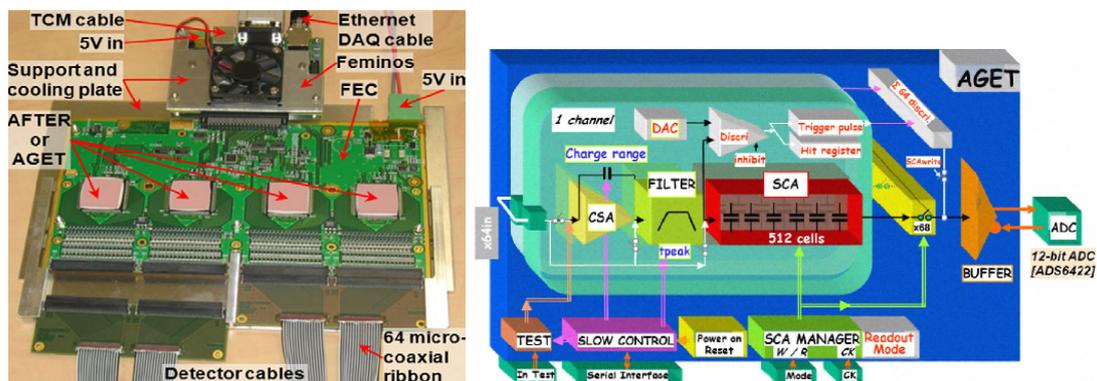


图 3.15 MINOS 前端信号采集板 (左)<sup>[48]</sup> AGET 芯片单元构架 (右)<sup>[51]</sup>

质子的径迹就可以重建出敲出反应发生的顶点位置，如图 3.12。实验中实际测量得到的重建反应顶点在束流线方向上的位置分辨为 5 mm (FWHM)，达到了 MINOS TPC 预期的技术指标。

### 3.4 DALI2 $\gamma$ 射线探测阵列

本次实验使用的是在束  $\gamma$  谱学的测量方法，即测量的是反应产物在束飞行时放出的  $\gamma$  射线，会伴随很强的 Doppler 效应。而为了构建原子核的能级，需要知道的是其在质心系的  $\gamma$  能量，因此需要对在实验室系下测量得到的  $\gamma$  能量进行 Doppler 修正。Doppler 效应能量变化为

$$\frac{E_\gamma}{E_{\gamma 0}} = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta_\gamma}, \quad (3.8)$$

由此得到多普勒能量修正的公式为

$$E_{\gamma 0} = \frac{1 - \beta \cos \theta_\gamma}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_\gamma, \quad (3.9)$$

其中  $E_{\gamma 0}$  是质心系下的  $\gamma$  能量， $E_\gamma$  是实验室系下测量得到的  $\gamma$  能量， $\theta_\gamma$  是实验室系下  $\gamma$  发射的角度， $\beta$  是放出  $\gamma$  时粒子运动的速度。对 (3.9) 两边微分就可以得到经过 Doppler 修正之后的  $\gamma$  能量分辨

$$\left(\frac{\Delta E_{\gamma 0}}{E_{\gamma 0}}\right)^2 = \left(\frac{\beta \sin \theta_\gamma}{1 - \beta \cos \theta_\gamma}\right)^2 (\Delta \theta_\gamma)^2 + \left(\frac{\beta - \cos \theta_\gamma}{(1 - \beta^2)(1 - \beta \cos \theta_\gamma)}\right)^2 (\Delta \beta)^2 + \left(\frac{\Delta E_{intr}}{E_\gamma}\right)^2, \quad (3.10)$$

其中  $E_{intr}$  是探测器的本征能量分辨。从 (3.10) 可以看出，Doppler 修正之后  $\gamma$  的能量不确定度主要有三个来源， $\gamma$  发射的空间角度不确定度  $\Delta \theta_\gamma$ ，放出  $\gamma$  时粒子能量的不确定度  $\Delta \beta$ ，以及  $\gamma$  探测器的本征能量分辨  $\Delta E_{intr}$ 。对于  $\Delta \beta$ ，前面已经提到，实验使用 MINOS TPC 探测器来重建反应发生的顶点，再根据反应顶点的位置以及靶前和靶后的束流能量计算反应顶点处粒子的能量，以此来减小  $\Delta \beta$ 。对于  $\Delta \theta$  和  $\Delta E_{intr}$  则主要取决于实验使用的  $\gamma$  探测阵列。

此外，由于 Doppler 效应的存在，在实验室系中  $\gamma$  发射的概率不再是各向同性，而是向前角度方向倾斜，如图 3.16。因此在设计探测阵列时，需要考虑到  $\gamma$  分布的空间不均匀性，适当在前角方向放置更多的探测器。在本次实验使用 DALI2 探测阵列<sup>[52]</sup>。

DALI2 是由 NaI(Tl) 闪烁体探测器构成的  $\gamma$  探测阵列，其所有探测器的形状都为长方体，因此探测器之间可以紧凑排列，且根据实验需要可以方便的调整探测器的个数以及阵列的结构。本实验中使用的 DALI2 结构如图 3.17 所示。整个阵列分成 11 层，前

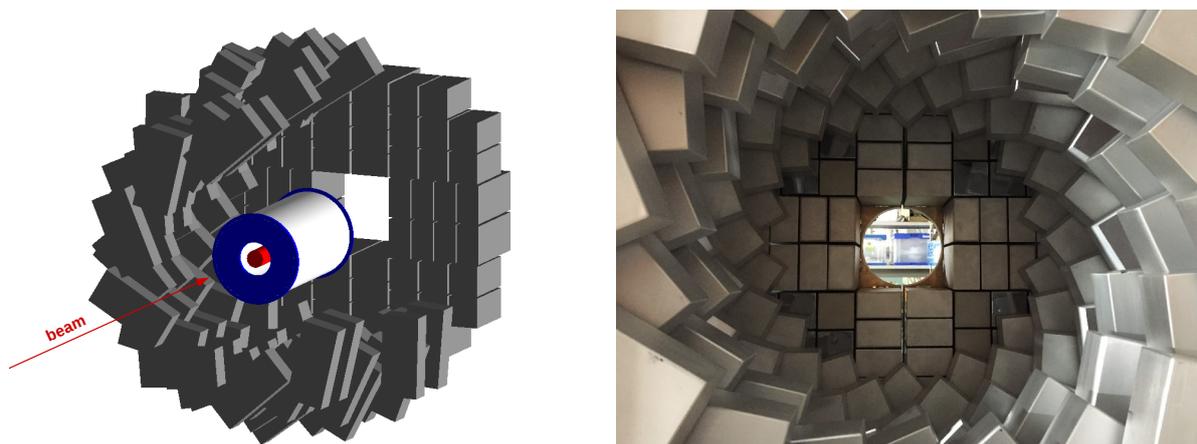
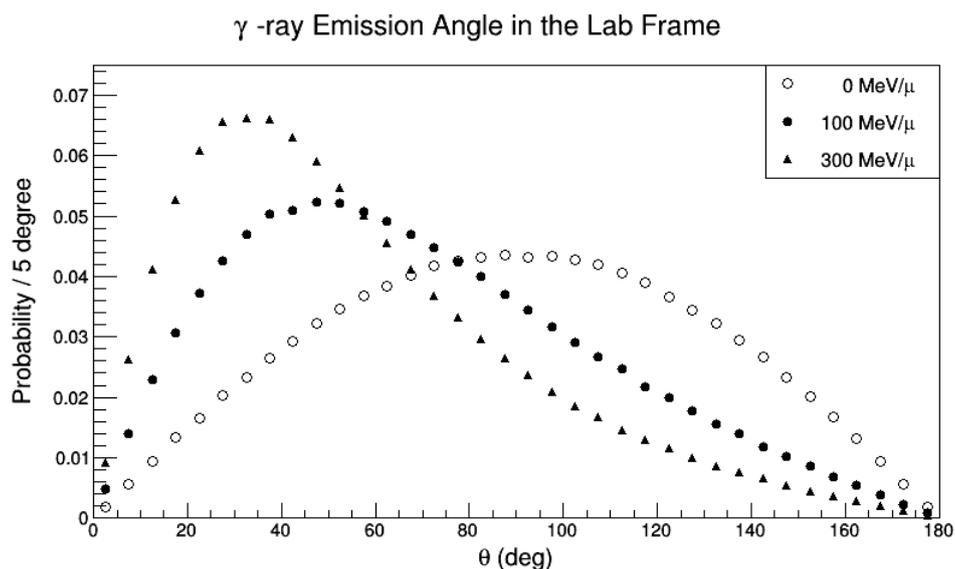


图 3.17 DALI2 探测阵列结构（左）和沿束流方向视图（右）

10 层探测器呈螺旋状排列，这样的结构在避免探测器之间互相遮挡的同时，能有效利用探测器的长度。探测阵列的最后一层是由 64 个探测器紧密排列成的“墙”，能够有效增加前角度方向的探测器覆盖，从而增大阵列的  $\gamma$  探测效率。本次实验搭建的 DALI2 阵列总共包含 186 个 NaI(Tl) 探测器，使用从不同的制造商购买的三种不同的探测器，探测器的尺寸和数目如表 3.4。DALI2 阵列支架的每层都分成左右两半，探测器分别用螺丝固定在左右两块不锈钢板上，可以逐层独立安装，如图 3.18。整个阵列也分成左右两半，可以向两边打开，因此能方便的将 MINOS 系统嵌入 DALI2 阵列，如图 3.19。

由于 NaI(Tl) 晶体暴露在空气中会潮解，因此 DALI2 所有探测器的晶体都用 Al 壳密封。晶体中光信号的读出采用光电倍增管 PMT，不同探测器使用的 PMT 型号同样在表 3.4 中给出。每个 PMT 都使用 CAEN SY1527 高压机箱分别施加 0.8~1.5 kV 的高

Manufacturer	Crystal Size	PMT type	Detector Number
Saint-Gobain	$45 \times 80 \times 160 \text{ mm}^3$	R580	88
Scionix	$40 \times 80 \times 160 \text{ mm}^3$	R580	66
Bicron	$60 \times 60 \times 120 \text{ mm}^3$	R1306	32

表 3.4 DALI2 阵列使用的探测器尺寸

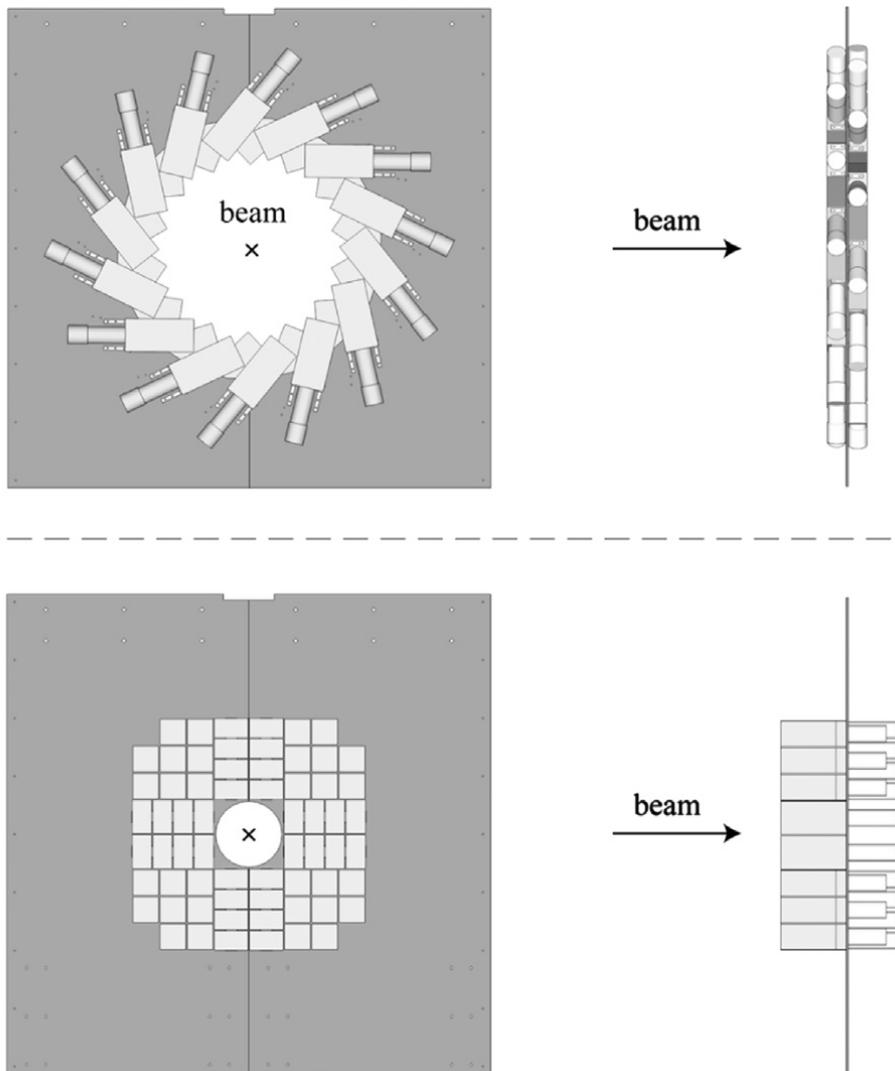


图 3.18 DALI2 探测阵列支架结构图<sup>[52]</sup>

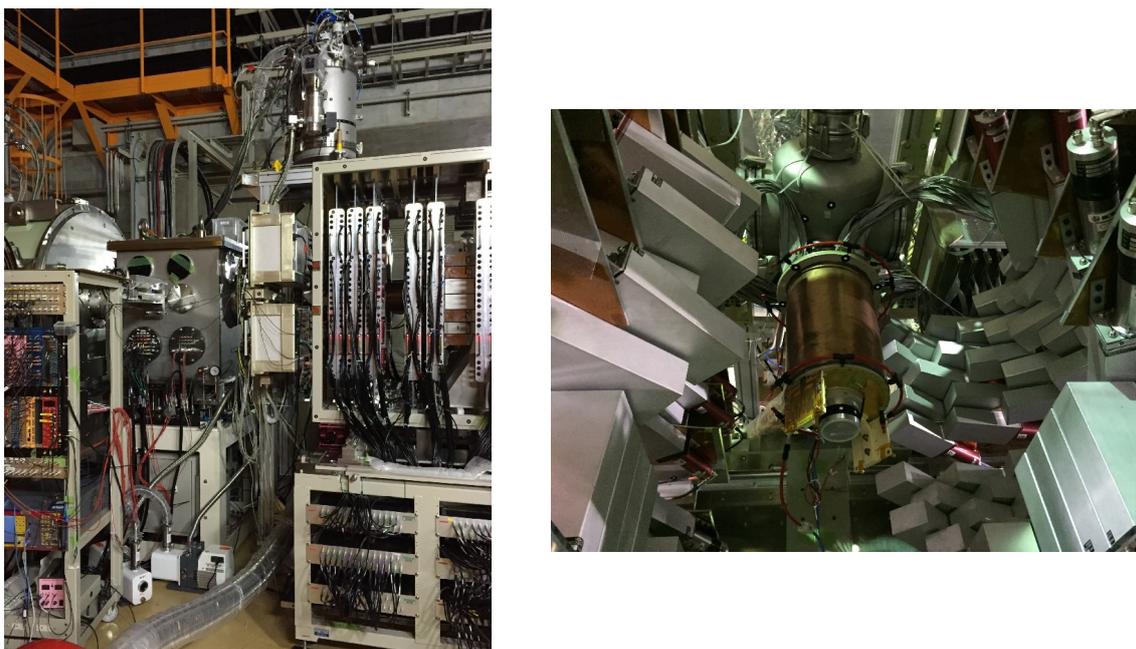


图 3.19 DALI2 探测阵列 + MINOS 系统外观（左）和内部（右）

压。从 PMT 出来的原始信号输入到 CAEN N568B 成形放大插件，N568B 有两路输出信号，其中快时间信号经过恒比定时甄别 CFD 输入到 TDC 中记录时间信息，慢信号则直接输入到 ADC 中记录其幅度信息。同时，用于处理快时间信号的 CFD 插件能够提供各路之间的“或”信号，用来做成 DALI2 阵列的 trigger 控制 DAQ 系统。在使用放射源刻度 DALI2 探测器时，用 DALI trigger 来触发 DALI2 的 DAQ，而在使用束流进行实验时，则用 DALI trigger 与束流线的 BEAM trigger 做符合做成主 trigger 来控制包括 DALI DAQ 在内的所有 DAQ 系统。DALI2 一个探测器的电子学连接和整个阵列的电子线路分别如图 3.20（左），（右）所示。

实验使用的 ADC 的数据长度为 12 bit，即整个量程分成  $2^{12} = 4096$  bin，对应 ADC 输入电压 0~8 V。在本次实验中，通过调节每个探测器 PMT 上施加的高压和对应成形放大器的放大倍数将 ADC 对应的  $\gamma$  测量范围统一调节到约 0~10 MeV，并在实验开始前后以及实验中，用  $\gamma$  源对阵列的每个探测器分别进行多次能量刻度。实验使用的  $\gamma$  源有  $^{133}\text{Ba}$ (302.853, 356.013 keV),  $^{137}\text{Cs}$ (661.657 keV),  $^{60}\text{Co}$ (1173.228, 1332.492 keV),  $^{88}\text{Y}$ (898.042, 1836.073 keV) 能覆盖能量范围 300~2000 keV。此外，由于实验设置中 DALI2 阵列安放的位置非常靠近 ZeroDegree 束流线的第一个四级磁铁 STQ17，尽管已经在 DALI2 阵列和 STQ17 之间安装了厚铁板作为磁屏蔽，但仍然不足以完全消除 STQ17 的磁场，穿透的磁场会影响 PMT 的信号增益。因此，对于本实验中使用的每个 ZeroDegree 的设置（STQ17 的磁场设置），需要分别用放射源进行刻度。DALI2 能量刻度的详细过程及结果会在数据分析章节中讨论。从  $\gamma$  源刻度得到的 DALI2 探测器的本征能量分辨

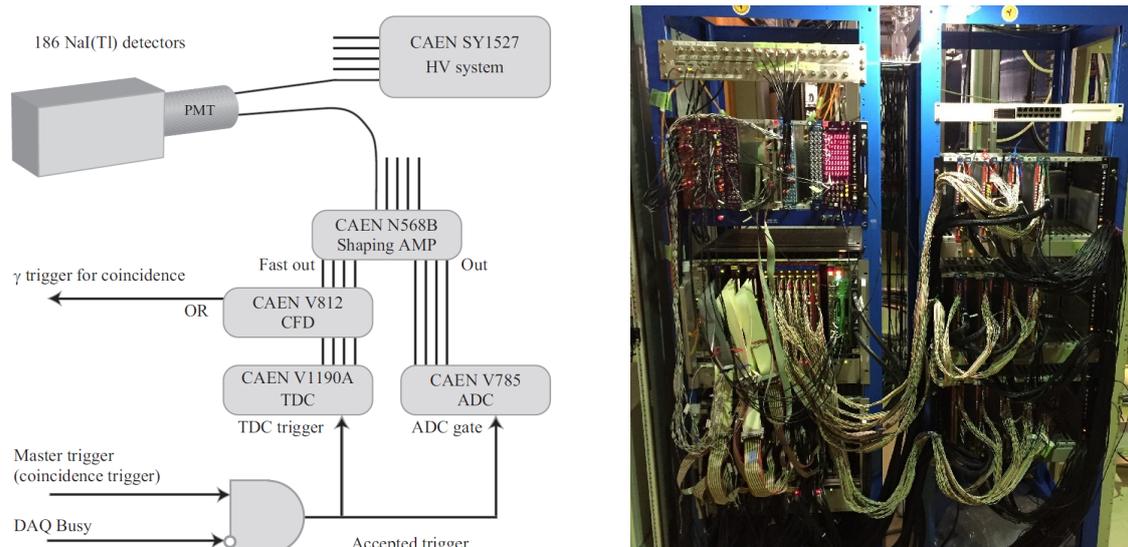


图 3.20 DALI2 探测器电子学线路（左）和电子学实物图（右）

FWHM 约为 9%(6%) 对于 662 keV(1.33 MeV) 的  $\gamma$ ，与文献 [52, 53] 中给出的结果一致。

在 Doppler 效应下，如公式 3.10 所示，DALI2 探测阵列的能量分辨需要同时考虑束流粒子能量不确定度和  $\gamma$  发射角度不确定度的影响，其中  $\Delta\beta$  已经在前面讨论。 $\gamma$  发射的  $\theta$  角度由探测器的位置和 TPC 重建出的反应发生的顶点位置计算出。对于本次实验所搭建的 DALI2 阵列，各层探测器到靶中心的距离在 24~60 cm 之间，且探测器之间有部分互相遮挡，而反应顶点的位置相对与靶中心的位置的变化范围为  $\pm 5$  cm，因此很难单纯从几何计算的角度得到每个探测器的有效张角。在 Doppler 效应下 DALI2 阵列的能量分辨和探测效率都由 Geant4 模拟<sup>[54]</sup> 得到，详细过程同样在数据分析章节中讨论。由模拟得到，对于从 250 MeV/u 运动的粒子发射出的 1 MeV 的  $\gamma$ ，阵列对全能峰的探测效率为 23%(使用 addback 后为 35%)，能量分辨约为 11%。

### 3.5 电子学线路

前面章节中已经介绍了 MINOS 和 DALI2 的电子学线路，本节将介绍束流线探测器的电子学线路以及 trigger 的构成。本实验使用的 DAQ 系统，及每个系统获取的探测器信息列出如表 3.5。所有 DAQ 系统都由同一个触发控制，即 Master trigger。

#### 3.5.1 束流线探测器电子学线路

##### 塑料闪烁体探测器

塑料闪烁体探测器的电子学线路如图 3.21，从 Plastic 左右两端 PMT 出来的原始信号被分成两路，分别输入到 TDC (Time-to-Digital Converter) 和 QDC (Charge-to-Digital

DAQ	Type	Main Modules	Detectors
sva03	VME	TDC, QDC	PPAC, Plastic
ccnet07	CAMAC	QDC	F7IC
ccnet08	CAMAC	QDC	F11IC
ggdaq03	VME	ADC, TDC	DALI2
minos	GET	Feminos	MINOS TPC

表 3.5 实验用 DAQ 系统

Converter) 中, 用于记录其时间和能量信息。其中时间路的左右两侧信号通过逻辑插件符合后用于之后制作 Master trigger。

### PPAC 探测器

PPAC 的电子学线路如图 3.22。每个 PPAC 的 5 路信号先后通过前置放大器, 快放大器和恒比定时甄别器后, 进入 TDC 中记录。这里需要指出, 实验使用的 CEAN V1190 和 V1290 插件都是 Multi-hit TDC, 即在 trigger 触发的一个事件中, TDC 能够记录在给定时间窗内接收到的多个时间信号, 且时间窗的起始点可以早于 trigger 到达的时间, 这一特性在实验电子学调节中十分有利。这些时间信号在之后数据分析的过程中通过筛选可以提高真实事件的效率, 详细过程将在数据分析章节中讨论。

### 离子电离室

离子电离室的电子学线路如图 3.23。对于每个电离室的 6 路能量信号, 先后通过前置放大器和成形放大器后, 用 QDC 记录其能量信息, QDC 数据获取的“门”由主 trigger 通过 GG(Gate Generator) 插件产生。

### 3.5.2 数据获取触发系统电子学线路

数据获取触发系统 (trigger) 的电子学线路如图 3.24。trigger 的组成主要分成 Beam trigger 和 DALI trigger 两部分, 分别表示有粒子穿过束流线和有  $\gamma$  被 DALI 探测到。对于本实验测量的重离子, Plastic 的探测效率接近 100%。因此, 用 BigRIPS 最后一个焦平面 F7 上 Plastic 左右两边信号的符合 (F7 Coin.) 作为 BigRIPS 束流线的 Beam trigger。同样的, 用 F11 Coin. 作为 ZeroDegree 的 Beam trigger。

通过 Beam trigger 与 DALI trigger 符合, 实验中准备了 3 个主要的 trigger: DSF7 (Down Scaled F7), F7×F11 和 DALI×F7×F11, 其逻辑分别为有束流粒子穿过 BigRIPS, 有束流粒子穿过 BigRIPS 和 ZeroDegree, 有束流粒子穿过 BigRIPS 和 ZeroDegree 同时有  $\gamma$  放出被 DALI2 探测到。对于第一个 F7 trigger, 由于其计数很高, 为了减少 DAQ 系统的死时间, 因此用采样插件降低其计数。这三个 trigger 被输入到 GTO 插件中。GTO

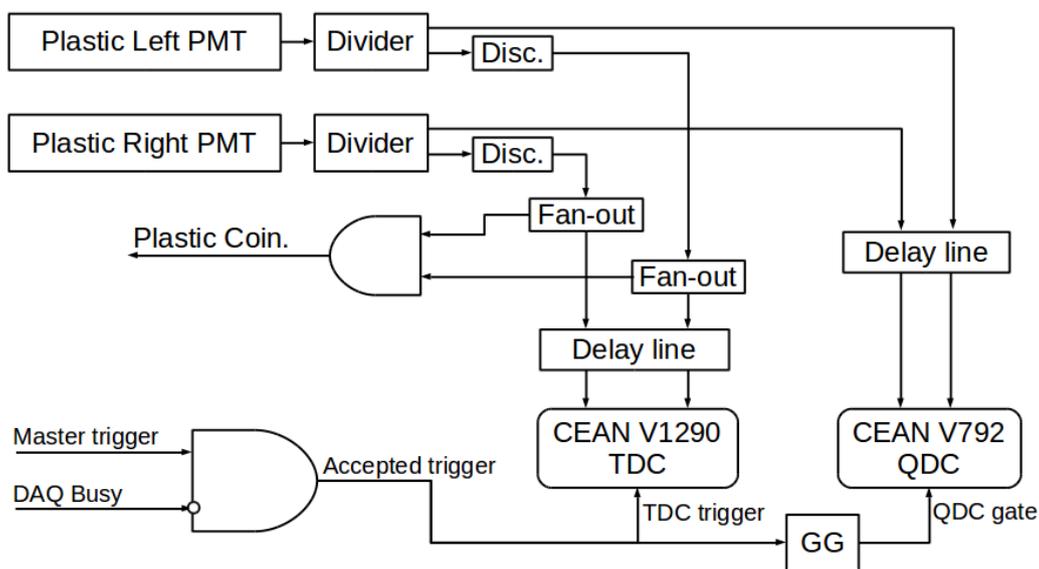


图 3.21 塑料闪烁体探测器电子学线路示意图

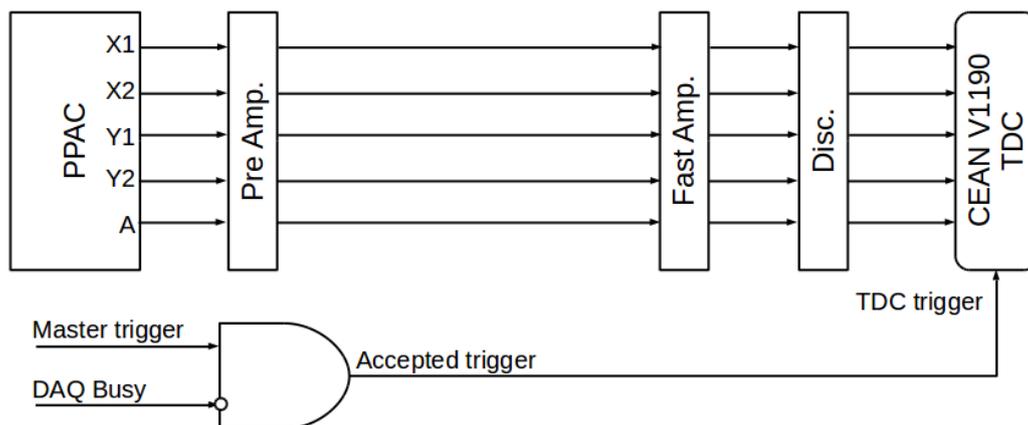


图 3.22 PPAC 电子学线路示意图

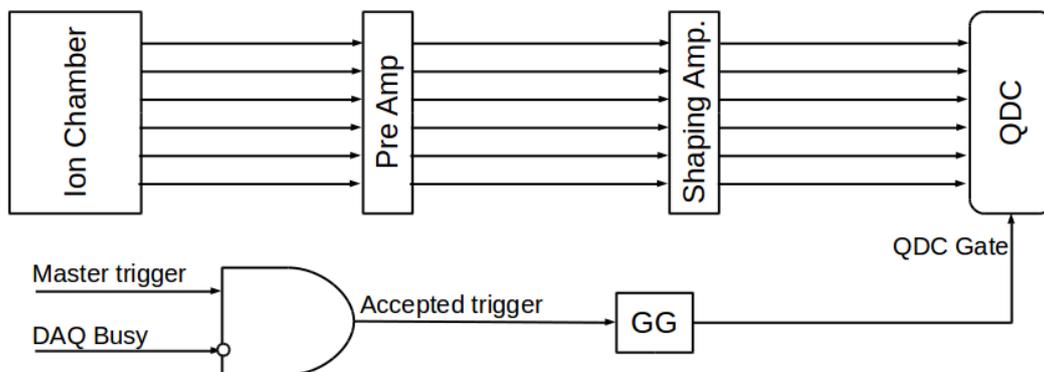


图 3.23 离子电离室电子学线路示意图

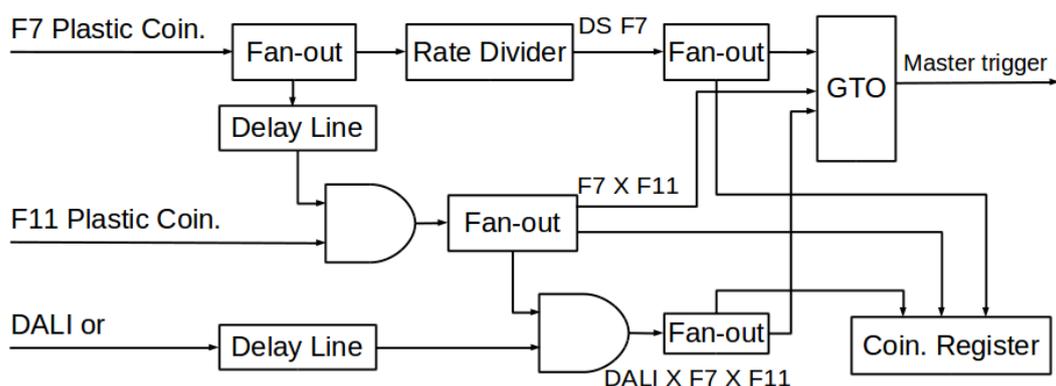


图 3.24 Trigger 电子学线路示意图

(General Trigger Operation) 是 RIKEN 自己研制的插件，能够方便的对输入的 trigger 进行不同逻辑组合的选择。本实验选择的 Master trigger 为  $DSF7 \parallel DALI \times F7 \times F11$ ，其中  $DALI \times F7 \times F11$  用来挑选有  $\gamma$  产生的事件， $DSF7$  用来记录束流的整体信息，方便之后分析反应截面等信息。 $DSF7$  采样的比例在不同 setting 中分别调节，调节的依据是将 Master trigger 的计数控制在  $\sim 1$  k/s。这三个 trigger 同时还被输入到 Coincidence Register 插件，如图 3.24，用于记录每个事件中 trigger 产生的模式。

由 GTO 选出的 Master trigger 会与所有 DAQ 的 Busy 信号做反符合，从而给出能被 DAQ 系统接收的 trigger，即 Accepted trigger。Accepted trigger 被分配到各个 DAQ 系统中用于控制数据的获取。



## 第四章 数据分析

前面章节中列出的各个 DAQ 系统都是作为 Slave DAQ 工作，在获取探测器的数据后，会将数据片段传输到作为 Master DAQ 的主机上。Master DAQ 会将这些片段整合，构建出包含所有探测器信息的“事件”，存储成 RIDF (RIBF Data Format) 格式的原始数据<sup>[55-57]</sup>。通过对原始数据进行解码和分析获取物理信息。本实验中对原始数据的解码以及数据分析都是通过 ANAROOT 软件实现的。ANAROOT<sup>[56]</sup> 是一套基于 ROOT<sup>[58]</sup> 开发的数据分析工具，针对 RIBF 实验的在线和离线分析进行了优化。其软件组成主要包括用于 RIDF 数据解码的程序库，用于 RIBF 各种探测器（阵列）刻度和重建物理信息的分析构架，以及一些在线分析时使用的用户交互工具。

本章讨论实验数据的分析，重点放在数据的处理和物理信息的获取上，对于实验结果的物理讨论将在下一章节中进行。本章中使用的二维彩色直方图的颜色，如无特别说明，均使用对数坐标。

### 4.1 束流线数据分析

本节首先讨论束流线的数据分析。前面已经提到，本实验使用的束流线有两条，BigRIPS 和 ZeroDegree，分别用来测量次级束和二次反应产物的粒子。原则上讲，两条束流线进行粒子鉴别的方法是一样的，即 TOF- $B\rho$ - $\Delta E$ ，分别用塑料闪烁体，PPAC 探测器和电离室进行测量。本节首先对这三种探测器的数据处理进行讨论，然后分别讨论 BigRIPS 和 ZeroDegree 的粒子鉴别，及其传输效率。

#### 4.1.1 塑料闪烁体探测器分析

塑料闪烁体探测器的原始信号示例如图 4.1。由于本实验测量的粒子较重，在塑闪中产生的信号比较大 ( $\sim 300$  mV)，而实验中的噪声水平较低，因此塑闪的信号有很好的信噪比。从塑闪的信号能获得两种信息，时间 (PlaT) 和能量 (PlaQ)，其中 PlaQ 主要用来修正时间和去除本底，PlaT 是主要使用的信息，用来计算 TOF。图 4.2 (左) 给出了 2000 个事件中，与塑闪连接的 TDC 记录的数据分布，横轴是 TDC 的路数，纵轴是 TDC 每一路记录的信号数。由左至右依次是 F3, F7, F8, F11 塑闪左右两端的时间，TDC 的最后一路连接系统的 trigger，记录参考时间。从图中可以看出 F11 塑闪的计数要明显少于其他几个。这是因为实验中选取的 trigger 是 DSF7||DALI×F7×F11，在这种条件下记录的事件中，F7PlaT 始终有信号，F3 和 F8 塑闪上也基本都有重离子穿过，而

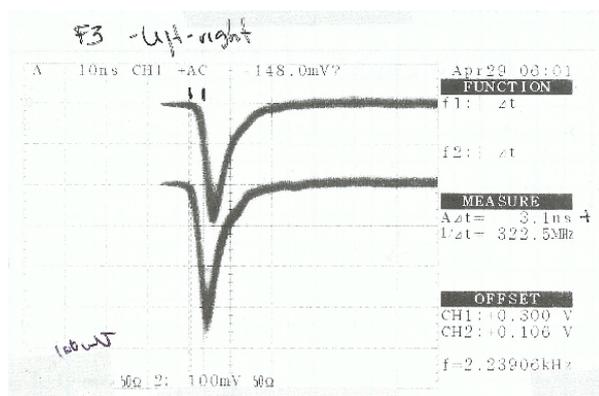


图 4.1 F3 塑闪左右两端 PMT 原始信号

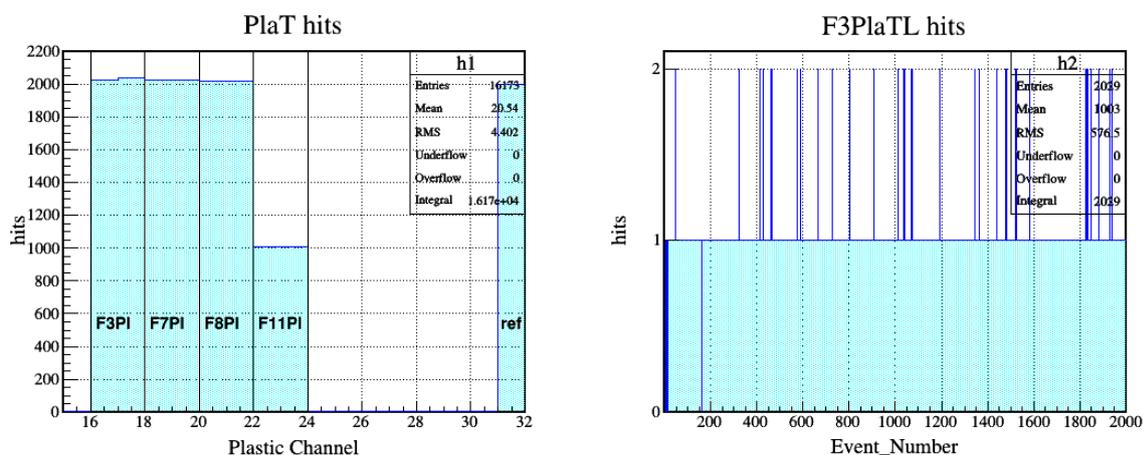


图 4.2 2000 个事件中 PlaT hit 的统计 (左) 和每个事件中 F3PlaTL 的 hit 次数 (右)

F11 塑闪位于 ZeroDegree 的末端，受限于 ZeroDegree 的接收度，有很大一部分重离子无法穿过整条束流线打到 F11 塑闪上。关于接收度的讨论参见章节 4.1.6。

图 4.2 (左) 中 F3, F7, F8 塑闪的统计都略高于 2000，这是因为使用的 Multi-hit TDC 插件在一个事件中记录了多个信号的时间。图 4.2 (右) 给出了这 2000 个事件中，F3 塑闪左端时间信号的 hit 分布，其中绝大部分 (~99%) 事件都只有一个 hit，有 2 个事件 (0.1%) 没有信号，大约 1% 的事件有 2 个 hit。对于这些有多个 hit 的事件，可以通过在分析中设置一个小的时间窗进行利用，如图 4.3 给出了  $^{89}\text{As}$  setting 的一个 run 的事件中 F3PlaTL 前两个 hit 的 TDC 数据分布。由于不同束流粒子之间 TOF 的差异很小，真实 hit 的塑闪时间信号的分布应该很窄，对应于分布中最高的峰。除此之外是周期性分布的本底，由加速器的脉冲信号带来。在数据分析时，施加一个小的时间窗，如图中红线所示，将每个事件中第一个出现在时间窗内的 hit 看作真实的时间信号，由此，具有多重 hit 的事件也能够被利用。由于本实验中塑闪的信号有良好的信噪比，且实验的束流强度并不太高 (在 F3 约 6 k/s)，因此多重 hit 事件的影响不大 (1%)。对于更高束流强度的实验，多重 hit 的事件会显著增多，此时，时间窗的设置将变得十分必要。

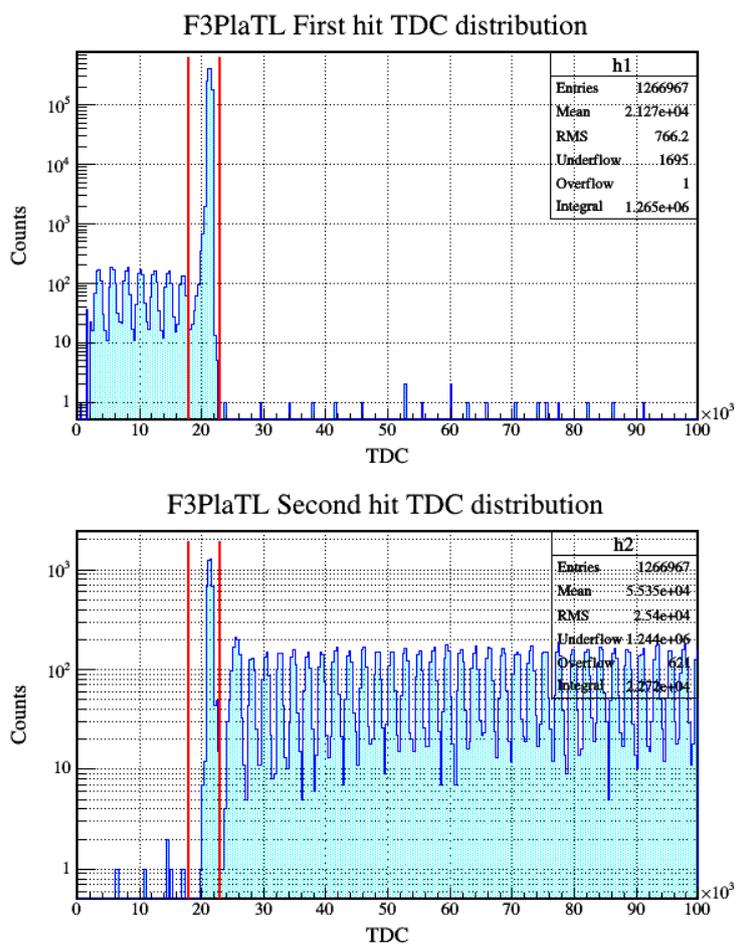


图 4.3 F3PlaTL 第一个 hit 时间分布 (上) 和第二个 hit 时间分布 (下)

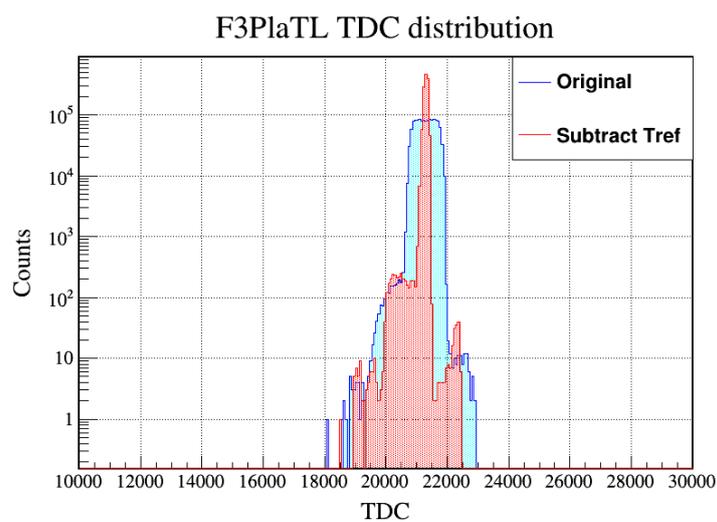


图 4.4 F3PlaTL TDC 原始分布 (蓝色) 和修正 Tref 浮动后的分布 (红色)

塑闪使用的 V1290 Multi-hit TDC 的工作方式不同于传统的 TDC。传统 TDC 将 trigger 作为 start (或 stop) 信号, 记录每一路信号与 trigger 的时间差。V1290 记录的则是每路信号与由 trigger 产生的时间窗之间的时间差, 而时间窗相对于 trigger 则有时间浮动, 因此需要额外记录 trigger 作为参考时间 Tref。通常会将 Tref 放在 TDC 的第一路或最后一路, 以便与探测器的信号区分。图 4.4 给出了修正 Tref 浮动前后 F3PlaTL 的 TDC 分布, 可以看到在修正 Tref 浮动后, 塑闪的时间分辨得到了显著的提升。

塑料闪烁体 TDC 每个 bin 对应 0.024413 ns, 转换后即可得到左右两端信号的时间。考虑到闪烁体本身有一定的长度, 当粒子打到闪烁体上距离中心  $x$  (定义右端为正) 的位置时, 产生的光信号向两端传播, 可以得到闪烁体两端信号的时间为

$$t_L = t_0 + \frac{L+x}{v}, \quad t_R = t_0 + \frac{L-x}{v}. \quad (4.1)$$

其中  $t_0$  是粒子打在闪烁体上的时间,  $L$  为闪烁体的半长,  $v$  是光信号在闪烁体中的传播速度。闪烁体的时间由两端信号时间的平均值给出

$$t = \frac{t_L + t_R}{2} = t_0 + \frac{L}{v}. \quad (4.2)$$

可以消除  $x$  位置不同对时间带来的影响。TOF 的计算式为

$$\begin{aligned} \text{TOF}_{br} &= t_{F7} - t_{F3} + \text{offset}_{37}, \\ \text{TOF}_{zd} &= t_{F11} - t_{F8} + \text{offset}_{811}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

式中 offset 项用来消除不同探测器间电子线路延迟的差异以及式 (4.2) 中  $L/v$  项带来的影响。实验测量的 TOF 示例如图 4.5。粒子打在闪烁体上的位置  $x$  可以通过闪烁体两端时间信号的差值计算

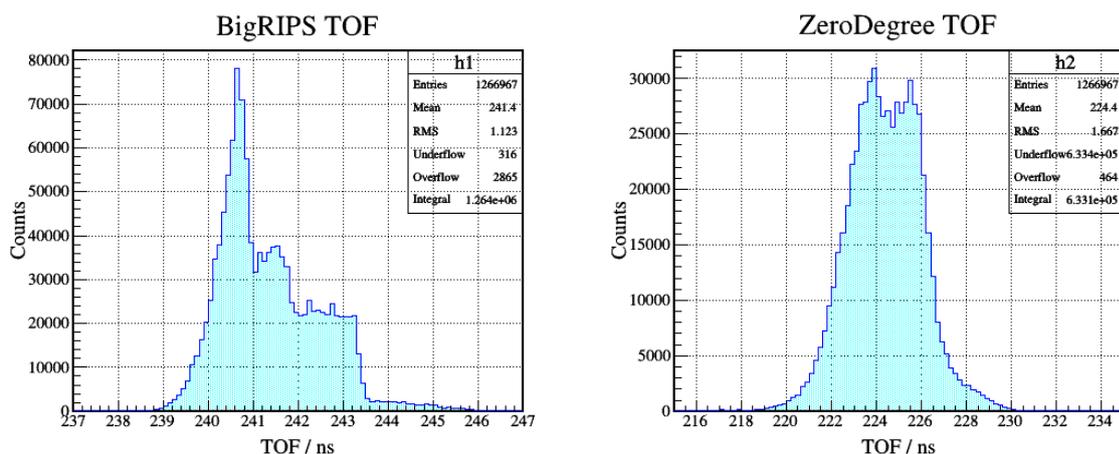
$$x = -\frac{v}{2}(t_R - t_L). \quad (4.4)$$

同样  $x$  也可以通过两端信号的幅度计算。闪烁体两端耦合的 PMT 接收的光信号强度为

$$q_L = q_0 \exp\left(-\frac{L+x}{\lambda}\right), \quad q_R = q_0 \exp\left(-\frac{L-x}{\lambda}\right). \quad (4.5)$$

其中  $q_0$  是信号的原始大小,  $\lambda$  为光信号在闪烁体中的衰减长度, 可得

$$x = -\frac{\lambda}{2} \ln\left(\frac{q_L}{q_R}\right). \quad (4.6)$$

图 4.5 测量得 BigRIPS 和 ZeroDegree 的 TOF 分布 ( $^{89}\text{As}$  setting)

在缺少 PPAC 位置信息的情况下，可以通过式 (4.4) 和 (4.6) 得到粒子在焦平面附近  $x$  方向的位置。由这两个式子可以得到

$$\ln\left(\frac{q_L}{q_R}\right) \propto (t_R - t_L). \quad (4.7)$$

式 (4.7) 可以用来部分去除由塑闪噪声带来的本底（参见章节 4.1.4）。

### 4.1.2 PPAC 探测器分析

PPAC 探测器采用延迟线读出，测量每个位置只需要两路时间信号。类似于上节塑闪的时间信号，当有一个粒子打在 PPAC 的  $x$  位置时，有

$$t_{x1} = t_0 + \frac{L+x}{k}, \quad t_{x2} = t_0 + \frac{L-x}{k}. \quad (4.8)$$

位置信息由两路时间信号的差值给出，即

$$x = k \frac{t_{x1} - t_{x2}}{2} + \text{offset}. \quad (4.9)$$

式中  $k$  为延迟时间到位置的刻度系数，约 1.22 mm/ns，在实验前需要对每个 PPAC 分别进行精细刻度。offset 主要来源与电子学线路的延迟和 PPAC 零点位置的定义。由式 (4.8) 可得

$$t_{sum} \equiv t_{x1} + t_{x2} - 2t_0 = \frac{2L}{k} = \text{const}. \quad (4.10)$$

即当有一个粒子打在 PPAC 上时，总延迟时间是个常数。式中  $t_0$  可由 PPAC 阳极信号的时间得到。当有两个或多个粒子“同时”打在 PPAC 上的不同位置时，就需要用到

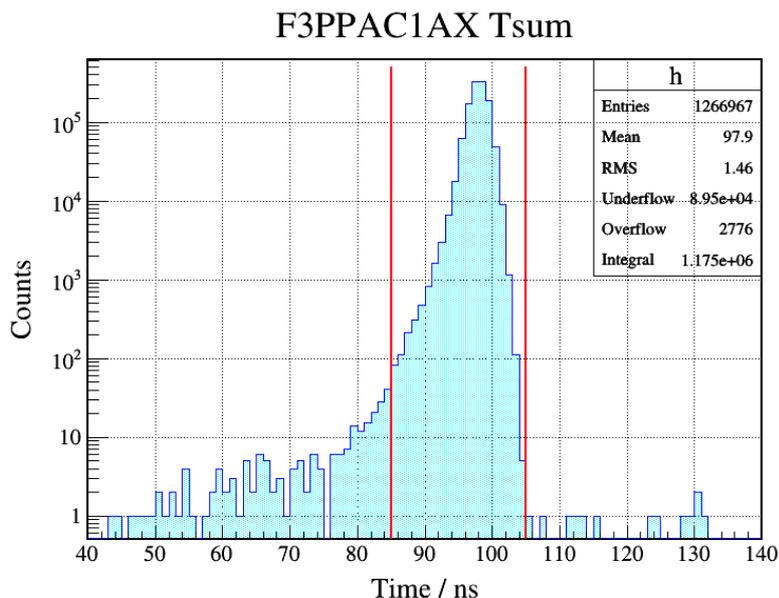


图 4.6 F3PPAC1AX Tsum 分布

TDC Multi hit 的信息，通过两路位置信号不同 hit 之间的组合找出满足式 (4.10) 的 hit，再计算粒子打在 PPAC 上的位置。由于本实验束流强度还不太高，这样的事件所占比重不大。在数据分析中仅读取 TDC 每一路的第一个 hit，多重粒子事件的总延迟时间会小于式 (4.10) 的常数，在  $t_{sum}$  谱的左侧形成一个拖尾，如图 4.6。通过对  $t_{sum}$  设置一个时间窗（图中红线）即可卡掉大部分包含多重粒子和噪声的 PPAC 数据。

实验通常在每个要测量的焦平面的前后各放置一台 DPPAC，以便同时测量粒子的位置和角度。图 4.7 是焦平面位置测量的原理示意，PPAC 相对于焦平面的距离已在实验前测量。对于一个测量维度，两台 DPPAC 能给出 4 个位置信息。由于 PPAC 的位置分辨，测量得到的 4 个点并不完全在一条直线上。通过最小二乘拟合能给出粒子径迹的估计，进而推导出粒子在焦平面上的位置和运动的角度。图 4.8 为本实验测量得到的束流在 F7 焦平面上 4 个 PPAC 单元 XY 两个维度的位置分布。由于在安装上 F7PPAC2 更加靠近焦平面，因此 F7PPAC2 上束斑聚焦更好。图 4.9 为由测得的 F7 焦平面位置和角度反推得到的 PPAC 上位置与实际测量位置间残差的分布，分布用高斯函数拟合，拟合得到的  $\sigma$  在图中给出。从这个  $\sigma$  计算出的 PPAC 位置分辨约为 1 mm (FWHM)，与前章给出的参考值一致。

本实验中，PPAC 每层的探测效率约为 95%，若要求每层 PPAC 都有信号，焦平面上一个维度的探测效率约为 80% ( $0.95^4$ )。为了提高探测效率并兼顾测量精度，分析中要求在焦平面的上束流方向和下束流方向分别有一个位置信号（每个 DPPAC 至少一层有信号），即可拟合粒子径迹。这样的条件下，焦平面上一个维度的探测效率提高到 99.5% ( $(1 - 0.05^2)^2$ )。通过焦平面上的位置计算  $B\rho$  时，在一阶近似下只使用 X 方向的

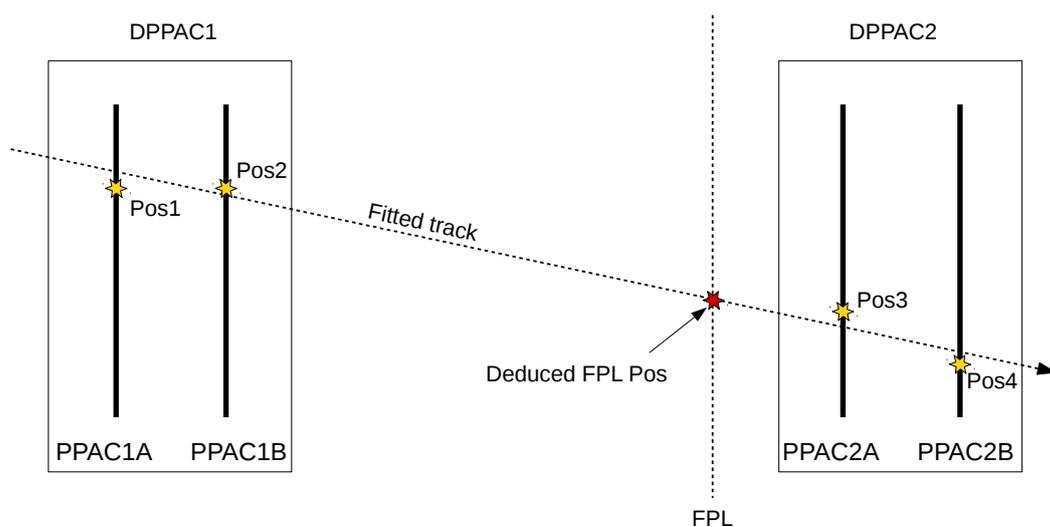


图 4.7 焦平面位置推导示意图

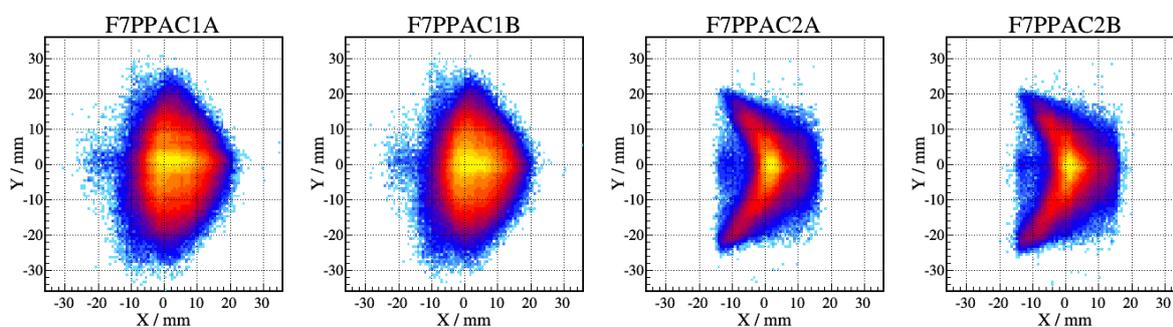


图 4.8 实验得 F7PPAC 测量位置分布

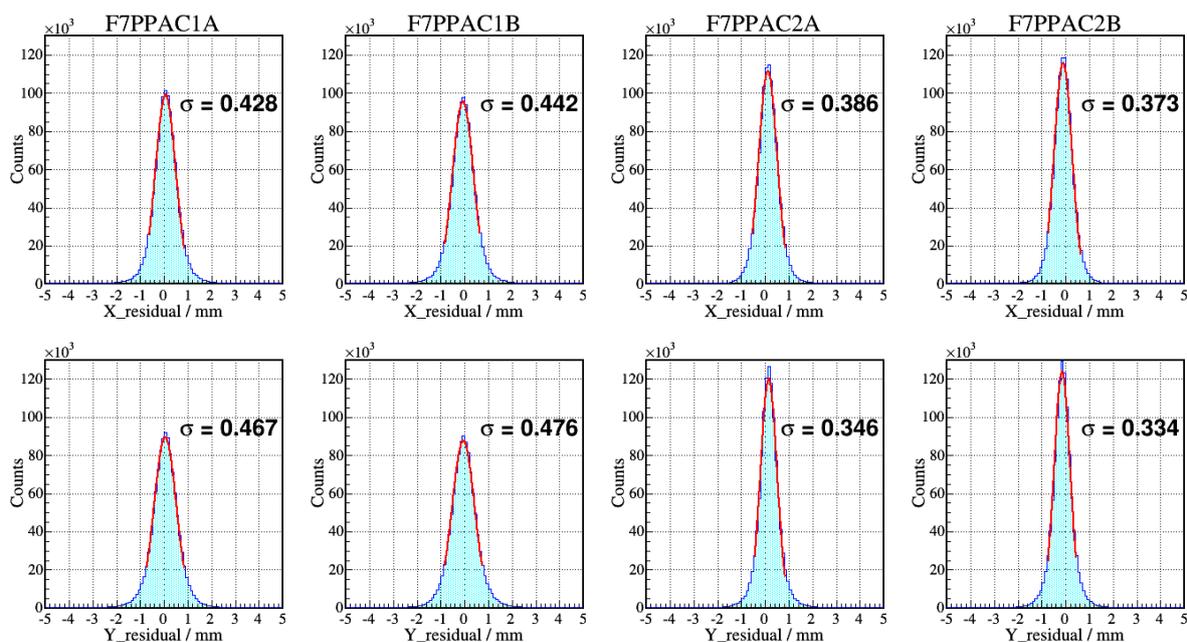


图 4.9 实验得 F7PPAC 测量位置残差

F7PPAC1AX	F7PPAC1BX	F7PPAC2AX	F7PPAC2BX	F7X
97.2%	97.5%	95.6%	98.6%	99.6%

表 4.1 F7PPAC 和 F7 焦平面 X 维度探测效率

F3X	F5X	F7X	F8X	F9X	F11X
98.1%	99.5%	99.6%	99.9%	99.8%	99.9%

表 4.2 BigRIPS 和 ZeroDegree 各焦平面 X 维度探测效率

位置信息。F7 每层 PPAC 的 X 探测效率及 F7 焦平面的 X 探测效率见表 4.1，BigRIPS 和 ZeroDegree 所有焦平面 X 的探测效率见表 4.2。其中 F3 因束流强度大，实验中 PPAC 容易发生打火，所以人为降低了所加的高压，使得其探测效率略逊于其他焦平面。

### 4.1.3 电离室分析

本实验使用的气体电离室每台有 6 个采样层，对  $\Delta E$  采样 6 次，各层采样信号之间等价。数据分析中使用所有打火采样层的信号的几何平均值计算  $\Delta E$ ，对本实验中测量的重离子的探测效率接近 100%。图 4.10 分别给出了 F7 和 F11 电离室各层信号与第一层信号 (Ch0) 之间的二维关联，图中颜色使用对数坐标。图中绝大部分事件都分布在  $x = y$  的对角线区域，只有少数杂散的点，说明气体电离室各层的信号都很稳定。从图中可以看出，F7 电离室的信号有一个明显的高能方向的拖尾，而 F11 的则很少。这是由于打在 F7 电离室上的粒子数 ( $\sim 5$  k/s) 远多于 F11 ( $< 1$  k/s)。为了获得较好的能量分辨，电离室的信号成形时间较长，在高计数的情况下容易产生信号的堆积，形成拖尾。这个拖尾会对粒子鉴别产生一定影响，详细讨论参见章节 4.1.4。电离室采样的信号的平均值分布如图 4.11，从图中已经可以粗略将不同 Z 的粒子分开。为了获得更好的分辨，需要用 Bethe-Bloch 公式对测量到的  $\Delta E$  进行修正得到 Z，这个过程会用到由 TOF 计算出的电离室前的粒子运动速度  $\beta$ 。而  $\beta$  的获得在一定程度上依赖于测量的  $A/Q$ ，因此在数据分析过程中首先处理  $A/Q$ ，然后再处理 Z，详细过程同样在章节 4.1.4 中讨论。

章节 4.1.1 中提到本实验同时记录了塑闪信号的大小  $PlaQ$ ，原则上讲  $PlaQ$  同样可以用作  $\Delta E$  的测量。虽然由塑闪得到的  $\Delta E$  分辨率较差，但塑闪的信号为快信号，很少出现堆积。在刻度好的情况下可以将由塑闪得到的  $\Delta E$  加权平均到电离室的  $\Delta E$ ，能够提高 Z 的分辨率。或者可以通过两者的二维关联去除在电离室中有信号堆积的事件。本实验中由电离室的  $\Delta E$  得到的 Z 的分辨已经足够满足粒子鉴别的要求，因而没有将塑闪的能损利用进去。

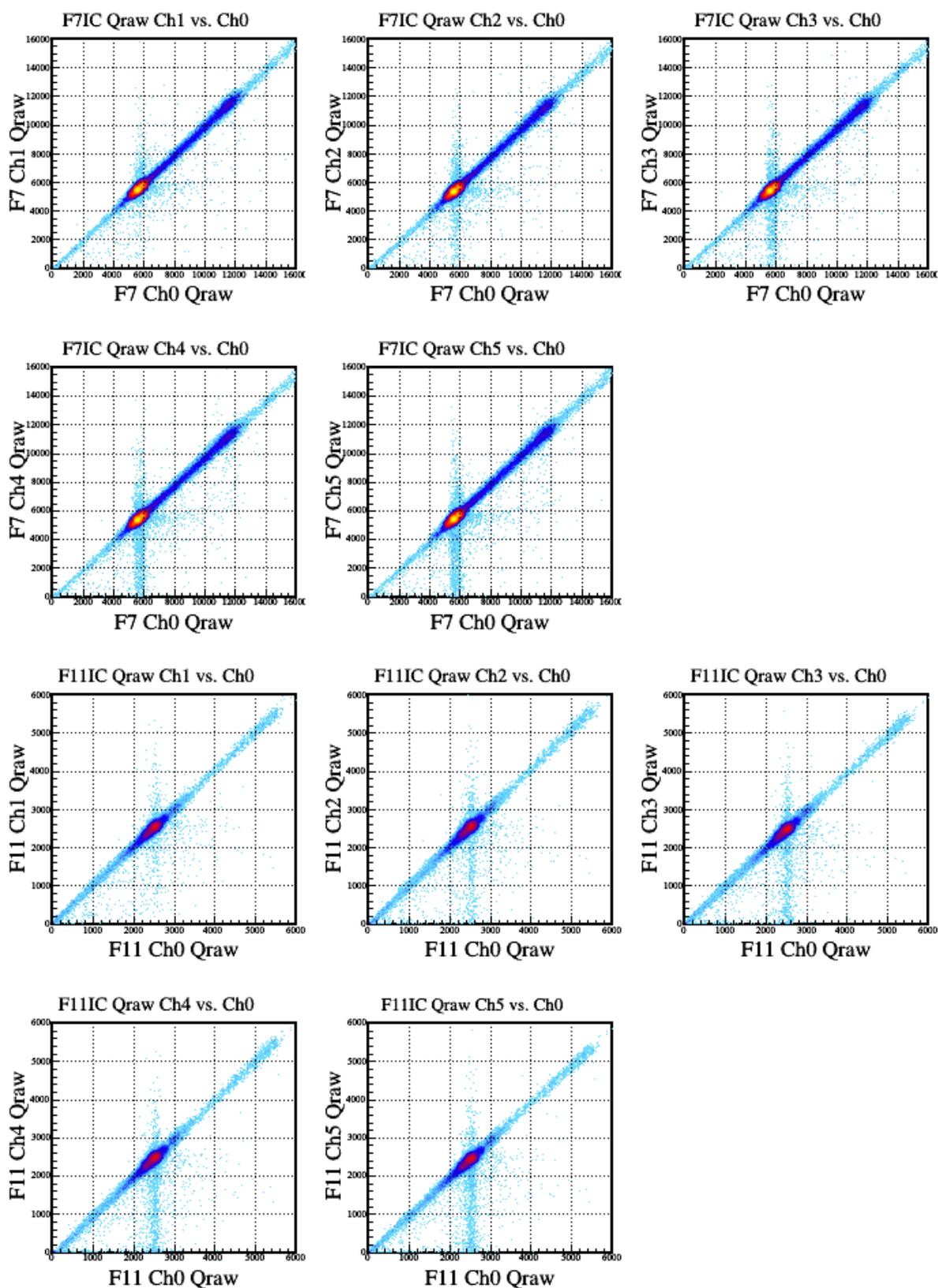
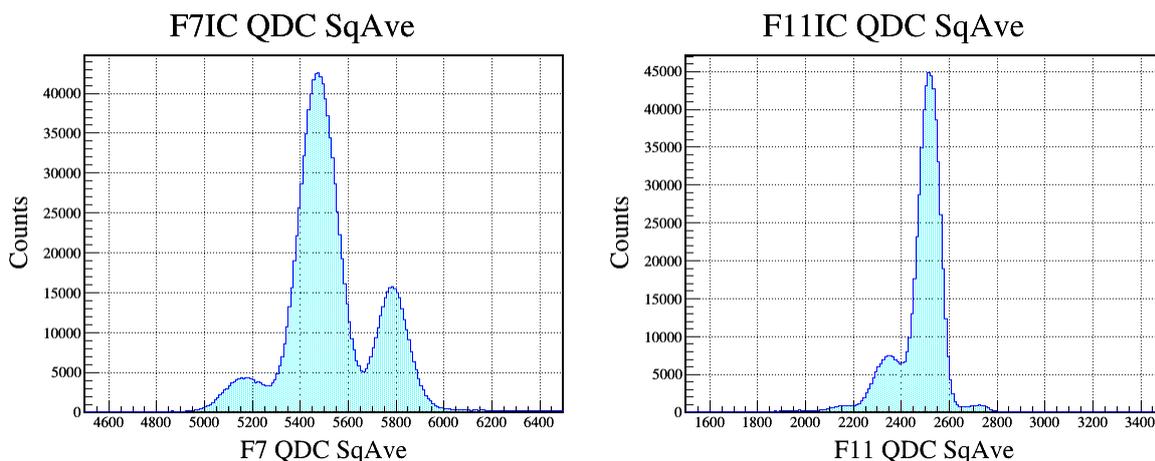


图 4.10 电离室各采样层信号二维关联


 图 4.11 电离室采样信号几何平均值分布 ( $^{89}\text{As}$  setting)

#### 4.1.4 BigRIPS 束流线粒子鉴别

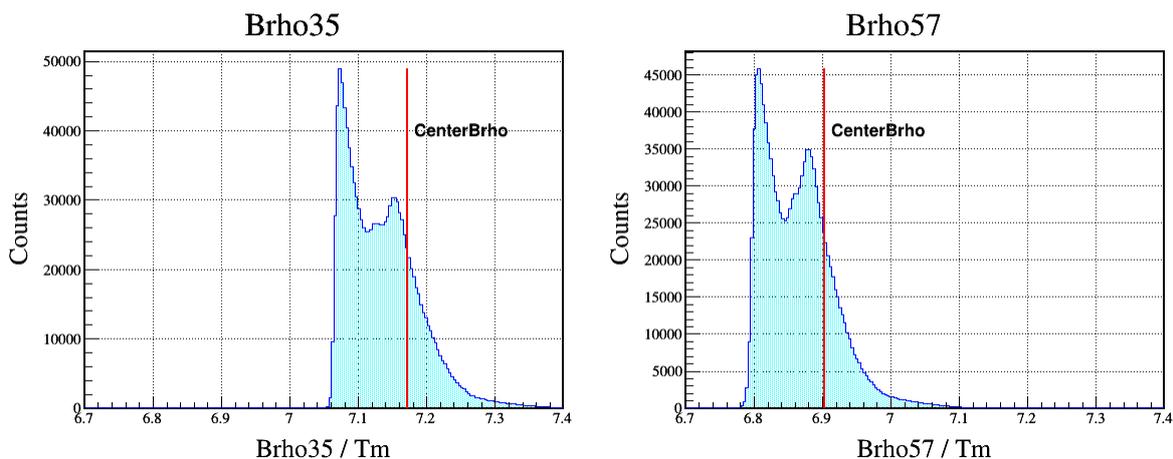
本节讨论利用前面分析的三种探测器信息进行 BigRIPS 束流线的粒子鉴别。粒子鉴别的方法是 TOF- $B\rho$ - $\Delta E$ ，因此首先通过粒子在焦平面上的位置计算其  $B\rho$ 。对于 BigRIPS，由于在 F5 使用了降能片，F5 前后的  $B\rho$  值不同，需要分别计算。本节以  $B\rho_{35}$  为例进行说明， $B\rho_{57}$  的计算方法与  $B\rho_{35}$  一样，只需进行相应替换。

在焦平面 F3 和 F5 上测量得到的粒子径迹可以通过传输矩阵连接<sup>[59]</sup>

$$\left\{ \begin{array}{l} x_5 = (x|x)x_3 + (x|a)a_3 + (x|\delta)\delta_{35} \\ \quad + (x|xx)x_3^2 + (x|xa)x_3a_3 + (x|x\delta)x_3\delta_{35} + (x|aa)a_3^2 + (x|a\delta)a_3\delta_{35} \\ \quad + (x|\delta\delta)\delta_{35}^2 + (x|yy)y_3^2 + (x|yb)y_3b_3 + (x|bb)b_3^2 \\ a_5 = (a|x)x_3 + (a|a)a_3 + (a|\delta)\delta_{35} \\ \quad + (a|xx)x_3^2 + (a|xa)x_3a_3 + (a|x\delta)x_3\delta_{35} + (a|aa)a_3^2 + (a|a\delta)a_3\delta_{35} \\ \quad + (a|\delta\delta)\delta_{35}^2 + (a|yy)y_3^2 + (a|yb)y_3b_3 + (a|bb)b_3^2 \end{array} \right. \quad (4.11)$$

式中  $x$ ,  $a$ ,  $y$ ,  $b$  分别是焦平面上 X 和 Y 方向的位置和角度，由 PPAC 测量得到。 $\delta$  是粒子  $B\rho$  相对于束流线中心值的偏移，定义为  $(B\rho - B\rho_0)/B\rho_0$ ， $B\rho_0$  由磁场测量得到，参见表 3.2。括号中为束流线传输矩阵的矩阵元，基于 COSY INFINITY 程序<sup>[60]</sup> 的计算得到。一阶近似下忽略所有高阶项的影响，式 (4.11) 简化为

$$\left\{ \begin{array}{l} x_5 = (x|x)x_3 + (x|a)a_3 + (x|\delta)\delta_{35} \\ a_5 = (a|x)x_3 + (a|a)a_3 + (a|\delta)\delta_{35} \end{array} \right. \quad (4.12)$$

图 4.12 实验得 BigRIPS  $B\rho$  分布 ( $^{89}\text{As}$  setting)

可以写成矩阵形式

$$\begin{pmatrix} x_5 \\ a_5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) \\ (a|x) \end{pmatrix} x_3 + \begin{pmatrix} (x|a) & (x|\delta) \\ (a|a) & (a|\delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_3 \\ \delta_{35} \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

由此可得

$$\begin{pmatrix} a_3 \\ \delta_{35} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|a) & (x|\delta) \\ (a|a) & (a|\delta) \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} x_5 - (x|x)x_3 \\ a_5 - (a|x)x_3 \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

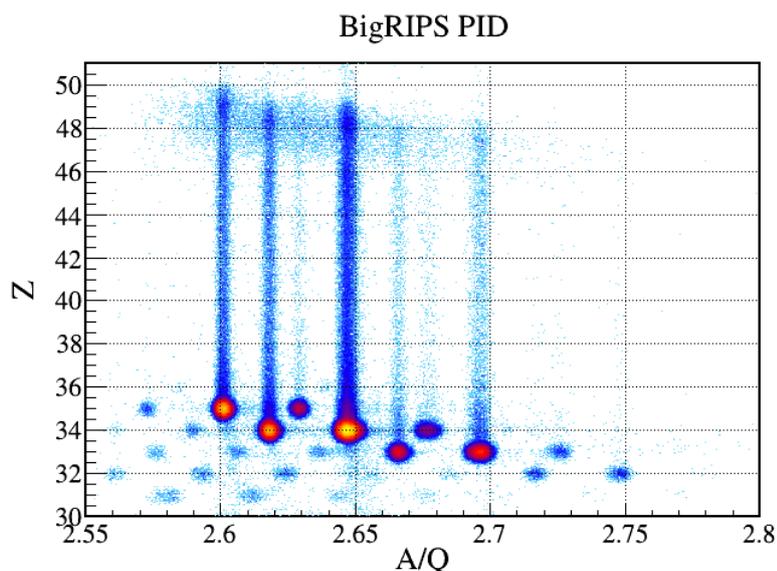
式 4.14 的右边全都已知，由此可以计算  $a_3$  和  $\delta_{35}$ ，其中  $\delta_{35}$  用来计算  $B\rho_{35}$ ， $a_3$  用来与 PPAC 测量结果比较，验证计算结果的正确性。分析得到的 BigRIPS 的  $B\rho$  分布如图 4.12，红线位置为束流线中心的  $B\rho$  值。

利用测量得到的  $B\rho$  和 TOF，结合式 (3.4) ~ (3.7) 就可计算 BigRIPS 的  $A/Q$  和  $\beta$ ，分析过程中需要精调 TOF 的 offset 以获得正确的  $A/Q$  的值。粒子的原子序数  $Z$  通过式 (3.3) 得到

$$Z = C_1 \beta \sqrt{\frac{\Delta E}{\ln(2m_e c^2 \beta^2 / I) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2}} + C_2 \quad (4.15)$$

其中  $C_1$  和  $C_2$  是刻度系数， $\beta$  取 F7 电离室前的  $\beta_{57}$ 。

BigRIPS 的粒子鉴别如图 4.13，数据来源于  $^{89}\text{As}$  setting 的一个 run。图 4.13 已经基本满足本实验数据分析的要求，然而仍然可以通过一些 Cut 和修正进一步提升 PID 的品质。图中有一些杂散的点是由塑闪噪声带来的本底，可以通过式 (4.7) 的关系去除，如图 4.14 分别给出了 F3 和 F7 塑闪按照式 (4.7) 的关联，图中红线为施加的 Cut。可以看到使用塑闪的 Cut 后 PID 中一些本底被移除，然而还是存在很长的拖尾，这个拖尾由电离室事件堆积带来，可以通过在 F7 塑闪和 F7 电离室的能量关联二维谱中施加


 图 4.13 实验得 BigRIPS 粒子鉴别初步结果 ( $^{89}\text{As}$  setting)

isotopes	statistics	A/Q resolution (Sigma)	Z resolution (Sigma)
$^{89}\text{Se}$	1.72e6	0.00116	0.179
$^{91}\text{Br}$	1.65e6	0.00116	0.180
$^{93}\text{Br}$	1.59e6	0.00116	0.178
$^{94}\text{Br}$	1.95e6	0.00129	0.179
$^{95}\text{Br}$	4.91e5	0.00150	0.178

表 4.3 主要次级束原子核粒子鉴别分辨率及粒子数目统计

Cut 去除，如图 4.15 所示。这部分事件占总事件数的比例约为 5%，事实上是真实的事件，且这个拖尾的存在在本实验中并不影响所分析原子核的粒子鉴别，因此在之后的分析中保留这部分事件。

本实验数据分析最终得到的 BigRIPS 粒子鉴别如图 4.16 和 4.17，分别对应于上章提到的两个实验设置。分析过程中使用了一些修正以提升 PID 的分辨，将在下一节 ZeroDegree 的数据分析中进行说明。本实验使用的主要次级束在图中用红线圈出，其粒子鉴别分辨率和粒子数目统计在表 4.3 中列出。

BigRIPS 的 PID 也可以直接使用 (3.1) 和 (3.2) 计算，在这种情况下，只使用 BigRIPS 一半的信息 ( $B\rho_{35}$  或  $B\rho_{57}$ )，并且需要给 TOF 施加一个很大的 offset，使得由其计算得到的  $\beta$  值近似与所使用的一半 BigRIPS 的  $\beta$  一致。这样得到的 A/Q 的分辨会比前述方法略差，但是分析过程中使用的焦平面信息较少，能获得更高的统计。本实验焦平面探测的效率足够高，因此没有必要使用这种方法。

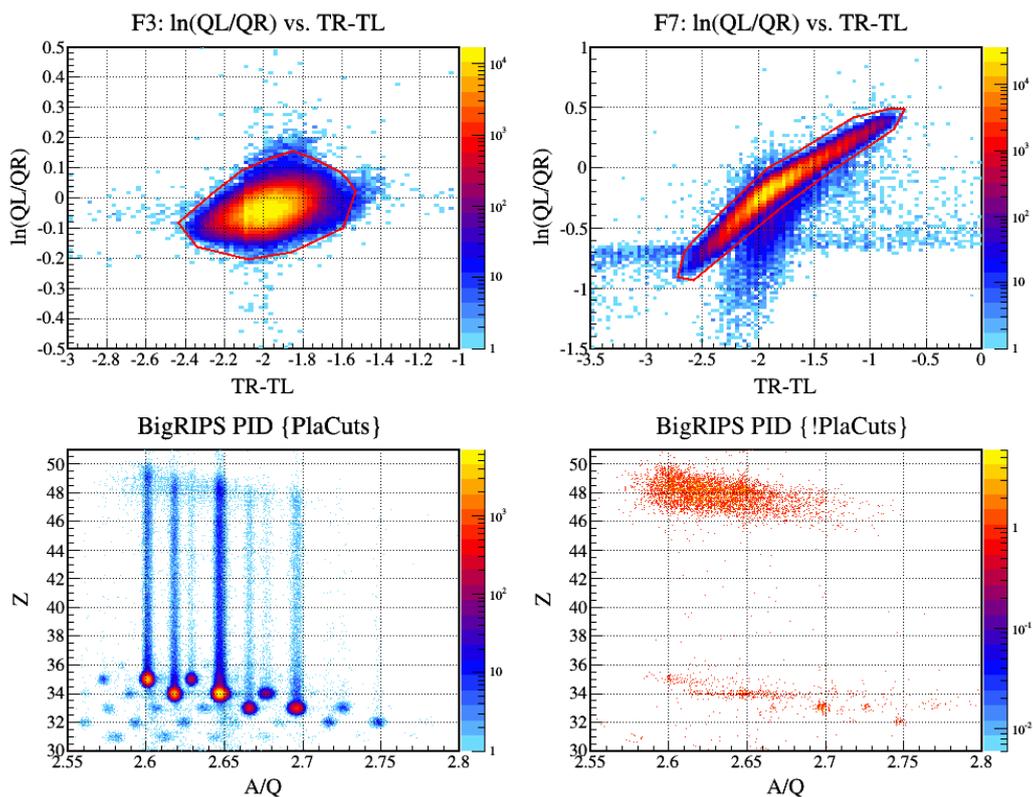


图 4.14 塑闪能量-时间信号关联（上）和由塑闪带来的本底（下）

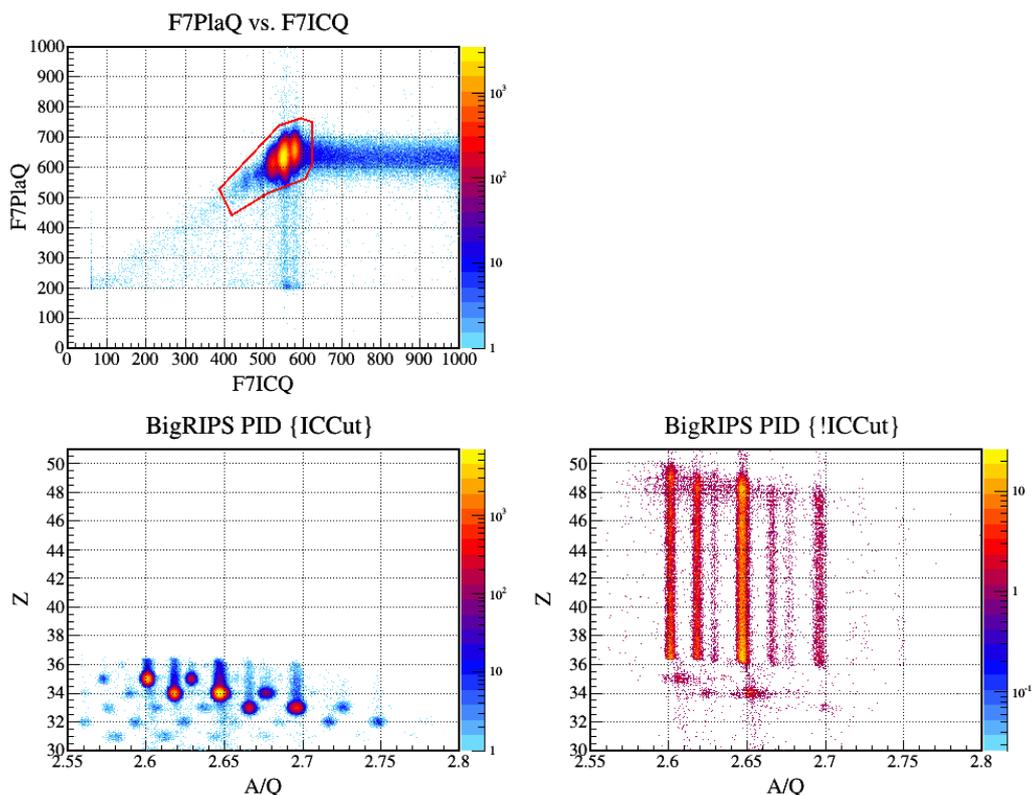


图 4.15 F7 塑闪和 F7 电离室测到的能量关联（上）和由电离室信号堆积带来的拖尾（下）

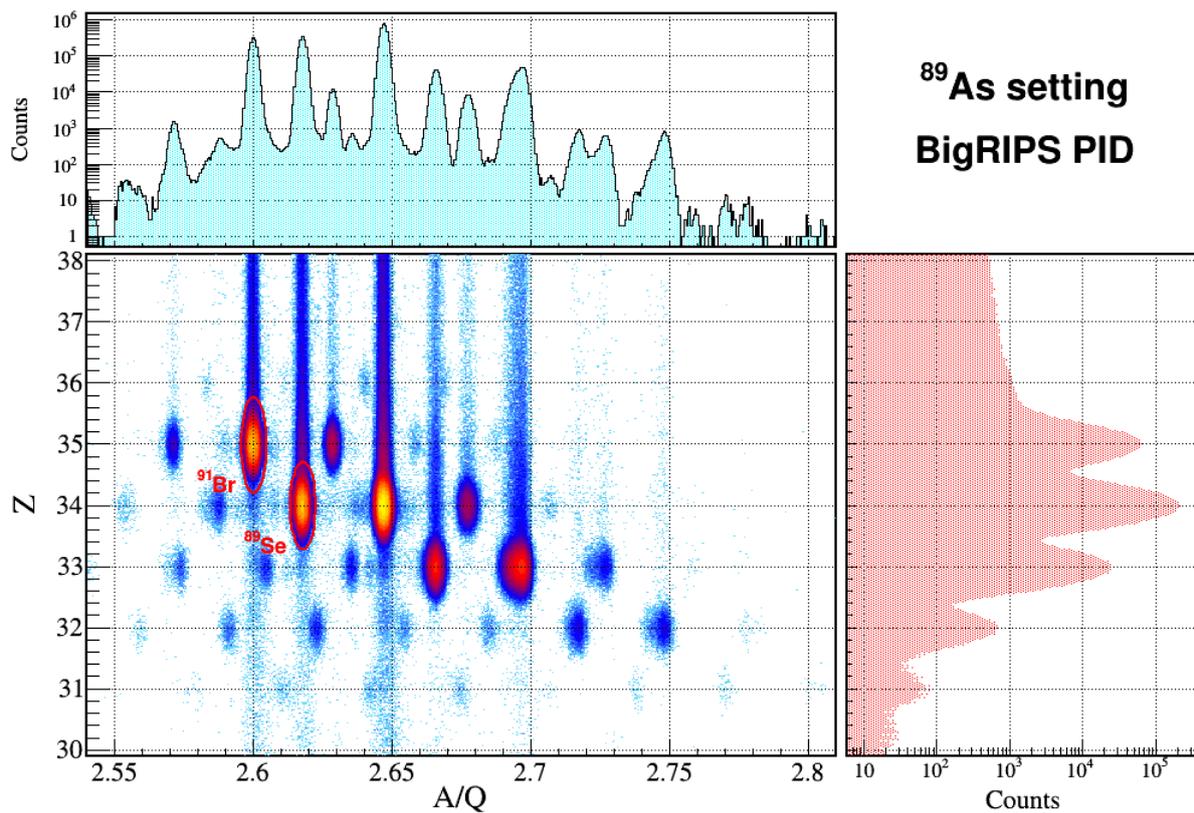


图 4.16 BigRIPS 粒子鉴别图及  $A/Q$  和  $Z$  的一维分布 ( $^{89}\text{As}$  setting)

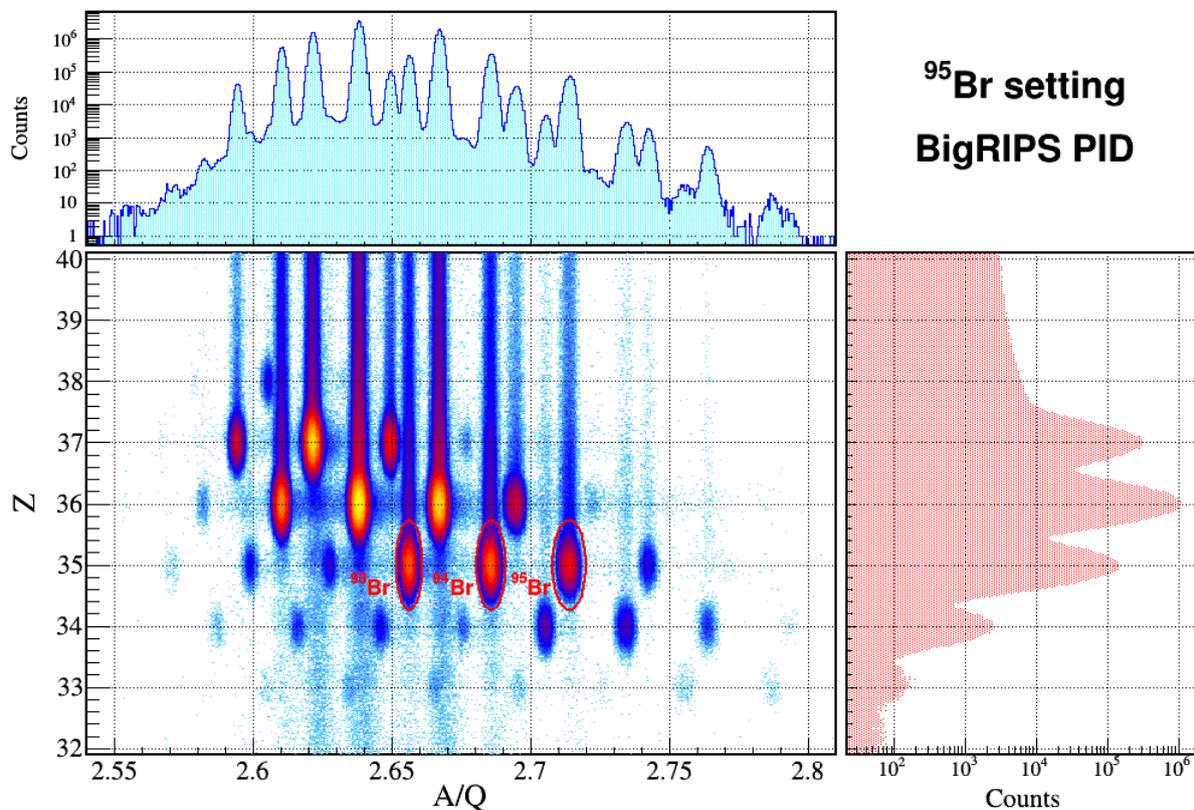


图 4.17 BigRIPS 粒子鉴别图及  $A/Q$  和  $Z$  的一维分布 ( $^{95}\text{Br}$  setting)

### 4.1.5 ZeroDegree 束流线粒子鉴别

ZeroDegree 束流线粒子鉴别的做法与 BigRIPS 基本相同。不同之处在于，在 ZeroDegree 束流线中没有使用降能片，虽然粒子仍然会在束流线上的探测器中损失能量，但能损并不大，可以认为在 ZeroDegree 中粒子的  $\beta$  不发生变化，因此可以从 TOF 直接计算。光学矩阵一阶近似下的 ZeroDegree 粒子鉴别如图 4.18，其中已使用塑闪的 Cut 移除一些本底。图中不同的同位素基本能够被区分开，但是得到的  $A/Q$  的分辨率并不好且 PID 不干净。原则上讲，因为 TOF 的距离较短和动量分辨较差，ZeroDegree 的  $A/Q$  的分辨率会差于 BigRIPS，但是这里分辨率不好是因为所使用的光学矩阵的一阶近似不够精确。数据分析中可以通过调节光学矩阵的矩阵元获得好的分辨率，或者可以使用整体修正的方法，本实验的数据分析使用整体修正的方法。

数据分析中  $A/Q$  的计算用到了粒子在各焦平面上的位置和 TOF 的信息，如果使用的光学矩阵元都十分精确，则得到的  $A/Q$  应当与各焦平面上的位置和角度没有相关。事实上由于矩阵元不够精确，实验得到  $A/Q$  值会与焦平面上的信息有关联，整体修正的方法即通过人为添加参数的方法消除这一关联性，从而提高  $A/Q$  的分辨。图 4.19 以 F11 焦平面为例，展示了 ZeroDegree 的  $A/Q$  与焦平面信息的关联以及通过整体修正去关联。数据分析中需要对每个 PID 用到的所有焦平面信息逐一检查，有些情况下需要对高阶项 (如  $F11X * F11X$ ,  $F11A * F11X$  等) 进行修正。经过修正后的 ZeroDegree PID 如图 4.20， $A/Q$  的分辨有了显著提升。

修正后的 PID 仍然不干净，有一些异常  $A/Q$  值的集团，这些是由 ZeroDegree 中的电荷态发生变化的粒子形成的，可以通过比较 ZeroDegree 中的  $B\rho_{89}$  和  $B\rho_{911}$  将其分

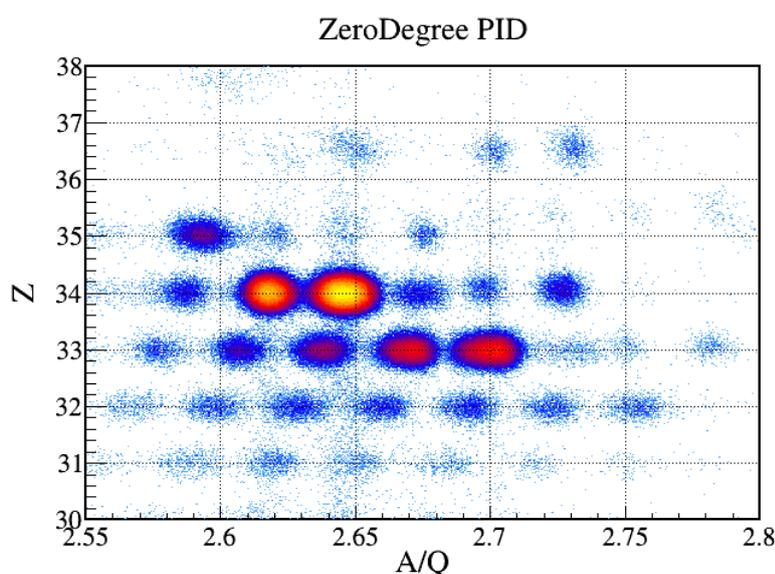


图 4.18 实验得 ZeroDegree 粒子鉴别初步结果 ( $^{89}\text{As}$  setting)

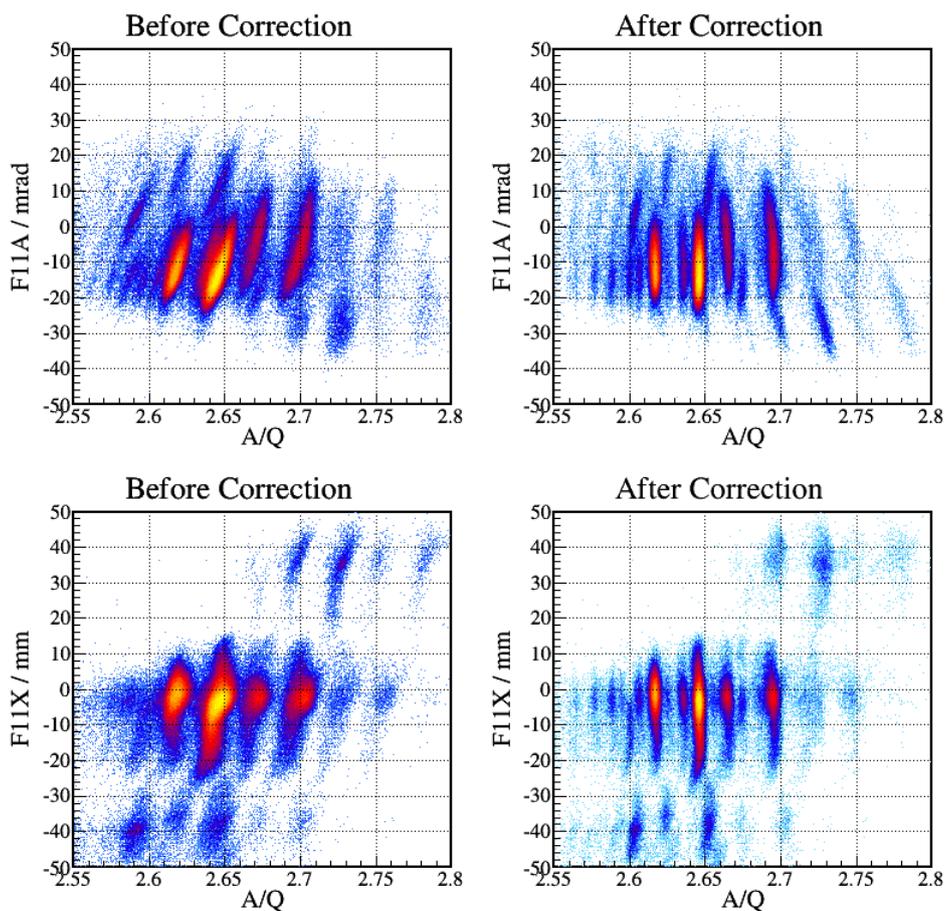


图 4.19 实验得  $A/Q$  与焦平面位置角度关联，以及通过整体修正去关联示例

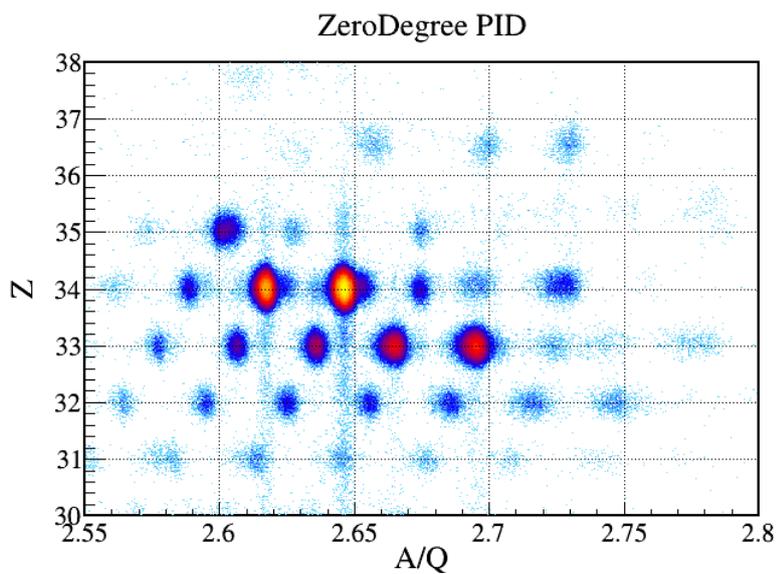


图 4.20 实验得 ZeroDegree 粒子鉴别修正后结果 ( $^{89}\text{As}$  setting)

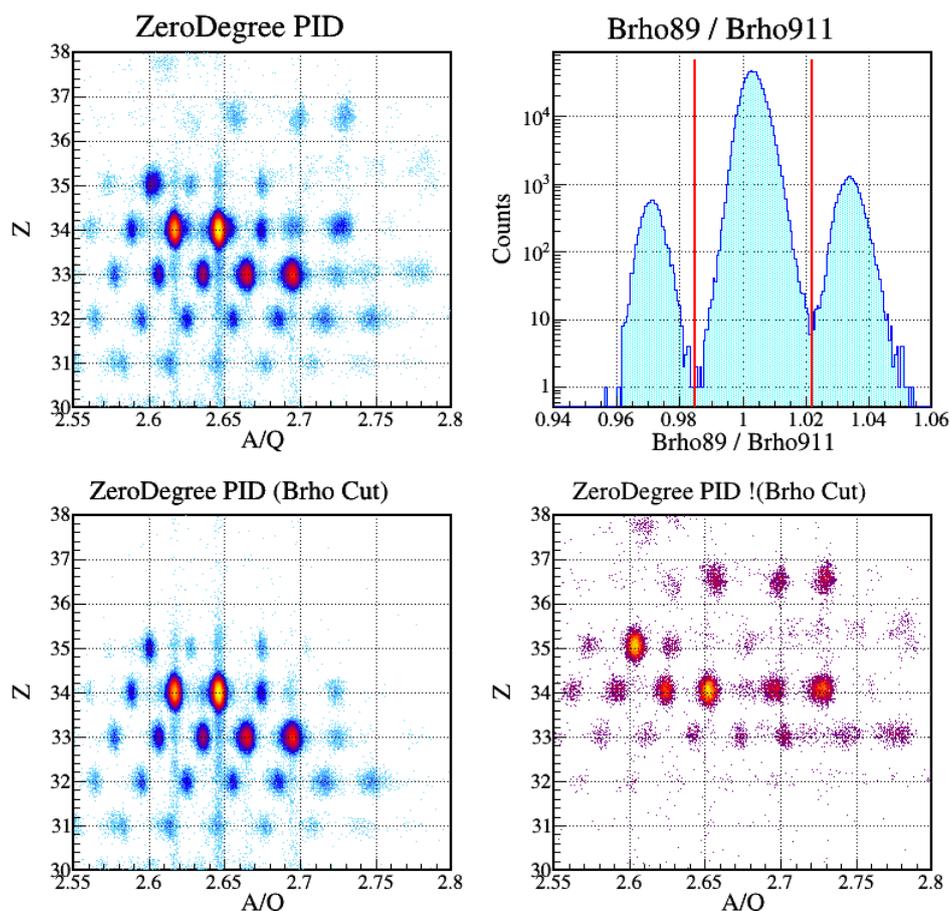


图 4.21 ZeroDegree  $B\rho_{89}$  与  $B\rho_{911}$  比较以及通过  $B\rho$  Cut 去除电荷态发生变化的事件

离出来。如果粒子电荷态不发生变化，在通过 ZeroDegree 时由于能损  $B\rho_{89}$  会略大于  $B\rho_{911}$ ，因而其  $B\rho_{89}/B\rho_{911}$  的分布是一个中心值略大于 1 的峰，而电荷态发生变化的事件则在其左右形成分离的峰，如图 4.21。图中红线为  $B\rho$  Cut，通过施加  $B\rho$  Cut 成功去除了 ZeroDegree 中电荷态发生变化的事件。

数据分析最终得到的两个实验设置的 ZeroDegree 的 PID 如图 4.22，其中主要研究的产物用红线圈出。主要研究产物粒子鉴别的分辨在表 4.4 中列出。对于  $A/Q$  的分辨， $^{88,90}\text{Se}$  要好于  $^{92,94}\text{Se}$ ，这是由于  $^{92,94}\text{Se}$  的统计太少，在整体修正时很难聚焦在这两个核上，因此修正的效果不如  $^{88,90}\text{Se}$ 。主要产物的统计同样在表 4.4 中给出，事实上统计中包含的绝大部分都是未发生反应的束流，真正由敲出反应得到的部分占比很少，需要通过 BigRIPS 与 ZeroDegree 的符合测量将其选出，这部分将在之后的章节讨论。

#### 4.1.6 束流线传输效率分析

本节分析束流线的传输效率，其影响对反应截面的计算非常重要。上章提到，本实验使用的 Master trigger 为 DSF7 || DALI×F7×F11，分析传输效率时需要排除束流线

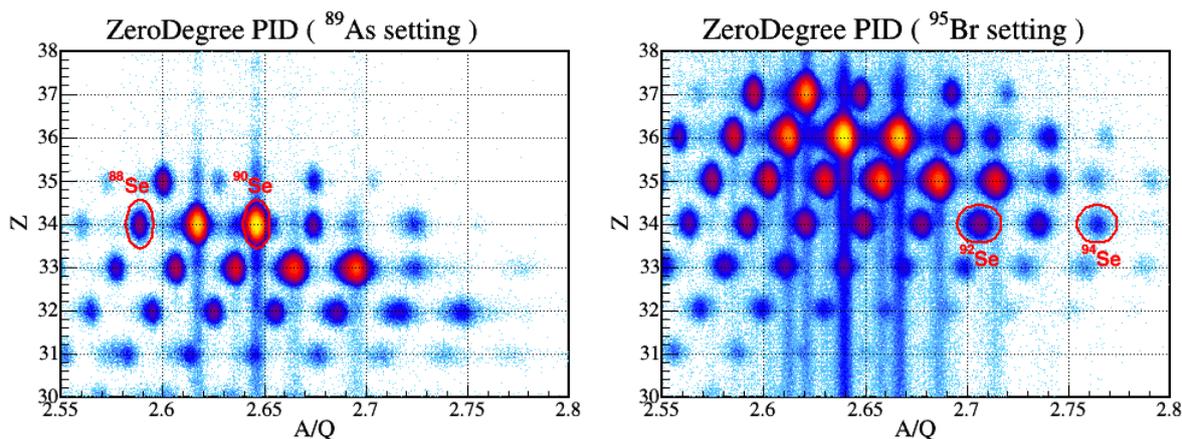


图 4.22 实验得 ZeroDegree 粒子鉴别最终分析结果

isotopes	statistics	A/Q resolution (Sigma)	Z resolution (Sigma)
$^{88}\text{Se}$	2.36e4	0.00194	0.140
$^{90}\text{Se}$	2.16e6	0.00174	0.139
$^{92}\text{Se}$	6.85e4	0.00250	0.136
$^{94}\text{Se}$	5.69e3	0.00250	0.142

表 4.4 反应产物粒子鉴别分辨率及粒子数目统计

探测器以外的部分的影响，因此只选取实验数据中 DSF7 trigger 打火的部分。实验中 BigRIPS 的传输效率对次级靶中反应截面的计算没有影响，因此本节只分析 ZeroDegree 的传输效率，下面以  $^{91}\text{Br}(p, 2p)^{90}\text{Se}$  反应道为例进行说明。需要分析的是反应产生的  $^{90}\text{Se}$  在 ZeroDegree 中的传输效率，由于所选反应是核子敲出反应，反应剩余核的运动学基本与母核相同，因此其传输效率也与母核接近，这里通过分析未反应的  $^{91}\text{Br}$  的传输效率估算  $^{90}\text{Se}$  的传输效率。

本实验中，在正式获取物理数据之前首先测量了在空靶和满靶情况下 ZeroDegree 的传输效率。测量传输效率时 ZeroDegree 聚焦在未反应的束流上，其动量接收度能基本覆盖未反应束流的动量分布，而获取物理数据时，ZeroDegree 聚焦在反应产物上，未反应的束流在很大程度上被排除在接收度之外。数据分析中，通过比较 ZeroDegree 接收条件下动量聚焦面 F5X 的分布来分析 ZeroDegree 的接收度和传输效率。图 4.23 给出了不同条件下 F5X 分布，由左至右分别为空靶情况下测量传输效率，满靶情况下测量传输效率，以及获取物理数据时的传输效率。图中上部为 BigRIPS 测量到  $^{91}\text{Br}$  时 F5X 的分布（蓝线）以及 BigRIPS 和 ZeroDegree 同时测量到  $^{91}\text{Br}$  时 F5X 的分布（红线），下部为两者统计的比值。在测量传输效率时两个分布形状相同，两者比值为一个平台，空靶情况下平台高度的平均值为 92.5%，即 ZeroDegree 的探测效率。满靶情况下比值为 60.3%，损失部分主要来自  $^{91}\text{Br}$  在次级靶上的反应和散射，将这部分影响统一归为 ZeroDegree

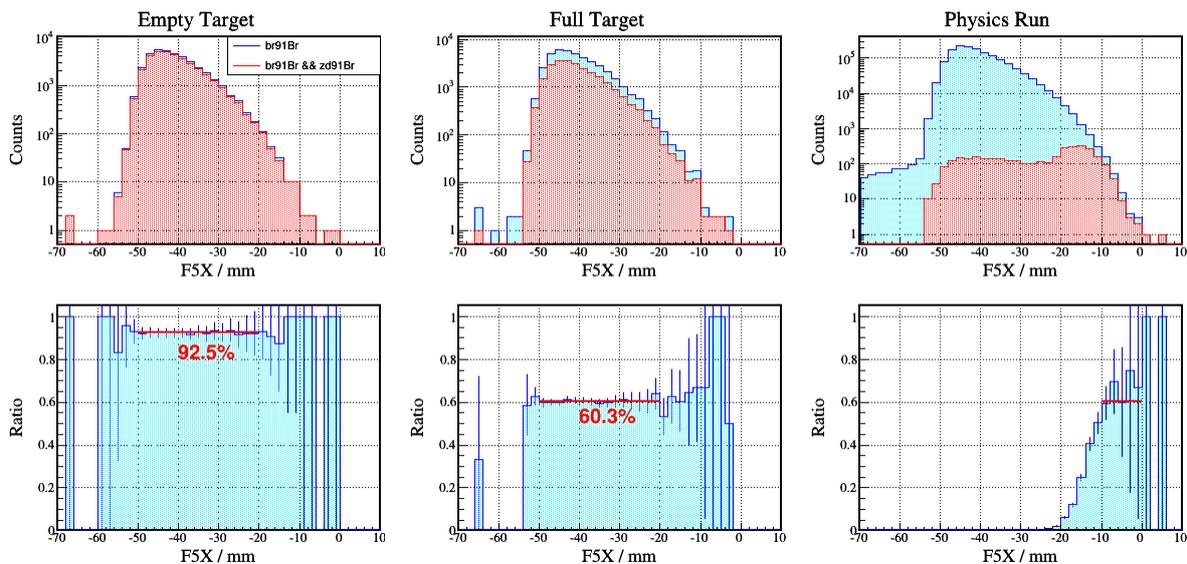


图 4.23 不同条件下 F5X 的分布和传输效率：空靶情况下传输效率测量（左），满靶情况下传输效率测量（中），获取物理数据时的传输效率（右）

的传输效率，因此对 $^{91}\text{Br}$ 的传输效率即为 60.3%。在获取物理数据时，未反应的 $^{91}\text{Br}$ 只有很小一部分 ( $F5X > -10$  的部分) 被接收进，但是可以看出其比值基本与满靶的情况一致。分析 $^{91}\text{Br}(p, 2p)^{90}\text{Se}$ 的反应截面时，60.3% 可以作为 $^{90}\text{Se}$ 在 ZeroDegree 中的传输效率，但仍需考虑 ZeroDegree 对反应产生的 $^{90}\text{Se}$ 的动量接收度，通过比较 F5X 的分布选取其中被完全接收的部分用于分析截面。

## 4.2 MINOS 数据分析

本节介绍 MINOS 系统的数据分析。上章提到 MINOS 使用的是信号采样的 DAQ 系统，原始数据中储存的是每个事件中打火 pad 上的信号形状。因此，MINOS 的数据分析主要分成采样信号处理，漂移速度刻度，径迹分析和反应顶点重建几步。下面分别对他们进行说明。

### 4.2.1 采样信号处理

分析 MINOS 的数据首先需要从每个 pad 上获取的采样信号中提取时间和能量的信息。一个打火 pad 上典型的采样信号如图 4.24，实验时为方便操作将基线和阈值都设置在 250 附近，数据获取时仅记录波形中超过阈值的部分。本实验的数据分析通过函数拟合的方法从波形中提取时间和能量信息，拟合函数为<sup>[48]</sup>

$$f(t) = A * \exp\left(-3\frac{t-t_{pad}}{\tau}\right) \sin\left(\frac{t-t_{pad}}{\tau}\right) \left(\frac{t-t_{pad}}{\tau}\right)^3 + q_b \quad (4.16)$$

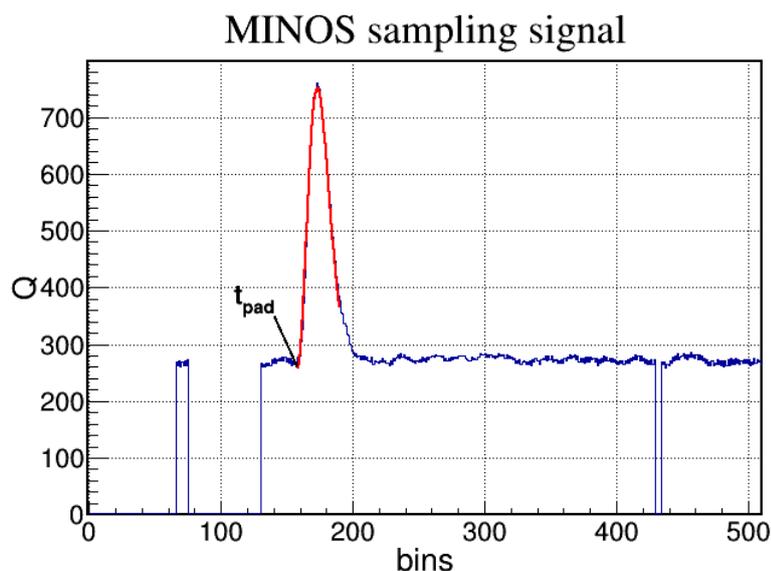


图 4.24 MINOS 一个打火 pad 上典型的采样信号，图中红线为函数拟合结果

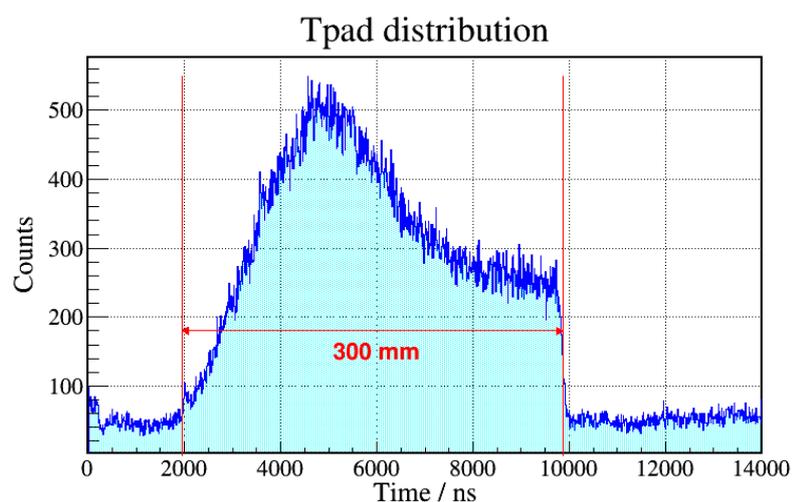


图 4.25 MINOS 漂移时间分布

其中幅度  $A$  正比于信号的大小  $Q_{pad}$ ,  $t_{pad}$  为信号的起始时间,  $\tau$  为信号成形时间,  $q_b$  为基线, 固定为 250。信号拟合的结果在图中用红线给出, 信号的起始点即为  $t_{pad}$ 。再乘以 bin 间间隔 30 ns, 就可得到这个 pad 上信号的漂移时间。

## 4.2.2 TPC 漂移速度刻度

前面已经得到每个 pad 上信号的漂移时间, 但事实上这个时间包含了 MINOS 电子学的延迟时间, 为了获取漂移距离, 需要对延迟时间和漂移速度进行刻度, 这部分通过分析所有 pad 漂移时间的分布得到。MINOS 的漂移时间分布如图 4.25, 图中时间已经乘上了 30 ns/bin 的时间系数。可以看到时间的分布并不均匀, 这是由于次级反应靶位

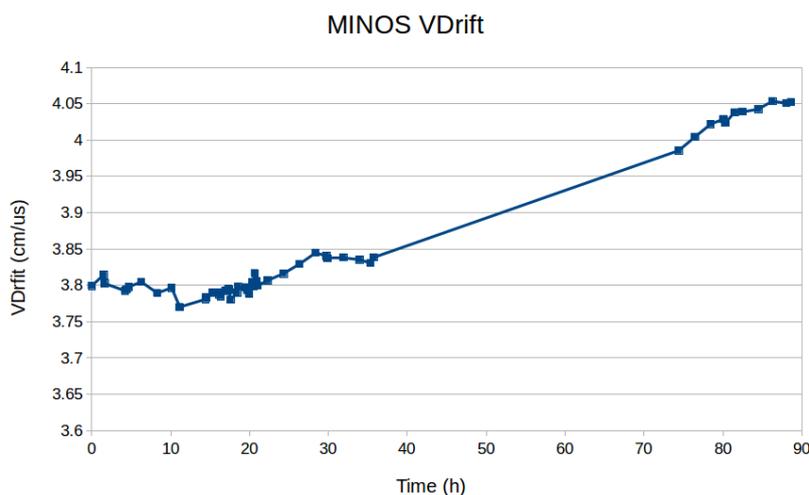


图 4.26 MINOS 漂移速度随时间的变化

于 TPC 的前端，而反应产生的质子飞行方向则向前角倾斜，使得质子径迹在整个 TPC 中分布不均匀。在时间分布的两侧有明显的边界，左侧边界对应质子直接穿过 TPC 底部 Micromegas 探测器给出的信号，其位置即电子学的延迟时间。右侧边界对应质子穿过 TPC 顶部给出的信号。取两侧边界半高位置之间的距离，对应于 TPC 的长度，即 300 mm，由此即可刻度 TPC 的漂移时间。

数据分析中对两个 setting 的每个 run 分别进行漂移时间的刻度，其结果如图 4.26。在这两个 setting 中，MINOS 的漂移速度整体随时间缓慢增加，变化幅度约为 0.1%/h。实验过程中 TPC 施加的漂移电压没有发生变化，因此漂移速度的变化主要由 TPC 中所充气体纯度的缓慢变化带来。图中 40 h 到 75 h 之间有一段很长的空档，是由于实验中这段时间内束流线设备出现故障，因而实验暂停，但是 MINOS 的气体供应并没有停止，因而这段时间前后的漂移速度仍然符合整体变化的趋势。

### 4.2.3 TPC 径迹分析

在获得漂移速度之后，就可以计算每个 pad 上信号的漂移距离，结合 pad 本身的位置，即可得到 TPC 三维空间中的点。实验获取的每个事件中，除了由质子穿过 TPC 形成径迹的点外，有时还会有背景的噪声和其他粒子(如电子)穿过 TPC 带来的点，分析中需要从这些点中挑选出属于质子径迹的点用来拟合径迹。本实验分析采用 Hough 变换的方法。

Hough 变换是图像处理中常用的一种特征提取技术，通过在参数空间中计算累计结果的局部最大值得到一个符合特定形状的集合。举一个简单的例子，在二维位置空间中的一条直线可以写成  $y = kx + b$ ，其中参数  $k$  为直线斜率， $b$  为与  $y$  轴的截距。上

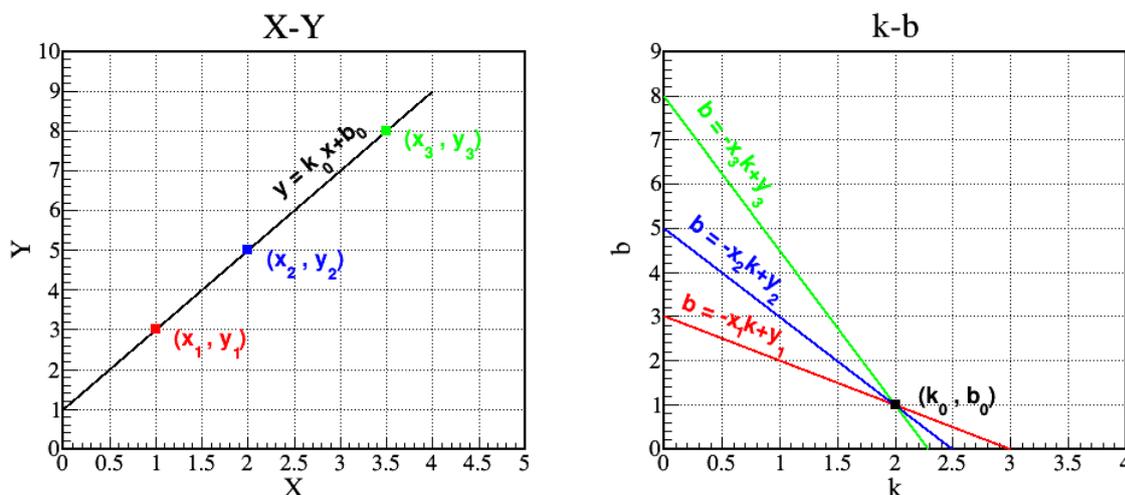


图 4.27 Hough 变换原理示意图

述公式稍作变换得到  $b = -xk + y$ ，将  $-x$  和  $y$  视作参数，此公式表示  $k$ - $b$  参数空间中的直线。对于位置空间中  $y = k_0x + b_0$  直线上每一点的位置坐标  $(x_i, y_i)$ ，都可在  $k$ - $b$  参数空间中做出一条直线  $b = -x_ik + y_i$ ，所有参数空间中的直线交汇于一点即  $(k_0, b_0)$ ，如图 4.27。当位置空间中有一条直线和一些杂散的点时，通过对每个点在参数空间中做出曲线，然后找出参数空间中累计最高的点，即可找出位置空间中直线的参数，从而甄别出直线。实际使用中，根据位置空间和所要提取的形状不同，参数的设置可以多种多样。

本实验使用的 TPC 形状是同心圆柱，反应中被敲出和反冲的质子能量很高，穿过 TPC 的径迹基本为一直线，且运动方向倾向于径向（由同心圆柱内部飞向外外部），因此在使用时需要对 Hough 变换做适当修改。MINOS 的径迹分析分三步完成，第一步将 TPC 三维空间的点投影到 XY 平面的同心圆环区域，对投影的图像使用 Hough 变换提取属于一条直线上的点，优先挑选径向的直线。第二步将第一步中得到的三维空间的点分别在 XY, XZ, YZ 平面上投影，分别使用 Hough 变换剔除其中不属于一条直线的点，至此便可得到属于一条径迹的比较干净的空间点的集合。第三步拟合第二步中得到的空间点，拟合时将前面信号拟合过程中得到的  $Q_{pad}$  作为权重使用。对于有多条径迹的情况则在剔除第一条径迹后的点中重复以上步骤找出其他径迹。

图 4.28 为第一步分析的结果示例，图中颜色使用线性坐标。在示例的这个事件中，MINOS 探测到两条质子径迹外加一些杂散的点（图中左上）。由于 TPC 在 XY 平面的投影是同心圆环，因此选取的参数是质子径迹与圆环内外径交点的角度  $\phi_{in}$  和  $\phi_{out}$ 。对于径向径迹有  $\phi_{in} \sim \phi_{out}$ ，因此同时给出了完整的参数空间（右上）和只有对角线部分的参数空间（右下），并优先选择对角线部分。图中红色圆圈圈出了参数空间中累计最高的参数组合，图中红色直线为其对应的空间直线。经过变换和筛选后，只剩下了一条径

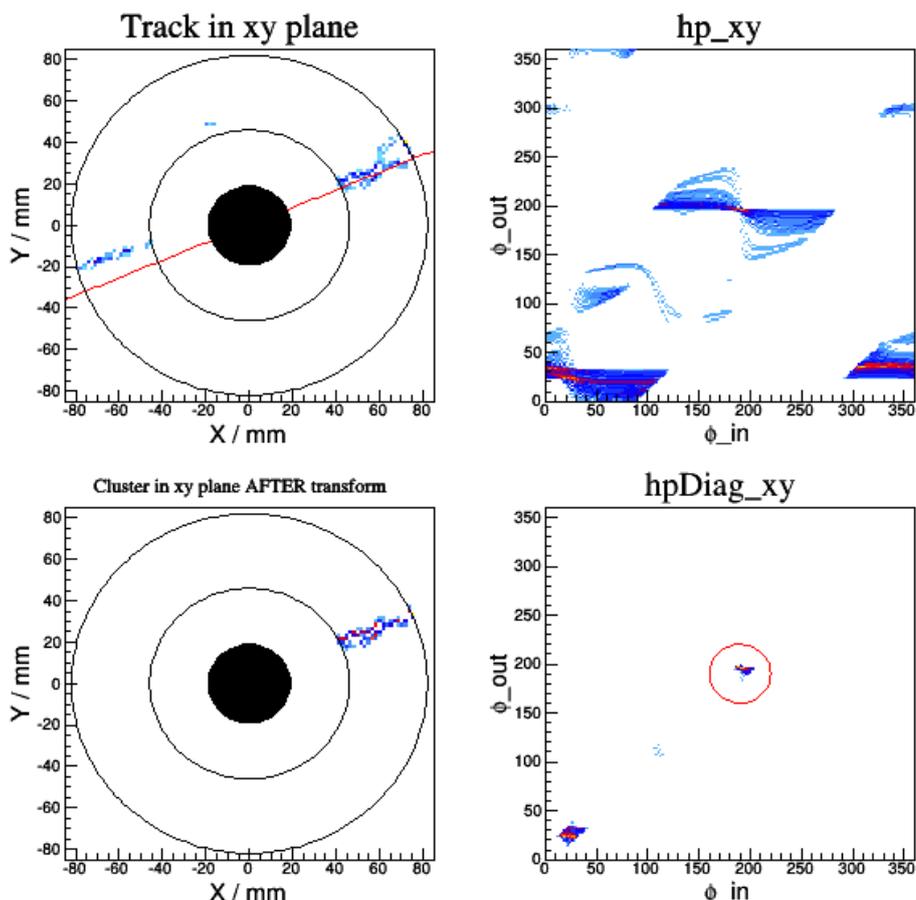


图 4.28 MINOS 径迹分析第一步结果示例

迹的点 (左下)。

径迹分析第二步的结果示例如图 4.29，图中分析的是前面第一步中得到的那些点，颜色使用线性坐标。在三个投影平面分别进行 Hough 变换之后，一些杂散的点被剔除，得到了在三个平面上都有非常清晰径迹的点的集合。第三步即是对这些点进行拟合，本分析中使用的是 ROOT 软件中的 TMinuit 软件包<sup>[58]</sup>来最小化数据点与拟合径迹的“总距离”，对“总距离”的定义为

$$sumD = \frac{\sum d_i^2 Q_i}{\sum Q_i} \quad (4.17)$$

其中  $d_i$  为每个数据点到拟合径迹的距离， $Q_i$  为测量到该数据点的 pad 上信号的沉积能量 (信号幅度)。

至此，已经从 MINOS 的数据中分析得到了反应产生的质子在三维空间的径迹，下一步通过 MINOS TPC 的径迹结合束流的径迹重建 MNOS 靶中的反应顶点。

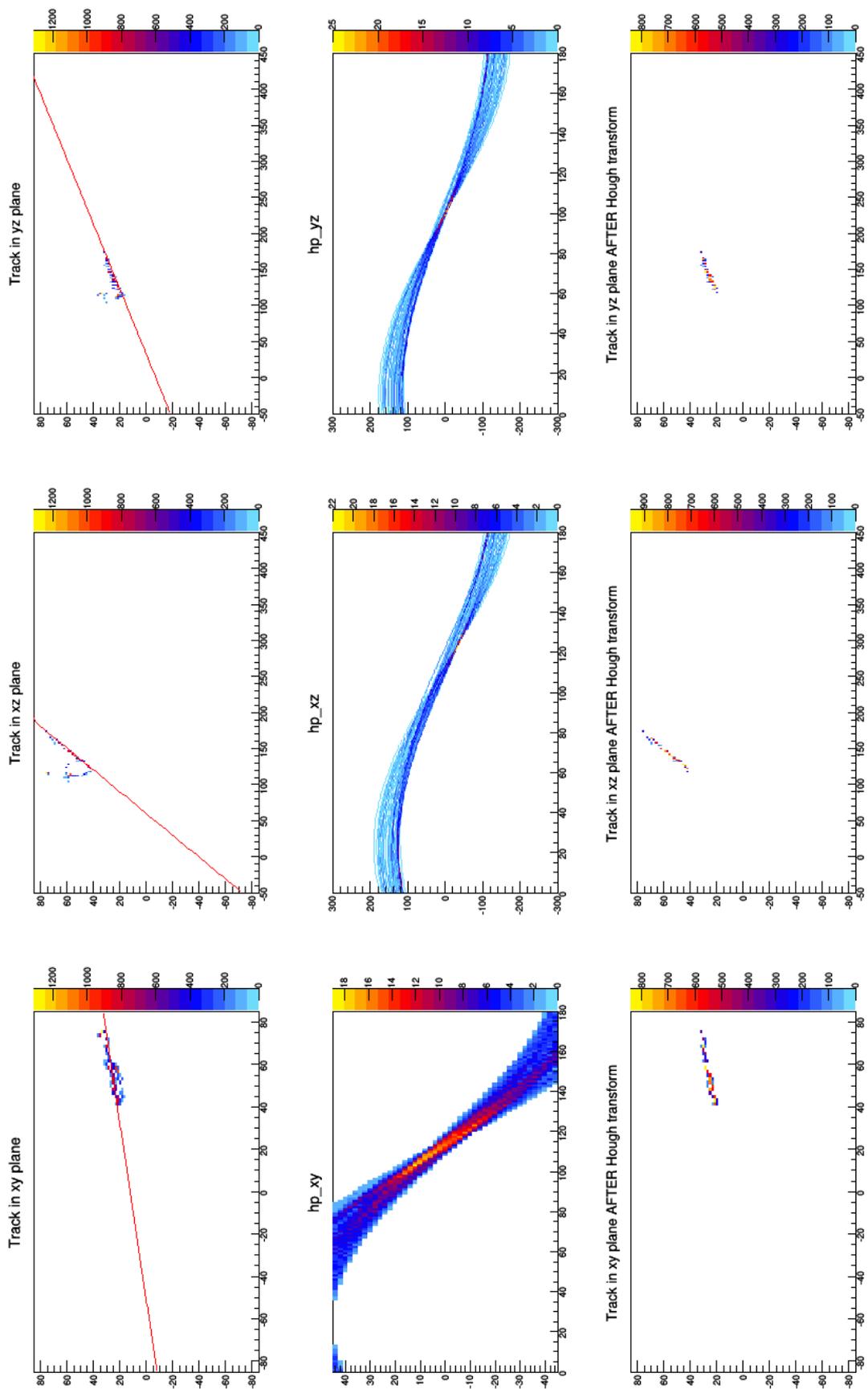


图 4.29 MINOS 径迹分析第二步结果示例

#### 4.2.4 反应顶点重建

对于二维平面上不平行的两条直线，一般使用他们的交点作为反应发生的顶点。但是对于三维空间中不平行的两条直线，这样的交点往往并不存在，此时可以使用他们公垂线的中点作为反应发生的顶点。

本实验数据分析中，对于 TPC 探测到 2 条或以上 (不超过 4 条) 径迹的情况，使用 TPC 前两条径迹 (包含最多的数据点) 的公垂线中点作为反应顶点。对于 TPC 只探测到 1 条径迹的情况，则使用此径迹与束流径迹的公垂线中点作为反应顶点。束流的径迹由靶前的 PPAC (F8PPAC) 给出。需要注意 MINOS TPC 作为一个相对独立的系统，其坐标系统的定义与 F8PPAC 系统之间可能存在位置和角度上的 offset。考虑到前面第一种情况得到的反应顶点的位置只使用 TPC 坐标系统的信息，而此反应顶点的 XY 位置同样可由 F8PPAC 的信息加顶点的 Z 位置推出，通过比较两种方法得到的 XY 的位置坐标，即可找出 offset。

图 4.30 给出了由 MINOS 得到的  $(x_{\text{vertex}}, y_{\text{vertex}})$  与由 F8PPAC 导出的  $(F8VX, F8VY)$  之间的关联，其中左图使用 MINOS 原始坐标的位置，右图将 MINOS 坐标系 Z 轴转动  $60^\circ$ 。可以看出，右图中  $x_{\text{vertex}}$  与 F8VX ( $y_{\text{vertex}}$  与 F8VY) 有很好的正相关，由此可得 MINOS 坐标系与 F8PPAC 坐标系之间的转角约为  $60^\circ$ 。通过比较右图中 F8VX- $x_{\text{vertex}}$  与 F8VY- $y_{\text{vertex}}$  的分布可得 MINOS 坐标系与 F8PPAC 坐标系之间 XY 方向的 offset 约为 4 mm 和 -3.5 mm。重建反应顶点时利用这些参数将 TPC 的径迹转换到与 F8PPAC 一致的坐标系中使用。

MINOS 重建的反应顶点的位置信息中，Z 方向的位置是其中最重要的信息，对

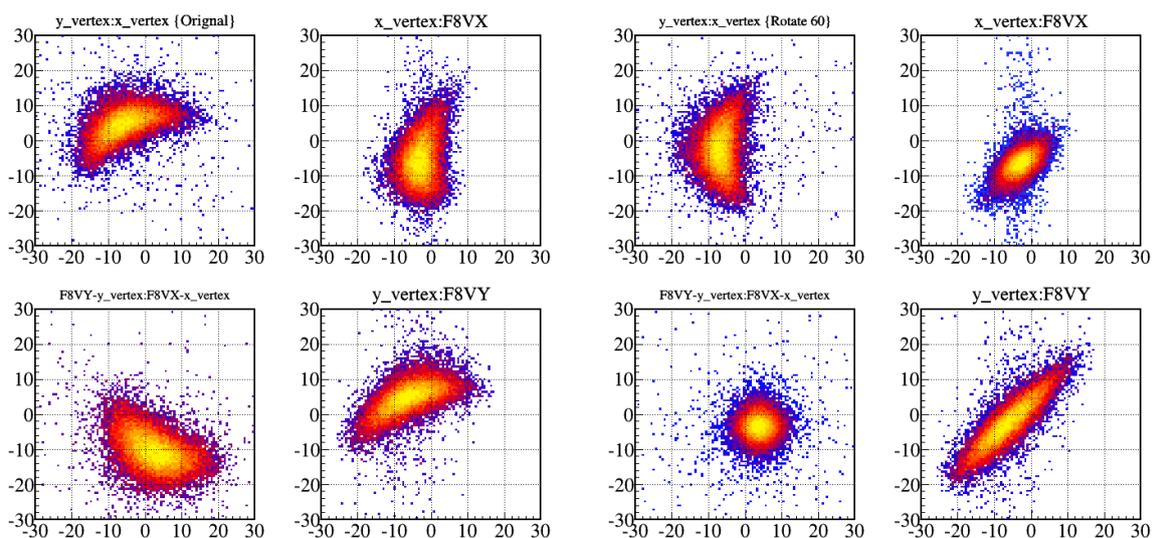
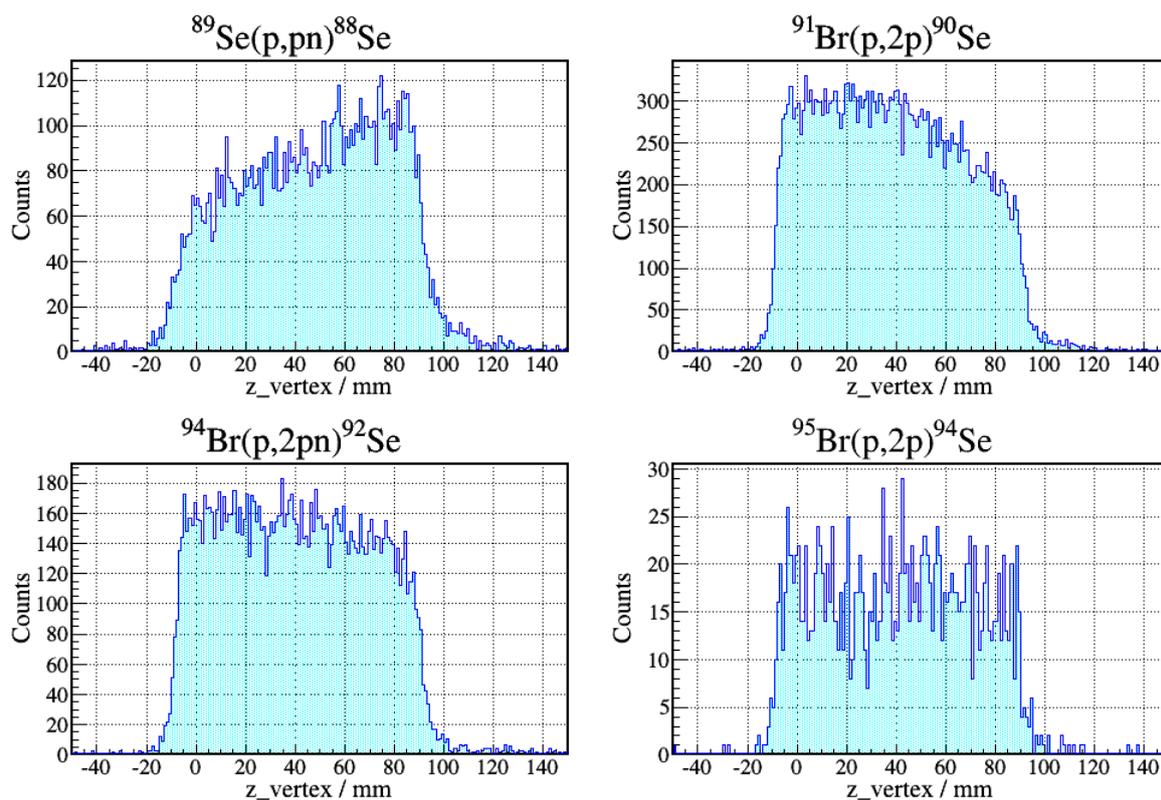


图 4.30 MINOS Vertex 与 F8V 位置关联: MINOS 原始坐标 (左), 将 MINOS 坐标系绕 Z 轴转动  $60^\circ$  (右)


 图 4.31 主要反应道 MINOS 反应顶点重建  $z_{\text{vertex}}$  结果

$^{89}\text{Se}(p, pn)^{88}\text{Se}$	$^{91}\text{Br}(p, 2p)^{90}\text{Se}$	$^{94}\text{Br}(p, 2pn)^{92}\text{Se}$	$^{95}\text{Se}(p, 2p)^{94}\text{Se}$
64.8%	91.2%	90.9%	93.0%

表 4.5 主要反应道 MINOS 顶点重建效率

Doppler 修正的影响最大。图 4.31 给出几个主要反应道顶点重建的  $z_{\text{vertex}}$  结果。不同反应道的  $z_{\text{vertex}}$  分布形状不同，但两侧边界的位置基本相同，对应于液氢靶的范围。取两侧边界的半高位置，则液氢靶的范围为  $(-7.8, 91.3)$ ，靶长为  $99(1)$  mm。顶点重建得到的液氢靶的位置相对于 TPC 位置稍靠前，与实验前通过尺子测量的结果一致，这样的设置是为了增大向前角方向飞出的质子的探测效率。

MINOS 顶点重建的效率对于计算反应产生不同激发态的截面 (exclusive cross section) 非常重要。显然有质子敲出的反应道 [如  $(p, 2p)$ ,  $(p, 2pn)$ ] 的顶点重建效率要高于没有质子敲出的反应道 [如  $(p, pn)$ ]。可以通过比较一个反应道中有意义的  $z_{\text{vertex}}$  重建的统计和该反应道的计数给出 MINOS 顶点重建效率的估计。这种方法计算的几个主要反应道的效率见表 4.5,  $^{89}\text{Se}(p, pn)^{88}\text{Se}$  的重建效率明显低于其他反应道，符合对结果的预期。

### 4.3 $\gamma$ 谱数据分析

本节讨论 DALI2 探测阵列  $\gamma$  能谱的数据分析。上章提到本实验中用 ADC 和 TDC 分别记录了 DALI2 的能量和时间信息，对于能量信息需要用标准  $\gamma$  源进行刻度，对于时间信息则需要对齐不同探测器之间的时间。此外，由于是在束  $\gamma$  谱学的测量，需要对能量进行 Doppler 修正。下面分别对这三个部分进行介绍。

#### 4.3.1 DALI2 能量刻度

本实验使用的标准  $\gamma$  源有  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ , 四个标准源的衰变纲图如图 4.32。其中  $^{133}\text{Ba}$  主要用来刻度低能量的  $\gamma$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$  是 DALI 实验中最常使用的标准源，其特征  $\gamma$  射线和放射源的活度列出如表 4.6。

$\gamma$ source	$\gamma$ -ray energy [keV]	Half life	Activity [Bq]	Measured date
$^{137}\text{Cs}$	661.657	30.05 year	$8.23 \times 10^3$	2010.03.16
$^{60}\text{Co}$	1173.228, 1332.492	5.27 year	$8.81 \times 10^4$	2010.03.16
$^{88}\text{Y}$	898.042, 1836.073	106.63 day	$8.52 \times 10^5$	2013.06.17

表 4.6 主要放射源活度

放射源刻度的能谱示例如图 4.33，使用高斯峰加线性本底拟合得到峰位，图中红线为拟合结果。其中  $^{133}\text{Ba}$  谱中低能量的峰强度较低且非常靠近另一个高强度的峰，因而其峰位的拟合结果受临近峰的影响较大，在获取刻度系数时弃用此峰位的信息。NaI(Tl) 晶体探测器在这个能区的能量刻度使用简单的线性刻度，对于一些线性不太好的情况，适当添加二次项系数修正，以获得更好的刻度结果。经过刻度后所有探测器的能谱如图 4.34 所示，横轴为探测器的 ID，纵轴为能量，图中个别探测器因没有信号或信号响应不稳定被移除。

#### 4.3.2 DALI2 符合时间选择

DALI2 探测阵列使用的闪烁体晶体对自然界中的本底，如宇宙射线和环境本底中的  $\gamma$  射线，同样有响应。而阵列使用的探测器数量多，体积大，且 DALI trigger 由探测器信号之间“或”的逻辑给出，因此由本底带来的 trigger 有很高的计数。实验中通过 DALI2 探测器的时间与束流时间的符合降低本底的影响。由于不同探测器使用的电子学线路长短略有不同，PMT 的响应时间也略有差异，因此不同探测器的时间分布不同，需要对齐。图 4.35 分别给出 DALI 的时间谱对齐前和对齐后的结果，图中颜色使用线性坐标，为方便处理已将平均值平移到零值附近。经过对齐后就可以对整个阵列的时间响应做统一处理。图 4.35(右) 为 DALI2 阵列的总时间谱，图中红线为使用的符合时间窗。

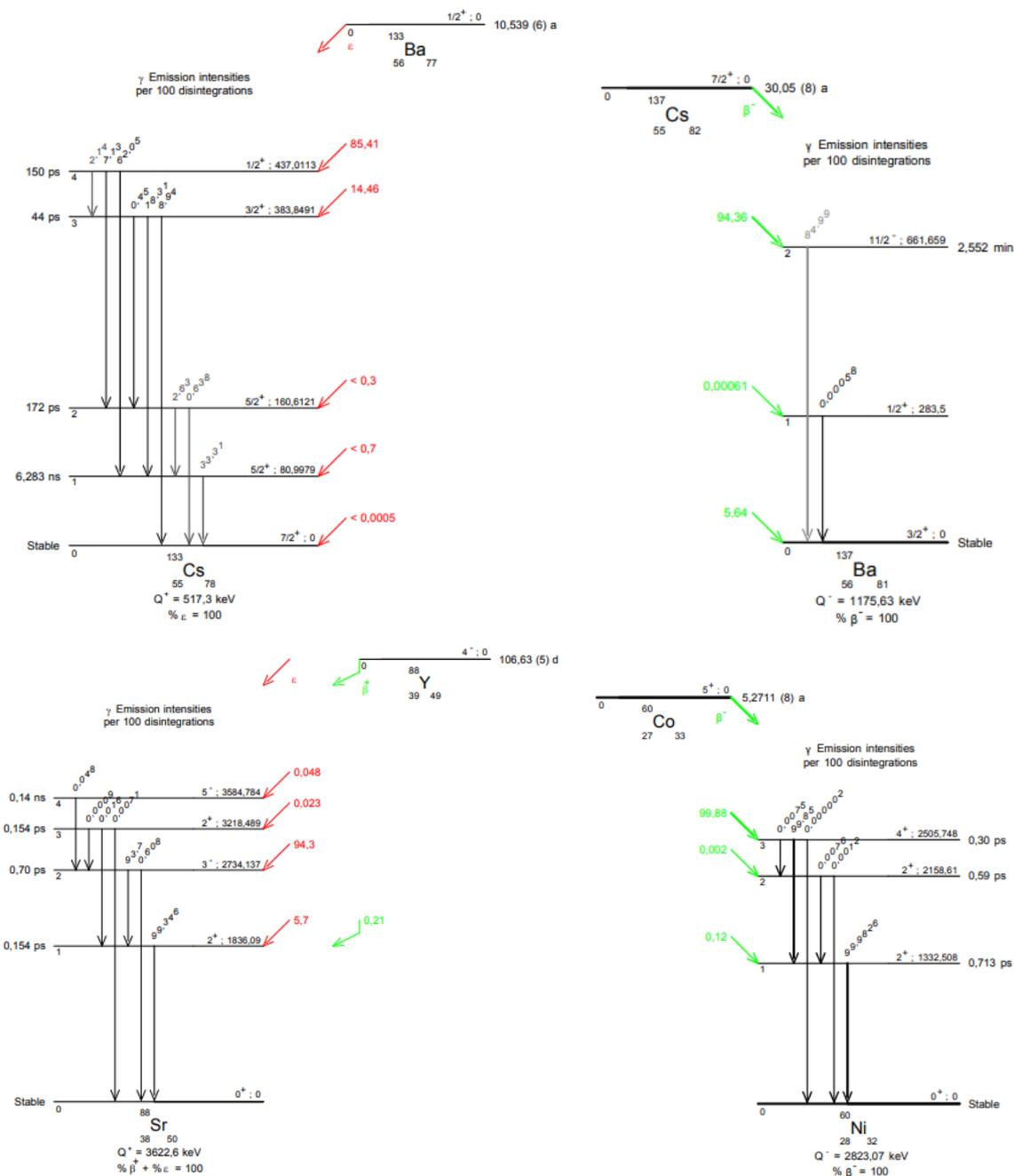


图 4.32 实验使用的标准源衰变图<sup>[61]</sup>

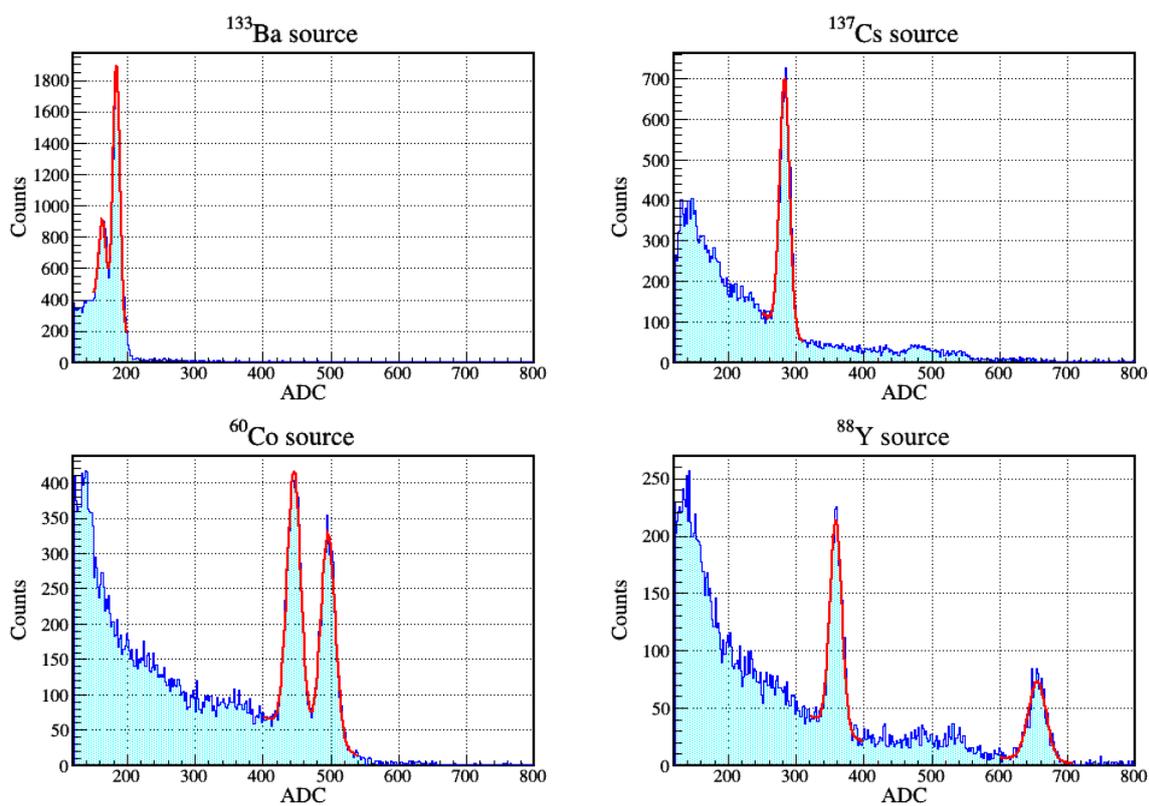


图 4.33  $\gamma$  源刻度能谱示例

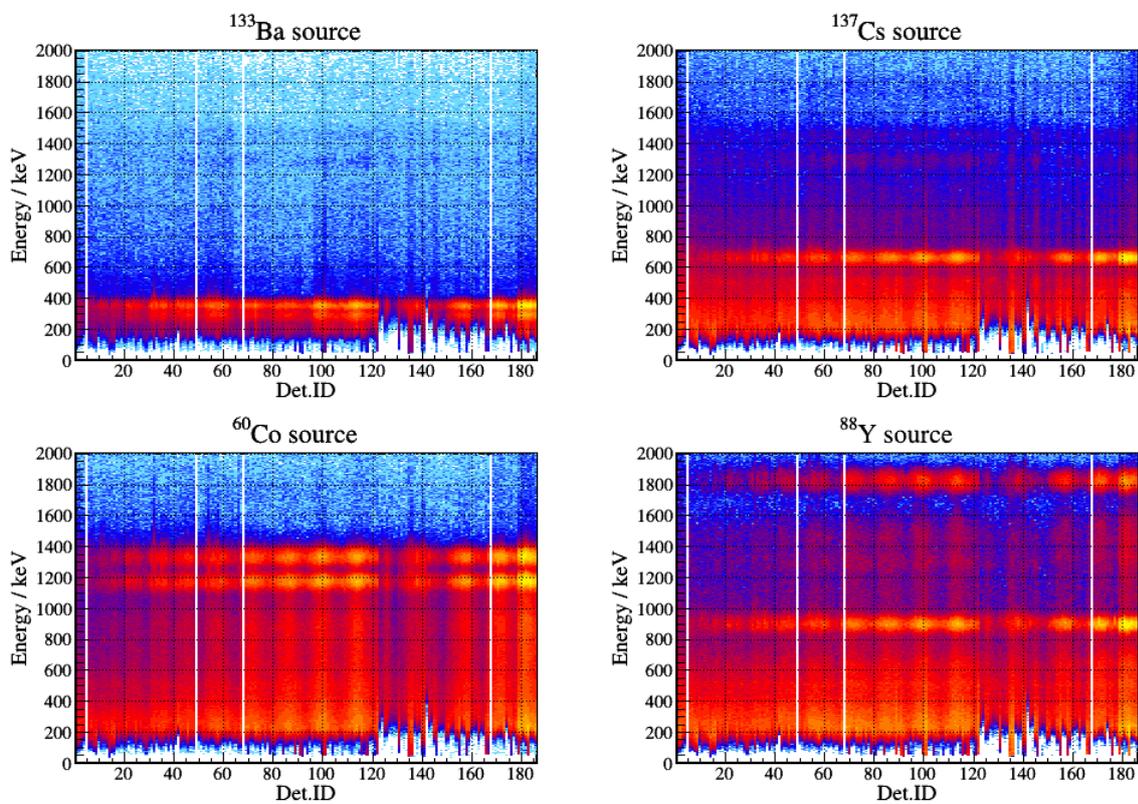


图 4.34  $\gamma$  源刻度结果

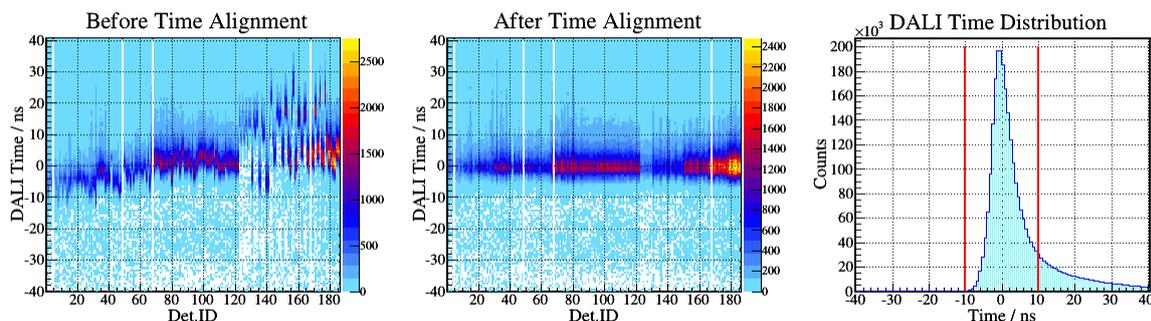


图 4.35 DALI2 时间谱对齐前 (左) 和对齐后 (中) 以及阵列的总时间谱 (右)

### 4.3.3 $\gamma$ 谱 Doppler 效应修正

刻度完 DALI 的能量和时间后就可以分析物理事件中的 DALI 数据，其中最重要的部分便是 Doppler 修正。图 4.36 给出了用 Geant4 模拟得到 DALI2 阵列的  $\gamma$  能谱 Doppler 修正前后的结果，数据模拟的是从 200 MeV/u 运动的粒子放出的 1000 keV 的  $\gamma$  在阵列中的响应。Doppler 修正前，DALI2 探测器测量到的  $\gamma$  能量范围从 600 keV (背角方向) 变化到 2000 keV (前角方向)，经过 Doppler 修正后所有探测器的能量都回到 1000 keV。

上章已经提到，Doppler 能量修正的公式为

$$E_{\gamma 0} = \frac{1 - \beta \cos \theta_{\gamma}}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_{\gamma}$$

除探测器测量到的  $\gamma$  能量  $E_{\gamma}$  外，需要用到发射  $\gamma$  时粒子运动的速度  $\beta$  和  $\gamma$  射线发射方向与粒子运动方向的夹角  $\theta_{\gamma}$ 。

对于不太厚的靶，可以通过 BigRIPS 和 ZeroDegree 测量到的粒子速度 (动量) 分别计算靶前和靶后的粒子速度，然后取平均值作为  $\beta$  的估算。靶前和靶后的粒子速度通过离靶最近的粒子速度  $\beta_{35}$  和  $\beta_{811}$  结合 Lise++ 计算在材料中的能损得到。对于本实验中使用的很厚的液氢靶，当然也可以用靶前和靶后速度的平均值估算  $\beta$ ，但是由这样得到的  $\beta$  进行 Doppler 修正的结果会有明显的位置依赖，见图 4.37(左)，因此能量分辨率不好。更高精度的做法是结合前面  $z_{\text{vertex}}$  的信息，通过 Lise++ 或 Geant4 计算反应顶点出的粒子速度，从而消除 Doppler 修正的  $z_{\text{vertex}}$  位置依赖，见图 4.37(右)。本实验数据分析中，对于敲出反应的反应道均使用 MINOS 的  $z_{\text{vertex}}$  信息以得到更好的  $\gamma$  分辨本领，但是对于  $(p, p')$  等副反应道，没有有效的  $z_{\text{vertex}}$  信息可用，因而使用靶前靶后平均值的做法。

$\theta_{\gamma}$  的计算类似于  $\beta$ ，粗略的计算可以假设  $\gamma$  全部从靶的中心位置发射，更高精度的计算则假设  $\gamma$  从反应顶点的位置发射 (暂时忽略激发态的寿命)。同样，对于敲出反应使用后者，而对于  $(p, p')$  等反应使用前者。 $\gamma$  发射的角度通过探测器测量到  $\gamma$  的位

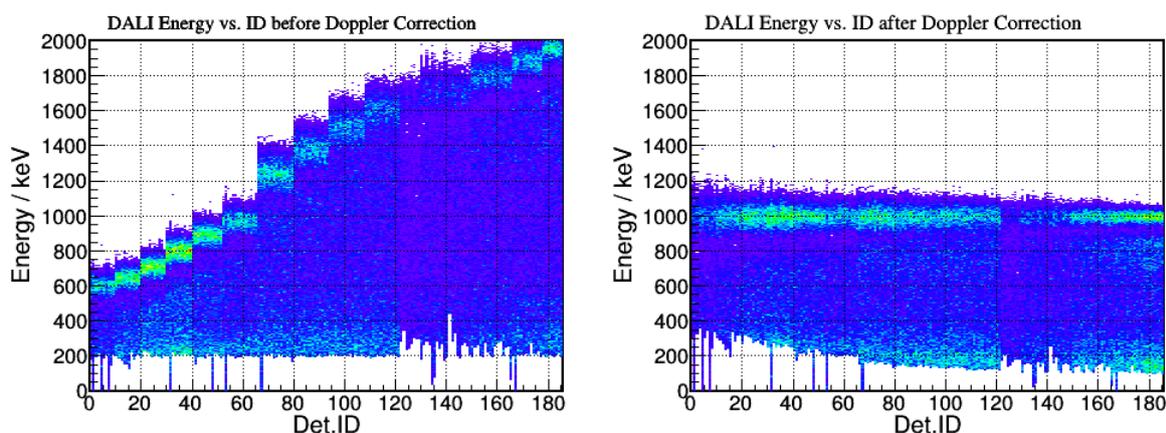
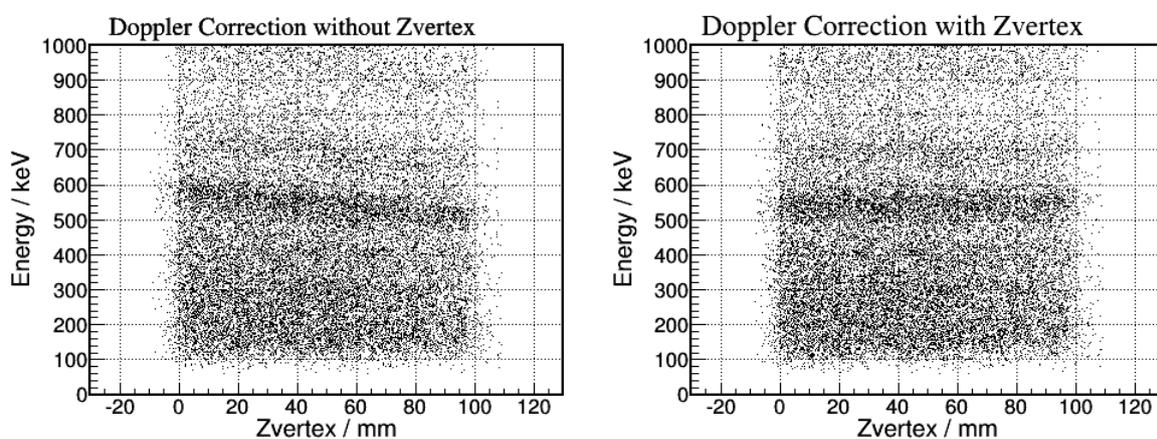


图 4.36 模拟得到 Doppler 修正前后 DALI2 能谱

图 4.37 数据分析得使用  $z_{\text{vertex}}$  和不使用  $z_{\text{vertex}}$  的 Doppler 修正结果，其中  $z_{\text{vertex}}$  的零点已经平移到靶的起始位置

置和  $\gamma$  发射的位置矢量相减得到。由于 DALI2 阵列的结构设置中探测器之间互相遮挡，直接使用每个探测器晶体几何中心的位置不能很好代表  $\gamma$  被探测到的位置，分析中使用每个探测器“与  $\gamma$  第一次相互作用点的平均位置”，通过 Geant4 程序模拟获得。至于粒子运动的方向，由于实验使用的是逆运动学的测量，反应剩余核的运动方向基本在零度附近，因此可以假设束流线方向即为粒子运动方向。至此，已经分析得到了 Doppler 修正需要的所有参数。

#### 4.3.4 Add-back 分析

本实验中使用的 DALI2 探测阵列拥有数量众多的探测器个数，且探测器之间紧密排列，这样的结构非常有利于进行 Add-back 分析。通过 Add-back 分析能有效提高全能峰的效率同时降低康普顿坪的高度，特别是对于有多个峰的  $\gamma$  谱，能有效提高谱的解析能力。

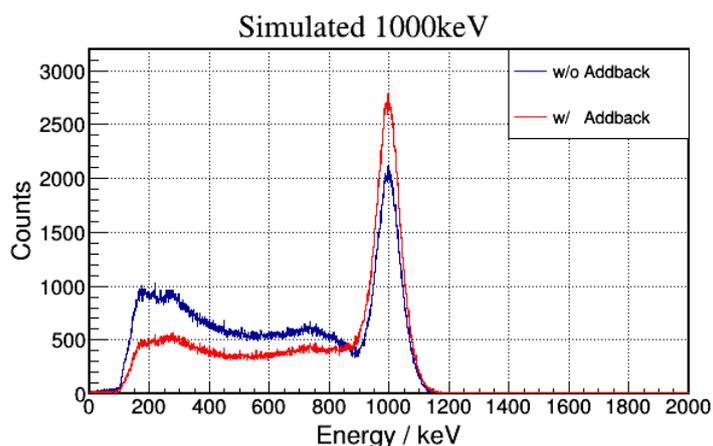
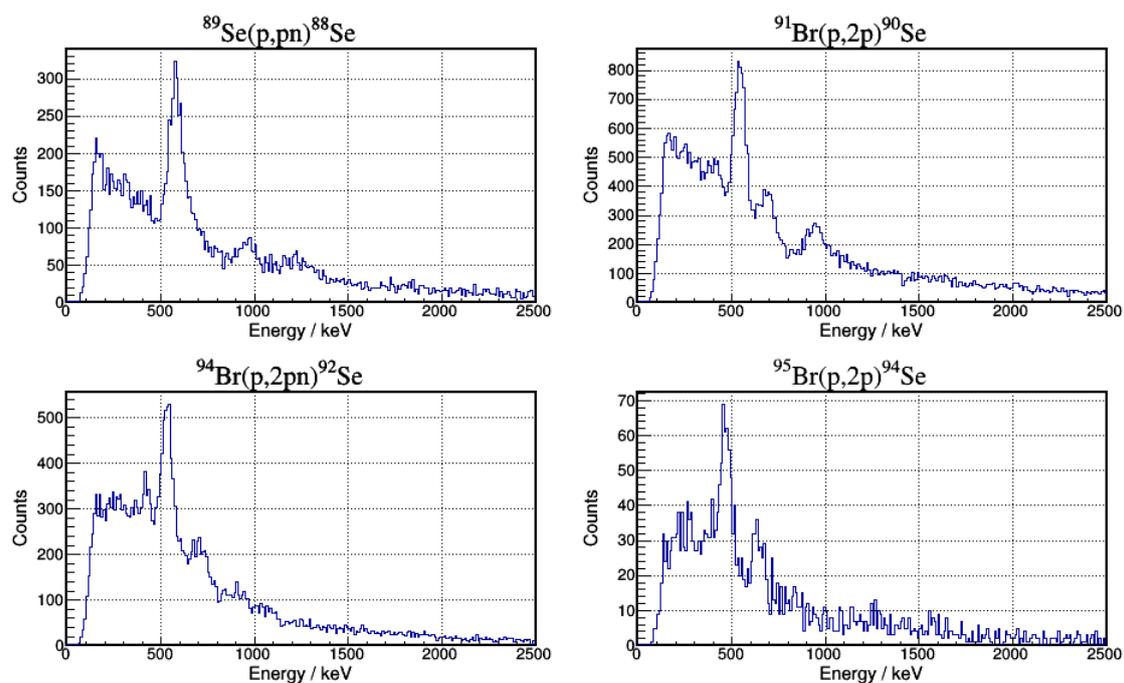


图 4.38 模拟得到 Add-back 前后 DALI2 能谱比较

本数据分析中 Add-back 的流程如下: 首先对一个事件中所有打火的 DALI2 探测器的能量由大到小进行排序, 选取其中能量最大者作为与  $\gamma$  首先作用的探测器。接着将这个探测器周围 Add-back 范围内 (本分析使用 15 cm) 所有打火探测器的能量加和到这个探测器的能量, 再用这个探测器的位置进行 Doppler 修正。在剩下的未使用的探测器中重复上述步骤找出其余的  $\gamma$ 。模拟得到的 DALI2 阵列 Add-back 前后的能谱如图 4.38, 峰康比有了明显的提升。

经过 Doppler 修正和 Add-back 分析之后的主要反应道的  $\gamma$  能谱如图 4.39, 下章将对这些能谱逐个进行讨论。


 图 4.39 实验测得主要反应道  $\gamma$  能谱

## 第五章 实验结果与讨论

上章末已经通过数据分析获得了与每个反应道符合的经过 Doppler 修正的  $\gamma$  能谱。本章通过分析这些能谱得到所研究核的能级纲图，然后通过系统学分析和与理论计算比较讨论其中的物理。

### 5.1 能级纲图构建

本节通过  $\gamma$  峰在能谱中的强度和  $\gamma$ - $\gamma$  符合关系构建能级纲图。需要注意，本实验的方法对自旋和宇称并不敏感，无法直接测量，能级纲图中给出的自旋宇称都是推测值，加括号表示。

#### 5.1.1 DALI2 响应函数

$^{88,90,92,94}\text{Se}$  的能谱已经在上章图 4.39 中给出，首先需要对能谱进行拟合获得峰位和峰的强度。能谱的拟合通过 double-exponential 本底加 DALI2 阵列的响应函数实现。响应函数由 Geant4 模拟得到，模拟实现了从次级束流入射液氢靶到反应产物从靶中出射的整个过程，包括束流在靶中的反应，激发态的反应产物在束退激放出  $\gamma$  和 Doppler 频移后的  $\gamma$  被 DALI2 阵列探测等过程。

模拟中使用的靶前束流能量已经在上章的分析中得到，次级靶中的反应位置通过对上章得到的顶点分布进行抽样得到，敲出反应后产物的动量则直接通过运动学的计算获得。

激发态产物的退激过程有一定的寿命，这个寿命会影响响应函数的形状和峰位，对于本实验研究的几个核，通过与相邻核区和理论计算的比较，实验中测到的最长激发态的寿命只有几十 ps，因此对响应函数形状的影响并不大，但是仍然会影响峰位。模拟中包含了激发态寿命带来的影响，由此带来的峰位的不确定度将在误差分析中考虑。需要指出，对于寿命大于 100 ps 的激发态，可以通过比较能谱中峰的形状来分析激发态的寿命，这也是用在束  $\gamma$  谱学的方法测量短寿命激发态的一种方法<sup>[40]</sup>。而  $\gamma$  发射的角度在质心系中取各向同性。

每个探测器测量不同能量  $\gamma$  的能量分辨从上章 DALI2 的能量刻度数据获得。通过用公式  $\sigma = aE^b$  拟合刻度数据得到每个探测器的分辨率参数  $a, b$ ，从而在模拟中计算每个探测器不同能量下的分辨率。

最后通过分析模拟产生的数据得到不同能量  $\gamma$  的 DALI2 响应函数。有了响应函数之后就可以拟合前面得到的能谱，下面分别对每个核的能谱进行讨论。

### 5.1.2 $^{88}\text{Se}$ 能级构建

$^{88}\text{Se}$  的能谱中能看到 3 个清晰的峰/鼓包，其中最高的峰的右侧有明显的拖尾，可能存在另一个靠的很近的峰。使用 DALI2 响应函数和 double-exponential 本底拟合的结果如图 5.1，图中红线为响应函数，点划线为拟合的本底，黑线为拟合结果。考虑到谱的左端被 DALI2 的阈值截断，拟合从 200 keV 附近开始，使用 4 个峰的响应函数。文献 [19] 中提到的  $^{88}\text{Se}$  位于 886 keV 的  $\gamma$  并没有被观察到，拟合得到峰的位置分别为 580(8)，646(15)，971(10) 和 1232(13) keV，其中括号中给出的误差包含了 DALI2 能量刻度误差，拟合误差，系统误差以及由激发态未知寿命带来的误差。需要指出，由于响应函数中包含了 DALI2 阵列的探测效率，因此由响应函数拟合得到的峰的强度自然包含了对探测效率的修正，为激发态原子核真实发射出的  $\gamma$  强度。

对于  $^{88}\text{Se}$  这样的偶偶核，易知其基态的自旋宇称为  $0^+$ ，而第一个激发态通常为  $2^+$ 。按照激发态能级退激的规律，高强度的  $\gamma$  通常来源于能级纲图中的低激发态，因为接受其他高激发态能级退激过程中的 feeding，所以强度较高。根据函数拟合的结果，580 keV 的峰具有最大的强度，因此认为其由激发态  $2_1^+ \rightarrow 0_{\text{gs}}^+$  退激放出。其他激发态能级的构建需要依赖  $\gamma$ - $\gamma$  符合分析。图 5.1 的内嵌图给出了部分符合分析的结果，两张图分别是与 971 keV 和 1232 keV 的  $\gamma$  符合的能谱，同样用响应函数加本底拟合。分析中 Gate 的宽度经过调节，使得两张谱中所卡的符合事件数基本相同。两个符合谱中都能看到清晰的 580 keV 的峰，但是 1232 keV 符合谱中的峰的强度明显较弱。此外分析中发现 646 keV 的  $\gamma$  也与 580 keV 符合，且在误差范围内 580 keV 与 646 keV 的能量和与

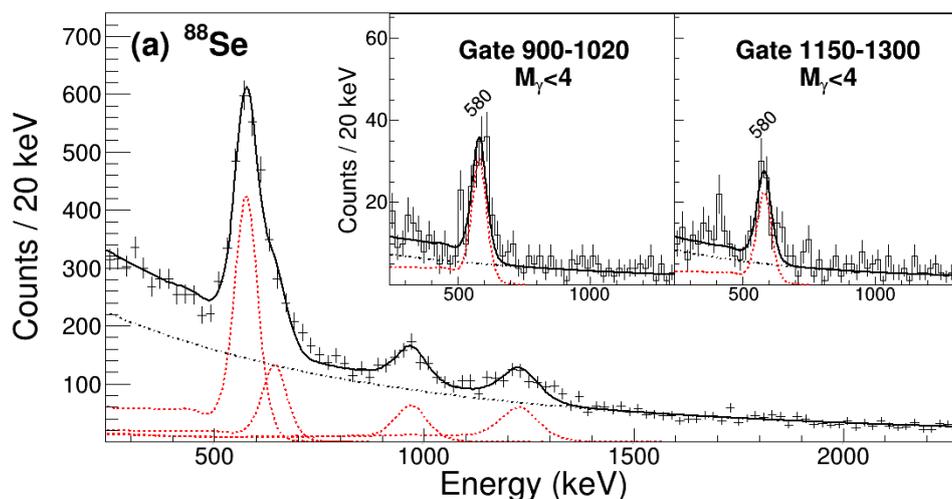


图 5.1  $^{89}\text{Se}(p, pn)^{88}\text{Se}$  反应道  $\gamma$  谱拟合结果

1232 keV 一致，因此认为这三条  $\gamma$  分别来源于一个位于 1232 keV 的能级到基态的直接跃迁和经过 580 keV 能级的级联跃迁。因为 580 keV 的能级被认为是  $2_1^+$ ，因此推测这个 1232 keV 的能级是  $2_2^+$  (在本实验研究的核区和选取的反应中，产生负宇称的能级需要敲出非常深束缚的核子，被认为是非常小概率的)。而 971 keV 的  $\gamma$  因其与 580 keV 的强符合，被认为是从位于 1551 keV 的  $4_1^+$  到  $2_1^+$  退激放出的。由此构建的 $^{88}\text{Se}$  低激发态的能级纲图如图 5.5。1232 keV 与 580 keV 之间的弱符合则被认为来源于低激发态能级之上的结构，如 1232 keV 能级之上 580 keV 左右的  $\gamma$  或 580 keV 能级之上 1232 keV 左右的  $\gamma$ ，受限于 DALI2 的解析能力，未能鉴别出这些  $\gamma$  谱线。

### 5.1.3 $^{90}\text{Se}$ 能级构建

$^{90}\text{Se}$  的能谱是主要分析产物中统计最高的，其拟合结果如图 5.2。能谱使用 5 个  $\gamma$  能量的响应函数拟合，拟合得到的峰位分别为 419(8)，548(9)，691(7)，960(15) 和 1075(24) keV，其中 548 keV 的峰是强度最大者，被认为由  $2_1^+ \rightarrow 0_{\text{gs}}^+$  退激产生。548 keV 能量的  $\gamma$  的  $\gamma$ - $\gamma$  符合能谱 (图 5.2 内嵌图) 中能看到除 960 keV 以外的所有  $\gamma$  峰，说明只有 960 keV 的  $\gamma$  不通过  $2_1^+$  退激到基态。而 960 keV 的能量在误差范围内与 548 keV 加 419 keV 的和一致，因此推测 960 keV 是  $2_2^+ \rightarrow 0_{\text{gs}}^+$  的退激，419 keV 是  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$  的退激。691 keV 的  $\gamma$  因其强度和符合关系被认为是位于 1239 keV 的  $4_1^+$  到  $2_1^+$  的跃迁，而 1075 keV 的  $\gamma$  则来源于位于 1623 keV 的更高能级，这个能级的自旋宇称的推测值为  $(3, 4^+)$ 。 $^{90}\text{Se}$  低激发态的能级纲图如图 5.5。

原则上应当存在  $(3, 4^+) \rightarrow 2_2^+$  跃迁的  $\gamma$  (图 5.5 中虚线)，但其推测的能量约为 663 keV (1623-960)，靠近 691 keV 的峰，因而无法被解析。但是与 (640, 720) 区间符合的  $\gamma$ - $\gamma$  能谱中能看到微弱的 960 keV 的峰，可能就是来源于区间中 663 keV 的  $\gamma$  成分。此外，在

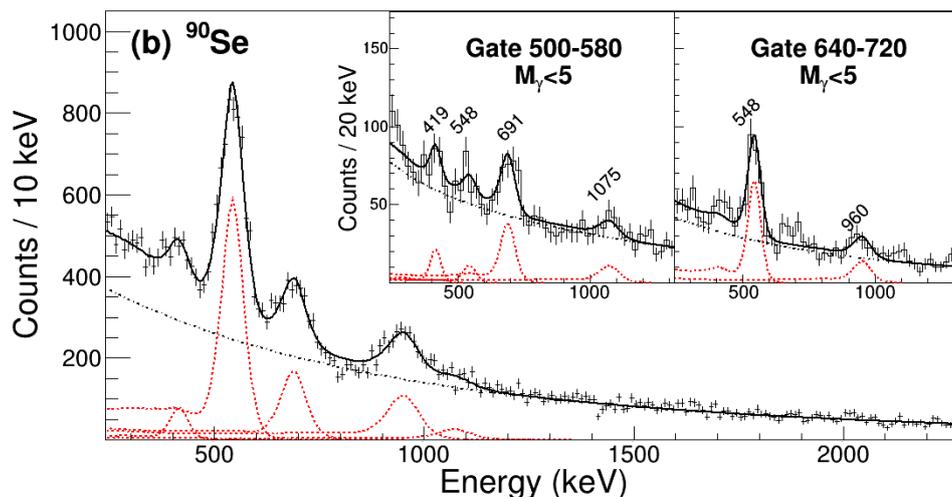


图 5.2  $^{91}\text{Br}(p, 2p)^{90}\text{Se}$  反应道  $\gamma$  谱拟合结果

548 keV 峰的  $\gamma$ - $\gamma$  能谱中看到了自符合的成分，但是非常微弱，可由符合区间内高能量峰的康普顿坪解释。通常，如果出现高强度的自符合，才会认为是由两个互相符合且能量相近的  $\gamma$  造成的。

### 5.1.4 $^{92}\text{Se}$ 能级构建

$^{92}\text{Se}$  的能谱是分析的几个核中相对最复杂的一个， $\gamma$  数量多且能量比较接近，对 DALI2 的能量分辨率而言不容易解析。但是  $^{92}\text{Se}$  中存在 isomer 态，可以将  $^{92}\text{Se}$  阻停后测量其经 isomer 衰变的谱，事实上之前实验中已经尝试测量  $^{92}\text{Se}$  的能谱<sup>[62]</sup>，但是由于统计太少未能构建能级纲图，该次实验测量到的属于  $^{92}\text{Se}$  的  $\gamma$  能量有 503 keV，539 keV 和 898 keV。借助这些已知的属于  $^{92}\text{Se}$  的  $\gamma$ ，最终成功解析了  $^{92}\text{Se}$  的能谱。

$^{92}\text{Se}$  能谱的拟合结果如图 5.3，使用 7 个  $\gamma$  能量的响应函数拟合，拟合得到的峰位为 429(7)，539(9)，624(13)，715(7)，898(15)，958(22) 和 1061(14)。前面提到的 503 keV 的  $\gamma$  没有加入到最终的拟合结果中，因为其位置十分靠近 539 keV 的峰，而单举谱中这个区间的峰位更加靠近 539 keV，已经能被其响应函数很好的拟合，单举谱和  $\gamma$ - $\gamma$  符合谱中都没有直接的证据显示存在 503 keV 的峰。拟合得到的结果中 539 keV 的峰具有最大的强度，被认为是  $2_1^+ \rightarrow 0_{\text{gs}}^+$  退激产生的  $\gamma$ 。与 539 keV 的峰符合的  $\gamma$ - $\gamma$  谱中能看到除 958 keV 以外的其他所有  $\gamma$ 。在误差范围内 539 keV 加 429 keV 的能量和与 958 keV 一致，429 keV 加 624 keV 的能量和与 1061 keV 一致。由此构建出如图 5.5 所示的低激发态能级纲图，图中 958 keV 的  $\gamma$  因其强度较弱，用虚线表示。对于 898 keV 的  $\gamma$ ，本实验缺乏足够的信息推测其在能级纲图中的位置。

对于  $^{92}\text{Se}$  中 503 keV 和 898 keV 的两条  $\gamma$ ，其在 isomer 的测量中被观测到，可能来自于较高的激发态，推测其位置应在本实验构建的能级纲图之上，为确定其在能级纲

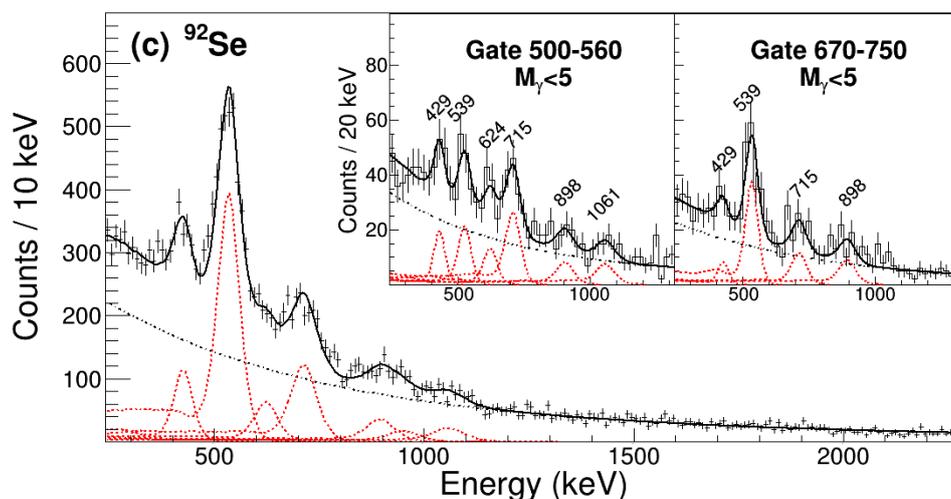


图 5.3  $^{94}\text{Br}(p, 2pn)^{92}\text{Se}$  反应道  $\gamma$  谱拟合结果

图中的位置需要未来更高精度和统计的实验测量。

### 5.1.5 $^{94}\text{Se}$ 能级构建

$^{94}\text{Se}$  是分析的核中最丰中子的一个，其统计最少。 $^{94}\text{Se}$  能谱的拟合结果如图 5.4。拟合得到的峰位为 475(10)，640(7)，830(30)，1290(30) 和 1580(30)。其中 475 keV 和 640 keV 处为清晰的能峰，其显著性 (这里定义为拟合的强度和不确定度的比值) 超过  $5\sigma$ 。而 830 keV，1290 keV 和 1580 keV 处，受限于统计，其显著性只超过  $3\sigma$ ，因此分析中认为他们是可能存在的峰，在能级纲图中用虚线表示。同样受限于统计， $\gamma$ - $\gamma$  符合分析只能验证 475 keV 和 640 keV 的  $\gamma$  之间的符合关系。修正探测效率后 475 keV 的强度高于 640 keV 的峰，因此认为前者是  $2_1^+ \rightarrow 0_{\text{gs}}^+$  跃迁产生的  $\gamma$ ，而后者是  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  跃迁产生的  $\gamma$ 。此外，误差范围内有 475 keV 与 830 keV 的能量和与 1290 keV 一致，因此推测可能存在位于 1290 keV 的  $2_2^+$ ，能够退激到  $2_1^+$  和基态。 $^{94}\text{Se}$  的低激发态能级纲图同样见图 5.5，1580 keV 的  $\gamma$  因为缺乏信息未能推测其位置。

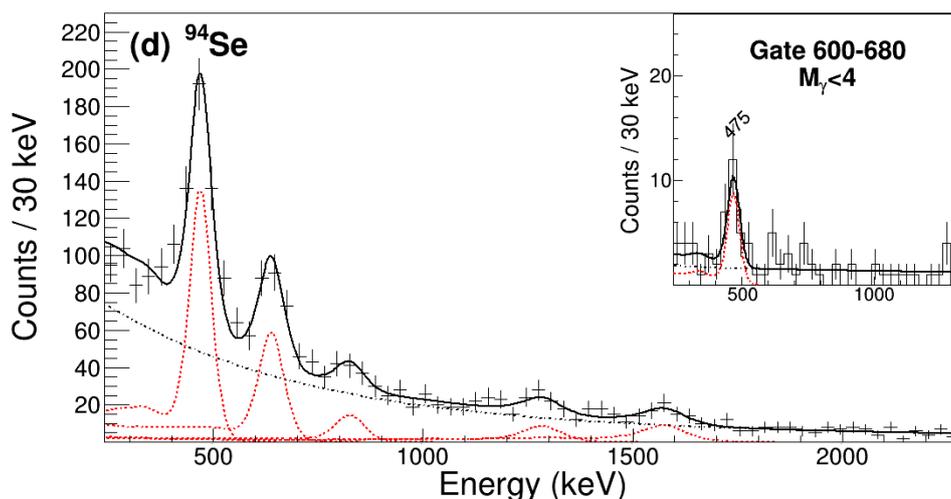


图 5.4  $^{95}\text{Br}(p, 2p)^{94}\text{Se}$  反应道  $\gamma$  谱拟合结果

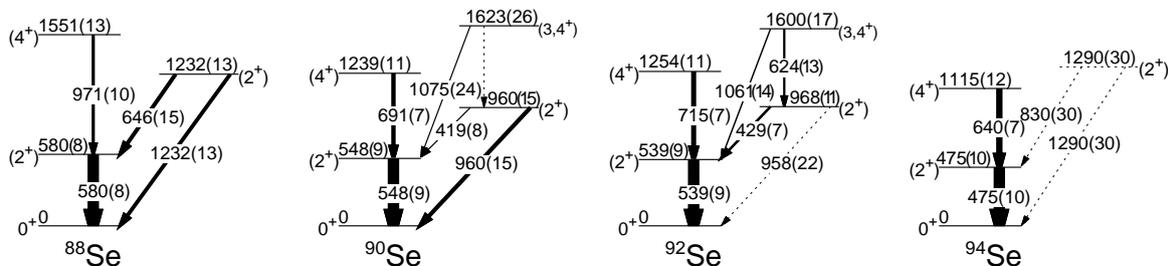


图 5.5 实验得  $^{88,90,92,94}\text{Se}$  能级纲图

## 5.2 反应截面计算

反应截面是分析核反应的重要方面，不仅能够验证数据分析的正确性，还能通过与理论比较获得核结构方面的信息。本节介绍本实验数据分析中反应截面的计算，首先讨论敲出反应的总反应截面 (inclusive cross section)，然后讨论反应产生各个激发态的截面 (exclusive cross section)。

### 5.2.1 敲出反应总反应截面 (inclusive cross section)

敲出反应的总反应截面即反应到产物的各个能态，包括基态和各激发态，截面的总和。由于不考虑产物反应后所处的状态，也即不考虑产物放出  $\gamma$  的能量和是否放出  $\gamma$ ，因此在本实验的数据分析中需要使用 DSF7 trigger 的部分数据以排除 DALI trigger 对事件的筛选作用。

下面以  $^{91}\text{Br}(p, 2p)^{90}\text{Se}$  反应道为例进行说明，其敲出反应总截面可由如下公式给出

$$N(^{90}\text{Se}) = \sigma_{incl} n_{dc} I(^{91}\text{Br}) \quad (5.1)$$

式中  $I(^{91}\text{Br})$  为入射液氢靶的次级束流粒子数， $N(^{90}\text{Se})$  为液氢靶中由  $^{91}\text{Br}(p, 2p)$  反应产生的  $^{90}\text{Se}$  核子数， $n_{dc}$  为液氢靶中单位面积的反应核心数目，而  $\sigma_{incl}$  即为需要计算的总反应截面。考虑到实验无法直接对液氢靶中产生的  $^{90}\text{Se}$  核子进行计数，但能够计算被 ZeroDegree 接收并鉴别的  $^{90}\text{Se}$  数量，而两者之间相差 ZeroDegree 接收度和传输效率的影响。ZeroDegree 的接收度和传输效率已在前面章节 4.1.6 中分析。这里同样通过比较动量平面 F5X 的分布，选取其中动量被 ZeroDegree 完全接收的部分，而在公式中单单使用对传输效率的修正，由此得到

$$N_{zd} (^{90}\text{Se}) = N (^{90}\text{Se}) T_{zd} \quad (5.2)$$

式中  $N_{zd} (^{90}\text{Se})$  为 ZeroDegree 鉴别出的由  $^{91}\text{Br}(p, 2p)$  反应产生的  $^{90}\text{Se}$  核子数， $T_{zd}$  为 ZeroDegree 的传输效率。结合上述两式可得

$$\sigma_{incl} = \frac{N_{zd} (^{90}\text{Se})}{n_{dc} T_{zd} I(^{91}\text{Br})} \quad (5.3)$$

需要注意式中  $N_{zd} (^{90}\text{Se})$  和  $I(^{91}\text{Br})$  在统计时已经包含了对 F5X 动量平面的筛选，为动量能被 ZeroDegree 完全接收部分的计数。对于本实验中使用的 MINOS 液氢靶有  $n_{dc} = \rho_{LH_2} L_{LH_2} N_A / M_H$ ，其中液氢密度  $\rho_{LH_2} = 73.22(8) \text{ kg/m}^3$ ，液氢靶的有效厚度  $L_{LH_2} = 99(1) \text{ mm}$ ，阿伏伽德罗常数  $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ atoms/mol}$ ，氢的摩尔质量  $M_H =$

1.008 g/mol, 由此计算得到  $n_{dc} = 4.33(4) \times 10^{23} \text{ atoms/cm}^2$ 。而对于 $^{91}\text{Br}(p, 2p)^{90}\text{Se}$  反应道, 前面章节已经得到 ZeroDegree 的传输效率为  $T_{zd} = 60.3(5)\%$ 。

几个主要反应道的总反应截面计算结果列出如表 5.1。数据结果中, 中子敲出反应的截面明显高于质子敲出的截面; 而对于质子敲出的截面, 当向中子滴线靠近时截面变小, 且双质子敲出的截面远小于单质子敲出。这些结果都基本满足对丰中子区实验结果的预期。

Channels	I(beam)	$N_{zd}(\text{fragment})$	$T_{zd}$	$\sigma_{incl} / \text{mbarn}$
$^{89}\text{Se}(p, pn)^{88}\text{Se}$	2.19E4	271	61.1(16)%	47(3)
$^{91}\text{Br}(p, 2p)^{90}\text{Se}$	5.96E5	823	60.3(5)%	5.3(2)
$^{93}\text{Br}(p, 2p)^{92}\text{Se}$	3.01E5	309	59.7(2)%	4.0(2)
$^{94}\text{Br}(p, 2pn)^{92}\text{Se}$	3.20E5	539	58.9(2)%	6.6(3)
$^{95}\text{Br}(p, 2p)^{94}\text{Se}$	9.61E4	91	59.0(5)%	3.7(4)
$^{96}\text{Kr}(p, 3p)^{94}\text{Se}$	2.49E6	27	58.3(1)%	0.043(8)

表 5.1 主要反应道总反应截面

## 5.2.2 各激发态反应截面 (exclusive cross section)

测量激发态退激时放出的  $\gamma$  能够实现对敲出反应产物末态的标记, 从而计算反应产生各个激发态的截面。由于 DALI2 阵列对  $\gamma$  的探测效率并不是 100%, 因此不能使用逐事件标记的方法计算截面, 但是可以利用测量到的各个  $\gamma$  峰修正 DALI2 阵列的探测效率后的强度整体分析截面。用这种方法需要结合上节分析得到的能级纲图, 考虑较高激发能级对低激发能级的 feeding, 例如分析反应产生 $^{88}\text{Se}$  的  $2_1^+$  激发态的截面时, 需要从能谱中  $2_1^+$  峰的拟合强度中扣除  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  跃迁和  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$  跃迁对  $2_1^+$  激发态强度的贡献。

原则上, 产生各激发态的反应截面可以用类似于上节式 (5.3) 的方法计算。同样以 $^{91}\text{Br}(p, 2p)^{90}\text{Se}$  反应道为例, 其产生  $2_1^+$  激发态的截面可由如下公式计算

$$\sigma_{excl}(2_1^+) = \frac{A(2_1^+)}{n_{dc} T_{zd} \varepsilon_{\text{minos}} I(^{91}\text{Br})} \quad (5.4)$$

式中  $A(2_1^+)$  为  $\gamma$  能谱用响应函数拟合得到的  $2_1^+$  峰的强度修正高能级 feeding 之后的结果。 $\varepsilon_{\text{minos}}$  为 MINOS 顶点重建的效率, 对于 $^{91}\text{Br}(p, 2p)^{90}\text{Se}$  反应道为 91.2(8)%。使用上述公式计算各激发态截面时同样需要在 F5X 动量平面筛选出能被 ZeroDegree 完全接收的部分。对于中等能量范围的敲出反应产生不同的激发末态的情况, 产物间的动量差异很小, 相对的, ZeroDegree 的接收度和传输效率的差异也很小, 可以认为产生不同激发态时 ZeroDegree 的接收度和传输效率与前面计算总截面时相同。因此, 比较式

(5.3) 和 (5.4) 可得相对产生截面

$$\sigma_{relative}(2_1^+) = \frac{\sigma_{excl}(2_1^+)}{\sigma_{incl}} = \frac{A(2_1^+)}{\varepsilon_{minos} N_{zd}(^{90}\text{Se})} \quad (5.5)$$

显然,  $\sigma_{relative}$  的计算比  $\sigma_{excl}$  简单。因此, 本实验分析首先计算  $\sigma_{relative}$ , 然后通过  $\sigma_{relative}$  和  $\sigma_{incl}$  计算  $\sigma_{excl}$ 。

需要注意, 式 (5.4) 和 (5.5) 中的  $A(2_1^+)$  由 DALI×F7×F11 trigger 部分的数据得到, 而  $I(^{91}\text{Br})$  和  $N_{zd}(^{90}\text{Se})$  由 DSF7 trigger 部分的数据得到, 因此在比较两者时需要修正 Down Scale Factor 的影响。此外, 实验时由于线路故障, DALI trigger 的传输效率只有 50(5)%, 因此对于由 DALI×F7×F11 trigger 得到的计数, 如  $A(2_1^+)$ , 需要额外修正这个因子带来的影响。

依据前面得到的能级纲图, 本实验数据分析得到的各个激发态的截面列出如表 5.2, 其中产生基态的截面由总截面减去产生各个激发态的截面得到。

Channel	State	Energy / keV	$\sigma_{relative}$	$\sigma_{excl}$ / mbarn
$^{89}\text{Se}(p, pn)^{88}\text{Se}$	$(2_1^+)$	580	17(3)%	8(2)
	$(4_1^+)$	1551	13(2)%	6(1)
	$(2_2^+)$	1232	33(4)%	15(2)
	g.s.	0		17(4)
	total			47(3)
$^{91}\text{Br}(p, 2p)^{90}\text{Se}$	$(2_1^+)$	548	16(2)%	0.9(1)
	$(4_1^+)$	1239	16(2)%	0.8(1)
	$(2_2^+)$	960	20(2)%	1.1(1)
	$(3, 4^+)$	1623	4(1)%	0.23(5)
	g.s.	0		2.3(3)
	total			5.3(2)
$^{94}\text{Br}(p, 2pn)^{92}\text{Se}$	$(2_1^+)$	539	9(2)%	0.6(2)
	$(4_1^+)$	1254	21(2)%	1.4(2)
	$(2_2^+)$	968	6(2)%	0.4(1)
	$(3, 4^+)$	1600	15(2)%	1.0(2)
	g.s.	0		3.2(4)
	total			6.6(3)
$^{95}\text{Br}(p, 2p)^{94}\text{Se}$	$(2_1^+)$	475	7(4)%	0.3(2)
	$(4_1^+)$	1115	22(4)%	0.8(2)
	$(2_2^+)$	1290	15(4)%	0.6(2)
	g.s.	0		2.0(5)
	total			3.7(4)

表 5.2 分析得主要反应道各激发态产生截面

### 5.3 系统学分析及理论比较

本节通过系统学的分析研究 Se 同位素集体运动演化的趋势，然后通过实验数据与理论计算结果的比较讨论 Se 同位素内部的结构性质。

#### 5.3.1 丰中子偶偶核 Se 系统学分析

论文的背景介绍部分已经提到，偶偶核第一个激发态能级的位置  $E(2_1^+)$  和基带能级的比值  $R_{4/2} = E(4_1^+)/E(2_1^+)$  能很好的反映原子核壳结构的演化和集体运动的性质。此外，对于本实验研究的几个 Se 同位素，普遍观察到了一个位置很低的  $2_2^+$  激发态能级。因此本节首先讨论 Se 同位素这几个量的变化趋势进行分析。

偶偶核 Se 中子数在 50~60 区间的  $E(2_1^+)$ ,  $R_{4/2}$ ,  $E(2_2^+)$  演化如图 5.6, 作为比较, 图中同时给出了 Kr( $Z = 36$ ), Sr( $Z = 38$ ) 和 Zr( $Z = 40$ ) 同位素在这一区间的数据, 数据来源于 [19, 25, 63, 64]。本实验得到的结果在图中用圆圈表示, 其中空心圆圈表示置信度较低的数据点。加上本实验的结果后, 偶偶核 Se 的数据从原来的  $N = 50$  附近延伸到了  $N = 60$  的远离稳定线区域。

从图中可见, 在传统中子幻数  $N = 50$  处, 几个核素都有很高的  $E(2_1^+)$ , 且增加两个中子后在  $N = 52$  处, 这几个核的  $E(2_1^+)$  急剧下降, 说明  $N = 50$  对这些核仍然是一个很好的主壳。在  $N = 50$  之上的单粒子轨道较多, 情况较为复杂。Zr 的  $E(2_1^+)$  在  $N = 56$  处突然增大, 反映出 Zr 在  $N = 56$  处结构发生了突变, 被认为是由于  $d_{5/2}$  轨道能量下降使其与更上层单粒子轨道的间隙增大, 从而形成了  $N = 56$  的亚壳。之前实验中观察到的  $^{88}\text{Se}$  的  $E(2_1^+)$  在 886 keV, 相对  $^{86}\text{Se}$  呈上升趋势, 因而推测  $^{90}\text{Se}(N = 56)$  中可能也像 Zr 的情况一样存在亚壳。本实验测量到的  $^{88}\text{Se}$  的  $E(2_1^+)$  在 580 keV, 比文献 [19] 中给出的  $E(2_1^+)$  小  $\sim 300$  keV。使用本实验的数据后,  $^{88}\text{Se}$  的  $E(2_1^+)$  相对于  $^{86}\text{Se}$  呈现下降趋势, 而  $^{90}\text{Se}$  的  $E(2_1^+)$  则相对于  $^{88}\text{Se}$  进一步下降, 因而否定了 Se 中存在  $N = 56$  亚壳的可能性。尽管在 Se 中不存在  $N = 56$  的亚壳, 但其  $R_{4/2}$  在  $N = 56$  处突然下降, 被认为可能来源于  $N = 56$  亚壳的剩余效应。整体而言, Se 的  $E(2_1^+)$  在逐渐远离  $N = 50$  中子主壳的过程中缓慢下降, 反映出其由球形核向大形变核逐渐演化的过程。

图中另一个重要的特征是 Se 的  $E(2_1^+)$  和  $R_{4/2}$  在  $N = 60$  处的平缓变化。不同于 Zr 和 Sr 在  $N = 60$  处的  $E(2_1^+)$  急剧减小和  $R_{4/2}$  急剧增大, Se 在  $N = 60$  处的变化缓慢与 Kr 非常相似。在论文的背景介绍章节已经提到, Zr 和 Sr 在  $N = 60$  处的剧烈变化反映出的是其基态形变的突然增大, 而其内在的物理机制是低激发态中的 spherical-deformed 共存形状在  $N = 60$  处发生交换。Kr 和 Se 在  $N = 60$  处的平缓变化表明, 这两个核中不存在像 Zr 和 Sr 一样 spherical-deformed 的共存形状发生交换的现象, 但 Kr 的理论计算也指出  $^{96}\text{Kr}$  的低激发态中可能存在 prolate-oblate 的形状共存。对于 Se, 其  $E(2_1^+)$  和

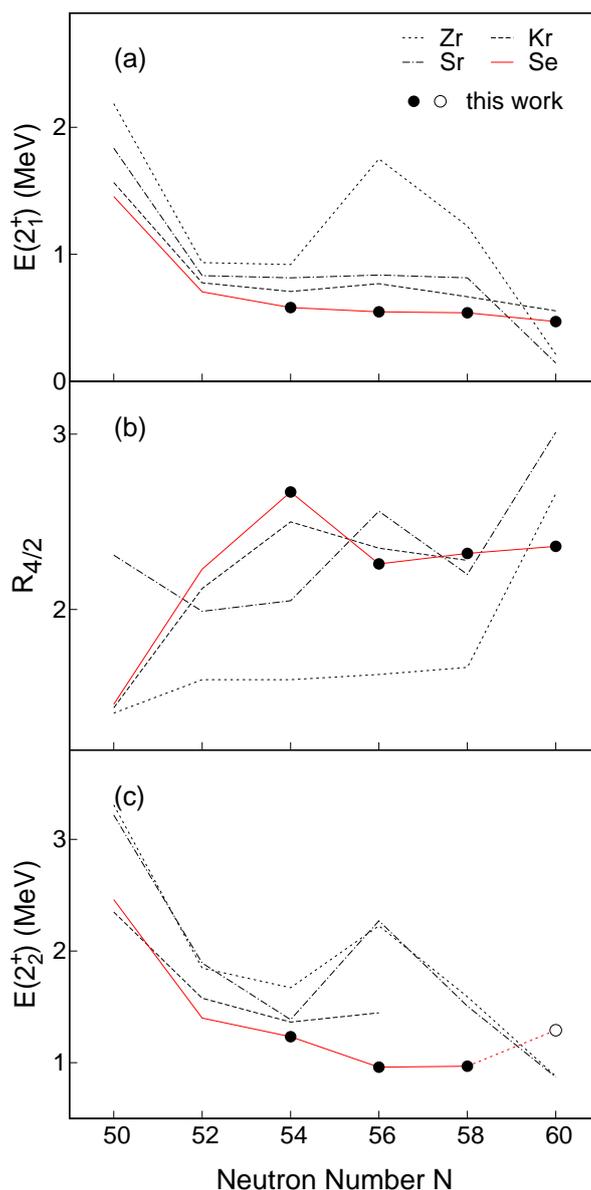


图 5.6 丰中子偶偶核 Se 同位素中子数在 50~60 区间的系统学演化及与 Kr( $Z = 36$ ), Sr( $Z = 38$ ), Zr( $Z = 40$ ) 同位素比较: (a)  $E(2_1^+)$ , (b)  $R_{4/2}$ , (c)  $E(2_2^+)$

$R_{4/2}$  的演化都与 Kr 非常相似, 因而同样可能存在 prolate-oblate 的形状共存。

在  $E(2_2^+)$  的系统学比较中, 本实验测到的几个 Se 的  $E(2_2^+)$  位于这一区域原子核  $E(2_2^+)$  能量最低的区域, 且  $^{90}\text{Se}$  的  $E(2_2^+)$  与  $^{92}\text{Se}$  接近,  $^{88}\text{Se}$  的  $E(2_2^+)$  与  $^{94}\text{Se}$  接近, 整体呈现出抛物线的形状。通常, 很低的  $E(2_2^+)$  在  $\gamma$ -soft 或有大的三轴形变的原子核中出现。但是, 对于可能存在形状共存的原子核, prolate-oblate 的形状共存同样可能带来很低位置的  $E(2_2^+)$ , 而 Se 系统学中的抛物线形状可能预示着出现共存形状交换位置的现象。受限于实验手段, 本实验的测量数据无法直接反映出原子核基态的形状, 因此, 本实验的分析通过与理论计算的比较, 对 Se 结构中可能存在的现象做出预测, 证实这些

现象的存在需要未来更进一步的实验研究。

### 5.3.2 理论计算结果比较

本小节通过与理论计算比较对 Se 原子核中可能存在的结构做出预测。Se 原子核的原子序数为  $Z = 34$ ，本实验研究的<sup>88,90,92,94</sup>Se 的中子数为 54~60。若使用壳模型计算，与之最近的 core 是<sup>78</sup>Ni，在 core 外拥有 6 个价质子和 4~10 个价中子，需要考虑价核子填充模型空间  $\pi(1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2})$  和  $\nu(2d_{5/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1g_{7/2}, 1h_{11/2})$ 。尽管文献 [65] 中使用 Large Scale Shell Model 计算了<sup>88</sup>Se 的结果，但是随着中子数增多，壳模型的计算量将指数增长，对于<sup>92,94</sup>Se 的计算将变的非常困难。因此本实验的分析选择与平均场理论的计算做比较。

本实验数据比较的理论计算是一种叫做 Symmetry-Conserving Configuration Mixing (SCCM) 的 self-consistent beyond-mean-field 计算，使用 Gogny D1S 有效相互作用系列参数<sup>[66,67]</sup>，理论计算结果由 T. R. Rodríguez 提供。在 SCCM 的框架中，原子核的每个激发态被看作是不同的量子多体本征态的混合，这些不同的本征态有不同的四级形变，包含轴向的 (prolate, oblate) 和非轴向的 (triaxial) 形变。然后将混合后的态通过投影的方法，重新得到原子核的核子数和角动量的对称性。而本征态混合的系数则通过生成坐标法 (GCM) 使能量最小化得到。因此使用 SCCM 的计算方法能在得到能谱信息的同时给出原子核内在的结构信息。关于 SCCM 计算更加详尽的讨论参见文献 [27, 68–70]，其中在文献 [27] 中，使用包含三轴形变 (triaxial) 的 SCCM 较好地计算了 Kr 同位素链的低激发态能级，因而这里的计算采用同样的计算框架。此外，本实验所比较的 SCCM 计算的形状混合中，只包含了满足时间反演对称和空间反演对称的形变，也即，没有包含扭曲形变 (cranked) 和八级形变 (octupole) 的形状，因而无法计算负宇称的能态，且根据文献 [71] 的结果，由此计算出的能级会存在拉伸。需要指出，对于本实验研究的这些 Se 原子核，通过  $(p, 2p)$  反应产生负宇称的激发态需要敲出  $\pi g_{9/2}$  轨道的质子，而这一轨道在 Br 原子核的基态中被认为是弱占据的。因此这里使用的 SCCM 计算被认为足以描述本实验观察到的激发态。

实验结果与 SCCM 计算结果的比较如图 5.7。正如前面所预期的，SCCM 计算的能级相对于实验结果有整体的拉伸。此外，相比于实验结果的平缓变化，SCCM 结果的变化趋势更加陡峭，这一现象同样在 Kr 同位素链的计算结果中被观察到<sup>[27]</sup>，被认为是由于目前使用的 SCCM 计算没有考虑原子核中准粒子的激发造成的，准粒子激发被认为在  $N = 50$  附近的原子核的激发中有十分重要的影响。整体而言，SCCM 的计算较好地给出了 Se 能级随中子演化的定性结果，特别是其结果中同样给出了在  $E(4_1^+)$  之下很低能量的  $E(2_2^+)$ ，且这个  $E(2_2^+)$  在  $N = 60$  处呈现上升趋势。对于实验测量到的

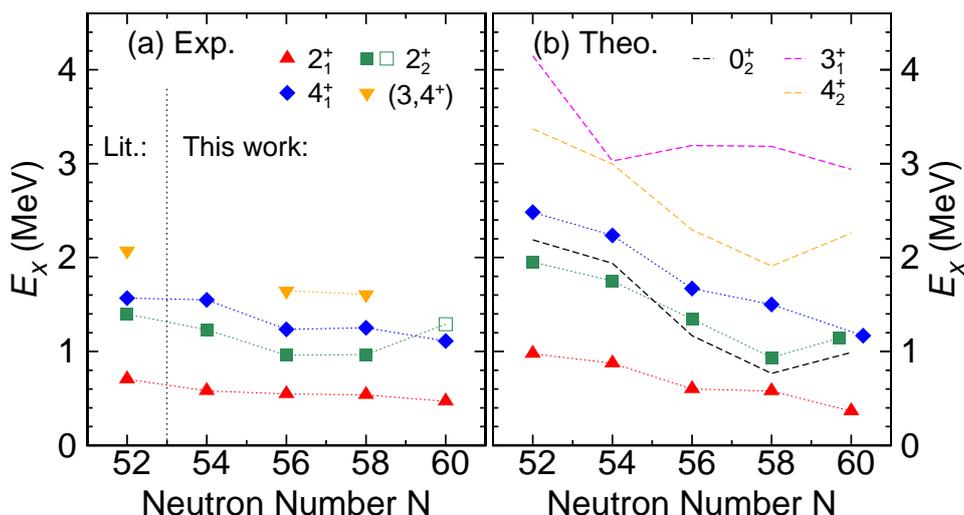


图 5.7 实验结果与 SCCM 计算结果比较

$(3,4^+)$  能级, SCCM 计算倾向于认为其自旋宇称是  $4_2^+$ , 而计算出的  $3_1^+$  能级位于  $4_2^+$  之上约 1 MeV 的位置。

前面已经指出, SCCM 的计算在得到能谱信息的同时能够给出原子核的内在结构。由 SCCM 计算得到 Se 同位素的势能曲面和集体运动波函数如图 5.8, 其中最左一列是势能曲面 PES(potential energy surface), 图中颜色表示不同形变参数下的势能, 蓝色表示低势能位置。其他几列分别是  $0_{g.s.}^+$ ,  $2_1^+$  和  $2_2^+$  激发态的集体运动波函数 c.w.f.(collective wave function), 红色表示几率较大的形状。所有 PES 的最小值和 c.w.f. 的最大值的  $\beta_2$  都在 0.2 ~ 0.3 之间, 并随着中子数增加缓慢增大, 这与从实验结果得到的推论很好的一致。其在  $\gamma$  维度的表现则各不相同: 对于  $^{86,88}\text{Se}$ , 其 PES 和 c.w.f. 都在  $\gamma$  方向延伸, 表现出  $\gamma$  软的特点。到了  $^{90,92,94}\text{Se}$ , 其 PES 中都出现了两个分离的局部最小值, 分别位于 prolate 和 oblate 一侧, 预示着可能出现 prolate-oblate 的形状共存。其计算出的 c.w.f. 与之很好的对应,  $^{90}\text{Se}$  的 yrast 能态  $0_{g.s.}^+$ ,  $2_1^+$  和  $4_1^+$ (c.w.f. 未在图中给出) 的 c.w.f. 由 prolate 形状构成, 而其  $2_2^+$  则呈现 oblate 形状。与之相反,  $^{94}\text{Se}$  呈现的则是 oblate 的 yrast 能态和 prolate 的  $2_2^+$  能态。至于  $^{92}\text{Se}$ , 计算结果显示其有着  $\gamma$ -soft 的  $0_{g.s.}^+$ , 然后其  $2_1^+$  和  $4_1^+$  逐步向稳定的 oblate 形状演化, 而其  $2_2^+$  能态则由 prolate 混合少量 oblate 形状构成。整体而言, SCCM 计算预言了 Se 同位素链的低激发能态中存在 prolate-oblate 的形状共存现象, 且随着中子数增加, yrast 能态由 prolate 向 oblate 形状演化, 与之相对的,  $2_2^+$  能态从 oblate 向 prolate 演化, 表现出在低激发能态中 prolate 和 oblate 两种形状互相竞争的现象, 由 SCCM 计算得到的激发态电四极矩  $Q_{sp}$  很好的与这一现象吻合, 如图 5.9。

通常, 对于出现形状共存现象的原子核会伴随出现很低能量的  $0_2^+$  能态, SCCM 同样给出了对  $0_2^+$  能级位置的预言, 如图 5.7。对于  $^{90,92,94}\text{Se}$ , SCCM 计算得到的  $0_2^+$  位于

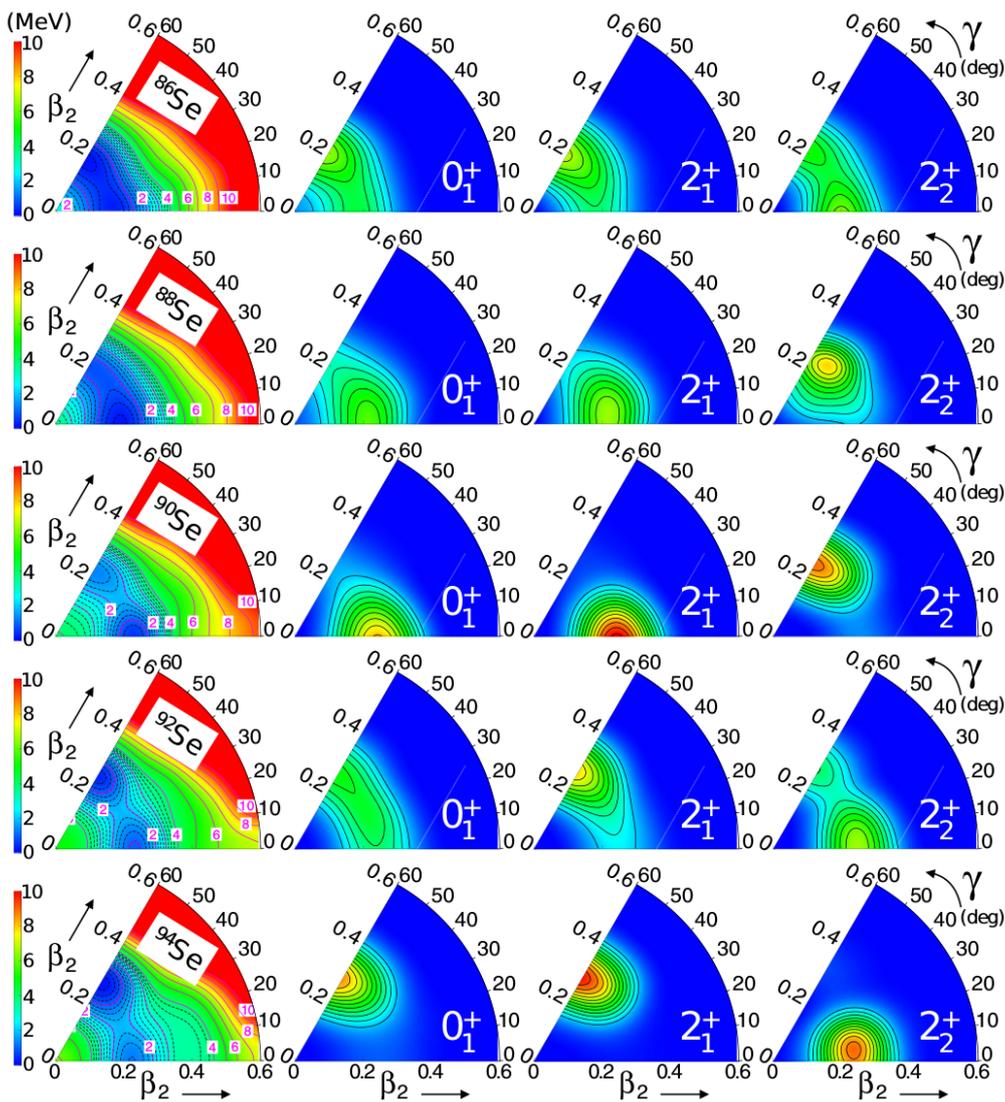


图 5.8 SCCM 计算得 Se 同位素势能曲面和集体运动波函数

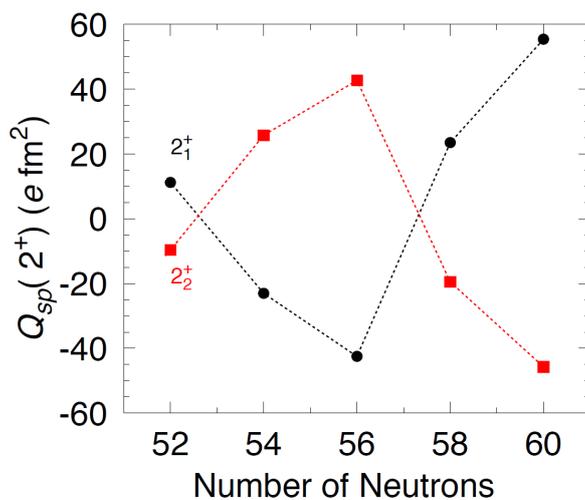


图 5.9 SCCM 计算得  $2_1^+$  和  $2_2^+$  能态的  $Q_{sp}$

$2_2^+$  能级下约 200 keV 的位置。对于 E2 跃迁，跃迁强度与  $E_\gamma^5$  成正比，因此推测  $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$  跃迁的强度较弱，这可能是本实验未观察到  $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$  跃迁  $\gamma$  的原因。

## 5.4 886 keV 的 $\gamma$ 跃迁

文献 [19] 中通过  $\gamma$ - $\gamma$ - $\gamma$  符合的方法测量  $^{252}\text{Cf}$  裂变反应产物的能谱得到 886 keV 的  $^{88}\text{Se}$  的  $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s}^+$  跃迁在本实验中并没有被观察到。事实上，在之后测量  $^{248}\text{Cm}$  裂变反应产物能谱的实验 [72] 中指出，886 keV 的  $\gamma$  应当属于  $^{87}\text{Se}$  的能谱。在本实验的测量中，得益于 ZeroDegree 的大接收度，能够同时接收进一些  $^{87}\text{Se}$  的原子核，使用与前面章节相同的分析方法得到与  $^{93}\text{Br}(p, 2p5n)^{87}\text{Se}$  反应道符合的能谱，如图 5.10。本实验测量得到的能谱与文献 [72] 中的能级纲图很好的吻合，因此本实验支持文献 [72] 的结论，认为 886 keV 的  $\gamma$  来源于  $^{87}\text{Se}$  的能级跃迁。

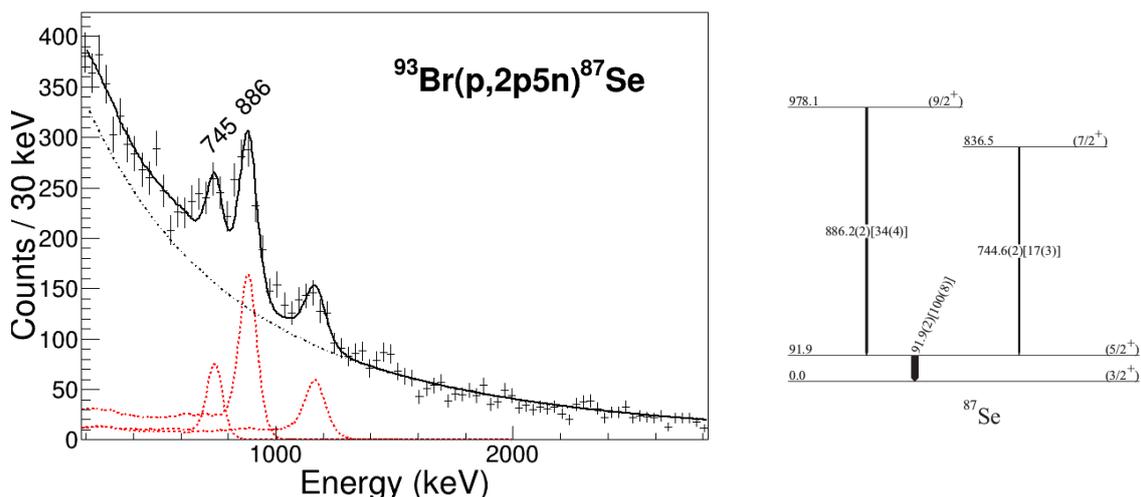


图 5.10 实验得  $^{87}\text{Se}$  能谱 (左) 与文献 [72] 能级纲图 (右) 比较

## 第六章 总结与展望

本论文工作在日本理化学研究所的 RIBF 束流设施上完成。使用  $345 \text{ MeV}/u$  的  $^{238}\text{U}^{80+}$  束流轰击  $3 \text{ mm}$  厚的  $^9\text{Be}$  靶产生混合次级束流，通过 BigRIPS 束流线采用 TOF- $B\rho$ - $\Delta E$  测量方法从中选取丰中子 Br 和 Se 的成分。丰中子 Br 和 Se 原子核轰击  $100 \text{ mm}$  厚的液氢靶发生核子敲出反应，产生处于激发态的  $^{88,90,92,94}\text{Se}$  原子核。在靶中间位置的粒子能量约为  $220 \text{ MeV}/u$ ，反应后的产物通过 ZeroDegree 束流线鉴别。激发态  $^{88,90,92,94}\text{Se}$  原子核在束退激时发射的  $\gamma$  由 DALI2 探测阵列测量，结合 MINOS TPC 探测器重建的敲出反应顶点进行 Doppler 修正。修正后的  $\gamma$  能谱通过强度分析和  $\gamma$ - $\gamma$  符合分析，最终构建出  $^{88,90,92,94}\text{Se}$  的低激发态能级纲图。

本工论文作测量得到的  $^{88,90,92,94}\text{Se}$  的  $2_1^+$  能级能量分别为  $580(8) \text{ keV}$ ， $548(9) \text{ keV}$ ， $539(9) \text{ keV}$  和  $475(10) \text{ keV}$ ， $4_1^+$  能级能量分别为  $1551(13) \text{ keV}$ ， $1239(11) \text{ keV}$ ， $1254(11) \text{ keV}$  和  $1115(12) \text{ keV}$ ，以及  $2_2^+$  能级能量分别为  $1232(13) \text{ keV}$ ， $960(15) \text{ keV}$ ， $968(11) \text{ keV}$  和  $1290(30) \text{ keV}$ 。此外，在  $^{90,92}\text{Se}$  中还测量到了位于  $1623(26) \text{ keV}$  和  $1600(17) \text{ keV}$  的可能的  $(3, 4^+)$  能级。其中， $^{88}\text{Se}$  的  $2_1^+$  能级结果修正了之前实验测量得到的过高的  $E(2_1^+)$ ，其他原子核能级都为首次测量量。本工作的结果将 Se 偶偶核能级的系统学信息从原先的  $N = 52$  拓展到  $N = 60$ 。

Se 偶偶核的  $E(2_1^+)$  从  $N = 52$  开始呈连续缓慢下降的趋势直到  $N = 60$ 。在  $N = 56$  处没有出现增大的  $E(2_1^+)$ ，因此没有证据表明存在  $N = 56$  的闭壳，但  $R_{4/2}$  的比值在  $N = 56$  处出现下降，可能来自  $N = 56$  壳的剩余效应。在  $N = 60$  处，Se 的  $E(2_1^+)$  下降趋势略有增大，但没有出现阶跃式的变化，表现出原子核的形变缓慢增大的特点。通过与临近偶偶核同位素链比较，Se 的  $E(2_1^+)$  和  $R_{4/2}$  在  $N = 50 \sim 60$  的变化与 Kr 非常相似，表明这两个核结构的演化可能存在一定的相似性。此外，在测量的 Se 原子核中都观察到低于  $4_1^+$  的能量很低的  $2_2^+$  能级，且在  $N = 54 \sim 60$  区间的演化呈抛物线型，因此认为丰中子 Se 的结构中可能存在三极形变或低激发态中存在形状共存。

本工作中实验测量结果与 SCCM 方法的自洽超平均场理论计算比较。由于理论模型的不完整性，理论计算结果可预见性的出现了整体的拉伸，且演化的趋势比实验结果更加陡峭。但理论计算的定性描述与实验结果取得了很好的一致性，理论计算同样给出了低于  $4_1^+$  的  $2_2^+$  能级，且  $2_2^+$  能级的能量在  $N = 60$  处出现上升的趋势。理论计算认为丰中子 Se 中很低的  $2_2^+$  能级来自于 *prolate-oblate* 的形状共存，并给出了低激发态中 *prolate-oblate* 共存形状相互竞争的有趣物理图像。此外，作为形状共存的特征，理论计算预言了在  $2_2^+$  能级附近能量很低的  $0_2^+$  能级的存在。未来实验中，寻找和发现

这些  $0_2^+$  能级，测量丰中子 Se 基态和激发态的形变以及测量能级间跃迁的  $B(E2)$  都是非常有意思的工作。

本论文工作对于研究  $N = 50$  能壳之上到  $N = 60$  形状突变区域以及更远丰中子原子核的演化具有重要意义，对未来这一区域原子核研究的实验具有参考价值。本工作验证了利用放射性核束的敲出反应产生更加丰中子的原子核是非常有效率的实验手段，在研究远离稳定线原子核的实验中非常有应用前景。此外，本工作的结果也显示出，发展具有高能量分辨率和高探测效率的  $\gamma$  探测阵列对于研究原子核的复杂结构十分必要。

## 参考文献

- [1] M. G. Mayer and J. H. D. Jensen. *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*. Wiley, New York, **1955**.
- [2] T. Motobayashi, Y. Ikeda, K. Ieki *et al.* “Large deformation of the very neutron-rich nucleus  $^{32}\text{Mg}$  from intermediate-energy Coulomb excitation”. *Phys. Lett. B*, **1995**, 346(1–2): 9–14. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939500012A>.
- [3] H. Simon, D. Aleksandrov, T. Aumann *et al.* “Direct Experimental Evidence for Strong Admixture of Different Parity States in  $^{11}\text{Li}$ ”. *Phys. Rev. Lett.* 1999-07: 496–499. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.496>.
- [4] Y Yanagisawa, M Notani, H Sakurai *et al.* “The first excited state of  $^{30}\text{Ne}$  studied by proton inelastic scattering in reversed kinematics”. *Physics Letters B*, **2003**, 566(1): 84–89. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269303008025>.
- [5] S. D. Pain, W. N. Catford, N. A. Orr *et al.* “Structure of  $^{12}\text{Be}$ : Intruder  $d$ -Wave Strength at  $N = 8$ ”. *Phys. Rev. Lett.* 2006-01: 032502. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.032502>.
- [6] S. Takeuchi, M. Matsushita, N. Aoi *et al.* “Well Developed Deformation in  $^{42}\text{Si}$ ”. *Phys. Rev. Lett.* 2012-11: 182501. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.182501>.
- [7] P. Doornenbal, H. Scheit, S. Takeuchi *et al.* “In-Beam  $\gamma$ -Ray Spectroscopy of  $^{34,36,38}\text{Mg}$ : Merging the  $N=20$  and  $N=28$  Shell Quenching”. *Phys. Rev. Lett.* 2013-11: 212502. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.212502>.
- [8] A. Ozawa, T. Kobayashi, T. Suzuki *et al.* “New Magic Number,  $N = 16$ , near the Neutron Drip Line”. *Phys. Rev. Lett.* 2000-06: 5493–5495. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.5493>.
- [9] K. Tshoo, Y. Satou, H. Bhang *et al.* “ $N = 16$  Spherical Shell Closure in  $^{24}\text{O}$ ”. *Phys. Rev. Lett.* 2012-07: 022501. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.022501>.
- [10] F. Wienholtz *et al.* “Masses of exotic calcium isotopes pin down nuclear forces”. *Nature*, **2013**, 498(7454): 346–349.
- [11] David Steppenbeck, Satoshi Takeuchi, Nori Aoi *et al.* “Evidence for a new nuclear/magic number/’from the level structure of  $^{54}\text{Ca}$ ”. *Nature*, **2013**, 502(7470): 207–210.
- [12] Takaharu Otsuka, Toshio Suzuki, Rintaro Fujimoto *et al.* “Evolution of Nuclear Shells due to the Tensor Force”. *Phys. Rev. Lett.* 2005-11: 232502. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.232502>.
- [13] Takaharu Otsuka, Toshio Suzuki, Michio Honma *et al.* “Novel Features of Nuclear Forces and Shell Evolution in Exotic Nuclei”. *Phys. Rev. Lett.* 2010-01: 012501. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.012501>.

- [14] E. Cheifetz, R. C. Jared, S. G. Thompson *et al.* “*Experimental Information Concerning Deformation of Neutron Rich Nuclei in the  $A \sim 100$  Region*”. *Phys. Rev. Lett.* 1970-07: 38–43. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.25.38>.
- [15] Kris Heyde and John L. Wood. “*Shape coexistence in atomic nuclei*”. *Rev. Mod. Phys.* 2011-11: 1467–1521. <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.83.1467>.
- [16] S. RAMAN, C.W. NESTOR JR. and P. TIKKANEN. “*{TRANSITION} {PROBABILITY} {FROM} {THE} {GROUND} {TO} {THE} FIRST-EXCITED 2+ {STATE} {OF} EVEN–EVEN {NUCLIDES}*”. *At. Dat. Nucl. Dat. Tab.* **2001**, 78(1): 1–128. [//www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X01908587](http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X01908587).
- [17] R. F. Casten. *Nuclear Structure From A Simple Perspective*. OXFORD UNIVERSITY PRESS.
- [18] J. A. Winger, K. P. Rykaczewski, C. J. Gross *et al.* “*New subshell closure at  $N = 58$  emerging in neutron-rich nuclei beyond  $^{78}\text{Ni}$* ”. *Phys. Rev. C*, 2010-04: 044303. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.044303>.
- [19] E. F. Jones *et al.* “*Identification of  $^{88}\text{Se}$  and new levels in  $^{84,86}\text{Se}$* ”. *Phys. Rev. C*, 2006-01: 017301. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.73.017301>.
- [20] M. Quinn, A. Aprahamian, J. Pereira *et al.* “ *$\beta$  decay of nuclei around  $^{90}\text{Se}$ : Search for signatures of a  $N = 56$  subshell closure relevant to the  $r$  process*”. *Phys. Rev. C*, 2012-03: 035807. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.035807>.
- [21] J.L Wood, K Heyde, W Nazarewicz *et al.* “*Coexistence in even-mass nuclei*”. *Physics Reports*, **1992**, 215(3): 101–201. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037015739290095H>.
- [22] A. Chakraborty, E. E. Peters, B. P. Crider *et al.* “*Collective Structure in  $^{94}\text{Zr}$  and Subshell Effects in Shape Coexistence*”. *Phys. Rev. Lett.* 2013-01: 022504. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.022504>.
- [23] E. Clément, M. Zieli ska, A. Görge *et al.* “*Spectroscopic Quadrupole Moments in  $^{96,98}\text{Sr}$ : Evidence for Shape Coexistence in Neutron-Rich Strontium Isotopes at  $N = 60$* ”. *Phys. Rev. Lett.* 2016-01: 022701. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.022701>.
- [24] C. Kremer, S. Aslanidou, S. Bassauer *et al.* “*First Measurement of Collectivity of Coexisting Shapes Based on Type II Shell Evolution: The Case of  $^{96}\text{Zr}$* ”. *Phys. Rev. Lett.* 2016-10: 172503. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.172503>.
- [25] M. Albers *et al.* “*Evidence for a Smooth Onset of Deformation in the Neutron-Rich Kr Isotopes*”. *Phys. Rev. Lett.* 2012-02: 062701. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.062701>.
- [26] M. Albers *et al.* “*Shape dynamics in neutron-rich Kr isotopes: Coulomb excitation of  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{94}\text{Kr}$  and  $^{96}\text{Kr}$* ”. *Nucl. Phys. A*, **2013**, 899: 1–28. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947413000237>.
- [27] Tomás R. Rodríguez. “*Structure of krypton isotopes calculated with symmetry-conserving configuration-mixing methods*”. *Phys. Rev. C*, 2014-09: 034306. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.90.034306>.

- [28] F. Flavigny, P. Doornenbal, A. Obertelli *et al.* “*Shape Evolution in Neutron-Rich Krypton Isotopes Beyond  $N = 60$ : First Spectroscopy of  $^{98,100}\text{Kr}$* ”. *Phys. Rev. Lett.* 2017-06: 242501. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.242501>.
- [29] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto *et al.* “*Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes*”. *Physics Letters B*, **1985**, 160(6): 380–384. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938590005X>.
- [30] Remy Anne and Alex C. Mueller. “*LISE 3: a magnetic spectrometer—Wien filter combination for secondary radioactive beam production*”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **1992**, 70(1): 276–285. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X9295943L>.
- [31] Rémy Anne. “*SISSI at GANIL*”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **1997**, 126(1): 279–283. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X97010094>.
- [32] T. Kubo, M. Ishihara, N. Inabe *et al.* “*The RIKEN radioactive beam facility*”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **1992**, 70(1): 309–319. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X9295947P>.
- [33] Toshiyuki Kubo. “*In-flight RI beam separator BigRIPS at RIKEN and elsewhere in Japan*”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, **2003**, 204: 97–113. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X02018967>.
- [34] B.M. Sherrill, D.J. Morrissey, J.A. Nolen *et al.* “*The A1200 projectile fragment separator*”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **1991**, 56-57: 1106–1110. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X9195108P>.
- [35] D.J. Morrissey, B.M. Sherrill, M. Steiner *et al.* “*Commissioning the A1900 projectile fragment separator*”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **2003**, 204: 90–96. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X02018955>.
- [36] H. Geissel, P. Armbruster, K.H. Behr *et al.* “*The GSI projectile fragment separator (FRS): a versatile magnetic system for relativistic heavy ions*”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **1992**, 70(1): 286–297. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X9295944M>.
- [37] Z. Sun, W.-L. Zhan, Z.-Y. Guo *et al.* “*RIBLL, the radioactive ion beam line in Lanzhou*”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **2003**, 503(3): 496–503. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203010052>.
- [38] Tetsuya Ohnishi, Toshiyuki Kubo, Kensuke Kusaka *et al.* “*Identification of 45 New Neutron-Rich Isotopes Produced by In-Flight Fission of a  $^{238}\text{U}$  Beam at 345 MeV/nucleon*”. *Journal of the Physical Society of Japan*, **2010**, 79(7): 073201. <https://doi.org/10.1143/JPSJ.79.073201>.

- [39] P. Decroock, Th. Delbar, P. Duhamel *et al.* “Determination of the  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$  reaction cross section using a  $^{13}\text{N}$  radioactive ion beam”. *Phys. Rev. Lett.* 1991-08: 808–811. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.808>.
- [40] Y. Shiga *et al.* “Investigating nuclear shell structure in the vicinity of  $^{78}\text{Ni}$ : Low-lying excited states in the neutron-rich isotopes  $^{80,82}\text{Zn}$ ”. *Phys. Rev. C*, 2016-02: 024320. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.93.024320>.
- [41] J. Litzinger *et al.* “Transition probabilities in neutron-rich  $^{84,86}\text{Se}$ ”. *Phys. Rev. C*, 2015-12: 064322. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.064322>.
- [42] H.N. Liu, J. Lee, P. Doornenbal *et al.* “Intruder configurations in the ground state of  $^{30}\text{Ne}$ ”. *Phys. Lett. B*, **2017**, 767: 58–62. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269317300709>.
- [43] Toshiyuki Kubo, Daisuke Kameda, Hiroshi Suzuki *et al.* “BigRIPS separator and ZeroDegree spectrometer at RIKEN RI Beam Factory”. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2012**, 2012(1). <http://ptep.oxfordjournals.org/content/2012/1/03C003.abstract>.
- [44] H Kumagai, A Ozawa, N Fukuda *et al.* “Delay-line PPAC for high-energy light ions”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **2001**, 470(3): 562–570.
- [45] H. Kumagai, T. Ohnishi, N. Fukuda *et al.* “Development of Parallel Plat Avalanche Counter (PPAC) for BigRIPS fragment separator”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, **2013**, (317): 717–727.
- [46] K. Kimura, T. Izumikawa, R. Koyama *et al.* “High-rate particle identification of high-energy heavy ions using a tilted electrode gas ionization chamber”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **2005**, 538(1–3): 608–614. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204019953>.
- [47] WB Christie, JL Romero, FP Brady *et al.* “A multiple sampling ionization chamber (MUSIC) for measuring the charge of relativistic heavy ions”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **1987**, 255(3): 466–476.
- [48] A Obertelli, A Delbart, S Anvar *et al.* “MINOS: A vertex tracker coupled to a thick liquid-hydrogen target for in-beam spectroscopy of exotic nuclei”. *Eur. Phys. J. A*, **2014**, 50: 8. <http://link.springer.com/article/10.1140/epja/i2014-14008-y>.
- [49] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert *et al.* “MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **1996**, 376(1): 29–35. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900296001751>.
- [50] I. Giomataris, R. De Oliveira, S. Andriamonje *et al.* “Micromegas in a bulk”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **2006**, 560(2): 405–408. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205026501>.
- [51] S. Anvar, P. Baron, B. Blank *et al.* “AGET, the GET front-end ASIC, for the readout of the Time Projection Chambers used in nuclear physics experiments”. In: *2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2011-10: 745–749.

- [52] S. Takeuchi, T. Motobayashi, Y. Togano *et al.* “*DALI2: A NaI(Tl) detector array for measurements of rays from fast nuclei*”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **2014**, 763: 596–603. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214008419>.
- [53] Pieter Doornenbal. “*In-beam gamma-ray spectroscopy at the RIBF*”. *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2012-12. <http://ptep.oxfordjournals.org/content/2012/1/03C004.abstract>.
- [54] S. Agostinelli *et al.* “*Geant4—a simulation toolkit*”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **2003**, 506(3): 250–303. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [55] H. Baba, T. Ichihara, T. Ohnishi *et al.* “*New data acquisition system for the {RIKEN} Radioactive Isotope Beam Factory*”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **2010**, 616(1): 65–68. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210003761>.
- [56] *RIBF DAQ* 简介. <http://ribf.riken.jp/RIBFDAQ/index.php?FrontPage>.
- [57] *RIBF Data Format* 简介. [https://ribf.riken.jp/RIBFDAQ/index.php?plugin=attach&refer=DAQ%2FManual%2FDataformat&openfile=dataformat\\_101112e.pdf](https://ribf.riken.jp/RIBFDAQ/index.php?plugin=attach&refer=DAQ%2FManual%2FDataformat&openfile=dataformat_101112e.pdf).
- [58] *ROOT* 软件简介. <https://root.cern.ch/>.
- [59] N. Fukuda, T. Kubo, T. Ohnishi *et al.* “*Identification and separation of radioactive isotope beams by the BigRIPS separator at the {RIKEN} {RI} Beam Factory*”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, **2013**, 317, Part B: 323–332. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X13009890>.
- [60] Kyoko Makino and Martin Berz. “*{COSY} {INFINITY} Version 9*”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **2006**, 558(1): 346–350. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205021522>.
- [61] 贝克勒尔国家实验室数据中心. <http://www.nucleide.org/toc.htm>.
- [62] D. Kameda *et al.* “*Observation of new microsecond isomers among fission products from in-flight fission of 345 MeV/nucleon  $^{238}\text{U}$* ”. *Phys. Rev. C*, 2012-11: 054319. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.054319>.
- [63] T. Rzaca-Urban *et al.* “*Shapes of the neutron-rich 88 - 94Kr nuclei*”. *Eur. Phys. J. A*, **2000**, 9(2): 165–169. <http://dx.doi.org/10.1007/s100500070033>.
- [64] *ENSDF Database*. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [65] K. Sieja, T. R. Rodríguez, K. Kolos *et al.* “*Laboratory versus intrinsic description of nonaxial nuclei above doubly magic  $^{78}\text{Ni}$* ”. *Phys. Rev. C*, 2013-09: 034327. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.034327>.
- [66] J. Dechargé and D. Gogny. “*Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei*”. *Phys. Rev. C*, 1980-04: 1568–1593. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.21.1568>.
- [67] J.F. Berger, M. Girod and D. Gogny. “*Microscopic analysis of collective dynamics in low energy fission*”. *Nucl. Phys. A*, **1984**, 428: 23–36. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947484902409>.

- [68] Tomás R. Rodríguez and J. Luis Egidio. “Triaxial angular momentum projection and configuration mixing calculations with the Gogny force”. *Phys. Rev. C*, 2010-06: 064323. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.064323>.
- [69] Michael Bender and Paul-Henri Heenen. “Configuration mixing of angular-momentum and particle-number projected triaxial Hartree-Fock-Bogoliubov states using the Skyrme energy density functional”. *Phys. Rev. C*, 2008-08: 024309. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.78.024309>.
- [70] J. M. Yao, J. Meng, P. Ring *et al.* “Configuration mixing of angular-momentum-projected triaxial relativistic mean-field wave functions”. *Phys. Rev. C*, 2010-04: 044311. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.044311>.
- [71] Marta Borrajo, Tomás R. Rodríguez and J. Luis Egidio. “Symmetry conserving configuration mixing method with cranked states”. *Phys. Lett. B*, **2015**, 746: 341–346. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315003676>.
- [72] T. Rzca-Urban, M. Czerwi ski, W. Urban *et al.* “First observation of excited states in  $^{87}\text{Se}$ : Collectivity and  $j - 1$  anomaly at  $N = 53$ ”. *Phys. Rev. C*, 2013-09: 034302. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.034302>.

## 发表文章目录

1. **S. Chen**, P. Doornenbal, A. Obertelli, T. R. Rodríguez, *et al.*, "Low-lying Structure and Shape Evolution in Neutron-rich Se Isotopes", *Phys. Rev. C* 95, 041302 (2017)
2. **S. Chen**, F. Browne, J. Lee, P. Doornenbal, A. Obertelli, *et al.*, "First Spectroscopy of  $^{56}\text{Ca}$ ", Accepted by RIKEN Accel. Prog. Rep. Vol. 51 (2018)
3. **S. Chen**, Q. Li, J. Ma, H. Kong, Y. Ye, J. Gao, Y. Jiang "Simulation of a small muon tomography station system based on RPCs", *JINST* 9, C10022 (2014)
4. C. M. Shand, Zs. Podolyák, ..., **S. Chen**, *et al.*, "Shell evolution beyond  $Z=28$  and  $N=50$ : Spectroscopy of  $^{81,82,83,84}\text{Zn}$ ", *Phys. Lett. B* 773, 492–497 (2017)
5. R. Han, X.Q. Li, ..., **S. D. Chen**, *et al.*, "Northern boundary of the "island of inversion" and triaxiality in  $^{34}\text{Si}$ ", *Phys. Lett. B* 772, 529–533 (2017)
6. Shoichiro Kawase, Keita Nakano, ..., **Sidong Chen**, *et al.*, "Study of proton- and deuteron-induced spallation reactions on the long-lived fission product  $^{93}\text{Zr}$  at 105 MeV/nucleon in inverse kinematics", *Prog. Theor. Exp. Phys.* 093D03 (2017)
7. M. Lettmann, V. Werner, ..., **S. Chen**, *et al.*, "Triaxiality of neutron-rich  $^{84,86,88}\text{Ge}$  from low-energy nuclear spectra", *Phys. Rev. C* 96, 011301 (2017)
8. F. Flavigny, P. Doornenbal, A. Obertelli, ..., **S. Chen**, *et al.*, "Shape evolution in neutron-rich krypton isotopes beyond  $N=60$ : First spectroscopy of  $^{98,100}\text{Kr}$ ", *Phys. Rev. Lett.* 118, 242501 (2017)
9. V. Vaquero, A. Jungclaus, ..., **S. Chen**, *et al.*, "Gamma Decay of Unbound Neutron-Hole States in  $^{133}\text{Sn}$ ", *Phys. Rev. Lett.* 118, 202502 (2017)
10. N. Nakatsuka, H. Baba, ..., **S. Chen**, *et al.*, "Observation of isoscalar and isovector dipole excitations in neutron-rich  $^{20}\text{O}$ ", *Phys. Lett. B* 768, 387–392 (2017)
11. He Wang, Hideaki Otsu, ..., **Sidong Chen**, *et al.*, "Spallation reaction study for the long-lived fission product  $^{107}\text{Pd}$ ", *Prog. Theor. Exp. Phys.* 021D01 (2017)
12. N. Paul, A. Corsi, ..., **S. Chen**, *et al.*, "Are There Signatures of Harmonic Oscillator Shells Far From Stability?—First Spectroscopy of  $^{110}\text{Zr}$ ", *Phys. Rev. Lett.* 118, 032501 (2017)
13. YANG ZaiHong, YE YanLin, ..., **CHEN SiDong**, *et al.*, "Determination of the cluster spectroscopic factor of the 10.3 MeV state in  $^{12}\text{Be}$ ", *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 57, 1613-1617 (2014)



## 致谢

值此论文完成之际，谨以此向所有陪伴和帮助我的人们致以最诚挚的谢意。

首先要感谢我的导师叶沿林教授。是叶老师将我带入核物理研究的领域，并传授我许多核物理方面的知识和思想，开启了我对核物理研究的兴趣。叶老师对科研工作的极大热情深深的影响了我，激励着我在科研领域的不断探索。感谢李智焕老师，楼建玲老师，李湘庆老师教会我各种实验操作的基础知识和技巧，与他们一起在兰州参加的实验让我学到很多东西。感谢李奇特老师，从本科毕业论文开始一直教会我许多实用的技能，也让我认识到科研工作是一件有趣的事。

由衷的感谢我在日本理化学研究所的导师 P. Doornenbal 研究员。感谢他对我的细心指导和帮助，使我能够快速地掌握在束  $\gamma$  谱学的研究方法，并顺利完成论文中的工作。他对在束  $\gamma$  谱学的丰富知识和经验是我们实验成功的重要保障。在理化所工作学习期间，他一直都是我的良师益友，他对科研的严谨认真和对生活的开朗乐观都时刻感染着我，让我受益匪浅。感谢 in-beam  $\gamma$  小组的各位成员，K. Wimmer 老师、D. Steppenbeck 博士、M. L. Cortés 博士、F. Browne 博士、R. Taniuchi、I. Murray 和 W. Rodríguez，他们都是可靠的合作伙伴，与他们合作的实验总是充满乐趣，一起赏花、喝酒、开 party 的日子也都非常开心。特别感谢 F. Browne 博士的公寓和他的 64 寸大电视为 party 带来的欢乐。感谢 R. Taniuchi 教会我许多 RIBF 实验相关的有用知识，作为我们小组仅剩的日本人，为我们在日本的工作和生活带来了极大的帮助。感谢他带我们去体验日本的传统文化，相扑比赛很有趣。

感谢理化所的 H. Sakurai 主任研究员推荐我成为 IPA。感谢他和 T. Motobayashi 前主任研究员对我们实验的支持，每一次与他们的交谈都令我有收获。感谢理化所的加速器组成员为我们提供的高强度<sup>238</sup>U 束流。感谢 RIBF 的 BigRIPS 组成员在束流线设置和调节上给予的帮助和支持。感谢 H. Baba 研究员总能轻易解决 DAQ 调试时令我们束手无策的问题，使得每次实验都能顺利进行。感谢 M. Niikura 助理教授，S. Takeuchi 研究员在工作上给予的指导。感谢 RIBF 的秘书 Y. Naya, E. Isogai, N. Kiyama 和 A. Takahashi 帮我处理了各种复杂的手续，以及在我日本生活期间给予的关怀和帮助。她们组织的每一次活动，都大大丰富了我们在科研工作之外的生活。

感谢 SUNFLOWER 合作组和 SEASTAR 合作组来自各个国家各个实验室的所有合作者，与他们的交流合作大大开阔了我的视野。特别感谢 A. Obertelli 研究员和 CEA 实验室的成员，他们在每次实验中认真负责地完成 MINOS 装置的安装和调试，使实验成功进行。感谢 F. Flavigny 博士、N. Paul、M. Lettmann、C. Shand 和我一起完成主要产

物的数据分析，与他们的讨论使我受益良多。感谢 C. Santamaria 在数据分析过程中的指导。感谢 T. R. Rodríguez 博士提供的理论计算和在文章写作时给予的帮助。

感谢王赫师兄和李阔昂师兄在我学习在束  $\gamma$  谱学方法时给予的帮助，以及分享给我的各种八卦。感谢吴锦师兄，文超师姐和田正阳师兄在我刚去日本时的关照。感谢杨再宏师兄做的大排。感谢陶龙春师弟，孙晓慧师妹，高见师弟，希望你们在日本一切顺利。

感谢杨晓菲师姐，孙叶磊师兄，刘红娜师姐，陈洁师姐，李晶师兄，蒋伟师兄在博士第一年给我的鼓励和帮助。感谢我的同窗好友冯俊，刘强，臧宏亮的支持，以及北大核物理实验组的各位师弟和师妹在我回国后的帮助。

感谢我在理化所的朋友葛壮，李宏福以及我的邻居 Vi Ho Phong 给我带来的欢乐，祝葛壮早日完成实验。感谢 Nissin 陪我度过了无数个值班的夜晚。

感谢北京大学和日本理化学研究所联合培养研究生的合作项目。

感谢我的父母多年来对我的关心和支持。

## 北京大学学位论文原创性声明和使用授权说明

### 原创性声明

本人郑重声明：所提交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律结果由本人承担。

论文作者签名：陈翔栋 日期：2018年 05月 30日

### 学位论文使用授权说明

(必须装订在提交学校图书馆的印刷本)

本人完全了解北京大学关于收集、保存、使用学位论文的规定，即：

- 按照学校要求提交学位论文的印刷本和电子版；
- 学校有权保留学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务，在校园网上提供服务；
- 学校可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；
- 因某种特殊原因需要延迟发布学位论文电子版，授权学校在  一年 /  两年 /  三年以后在校园网上全文发布。

(保密论文在解密后遵守此规定)

论文作者签名：陈翔栋 导师签名： 日期：2018年 05月 30日

