

修士論文

^{124}Xe ビームの入射核破碎反応による
陽子ドリップライン近傍の新同位体探索

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

大古田 陽平

平成 25 年

概要

本論文では ^{124}Xe ビームの核破砕反応によって生成した、質量数-原子番号比 $A/Z = 2.0$ 近傍の陽子ドリップライン近傍核を ΔE -TOF- $B\rho$ 法を用いて粒子識別を行った結果及び、シリコン検出器を用いた運動エネルギーの測定及び荷電状態 (Q) の識別の結果について報告する。

実験は理化学研究所仁科加速器研究センター、RI ビームファクトリー (RIBF) で行った。実験の結果、原子番号 Z の分解能として平均で $\sigma = 0.15$ 、 A/Q の分解能として 0.056% を達成した。これは Z が 1 異なる粒子を約 6.7σ 、 A が 1 異なる同位体を約 18σ で分離可能であることを示している。また、新同位体として、 ^{81}Mo 、 ^{82}Mo 、 ^{85}Ru 、 ^{86}Ru を発見した。

運動エネルギー測定から導出した荷電状態 Q の分解能として平均して $\sigma_Q = 0.25$ を達成した。これにより荷電状態が 1 異なる粒子を約 4.2σ で分離可能であることが分かった。

目次

概要		i
第 1 章	研究背景と目的	1
第 2 章	RI ビームファクトリー	3
2.1	RIBF	3
2.2	RI ビーム生成分離装置 BigRIPS	4
第 3 章	実験	7
3.1	実験の概要	7
3.2	使用した検出器	8
3.3	粒子識別法	13
第 4 章	粒子識別	17
4.1	Isomer を用いた核種の同定	17
4.2	TOF オフセットの較正	19
4.3	F7MUSIC のエネルギー較正	19
4.4	バックグラウンドイベントの除去	21
4.5	軌道再構成による A/Q 導出	34
4.6	原子番号 Z の導出	37
4.7	粒子識別の結果・新同位体の同定	40
第 5 章	運動エネルギー測定による荷電状態の識別	44
5.1	運動エネルギー解析	44
5.2	荷電状態の識別	49
まとめ		56
謝辞		57
付録 A	Appendix	58
A.1	焦点での位置・角度の決定と位置分解能	58
A.2	シリコン検出器の印加電圧とリークカレント一覧	60
A.3	$A - 2Q$ の誤差伝播式	62

第 1 章

研究背景と目的

放射性同位体 (RI) ビーム生成技術の発展により、安定線から遠く離れた RI をビームとして取り出し、質量、半減期、崩壊の測定や原子核反応による原子核構造の研究が精力的に行われている。これらの RI の中には、中性子ハローや陽子スキンといった核内の陽子の分布が中性子の分布と大きく異なる原子核、intruder state 等によって魔法数が消失した原子核、subshell gap が広がったため魔法数を持つ原子核のような性質を持った原子核が報告されている。近年、陽子ドリップライン近傍の原子核には、陽子の分離エネルギーが負であるにもかかわらず、クーロン障壁のために $1\mu\text{s}$ 以上の寿命を持つ原子核や、陽子放出がエネルギー的に禁止されているが、2 陽子を同時に放出することで崩壊する原子核などが報告されている。

亜鉛より重い原子核の多くは、赤色巨星等で発生する中性子を捕獲する過程 (s プロセス) や、超新星等で起きる爆発的中性子捕獲過程 (r プロセス) で合成されたものである。r プロセスは、超新星爆発時に発生する多量の中性子を (n,γ) 反応で捕獲する反応と β^- 崩壊によって元素合成が進行する過程であり、中性子過剰核を通してウランまでの重元素を合成する。新星や中性子星の降着円盤では爆発的水素燃焼過程 (rp プロセス) が起きていると考えられている。この反応は爆発的に起きる (p,γ) 反応と β^+ 崩壊 (または電子捕獲) により、陽子過剰核を通して質量数約 110 までの元素が合成する反応である [1]。反応経路の決定や合成される元素量の計算には反応系路上の RI の質量、半減期、反応断面積が必要である。しかし、全ての測定が行われた原子核は限られている。r プロセスでは経路にあると予想されている原子核の多くが実験で確認されていない。元素の起源の解明の為には、予想される反応系路上の RI の質量、半減期、反応断面積の測定が望まれている。

RI ビームを用いた研究では、ドリップラインの位置が重要である。クーロン障壁による寿命の延びや 2 陽子同時放出の可能性を除けば、ドリップラインは理論計算で予想した質量から求めることができる。しかし、用いる理論によってドリップラインは異なっている。ドリップラインを実験から確定することは質量の理論計算へのフィードバックを与える上で重要である。

理化学研究所仁科加速器研究センターの RIBF(Radio-Isotope Beam Factory) は不安定核の生成・測定の研究拠点のひとつである。RIBF では、4 基のサイクロトロンを直列に接続することで、最高輝度の高エネルギー (300-450MeV/u) の重イオンビームを加速でき、入射核破碎反応や飛行核分裂反応を利用して多くの RI の生成を行っている。2007 年に最も新しい世代の RI ビーム生成分離装置 BigRIPS[2, 3] が稼動して以来、中性子過剰な領域で多くの新同位体の発見に成功しており [4, 5]、これまで生成が困難であった RI の研究や、より多くの新同位体の発見が期待されている。

新同位体探索においては、生成された RI について不定性のない核種の同定が求められる。粒子識別法としては、粒子のエネルギー損失 (ΔE)、飛行時間 (TOF)、磁気剛性 ($B\rho$) の測定から原子番号 Z と質量-電荷比 A/Q を導出する ΔE -TOF- $B\rho$ 法が確立されており、成果あげている。しかし、この方法では質量数 A の大きい、 A/Z が整数値の近傍では荷電状態 Q の異なる粒子 ($Q = Z, Z - 1, Z - 2$ 等) を識別ができないという困難があり、 Q の識別を行う方法が必要となる。本研究の領域は $A/Z = 2$ の近傍であり、荷電状態の識別が必要となる領域である。そこで、本研究ではシリコン検出器を用いた運動エネルギーの測定と TOF の測定から A を導出し、 A/Q との比を取ることで、直接 Q を導出する方法を導入した。

本研究の目的は、従来の粒子識別法を用いて $Z = 30 - 45$ 、 $A/Q = 1.9 - 2.4$ 領域の新同位体及びドリップラインの探索を行うとともに、運動エネルギー測定から荷電状態の識別を行い、その性能評価を行うことである。

第 2 章

RI ビームファクトリー

本章では、理化学研究所仁科加速器研究センター、RI ビームファクトリー (RIBF) および、RIBF に設置されている、RI ビーム生成分離装置 BigRIPS の説明を行う。

2.1 RIBF

RIBF は線形加速器 RILAC、RILAC2、リングサイクロトロン RRC、fRC、IRC、SRC、超伝導 RI ビーム生成分離装置 BigRIPS 等から構成される、RI の研究施設である。RIBF の特徴は加速器が直列に接続され、多段で粒子の加速を行う点である。4 基のリングサイクロトロンが直列に連結されている為、重水素からウランまでの多くの粒子を高エネルギー (300-450MeV/u) ・世界最高輝度の 1 次ビームとして使用することができる。下流の BigRIPS では加速された 1 次ビームから原子核反応を利用して RI ビームの生成・分離・識別を行っている (2.2 章参照)。高エネルギー・高輝度な重イオンビームと BigRIPS を組み合わせることで、今まで使用できなかった様々な RI ビームを利用した実験が可能となり、安定線から離れた原子核研究の発展に期待が寄せられている。

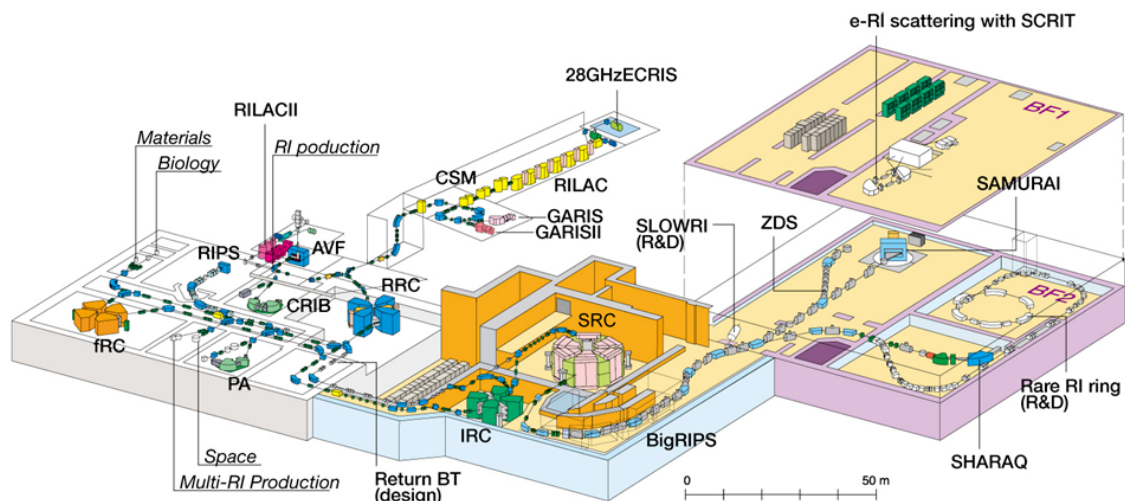


図 2.1 RIBF の全体図 [6]

2.2 RI ビーム生成分離装置 BigRIPS

BigRIPS は理化学研究所仁科加速器研究センター RIBF において、2007 年 3 月に稼動した RI ビーム生成分離装置である。これは上流の超伝導リングサイクロトロン (SRC) で光速の 60-70% まで加速された重イオン (1 次) ビームをターゲットに照射し、入射核破碎反応や飛行核分裂を利用して RI ビームを生成、下流に設置された双極電磁石や四重極磁石を組み合わせたビームラインと Energy degrader を用いて核種の分離・識別を行う実験設備である。このような実験装置は、安定線から離れた原子核の研究を行う上で必要不可欠なものであり、その中でも BigRIPS は最も新しい世代にあたる。

BigRIPS には 3 つの特徴があり、これにより高輝度な RI ビームの生成、極めて不定性の小さい粒子識別を可能としている。以下では、この 3 つの特徴についてそれぞれ記述する [2]。

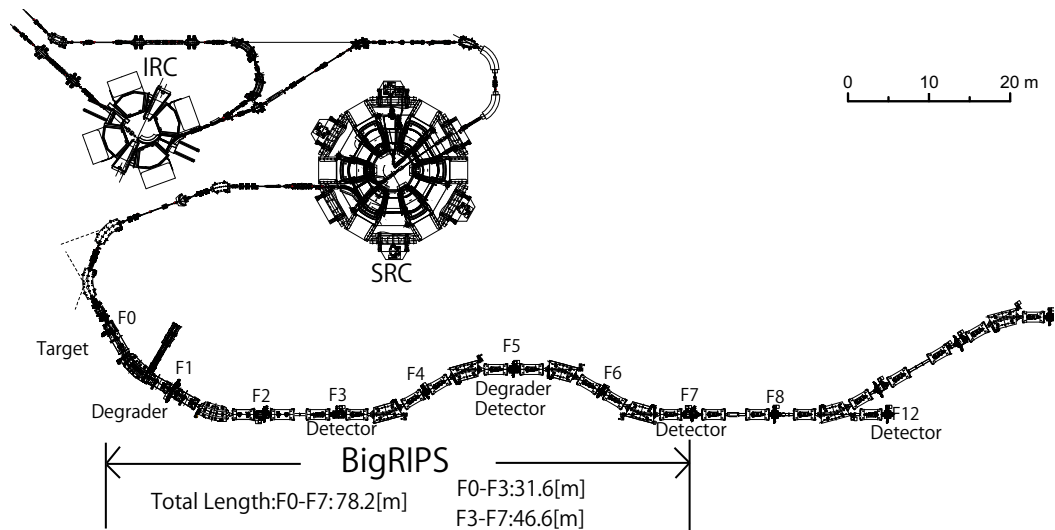


図 2.2 BigRIPS の全体図 [7]

2.2.1 2 stage 構造

1つ目の特徴は、反応によって生成された二次粒子の生成分離を行う 1st stage と分離された二次粒子の更なる分離および粒子識別を行う 2nd stage から構成される 2 stage 構造である。

1st stage は F0, F1, F2 と呼ぶ 3 つの焦点から構成されている。F0 に設置された target において生成された粒子は 1 つ目の双極電磁石で粒子の磁気剛性 ($B\rho \propto$ 運動量/電荷) 毎に分離され、運動量分散焦点 F1 へと輸送される。F1 は 21.4mm/% の分散を持っており、 $B\rho$ の異なる粒子は異なる位置に像を結ぶ。スリットを用いて通過できる粒子の制限を行うことで、 $B\rho$ による分離ができる。次に Energy degrader を通すことで、原子番号 (Z) の二乗に比例したエネルギーが失われる。これを 2 つ目の双極電磁石を通すことで、 Z と質量数 A での分離ができる。これにより目的の領域の二次粒子をアクロマティック焦点 F2 に輸送することができる。このように 1st stage では双極電磁石を用いた $B\rho$ による分離と Energy degrader でのエネルギー損失を組み合わせることで粒子の分離を行っている [8]。

2nd stage は F3 から F7 までの 5 つの焦点から構成されており、うち F3, F5, F7 の 3 つの焦点に検出器を設置し、各種測定を行っている。そのうち、F5 は運動量分散焦点 (分散 31.3mm/%) であり、実験に応じて Energy degrader を配置できる機構になっている。これにより、更に RI ビームの純度を上げることができる。粒子の識別は磁気剛性 $B\rho$ 、飛行時間 TOF、エネルギー損失 ΔE の測定によって行われる。粒子識別の詳細については 3.2 章で述べる。

以上のようにして 2 つの stage を通して生成・分離・識別された粒子はさらに下流に輸送され、RI ビームを利用した実験に使用することができる。本実験のような新同位体探索の他にも 2 次反応を用いた不安定核の構造研究など幅広い研究に利用することが可能である。

2.2.2 アクセプタンス

2 つ目の特徴は、大きなアクセプタンスである (表 2.1 参照)。BigRIPS では不安定核を生成する方法として入射核破砕反応と飛行核分裂反応を利用している。このうち、飛行核分裂反応は入射核破砕反応と比較して、生成される不安定核が角度・運動量に大きな広がりを持ち、それらの収集には大きなアクセプタンスが必要とされる。また、BigRIPS では上流の 4 基のサイクロトロンによって加速された磁気剛性 8.0Tm の非常に強い 1 次ビームを使用することができる。この 1 次ビームを効率よく利用する為には、磁気剛性のアクセプタンスを大きく取る必要がある。

これらの問題を解決する為に、BigRIPS では大口径の超伝導三連四重極磁石 (STQ) を使用して、粒子の収集を行っている [9]。STQ によって、最大磁気剛性として 1st stage で 9.5Tm、2nd stage で 8.8Tm、 ^{238}U の飛行核分裂片の収集効率として 50% を達成している。これにより、BigRIPS では幅広い種類の RI の生成・収集を効率よく行うことが可能となっている。

	アクセプタンス
水平方向角度 [mrad]	± 40
鉛直方向角度 [mrad]	± 50
運動量分散 δ [%]	± 3
最大磁気剛性値 1st stage [Tm]	9.5
最大磁気剛性値 2nd stage [Tm]	8.8

表 2.1 BigRIPS の各種アクセプタンス

2.2.3 高精度・高分解能な粒子識別

3つ目の特徴は極めて高い粒子識別能力である。先に述べたとおり、BigRIPS では磁気剛性 $B\rho$ 、飛行時間 TOF、エネルギー損失 ΔE の3つの量をイベント毎に測定することで粒子の識別を行っている。これを ΔE -TOF- $B\rho$ 法と呼ぶ。これら3つの測定量を組み合わせることで、粒子の原子番号 Z および質量数-荷電比 A/Q を計算することができる。この二つの量の組は核種によって異なる為、粒子の識別を行うことができる。

BigRIPS では粒子識別における精度・分解能の向上の為にイオン光学に基づいた軌道再構成を行っており、これにより、極めて高精度・高分解能な A/Q を得ることができる。2008年に RIBF で行われた中性子過剰な領域での新同位体探索実験では A/Q の相対分解能として 0.035% が達成され、 A/Q による荷電状態の異なる粒子の識別を行うことで、45個の新同位体が発見された [5]。

第 3 章

実験

本章では実験のセットアップ、実験に使用した検出器、粒子識別法について記述する。

3.1 実験の概要

実験は、理化学研究所仁科加速器研究センター RIBF において行った。345MeV/u の ^{124}Xe ビームを 4mm 厚の Be 標的に照射し、入射核破碎反応で $A/Z = 2$ 近傍、 $Z = 30 - 45$ の領域の RI を生成した。粒子の収集分離は BigRIPS を使用した。中心軌道粒子として ^{85}Ru を設定し、F1 のスリットによって運動量分散 $\delta = \Delta p/p = \pm 2[\%]$ の粒子のみを選び、測定を行った。粒子の識別は F3, F5, F7 に配置した PPAC (Parallel-Plate Avalanche Counter)、MUSIC (MULti-Sampling-Ionization-Chamber)、plastic scintillator で測定した値を用いて ΔE -TOF- $B\rho$ 法で行った。F12 には運動エネルギー測定のためにシリコン半導体検出器を 11 枚設置し、その周りに Isomer から放出される γ 線を測定する為に 4 台のクローバー型ゲルマニウム検出器を配置した。ビームラインの終点には、シリコン検出器で停止しなかった軽粒子を検出する為に、シリコン検出器の下流に CsI(Na) 検出器を設置した。表 3.1, 3.2 に実験で用いた $B\rho$ 、標的、degrader、検出器等を示す。

中心軌道粒子	
^{85}Ru	
$B\rho[\text{Tm}]$	
F0-F1	5.113
F1-F2	4.566
F2-F3	4.565
F3-F5	4.534
F5-F7	4.065
F7-F12	4.020

表 3.1 設定した中心軌道粒子及び各焦点間の中心軌道粒子の $B\rho$ 設定。

焦点	検出器および Degreder	スリット幅
F0	Target(Be:4[mm])	-
F1	Degrader(Al:2.85[mm])	±42.8[mm]
F2	-	±20.0[mm]
F3	Double-PPAC×2 Plastic scintillator	-
F5	Double-PPAC×2 Degrader(Al:1.97[mm])	±95.0[mm]
F7	Double-PPAC×2 Plastic scintillator Ion chamber	±20.0[mm]
F12	Double-PPAC×2、 Plastic scintillator、 Si detector×11、 CsI detector Clover Ge detector×4	±170.0[mm]

表 3.2 各焦点毎の設置物とスリット幅。

3.2 使用した検出器

3.2.1 位置検出器:Double-PPAC

粒子の各焦点での位置及び角度の測定には位置検出器 PPAC[11] を使用した。PPAC はアノード面を、ビーム軸に対して水平方向の位置を測定する面と、鉛直方向の位置を測定する面の 2 枚のカソード面で挟む構造になっている。カソード面はそれぞれ横方向・縦方向に 2.4mm 幅のストリップ電極を 0.15mm の間隔をおいて蒸着している。検出器内には C_4H_{10} (イソブタン) ガスが封入されており、荷電粒子が通過した際に発生する電子-イオン対はアノード面とカソード面の間の電場によってそれぞれの電極へと移動する。電場によって加速された電子が再びガスを電離させ、電子-イオン対を発生させる。このようにして電離された電子がねずみ算式に増えていく現象を電子雪崩という。電子とイオンの移動によってアノードとカソードに信号が誘起される。カソード電極の端は delay-line に接続されており、誘起された信号は左右で読み出される。この左右で読み出された信号の時間差は荷電粒子の通過位置に比例しており、粒子の通過位置 x, y は

$$x = v_x(T_{x1} - T_{x2} + T_{xoffset}) + X_{offset} \quad (3.1)$$

$$y = v_y(T_{y1} - T_{y2} + T_{yoffset}) + Y_{offset} \quad (3.2)$$

で計算できる。ここで、 v_x, v_y は信号の伝達速度を、 $T_{xoffset}, T_{yoffset}$ はケーブル長や回路による左右の信号の時間差、 X_{offset}, Y_{offset} は検出器自体の配置によるビーム軸からのずれである。

本実験では1つのチェンバー内に2台のPPACを設置したDouble-PPACを使用した。F3,F5,F7,F12に2台ずつDouble-PPACをそれぞれ89.0cm,69.0cm,94.5cm,50.0cm離して設置した。有感領域はF3,F7に設置したものが縦横ともに150mmで、F5、F12に設置したものが縦150mm×横240mmである。

Double-PPACを2台使用すると、焦点ごとに8つの位置情報(ビーム軸に対して水平方向4つ、鉛直方向4つ)が得られる。これを利用して、各焦点でのPPAC4台の位置情報とPPACを設置した位置から粒子の通過位置および角度を計算することができる。具体的には粒子の軌跡を直線と仮定して、各焦点での位置とPPACの設置位置を元に最小二乗法を用いて1次関数でフィッティングを行う。このときの傾きから角度を、切片から通過位置を決定することができる。

また、得られた1次関数と各PPACで測定した位置情報との残差は自由度2の χ^2 分布に従う。そこで、この残差分布を χ^2 分布でフィッティングし、その際の標準偏差 σ を位置分解能として採用することで、本実験における各焦点での位置分解能を導出した(Appendix.1参照)。

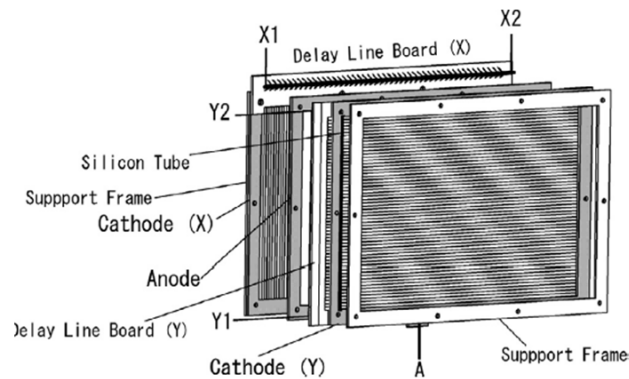


図 3.1 PPAC の模式図 [11]

3.2.2 ΔE 検出器:MUSIC

粒子のエネルギー損失 ΔE の測定は F7 に設置した MUSIC[12] を用いて行った。MUSIC は粒子の入射窓の直径 20cm、検出器の全長 66cm、内部に 6 組 12 面のアノードと 13 面のカソードが 2cm 間隔で交互に配置されたガス検出器である。検出器内部には P10 ガス (Ar90%+CH₄ 10%) が 660Torr で封入されており、荷電粒子が通過した際に発生する電子-イオン対を捕らえることで、エネルギー損失を測定することができる。この時、各アノードで得られる ΔE の情報は 2 面でひとつの信号として読み出す為、合計で 6 つのエネルギー損失の情報を得ることができる [13]。

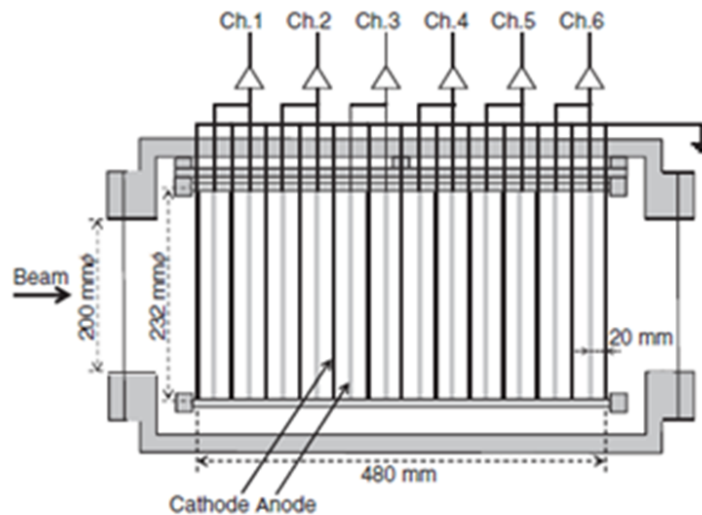


図 3.2 MUSIC の模式図 [13]

3.2.3 TOF 検出器:Plastic scintillator

飛行時間 TOF は F3,F7,F12 に設置した plastic scintillator(BC-420) を使用して測定を行った。それぞれ厚さが 0.2mm、有感領域が縦 120mm× 横 100mm である。これらの Plastic scintillator を荷電粒子が通過した際に発生する scintillation 光を、両端に設置した光電子増倍管 (H1949, 浜松ホトニクス) を用いて電気信号に変換し、読み出した。この際、信号の大きさに依存しない時間情報の測定を行うために CFD(Constant Fraction Discriminator) を使用した。また、今回の実験のトリガータイミングは F7 の plastic scintillator のビームの進行方向から見て左側の光電子増倍管の時間情報を用いた。



図 3.3 Plastic scintillator と光電子増倍管の写真 [7]

3.2.4 運動エネルギー検出器

粒子の運動エネルギー T の測定を行うために、最終焦点である F12 に Micron 社製の表面障壁型 1mm 厚のシリコン半導体検出器 (MSX-25)11 枚をビームライン上に設置して T 測定を行った。使用した各シリコン検出器の有感領域は全て $50.0 \times 50.0 \text{ mm}^2$ である。

シリコン検出器を用いた Energy deposit 情報の取得は以下のような流れで行われる。荷電粒子がシリコン検出器を通過する際、シリコン検出器中の空乏層では通過した軌道に沿って電子-ホール対が発生する。シリコン検出器に印加した電圧によって内部には電位差が生じており、発生した電子とホールは電位差に沿ってそれぞれ電極へと移動する。これにより誘起される信号をプリアンプ、メインアンプを用いて増幅し、ADC(Analog to Digital Converter) で digital data として処理することで、荷電粒子の検出器内での Energy deposit の情報を得ることができる。

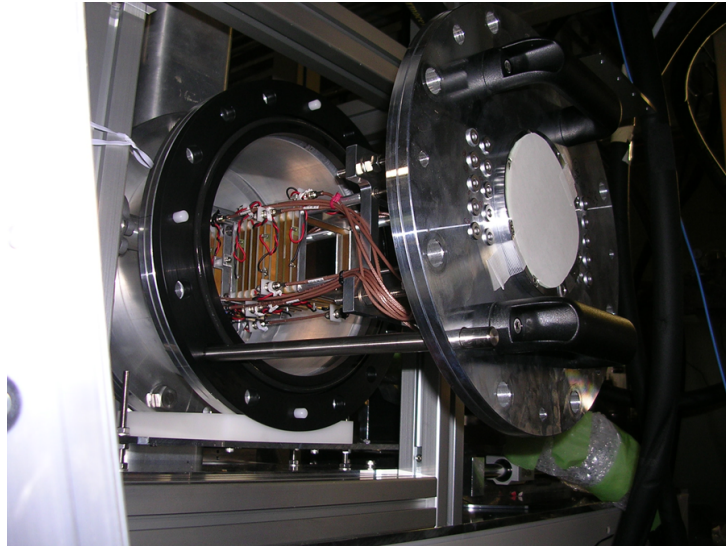


図 3.4 F12 に配置したシリコン検出器の写真。

3.2.5 γ 線検出器: クローバー型ゲルマニウム検出器

シリコン検出器中で停止した Isomer から放出される遅延 γ 線を測定する為に、シリコン検出器の上下左右には4つのゲルマニウム結晶を組み合わせてひとつのクライオスタットに配置したクローバー型ゲルマニウム検出器を1台ずつ配置した。Isomer とは数百 ns 以上の比較的長寿命な励起状態にある原子核である。Isomer が脱励起する際に放出する γ 線はその原子核固有のものであり、エネルギースペクトルを見ることで粒子の同定を行うことができる。これを利用して生成された二次粒子の同定を行っている。詳細については 4.1 章で触れる。ゲルマニウム検出器のエネルギー較正は ^{152}Eu 、 ^{133}Ba を用いて行った。

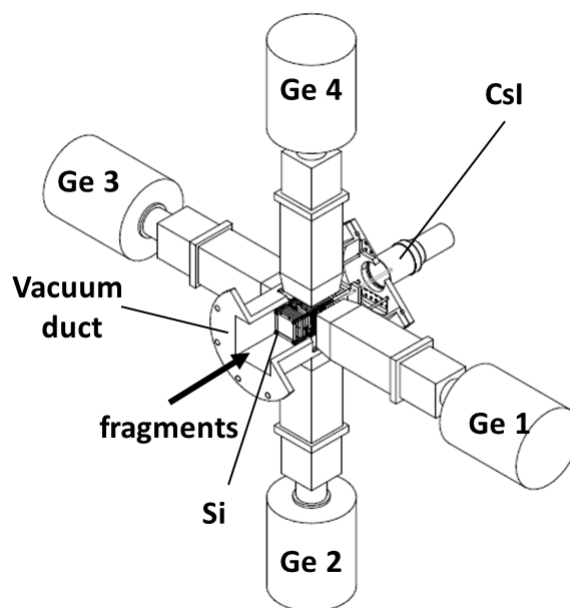


図 3.5 ゲルマニウム検出器配置図 [7]

3.2.6 軽粒子用 CsI(Na) 検出器

シリコン検出器及びその上流で反応を起こしたイベントは Z が小さくなり、シリコン検出器を貫通してさらに下流に到達することがある。これらは運動エネルギー測定におけるバックグラウンドイベントにあたり、除去を行う必要がある。そこで、ビームラインの終点に CsI(Na) 検出器を設置して、軽粒子の除去に使用した。

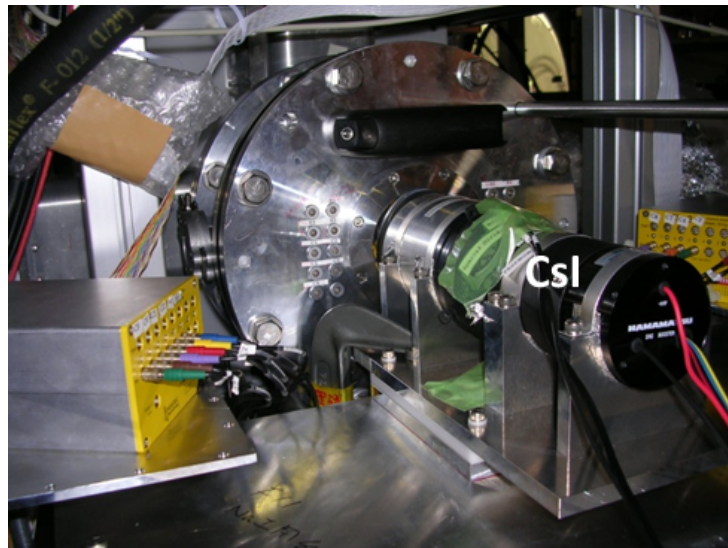


図 3.6 F12 に配置した CsI(Na) 検出器の写真。

3.3 粒子識別法

今回、粒子識別は ΔE -TOF- $B\rho$ 法を用いて行った。また、荷電状態の異なる粒子の分離のために運動エネルギーの測定から荷電状態 Q を導出した。本項では粒子識別法の説明と粒子識別、荷電状態の導出に必要な各パラメータについての説明を行う。

3.3.1 ΔE -TOF- $B\rho$ 法

エネルギー損失 ΔE 、飛行時間 TOF、 $B\rho$ はそれぞれ以下の量に比例する。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{\beta^2}, \text{TOF} \propto \frac{1}{\beta}, B\rho \propto \frac{A}{Q} \gamma \beta \quad (3.3)$$

ここで β は粒子の速度、 γ はローレンツ因子である。これより、 ΔE と TOF を組み合わせることで Z を、TOF と $B\rho$ を組み合わせることで A/Q を計算することができる。BigRIPS ではそれぞれのパラメータを F3, F5, F7 に設置した各種検出器によって測定している。 ΔE の測定はシリコン半導体検出器またはガス検出器の MUSIC、TOF の測定は F3 と F7 に設置した Plastic scintillator と光電子増倍管、 $B\rho$ の測定は F3, F5, F7 に設置した位置検出器 PPAC をそれぞれ用いて行っている。

3.3.2 軌道再構成による A/Q の導出

BigRIPS では磁気剛性 $B\rho$ を各焦点での粒子の位置と角度を用いて計算している。各焦点の中心を通る粒子を中心軌道粒子と呼ぶ。この時、中心軌道粒子の運動量を基準として、運動量分散 δ という値を計算することができる。

$$\delta \equiv \frac{p_0 - p}{p_0} \quad (3.4)$$

ここで、 p_0 は中心軌道粒子の運動量、 p は測定した粒子の運動量である。

$B\rho$ と p とは、電荷を Q とすると

$$p = QB\rho \quad (3.5)$$

という関係式で結ばれる為、中心軌道粒子の磁気剛性を $B\rho_0$ とおけば、

$$B\rho = B\rho_0(1 + \delta) \quad (3.6)$$

として粒子の磁気剛性を計算することができる。

また、 δ はイオン光学から、焦点での角度と位置の測定を行うことで計算することができる。F3、F5 でのビーム軸に対して水平方向の位置と角度をそれぞれ x_3 、 a_3 、 x_5 、 a_5 、F3-F5 間の運動量分散を δ_{35} とすると、次の関係式が成立する。

$$\begin{pmatrix} x_5 \\ a_5 \\ \delta_{35} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & (x|\delta) \\ (a|x) & (a|a) & (a|\delta) \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_3 \\ a_3 \\ \delta_{35} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

3 次正方行列を 1 次の輸送行列と呼ぶ。この行列の要素は磁石や検出器等のビームライン上に設置されたビームの位置・角度に影響を及ぼすものによって決まる量である。

$$x_5 = (x|x)x_3 + (x|a)a_3 + (x|\delta)\delta_{35} \quad (3.8)$$

$$a_5 = (a|x)x_3 + (a|a)a_3 + (a|\delta)\delta_{35} \quad (3.9)$$

より、

$$\delta_{35} = (a|a) \frac{x_5 - (x|x)x_3}{(x|\delta)(a|\delta) - (x|a)(a|\delta)} - (x|a) \frac{a_5 - (a|x)x_3}{(x|\delta)(a|\delta) - (x|a)(a|\delta)} \quad (3.10)$$

となり、位置と角度の測定から $B\rho$ を計算することができる。これにより、 A/Q は粒子の位置、角度、TOF の測定により次のように求めることができる。

$$A/Q = \frac{B\rho_0}{m_u c \gamma \beta} (1 + \delta) \quad (3.11)$$

このように、イオン光学を用いて位置と角度、中心軌道粒子の磁気剛性値からあるイベントの $B\rho$ を計算する方法を軌道再構成と呼ぶ。

3.3.3 β の導出

通常、TOF から β を計算するには飛行長 L を TOF と光速 c で割ればよい。しかし、BigRIPS での TOF の測定は F3-F7 間で行っているため、F5 に Energy degrader が挿入されている場合、単純に β を計算することはできない。そこで、F3-F7 間の飛行時間 TOF_{37} と F3-F5 間及び F5-F7 間の磁気剛性値 $B\rho_{35}$ 、 $B\rho_{57}$ を用いて F3-F5 間、F5-F7 間の β をそれぞれ計算することで、 A/Q 、 Z の計算を行っている。

F3-F7 間の TOF_{37} は F3-F5 間の TOF_{35} と F5-F7 間の TOF_{57} の和で表すことができる。

$$\text{TOF}_{37} = \text{TOF}_{35} + \text{TOF}_{57} \quad (3.12)$$

F3-F5 間、F5-F7 間の飛行長 L_{35} 、 L_{57} と速度 β_{35} 、 β_{57} を用いて

$$\text{TOF}_{37} = \beta_{35}c/L_{35} + \beta_{57}c/L_{35} \quad (3.13)$$

と書き直すことができる。F5 の Energy degrader や検出器で荷電状態の変化や反応を起こさないと仮定すると、 A/Q は F3-F5 間、F5-F7 間で変化しない為、

$$\frac{(A/Q)_{57}}{(A/Q)_{35}} = \frac{\frac{B\rho_{57}}{\gamma_{57}\beta_{57}}}{\frac{B\rho_{35}}{\gamma_{35}\beta_{35}}} = 1 \quad (3.14)$$

これより以下式を得る。

$$\frac{B\rho_{57}}{B\rho_{35}} = \frac{\gamma_{57}\beta_{57}}{\gamma_{35}\beta_{35}} \quad (3.15)$$

上記を連立させて解くことで、F3-F5 間の速度 β_{35} と F5-F7 間の速度 β_{57} を次のように計算することができる。

$$\beta_{35} = \frac{L_{57}\text{TOF}_{37} + L_{35}a}{\text{TOF}_{37} + (1 - b^2)L_{35}L_{57}} \quad (3.16)$$

$$\beta_{57} = \frac{L_{57}\text{TOF}_{37} + L_{35}a}{\text{TOF}_{37}^2 + (b^2 - 1)L_{35}^2} \quad (3.17)$$

ここで、

$$a = B\rho_{57}/B\rho_{35} \quad (3.18)$$

$$b = \sqrt{L_{35}^2a^4 + (\text{TOF}_{37}^2c^2 - L_{35}^2 - L_{57}^2)a^2 + L_{57}^2} \quad (3.19)$$

である。

3.3.4 荷電状態の異なる粒子の分離

ΔE -TOF- $B\rho$ 法を用いて、 Z 、 A/Q の組を決定することで核種を同定することができる。しかし、今回の実験のように A/Z が整数値の近傍となる領域では、荷電状態の異なる粒子の分離が ΔE -TOF- $B\rho$ 法を用いた粒子識別のみでは原理的に不可能になる。荷電状態の異なる粒子とは、原子核に付いた電子の数が異なる粒子を指す。特に電子が1つも付いていない粒子を fully-strip、電子が1つ付いた粒子を hydrogen-like、電子が2つ付いた粒子を helium-like な粒子と呼ぶ。今回の実験は $A/Z = 2$ の近傍の新同位体探索である為、fully-strip な原子核 (${}^A_ZX^{Z+}$) と質量数が2小さい hydroge-like な同位体 (${}^{A-2}_ZX^{(Z-1)+}$) の A/Q がほぼ同じ値を取る。このようなイベントの除去は今後、 $A/Z = 3$ の中性子過剰な中重核領域の新同位体探索を行う際に最も大きな課題のひとつとなる。陽子過剰核領域における新同位体の識別については、新同位体の領域に混ざりこむと考えられる粒子はさらに不安定な新同位体であり、生成率が小さい為、混入を気にする必要はない。しかし、 A/Z が2.0よりも大きくなる領域では荷電状態の異なる同位体が混入する恐れがある為、除去を行う必要がある。

今回の実験では運動エネルギー T の測定を用いて質量数 A を独立に求め、 A/Q と組み合わせて Q を計算することで、荷電状態の異なる粒子の分離を試みた。

粒子のエネルギーを E 、速度を β ローレンツ因子を γ 、原子質量単位を m_u とすると、相対論より、

$$E = Am_u c^2 + T \quad (3.20)$$

と表すことができる。ここで、 $E = Am_u \gamma$ であることを利用すると、 A は次のように計算することができる。

$$A = \frac{T}{m_u c^2 (\gamma - 1)} \quad (3.21)$$

さらに、 A を A/Q で割ることで Q を求めることができる。

$$Q = \frac{A}{A/Q} = \frac{T}{cB\rho_0(1+\delta)} \frac{\gamma\beta}{\gamma-1} \quad (3.22)$$

ここで $Z-Q$ という量を考えると、これは原子核に付いた電子の数を表すため、 $Z-Q = 0$ のイベントを選ぶことで、fully-strip なイベントのみを選び、荷電状態の異なる粒子の分離を行うことができる。

第 4 章

粒子識別

本章では、BigRIPS の 2nd stage(F3-F7) で測定した磁気剛性・速度・エネルギー損失から、入射核破碎反応によって生成された原子核の原子番号 Z と質量数-電荷比 A/Q を導出する方法、及び解析によって得られた結果を述べる。粒子識別は Isomer から放出される遅延 γ 線を利用した核種の同定、飛行時間 TOF オフセットの較正、エネルギー損失の測定に使用した MUSIC のエネルギー較正、バックグラウンドイベントの除去、 A/Q の分解能向上を目的に行った輸送行列の実験値を用いた導出、 A/Q 及び Z の分解能評価、今回の実験によって新たに発見された同位体の確認の順に行った。

4.1 Isomer を用いた核種の同定

粒子識別は ΔE と TOF から求めた Z 、 $B\rho$ と TOF から式 (3,11) を用いて求めた A/Q に行った。しかし、 ΔE 検出器や TOF の時間原点、PPAC の中心位置が正しく較正されていないと、粒子識別を間違える可能性がある。そこで、測定の信頼性を向上させるために、既知の Isomer からの γ 線を測定することで、粒子の同定を行う Isomer tagging という手法を用いた。

Isomer とは数百 ns 以上の長寿命な励起状態にいる原子核である。Isomer から放出される γ 線のエネルギーと寿命は原子核固有のものである。静止した Isomer の崩壊に伴って発生する γ 線のエネルギーをエネルギー分解能が高いゲルマニウム検出器で測定した。既知の Isomer からの γ 線のエネルギーと一致すれば、その粒子の原子番号と質量数を決定することができる。この測定では、粒子が静止する前に放出される γ 線 (prompt γ 線) がバックグラウンドとなる。このイベントの除去は、荷電粒子が plastic scintillator を通過してからゲルマニウム検出器で γ 線を測定するまでの時間差を用いて行った。

図 4.1(a) は縦軸に、F7 に設置した MUSIC で測定した ΔE 情報、横軸に A/Q を取った相関図である。 A/Q を計算する際に使用した TOF は、タイムキャリブレーションを用いて導出した較正值 (0.0266560 ns/ch) と以前の実験で用いていたオフセットを用いて計算した。また、各焦点に設置した PPAC で測定した位置情報、イオン光学計算コード COSY infinity[14] で計算した 1 次の輸送行列を使用した。

図 4.1(b) は図 4.1(a) で矢印で示した場所を選んだ際の、ゲルマニウム検出器で測定した時間情報とエネルギーの相関図である。時間を 270-1000ns に制限してエネルギースペクトルを見たところ、図 4.2(a) が得られた。これが ^{82}Y から放出される γ 線のエネルギー [15] と一致したため、 ^{82}Y と同定した。

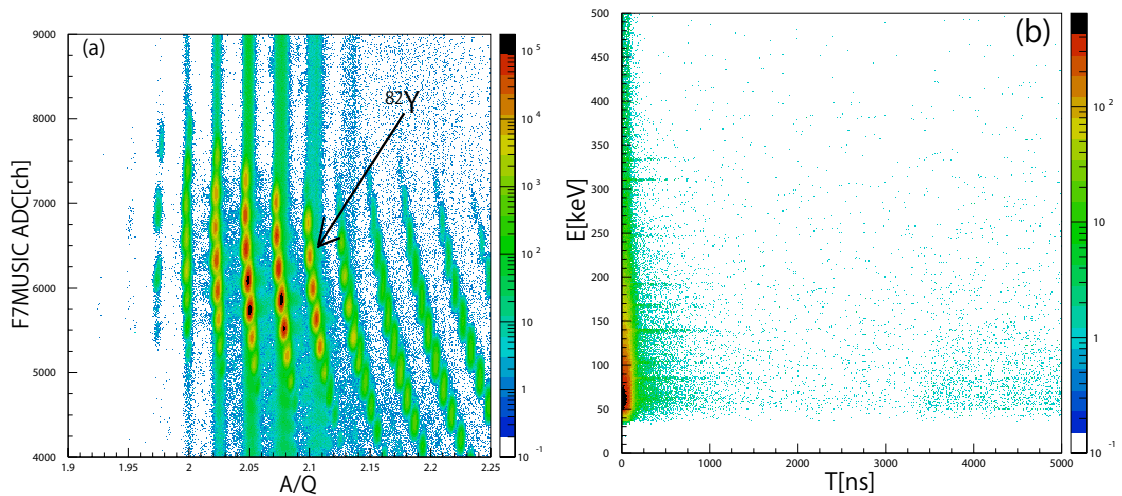


図 4.1 (a):MUSIC での ΔE と A/Q 相関の相関図。(b):縦軸にゲルマニウム検出器で測定された γ 線のエネルギー、横軸に時間情報を取った ^{82}Y の γ 線ヒストグラム。

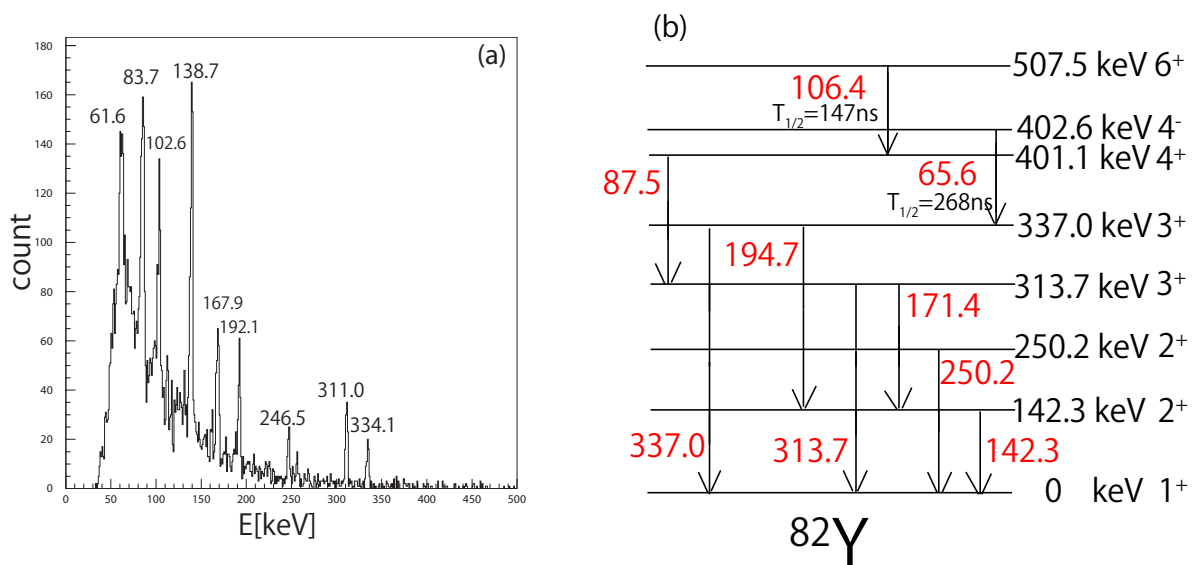


図 4.2 (a):prompt γ 線を除いた ^{82}Y の γ 線スペクトル。(b): ^{82}Y のレベルスキームの一部を抜粋したもの [15]。

4.2 TOF オフセットの較正

粒子を同定した上で、TOF オフセットの較正を行った。TOF オフセットとはケーブル長の違いや電子回路での遅延時間によって発生する TOF の測定値のずれである。TOF オフセットの較正は中心軌道粒子を選んだ上で行った。中心軌道粒子とは全ての焦点面の中心を通る、即ち各焦点での位置、角度が全て 0 の粒子である。中心軌道粒子の $B\rho$ は NMR プローブで測定した磁場強度および磁場分布によって高精度に決まる。粒子のエネルギー及び速度は $B\rho$ より求めることができる為、中心軌道粒子の TOF は計算することができる。このようにして計算した TOF と実験から得られた TOF の値との差を計算することで、TOF オフセットの較正を行った。

解析では、F3,F5,F7 に設置した PPAC の位置情報から、ビーム軸に対して水平方向の位置が各焦点面で 0 であった ^{82}Zr を使用して TOF の較正を行った。結果、F3-F7 間の TOF のオフセットの値として 265.5ns 得た。

図 4.3 はオフセット較正後の中心軌道を通る ^{82}Zr の TOF スペクトルである。分布の平均値は 280.9(1)ns、一方で F3-F5 間、F5-F7 間の $B\rho$ から計算した値は 280.97ns であった。よって、誤差の範囲内で一致した。

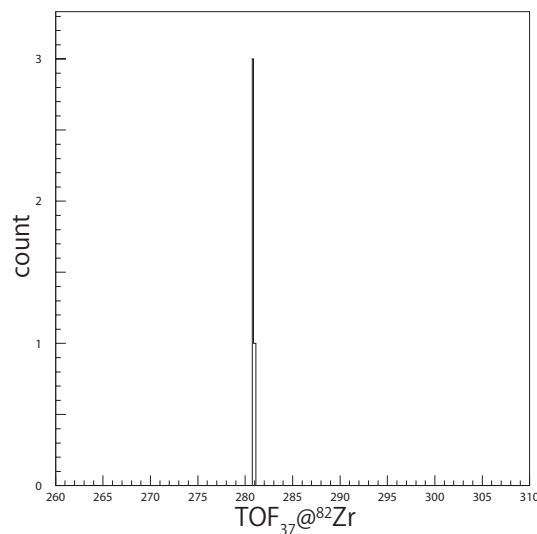


図 4.3 TOF オフセット較正後の中心軌道を選んだ ^{82}Zr の TOF スペクトル。

4.3 F7MUSIC のエネルギー較正

Z の計算に必要なエネルギー損失 ΔE は、F7 に設置した MUSIC を使用して測定した。エネルギー較正は、二次粒子と運動量を選んだ際の MUSIC の ADC で見た分布の中央値と、エネルギー損失計算コード ATIMA[16] で計算した同条件でのエネルギー損失との相関を複数の異なる二次粒子で取り (表 4.1 参照)、一次関数でフィットすることで行った。運動量の

選択は、位置測定と COSY infinity で計算した輸送行列から計算した F5-F7 間の運動量分散 δ_{57} を $\pm 0.05\%$ で指定することで行った。結果、傾きとして $0.02017\text{MeV}/\text{ch}$ 、オフセットとして 4.322MeV を得た。

二次粒子	運動量分散 $\delta_{57}[\%]$
^{86}Mo	1.0
^{85}Mo	1.0,1.5
^{84}Mo	1.0,1.5,2.0
^{85}Nb	1.0
^{84}Nb	1.0,1.5
^{83}Nb	1.0,1.5,2.0
^{84}Zr	1.0
^{83}Zr	1.0,1.5
^{82}Zr	1.0,1.5,2.0
^{83}Y	1.0
^{82}Y	1.0,1.5
^{81}Y	1.0,1.5,2.0

表 4.1 エネルギー較正に使用した粒子一覧

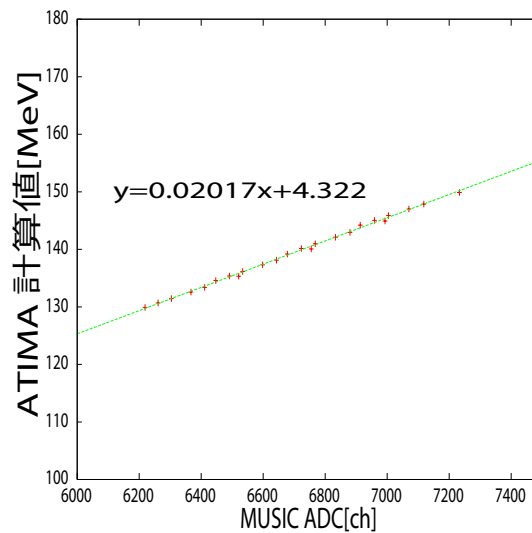


図 4.4 計算コード ATIMA を用いたエネルギー較正

4.4 バックグラウンドイベントの除去

二次粒子の輸送中にビームライン上の物質と反応を起こしたり、荷電状態が変化した為に、設定した光学系を満たさなくなった事象や複数の粒子が極めて短い時間間隔で入射するパイルアップ事象は粒子識別を行う上でバックグラウンドイベントになる。新同位体は統計数が非常に少ない為、これらの事象の原因を特定し、除去を行うことが必要となる。これらの事象の起源の同定や除去は BigRIPS のビームライン上に配置した検出器の信号の相関を見ることで行うことができる。以下では、バックグラウンド除去の為に使用した各種相関についての説明と実際に除去されたイベントの割合について述べる。

4.4.1 PPAC での δ 線イベントの除去

今回の実験に使用している位置検出器 PPAC は電子雪崩を利用した delay-line 型のガス検出器である。RI ビームによって電離された電子のエネルギーが高い場合、飛程が長くなり、RI が通過した位置とは別の場所のカソードで信号が検出されることがある。このような現象を引き起こす電子を δ 線と呼ぶ。 δ 線によって、RI ビームの通過したカソードと他のカソードが同時に信号を検出した場合、本来測定されるべき時間差からずれる為、粒子の通過位置を正確に決めることが出来ない。

このようなイベントを除去する為に、 T_{sum} という値を利用する。 T_{sum} とは PPAC のカソードの左右の時間情報の和とアノードの時間情報の差であり、以下式で表される量である。

$$T_{\text{sum}} = \frac{T_{\text{right}} + T_{\text{left}}}{2} - T_{\text{anode}} \quad (4.1)$$

ここで、 T_{right} はカソードの右側での時間情報、 T_{left} は左側での時間情報である。 T_{anode} はアノードでの時間情報で、PPAC に粒子が入射した時間情報を持っている。

ビームが PPAC を通過した時間を T 、信号が得られたカソードの位置を x 、信号の伝達速度の逆数を n 、アノード、カソードそれぞれの時間のオフセットを T_{anodeoff} 、 $T_{\text{cathodeoff}}$ 、delay line の長さを L とすると、 T_{right} 、 T_{left} 、 T_{anode} はそれぞれ次のように表すことができる。

$$T_{\text{right}} = T + T_{\text{cathodeoff}} + nx \quad (4.2)$$

$$T_{\text{left}} = T + T_{\text{cathodeoff}} + n(L - x) \quad (4.3)$$

$$T_{\text{anode}} = T + T_{\text{anodeoff}} \quad (4.4)$$

これより、 T_{sum} を計算すると以下ようになる。

$$T_{\text{sum}} = T_{\text{cathodeoff}} - T_{\text{anodeoff}} + nL = \text{constant} \quad (4.5)$$

原理的には全てのイベントの T_{sum} は一定値を取る。しかし、 δ 線などによって複数のカソードで信号が検出された場合、 T_{sum} の値が小さくなる。これを利用して、 T_{sum} の分布のピーク付近をガウス関数でフィットし、ピークの $\pm 3\sigma$ を選択し、複数のカソードを鳴らした事象を除去した。

図 4.5 は解析によって得られた T_{sum} スペクトルである。黒いヒストグラムが除去した事象を、赤いヒストグラムが実際に選択した事象の範囲を表している。今回、焦点面ごとに double-PPAC を 2 台ずつ設置している為、X 面 Y 面の各 4 面から合計 8 つの T_{sum} が得られる。図 4.5 では上流から設置された順に 1A-X,1A-Y,1B-X,1B-Y,2A-X,2A-Y,2B-X,2B-Y の順に 8 面の T_{sum} のスペクトルを示している。メインピークよりも小さな値を取っているイベントが主に δ 線によるマルチヒットイベントである。メインピークよりも大きな値をとっているピークも見られるが、これはアノードで時間情報が取得できなかったイベントであると考えられる。

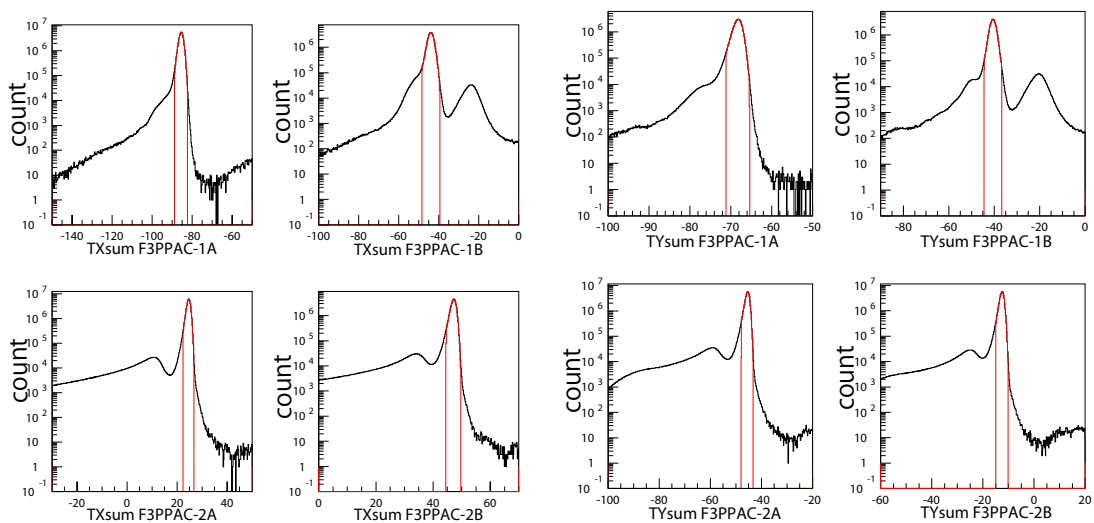


図 4.5 F3PPAC の T_{sum} ヒストグラム。黒いヒストグラムが除去した事象、赤いヒストグラムが実際に選択した事象を表している。

4.4.2 Plastic scintillator での発光量と時間差の相関

今回の実験では、F3 と F7 に設置した plastic scintillator(以下 plastic) を、RI ビームが通過する際に発生する scintillation 光を plastic の左右に設置した光電子増倍管で測定することで、TOF の測定を行っている。同時に 2 つ以上の粒子が plastic に入射すると、粒子が 1 つだけ入射した場合よりも光電子増倍管の信号が大きくなる。この信号の大きさは通過した粒子の種類や plastic のどこを通過したかによっても変化する。そこで、QDC(電荷積分型 ADC) の情報と、左右の光電子増倍管から得られる時間情報を利用して以下のような相関を作ること、このイベントの除去を行った。

粒子が plastic のどこを通過したかによって左右で検出される光量に差が生じる為、光電子増倍管の QDC 情報を Q 、plastic の中心までの距離を L 、通過位置を x 、plastic 中での減衰長を λ とすると、

$$Q_{\text{left}} \propto \exp\left(-\frac{L+x}{\lambda}\right) \quad (4.6)$$

$$Q_{\text{right}} \propto \exp\left(-\frac{L-x}{\lambda}\right) \quad (4.7)$$

という関係式が成立する。これらの比の対数を取ることで、位置情報が次の式で得られる。

$$x \propto \ln\left(\frac{Q_{\text{right}}}{Q_{\text{left}}}\right) \quad (4.8)$$

また、左右の光電子増倍管の時間情報の差は粒子の通過位置に比例する為、

$$x \propto T_{\text{left}} - T_{\text{right}} \quad (4.9)$$

となる。

図 4.6(a) は横軸に $T_{\text{right}} - T_{\text{left}}$ 、縦軸に $\log(Q_{\text{right}}/Q_{\text{left}})$ 、を取った相関図であり、ほとんどのイベントが直線に乗る。相関図を直線でフィットし、直線と測定結果との残差分布を作成した後、残差分布をガウス関数でフィットし、ピークの中心値 $\pm 3\sigma$ を選択した。図 4.6(b) はバックグラウンドイベントを除去した後の相関図である。

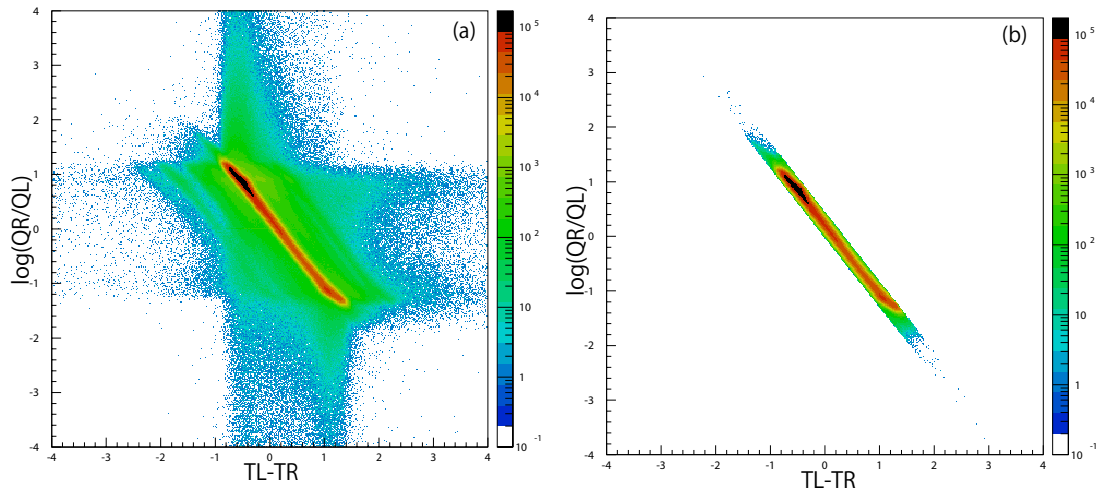


図 4.6 F3 plastic の発光量と時間差の相関。縦軸が Beam の進行方向に対して右側の光電子増倍管での時間情報 T_{right} と左側での時間情報 T_{left} の差、横軸が左右での Q の比の対数を取った量 $Q_{\text{right}}/Q_{\text{left}}$ である。左図はバックグラウンド除去前、右図は除去後である。

4.4.3 ΔE 検出器: ΔE - ΔE 相関

ΔE 検出器である MUSIC では、アノードでの信号の相関を利用して検出器中での反応イベントを除去した。

BigRIPS の F7 に設置した MUSIC は内部に 12 本のアノードを持ち、2 本セットで一つの信号を得ることができる。これにより合計 6 個の ΔE の情報を得ることが可能となっている。

アノード同士の ADC 情報の相関を取ると、反応を起こさない正常なイベントは直線状の相関を持つ。反応を起こした事象は Z が変化するため、エネルギー損失が小さくなり、直線の相関から外れる。このようなイベントは測定された TOF と ΔE が対応していない為、 Z の値が正しく計算されず、除去の対象となる。

これらの事象を除去するために、アノード同士の相関を 1 次関数でフィットし、測定値との残差分布を作成した。残差分布をガウス関数でフィットし、ピークの中央値 $\pm 3\sigma$ を選択して、これらの事象を除去した。

図 4.7(a) は 1 組目のアノードから得られた ADC 情報を横軸に、2 組目のアノードから得られた ADC 情報を縦軸に取った相関図である。図 4.7(b) バックグラウンド除去後の同相関図である。直線の相関から外れた事象は 1 組目のアノードと 2 組目のアノードの間で反応を起こした事象であると考えられる。このような相関を上流からアノードの組毎に 5 つ作成し、それぞれで反応イベントの除去を行った。

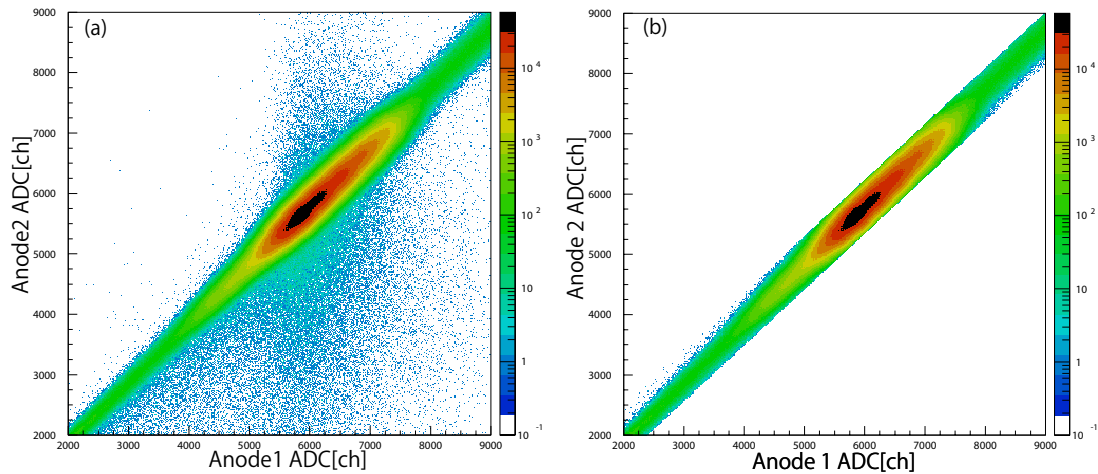


図 4.7 左図は F7 に設置された MUSIC の ADC から得られる raw data の相関である。縦軸は 2 組目のアノードでの ΔE 、横軸は 1 組目のアノードでの ΔE に比例する。直線の相関から外れたイベントは 1 組目のアノードと 2 組目のアノードの間で反応を起こしたイベントであると考えられる。

4.4.4 F3-F7 間での反応イベント除去

上述の ΔE - ΔE 相関によって MUSIC 内で起こった反応イベントの除去を行うことができる。しかし、反応イベントはそれよりも上流で発生することもある。F5 に設置した degrader や PPAC などでも反応を起こした粒子の大半は大幅に $B\rho$ が変化する為、各焦点面に配置されたスリットによって除去されるが、F7 の PPAC や MUSIC の入射側の window など F7 近傍で反応を起こした粒子は MUSIC の ΔE - ΔE 相関を用いても除去することができない。そこで Energy loss に対応する量として、F3 に設置された plastic の発光量の情報を利用し、MUSIC での ΔE との相関を利用した反応イベントの除去を試みた。

また、この相関は F3plastic でのイベントの収集時間が、MUSIC よりも短い為、MUSIC でパイルアップを起こしたイベントの一部も除去することができる。

図 4.8(a) は縦軸に F3 に設置した plastic で得られた QDC 情報を、横軸に MUSIC での ΔE を取った相関図である。この相関を 1 次関数でフィットし、残差分布を作成した。plastic のエネルギー分解能が十分でない為、相関が直線からはずれたイベントが多い。正常なイベントを落とすすぎないように考慮して、残差分布をガウス関数でフィットし、その中心から $\pm 5\sigma$ の範囲を選び、除去を行った。

図 4.8(b) は除去後の同相関図である。

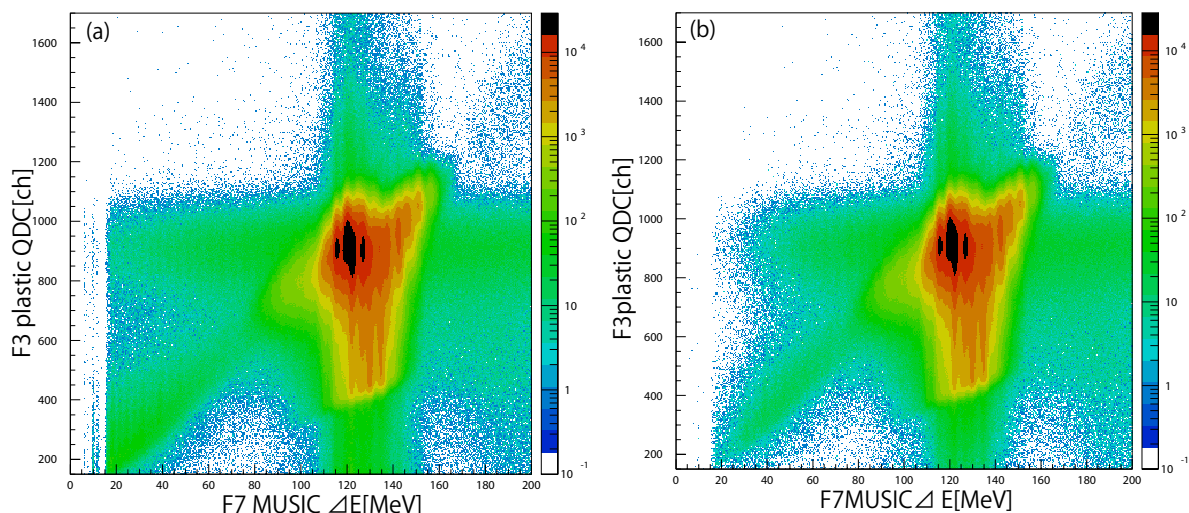


図 4.8 縦軸に F3 plastic の Q を、横軸に MUSIC の ΔE を取った相関図である。左側にテールを引いている成分が反応イベント、右方向に伸びている成分がイオンチェンバーでのパイルアップイベントである。plastic の Energy 分解能が低い為、縦軸方向に分布が広がっている。

4.4.5 焦点面間相関:角度-角度相関、位置-位置相関

飛行中に反応を起こしたり、各焦点に設置されたスリットと衝突して軌道が変化した粒子は $B\rho$ の計算に影響を及ぼす為、除去の対象となる。

このようなイベントを除去する為に、1 次の光学行列に注目する。F3-F5 の焦点間を結ぶ 1 次の光学行列は式 (3.7) で表される。BigRIPS は $(a|x)$ が小さくなるように設計されており、 $(a|\delta)$ もイオン光学上の対称性を良くするために小さな値を取るように調整している。また、鉛直方向については水平方向に曲げる双極電磁石のみが使用されているため運動量分散が存在せず、焦点では常にアクロマティック条件 $(y|\delta) = 0$ と焦点条件 $(y|b) = 0$ を満たすようにしている。これにより、 a および y についてはそれぞれ以下のように書くことができる。

$$a_5 = (a|a)a_3 \quad (4.10)$$

$$y_5 = (y|y)y_3 \quad (4.11)$$

高次の項も小さくなるように設計されているため、焦点ごとの水平方向の角度同士の相関、鉛直方向の位置同士の相関は直線上にのる。

軌道の変化したイベント等はこの相関から外れる為、そのようなイベントを除去することでバックグラウンドの要因を除くことができる。実際の解析では相関を1次関数でフィットし、測定値の残差分布を作成した。残差分布をガウス関数でフィットし、中心値から $\pm 3\sigma$ を選択することで除去を行った。F3-F5間の相関とF5-F7間の相関の2セットを使用した。

図4.9(a),(c)はそれぞれ水平方向の角度-角度相関、鉛直方向の位置-位置相関のバックグラウンドイベント除去前、(b),(d)は除去後の図である。

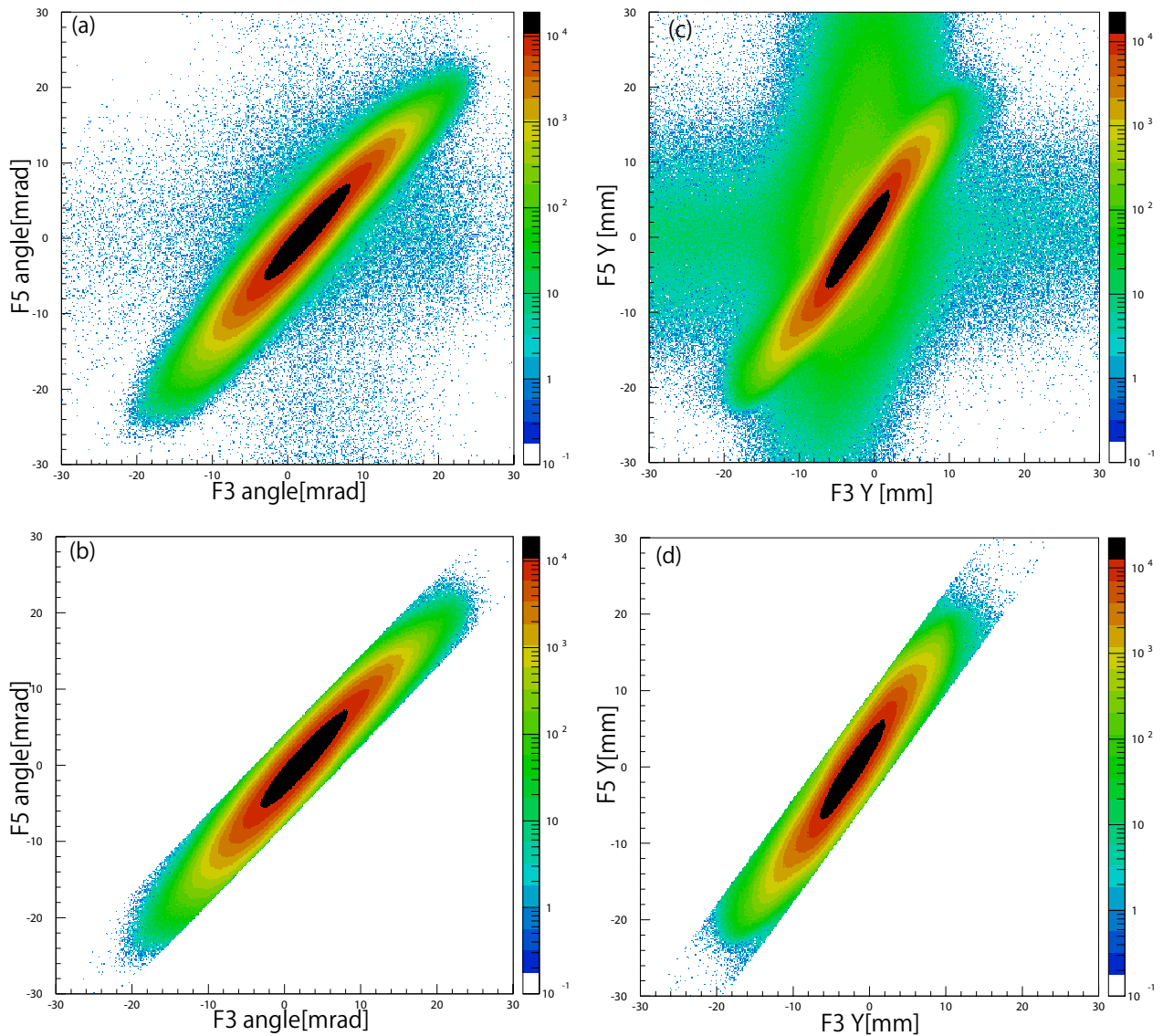


図 4.9 (a)は横軸に F3 の水平方向の角度、縦軸に F5 の水平方向の角度を取ったもので、(c)は横軸に F3 の鉛直方向の位置、縦軸に F5 の鉛直方向の位置を取った図である。(b),(d)はそれぞれの除去後の図。この相関を F5-F7 についても同様に作成し、直線的な相関から外れたイベントを除去した。

4.4.6 パイルアップ除去

パイルアップイベントは大きく分けて二つ存在する。一つは検出器のイベント収集時間中に2つ以上のイベントが収集されてしまうもの、もう一つはスタートタイミングより前の検出時間のデッドタイム中に入射したイベントに新たなイベントが入射したことで、信号が重なって検出されてしまったものである。(図 4.10 参照)

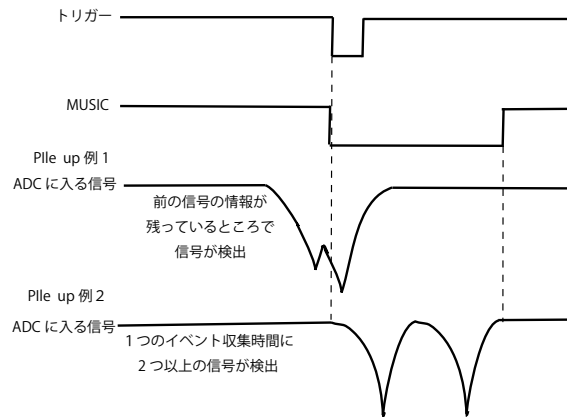


図 4.10 パイルアップイベントの簡単な概念図

今回、特に問題となるのは F7 に設置した MUSIC でのパイルアップである。パイルアップイベントはエネルギー損失が正常なイベントと比較して大きく測定されてしまう。これは原子番号 Z の計算に影響する為、除去しなければならない。

今回の実験ではマルチヒット TDC(CAEN,V1290) を使用している。トリガータイミングを $20\mu\text{s}$ 遅らせてマルチヒット TDC に入れ、トリガータイミングの前、 $40\mu\text{s}$ 以内にきた信号のうち、最も早いスタートタイミングとの差を TF、最も遅いストップタイミングとの差を TL として記録した(図 4.11 参照)。シングルヒットの場合、TF と TL には差が生じない。しかし、マルチヒットした場合は TF, TL のうち片方、もしくは両方がシングルヒットの場合と異なる値を持つ。これを用いて、パイルアップイベントの除去を行った。

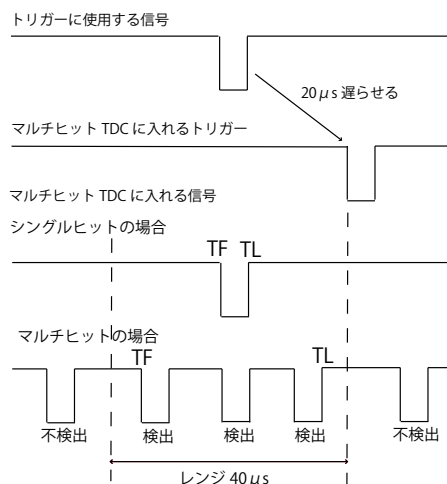
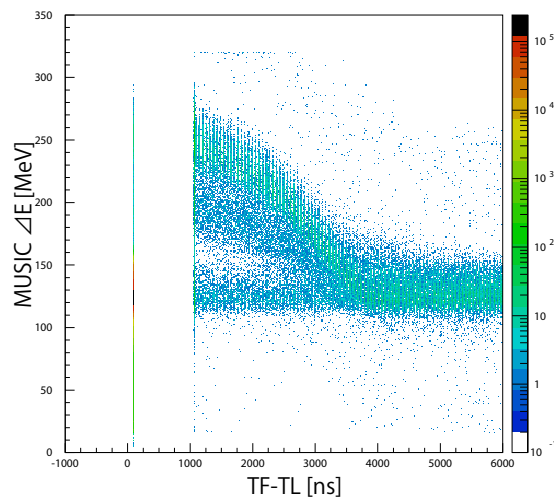


図 4.11 マルチヒット TDC を用いたパイルアップ除去の概念図

図 4.12 は縦軸に MUSIC でのエネルギー損失、横軸 TF と TL の差を取った相関である。TF-TL=0 付近のイベントがシングルヒットイベントである。これより、TF-TL=0 \pm 200ns を選択することで、パイルアップイベントの除去を行った。パイルアップイベントのエネルギー損失が徐々に小さくなるのは MUSIC の shaping time(1 μ s) によるものである。

図 4.12 TF-TL と MUSIC で測定した ΔE の相関

4.4.7 F5 荷電変化イベント除去: δ_{35} - δ_{57} 相関

今回の実験では RI ビームの purity の向上の為に F5 に Energy degrader を挿入している。その為、degrader を通過する際に RI ビームが電子をピックアップして F3-F5 間と F5-F7 間で荷電状態 Q が変化することがある。このようなイベントは F5-7 間の $B\rho$ が荷電変化を起こさないイベントよりも大きくなり、 A/Q の値が正しく計算されない為、除去を行わなければならない。

電子をピックアップして粒子の荷電状態が変化した場合、 $B\rho$ が full-strip なイベントと比較して大きくなる。これは、運動量分散 δ の値が大きくなることに対応する。この δ の変化は粒子の運動量や Z によって異なり、1% 程度から 2% 以上ずれるものまで、さまざまである。そこで、F3-F5 間の運動量分散 δ_{35} と F5-F7 間の運動量分散 δ_{57} の相関を利用し、相関から大きく外れたイベントを除去した。

図 4.13 は縦軸に F3-F5 間での運動量分散 δ_{35} 、横軸に F5-F7 間での運動量分散 δ_{57} を取った相関図である。(a)、(b) はそれぞれ除去前と除去後の図である。

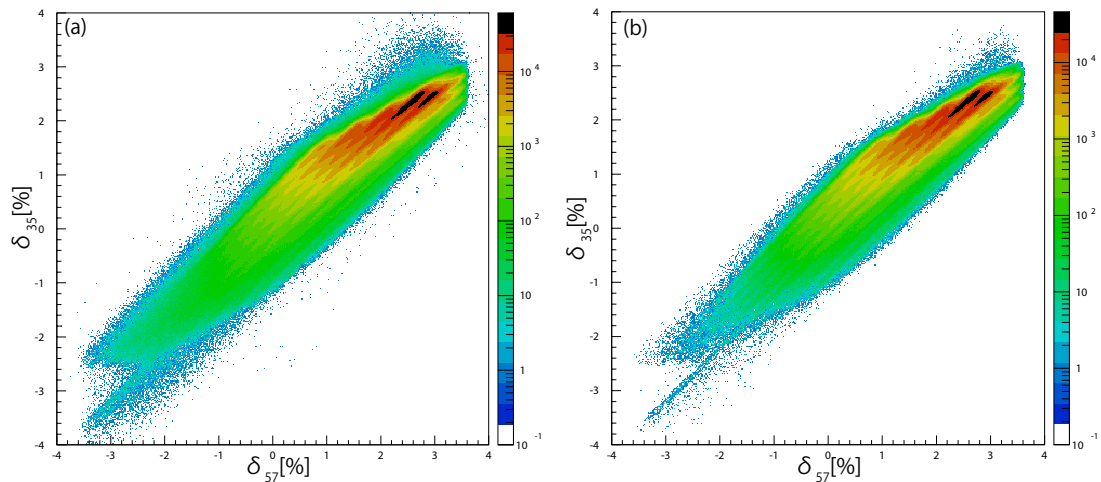


図 4.13 縦軸 δ_{35} 、横軸 δ_{57} に取った相関図。縦軸方向への広がり は粒子の違いによるものである。

4.4.8 F5 荷電変化イベント除去: Q_{57}/Q_{35} 相関

$\delta_{35}-\delta_{57}$ 相関のみでは、 δ の変化が小さいイベントの除去が出来ない。そこで、F5 に設置されている PPAC のタイミングを使用して F3-F5 間の TOF と F5-F7 間の TOF を独立に計算し、運動量分散 δ と組み合わせることで F3-F5 間の A/Q と F5-F7 間の A/Q を独立に求めた。

F3-F5 間と F5-F7 間の A/Q の比、即ち荷電状態の比 Q_{57}/Q_{35} は、荷電状態が変化しない限りどのような粒子でも 1 になる。しかし、F5 で電子をピックアップしたとすると、 Q_{57} の値が小さくなる為、 Q_{57}/Q_{35} は小さくなる。今回の解析した実験の領域は $Z = 30 - 45$ なので、full-strip から hydrogen-like に状態が変化した場合、 Q_{57}/Q_{35} の値はおよそ 0.97 - 0.98 となる。よって、この領域にあるイベントを除去することで、F5 degrader で荷電変化を起こしたイベントを除くことができる。

図 4.14(a) は、これまでに説明したバックグラウンド除去を行ったうえで、縦軸に MUSIC でのエネルギー損失を、横軸に PPAC の時間情報を使用して作成した、F3-F5 間、F5-F7 間の A/Q の比を取った相関図である。図 4.14(b) は、荷電変化イベントの除去後の図である。横軸の中心値が 1 からずれているのは PPAC の TOF オフセットの影響である。図 4.14(a) において、メイン成分から左上に位置しているイベントが荷電変化を起こしたと考えられるイベントで、除去後においてもある程度残ってしまっていることが確認できる。

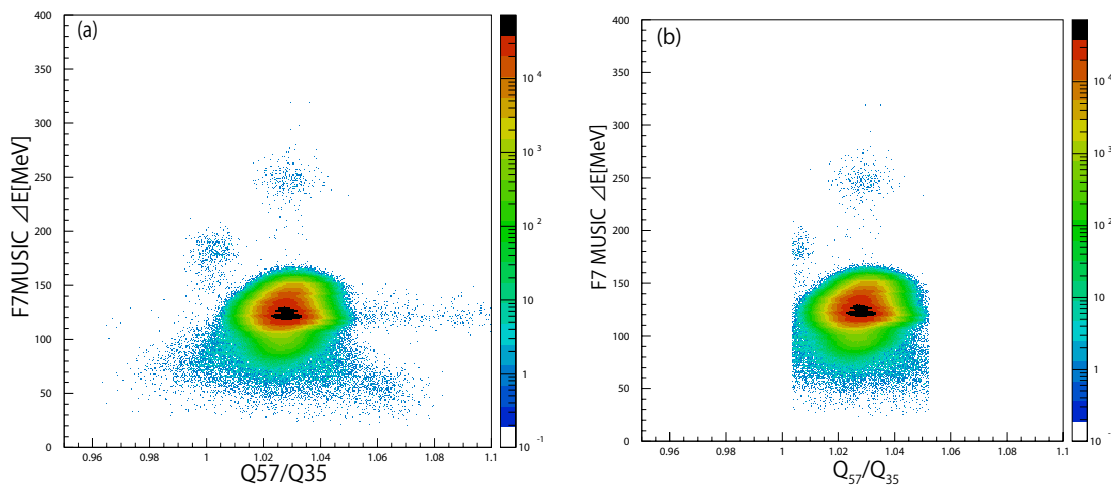


図 4.14 縦軸に F7IC での ΔE 、横軸に Q_{57}/Q_{35} を取った図。中心値が 1 からずれているのは PPAC の TOF のオフセットの影響。

4.4.9 F5 荷電変化イベント除去: Z vs Z_{deg} 相関

$\delta_{35}-\delta_{57}$ 相関に加えて、 Q_{57}/Q_{35} 相関を用いて F5 degrader で荷電変化を起こしたイベントの除去を試みたが、F5PPAC の時間分解能が十分ではない為に落とすきれないイベントが残ってしまった。そこで、分解能の高い、F3-F7 間の TOF 情報と F3-F5、F5-F7 間の $B\rho$ の情報のみを使用して、F5 degrader でのエネルギー損失に対応した量を求め、荷電変化イベントの除去を行う方法を導入した [17]。

F5 に設置された Energy degrader でのエネルギー損失 (ΔE_{deg}) は F3-F5 間の運動エネルギー TKE_{35} と F5-F7 間での運動エネルギー TKE_{57} との差で表される。

$$\Delta E_{\text{deg}} = \text{TKE}_{35} - \text{TKE}_{57} \quad (4.12)$$

この時、Degradar で荷電変化も反応も起こらないと仮定すると、上式は F3-F5 間でのローレンツ因子 γ_{35} 、F5-F7 間でのローレンツ因子 γ_{57} 、質量数 A 、原子質量単位 m_u を用いて以下のように書き換えることができる。

$$\Delta E_{\text{deg}} = (\gamma_{35} - \gamma_{57})Am_u \quad (4.13)$$

更に、 A/Q に関して、

$$A/Q_{35} = \frac{cB\rho_{35}}{m_u\gamma_{35}\beta_{35}} \quad (4.14)$$

$$A/Q_{57} = \frac{cB\rho_{57}}{m_u\gamma_{57}\beta_{57}} \quad (4.15)$$

と書けることから、 γ について解き、上式に代入すると ΔE の式として以下を得る。

$$\Delta E_{\text{deg}} = cQ \left(\frac{B\rho_{35}}{\beta_{35}} - \frac{B\rho_{57}}{\beta_{57}} \right) \quad (4.16)$$

一方、Bethe-Bloch の式より、Energy loss は Z 、 β 、物質の厚さの関数として ΔE は以下のように書ける

$$\Delta E_{\text{deg}} \propto \frac{Z^2}{\beta_{35}^2} (d_0 + x_5 \tan \alpha) \quad (4.17)$$

ここで、 d_0 は degrader の中心のビーム軸方向への厚さ、 x_5 は F5 での粒子の水平方向での通過位置、 α は degrader の wedge angle である。

これらの式より、F5 の Energy degrader での ΔE を利用した Z を次のようにして計算することができる。

$$Z_{\text{deg}} \propto \beta_{35}^2 \frac{B\rho_{35}/\beta_{35} - B\rho_{57}/\beta_{57}}{d_0 + x_5 \tan \alpha} \quad (4.18)$$

このようにして導出した Z と MUSIC での ΔE から作成した Z の相関を取ると、反応及び荷電変化を起こさないという仮定から外れたイベントの除去を行うことができる。

図 4.15 は縦軸に MUSIC で測定したエネルギー損失を使用して求めた Z 、横軸に degrader でのエネルギー損失から求めた Z を取った相関図である。図 4.15(a) は F5 荷電変化イベントの除去を行う前の図である。これにはメイン成分に加えて、大きく分けて 2 種類の成分が見られる。一つはメイン成分の上にメイン成分と同様の分布を持つイベントで、これが、F5 で荷電状態が fully-strip から hydrogen-like に変化したイベントであると考えられる。2 つ目はメイン成分の下に伸びるテール成分である。この主成分は MUSIC に入射する直前での反応イベントである。今回、F5 の degrader として厚さが 2mm の比較的厚いものを使用した為、F5 での荷電変化イベントに加えて plastic のエネルギー損失の情報では分解能的に落とし切れなかった反応イベントまで除去することに成功した。

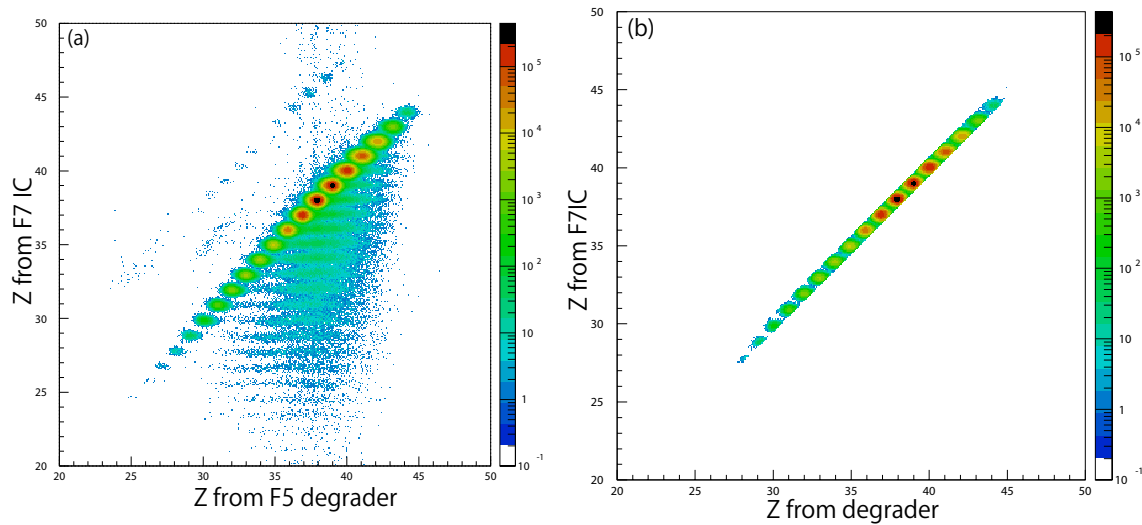


図 4.15 縦軸:MUSIC でのエネルギー損失を利用した Z 、横軸:F5degrader でのエネルギー損失を利用した Z 。(a) は除去前、(b) は除去後の図。

4.4.10 バックグラウンド除去によるイベント数の変化

これらのバックグラウンド除去を行うことで、約 40% のイベントが除去された。バックグラウンドの成分として多いものはパイルアップイベントや F3-F7 間で反応を起こしたイベント、イオン光学を満たさないイベントなどであった。表 4.2 にバックグラウンド除去前後でのイベント数の変化を示す。

条件	除去前と除去後のイベント数の比 [%]
除去前	100
F3,F7plastic 相関	92.5
パイルアップ除去	87.4
MUSIC:アノード相関 (反応イベント除去)	97.7
焦点面間の位置及び角度相関	84.8
F5 荷電変化 +F5-F7 間反応イベント除去	83.0
上記全ての条件を課した場合	61.3

表 4.2 バックグラウンド除去を行った際のそれぞれのイベント数の変化

4.5 軌道再構成による A/Q 導出

A/Q の計算には F3-F7 間の TOF と F3-F5 間、F5-F7 間の磁気剛性 $B\rho$ を利用した。この内 $B\rho$ を計算する為には、運動量分散 δ を粒子毎に計算する必要がある。運動量分散は焦点ごとの位置・角度の測定を行うことで計算することができる。以下では、 δ 導出までに必要な輸送行列要素の実験値からの導出、輸送行列を使用して計算した A/Q の分解能評価について述べる。

4.5.1 1 次の輸送行列の導出

F3 での粒子の水平方向の位置と角度をそれぞれ x_3, a_3 、F5 での位置と角度を x_5, a_5 、F3-F5 間の運動量分散を δ_{35} とした時、1 次のイオン光学系では式 (3.7) の関係にある。これを δ について解くことで、運動量分散を計算することができる (3.2.2 章参照)。これらの輸送行列要素を実験的に導出するには、導出する量に応じて x, a, δ の内 2 つを 0 に制限し、それらの影響を受けない状態にした上で焦点面ごとの位置、角度、 δ の相関を見ればよい [18]。

図 4.16 は ^{82}Zr を選択して輸送行列の導出を行った際の相関図である。(a),(c) はそれぞれ、F3 の角度と運動量分散を制限した $F3x$ と $F5x$ と $F3x$ と $F5a$ の相関図、(b),(d) はそれぞれ、F3 の位置と運動量分散を制限した $F3a$ と $F5x$ と $F3a$ と $F5a$ の相関図である。位置・角度の制限は PPAC で測定した位置・角度を、運動量分散の制限は TOF を用いて行った。これらの相関を 1 次関数でフィットすることで、(a) より $(x|x)$ 、(b) より $(x|a)$ 、(c) より $(a|x)$ 、(d) より $(a|a)$ の行列要素をそれぞれ導出することができる。

今回、F3-F5 間の輸送行列は実験から求めたものを、F5-F7 間は COSY infinity を用いて計算した輸送行列を使用した。これは、F5-F7 間については各行列要素の導出精度が十分ではなかった為である。表 4.3 に実際に A/Q を計算する際に使用した行列要素を示す。

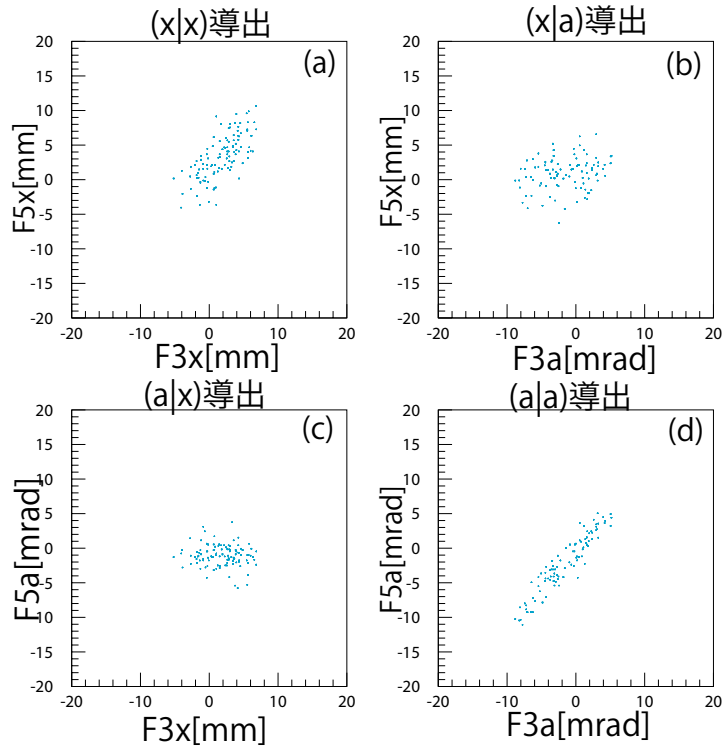


図 4.16 ^{82}Zr を選んだ輸送行列の導出

要素名	F3-F5 間	F5-F7 間	単位
(x x)	0.945	1.091	なし
(x a)	0.30	0.020	mm/mrad
(a x)	0.129	-0.0172	mrad/mm
(a a)	1.099	0.9162	なし
(x δ)	31.212	-34.445	mm/%
(a δ)	-0.328	0.5904	mrad/%

表 4.3 解析に使用した行列要素

4.5.2 A/Q の分解能

A/Q の分解能の評価はガウス関数でフィットした際の標準偏差 σ を用いて行った。1 次の輸送行列要素までを考慮した状態での A/Q の相対分解能は、最も良いもので 0.053% であった。これは質量数が 1 異なる同位体を約 18σ で分離することができ、荷電状態の同じ粒子を分離する為に十分な結果が得られた。また、理論から計算した質量偏差 [19] を用いて計算した A/Q からのずれも平均で約 0.05% と良い確度を達成した。表 4.4 に COSY infinity で計算した輸送行列を使用して計算した場合と、実験から導出した輸送行列を使用して計算した場合の A/Q の分解能を示す。

A/Q 相対分解能	計算した行列 [%]	実験から導出した行列 [%]
Best	0.055(^{78}Rb)	0.053(^{84}Nb 等)
Worst	0.070(^{79}Zr)	0.064(^{76}Sr)
Average	0.058	0.056

表 4.4 1 次の輸送行列のみを考慮した際の A/Q の分解能の比較

図 4.17(a) は現在得られている A/Q の相対分解能を縦軸に、横軸に A/Q を取った図である。図 4.17(b) は縦軸を外挿値の質量偏差 [19] を用いて計算した A/Z と実験から得られた A/Q との差、横軸を実験から得られた A/Q にしたものである。A/Q の分解能、真値からのずれはどちらも系統的な変化が見られることがわかる。原因としては、輸送行列の二次以上の項を考慮していないことが考えられる。

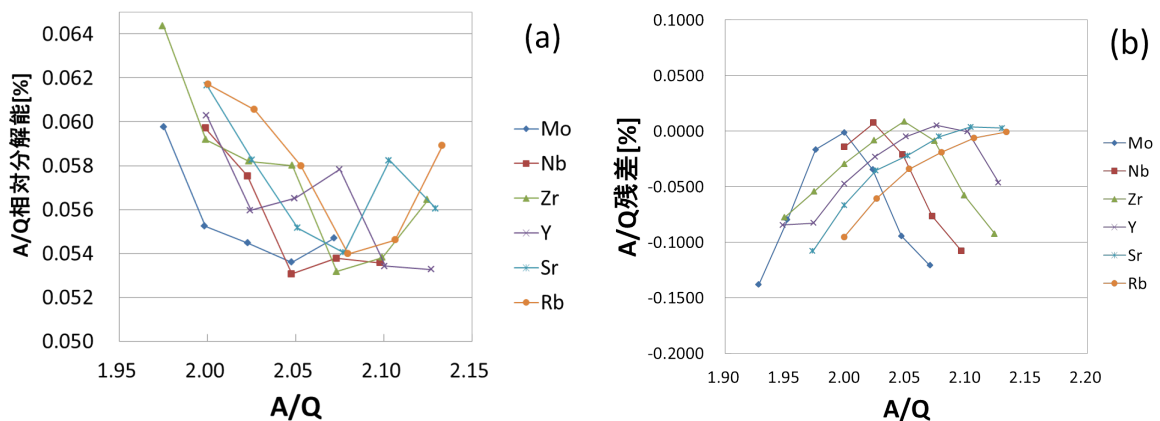


図 4.17 (a): A/Q の相対分解能を縦軸、実験から求めた A/Q を横軸にとった相関図。
(b): A/Q の計算値からのずれ (残差) を縦軸、横軸に実験から求めた A/Q を取った図。

4.6 原子番号 Z の導出

Z の導出には、粒子の速度 β エネルギー損失 ΔE が必要となる。これは Bethe-Bloch の式に基づいている。 β については TOF_{37} と F3-F5 間及び F5-F7 間の磁気剛性 $B\rho$ を用いて式 (3.17) で計算した値を、 ΔE は MUSIC で測定した値を用いた。以下では Z の解析で使った式及び解析結果について記述する。

4.6.1 解析上での Z の計算式

ΔE と TOF_{37} の情報から Z を計算するには Bethe-Bloch の式を使用する。この式は、物質を通過する際のエネルギー損失を計算するものであり、式 4.19 で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e c^2 \beta^2} N Z \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2}{I} \beta^2 \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (4.19)$$

ここで、入射粒子の原子番号を z 、速度を β 、標的の原子番号を Z 、原子数密度を N 、平均イオン化ポテンシャルを I 、電子質量を m_e 、電気素量 e 、光速 c とした。

δE 検出器の物質厚を t として左辺を $-\frac{dE}{dx} = \frac{\Delta E}{t}$ と近似し、上式を z について解くと、

$$z = \alpha \beta \sqrt{\frac{\Delta E}{\ln \left(\frac{2m_e c^2}{I} \beta^2 \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2}} \quad (4.20)$$

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{4\pi e^4 z^2 N Z}{m_e c^2 \sqrt{t}} \quad (4.21)$$

ここで、 α および I は検出器固有の値である為、TOF と ΔE の測定を行うことで Z の計算ができることが分かる。

実際の解析では Bethe-Bloch の式を元に Z を計算したところ絶対値からのずれが見られたため、はじめに A, B の 2 パラメータを導入して、以下の式で Z の計算を行った。

$$z = A\beta \sqrt{\frac{\Delta E}{\ln \left(\frac{2m_e c^2}{I} \beta^2 \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2}} + B \quad (4.22)$$

ここで、 A, B は Isomer tagging で確定した Z となるように決定した。しかし、式 (4.22) で計算した Z には 1 次の β 依存性が残った為、 β に関する補正項を導入し、最終的に式 (4.23) で Z の導出を行った。

$$z = A'\beta \sqrt{\frac{\Delta E}{\ln\left(\frac{2m_e c^2}{I} \beta^2\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2}} + B'\beta + C \quad (4.23)$$

図 4.18 は $Z = 40$ の Isotope を選び、縦軸に本来取るべき Z と式 (4.22)、(4.23) を使用して計算した Z の差 (Z 残差)、横軸に F5-F7 間の速度 β を取ったプロットである。(a) は β 補正前の式 (4.22) を使用して Z を計算した場合、(b) は 1 次の β の補正を加えた式 (4.23) を使用して Z を計算した場合の結果である。式 (4.23) を用いて Z を計算することで、 Z の 1 次の β 依存性を除くことができた。

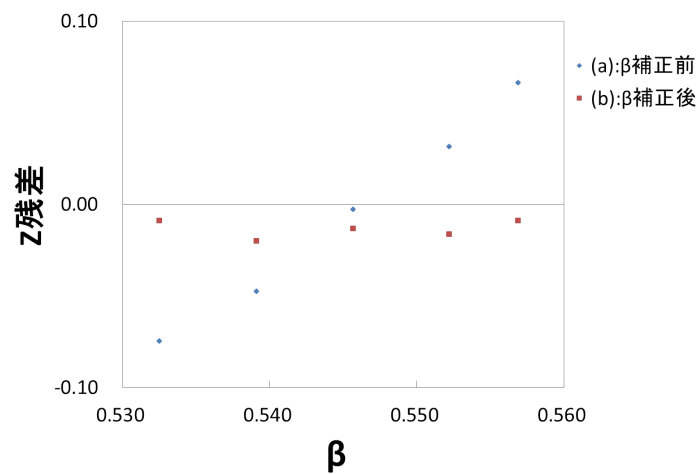


図 4.18 $Z = 40$ の Isotope を選び、(a): β 補正を行わずに Z を計算した場合と、(b): β 補正を行って Z を行った場合の Z の真値からのずれの比較を行った。縦は Z の残差、横軸は F5-F7 間の速度 β 。

4.6.2 Z の分解能

図 4.19 は測定値から導出した Z のヒストグラムである。 Z の分解能評価は、複数のガウス関数の和でフィットし、その際の σ で行った。結果、分解能は平均で約 $\sigma = 0.15$ であった。 Z が 1 異なるイベントを 5σ で分離する為に必要な分解能は $\sigma = 0.2$ である。これに対して、今回得られた Z 分解能はおよそ 6.7σ の分離能力を有していることになり、 Z については十分な分解能を達成できた。また、本来取りうる整数値の Z からのずれも平均して 0.06% と、精度のよい値が得られた。

図 4.20(a) は縦軸に Z の分解能 (σ)、横軸に実験から求めた Z を取った図である。 $Z = 31 - 44$ の範囲では常に $\sigma < 0.2$ が達成されていることが分かる。(b) は縦軸に本来の Z と実験から求めた Z の差 (残差)、横軸に本来の Z を取った図である。

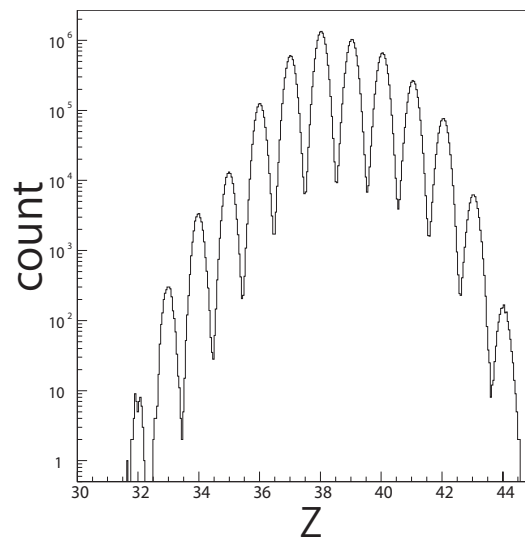


図 4.19 バックグラウンドイベントの除去を行った Z の 1 次元ヒストグラム。

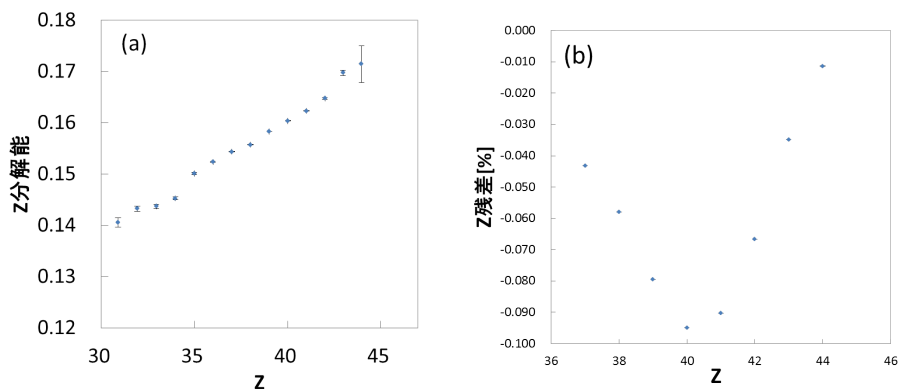


図 4.20 (a):縦軸に Z の分解能 (σ)、横軸に実験から求めた Z を取った図。(b):縦軸に本来の Z と実験から求めた Z の差 (残差)、横軸に本来取るべき Z を取った図。

4.7 粒子識別の結果・新同位体の同定

Isomer を利用した粒子の同定と高い分解能と確度を持つ Z 、 A/Q によって、極めて不定性の小さい粒子識別が可能となった。この時、 Z と A/Q の相関図を作ることで、二次元的に粒子の識別の様子を確認することができる。以下では、解析によって得られた粒子識別図及び、今回新たに発見された新同位体について記述する。

4.7.1 粒子識別図

縦軸に原子番号 Z 、横軸に質量数-荷電比 A/Q を取った相関図を粒子識別図と呼ぶ。このような相関を取ると実験で生成された粒子と粒子毎の分離を視覚的に分かりやすく捉えることができる。図 4.21 は今回の実験で得られた粒子識別図である。縦軸に MUSIC でのエネルギー損失と F3-F5 間の速度から計算した Z を、横軸に F5-F7 間の磁気剛性と F3-F5 間の速度を使用して計算した A/Q を取っている。

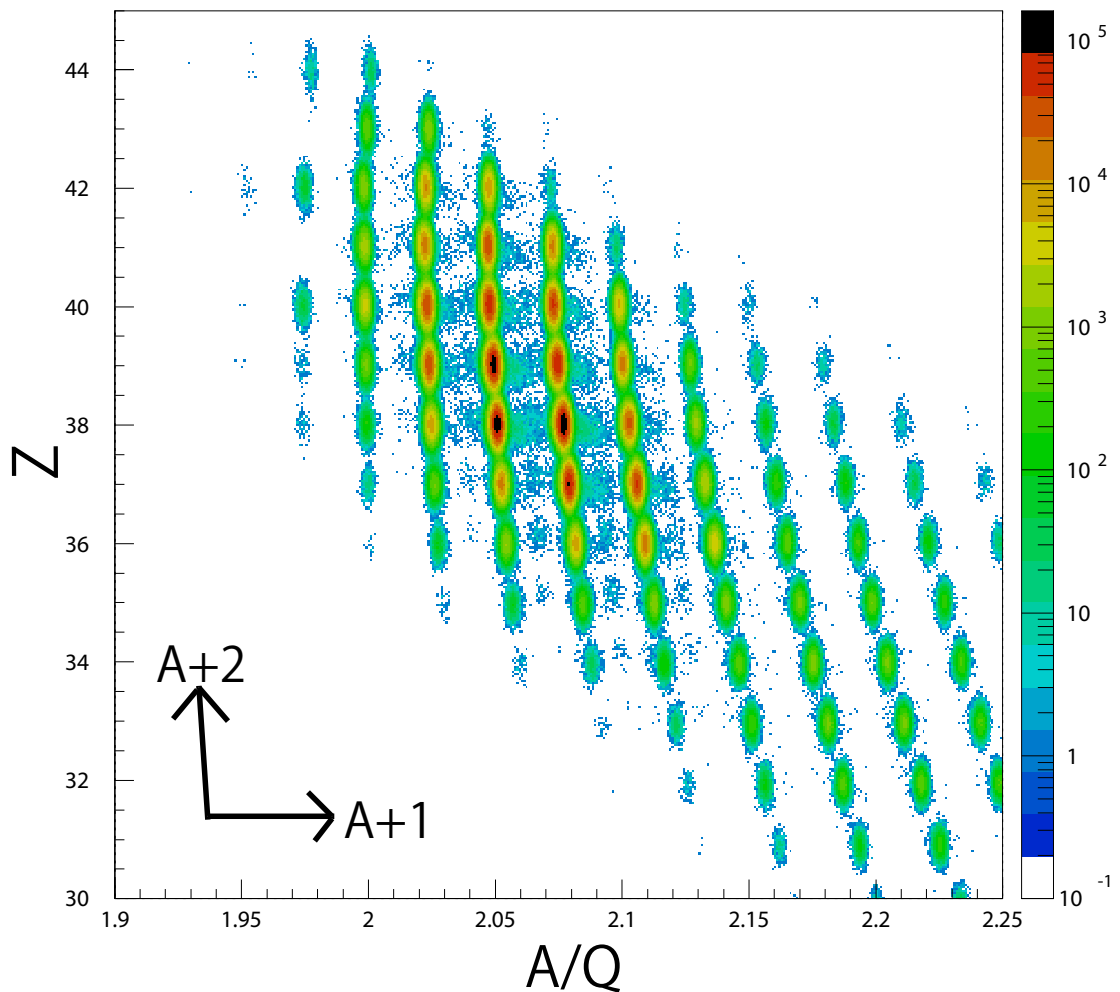


図 4.21 $A/Q=1.9-2.25$ 、 $Z=30-45$ の領域での PI 図。縦軸は MUSIC でのエネルギー損失を使用した Z を、横軸は F5-F7 間の β および $B\rho$ を使用した A/Q である。

4.7.2 今回発見された新同位体

今回、 $Z = 30 - 45$ 、 $A/Q = 1.9 - 2.4$ の領域において、 ^{85}Ru 、 ^{86}Ru 、 ^{81}Mo 、 ^{82}Mo の 4 つの新同位体が発見された。図 4.22(a) は新同位体領域を拡大した粒子識別図、(b) は Z を $\pm 1.5\sigma$ で選んだ新同位体領域の A/Q の 1 次元ヒストグラムである。粒子識別図上での黒線より左側が新同位体、右側が既知の同位体の領域である。表 4.5 に今回の実験で発見された新同位体とその個数をまとめる。

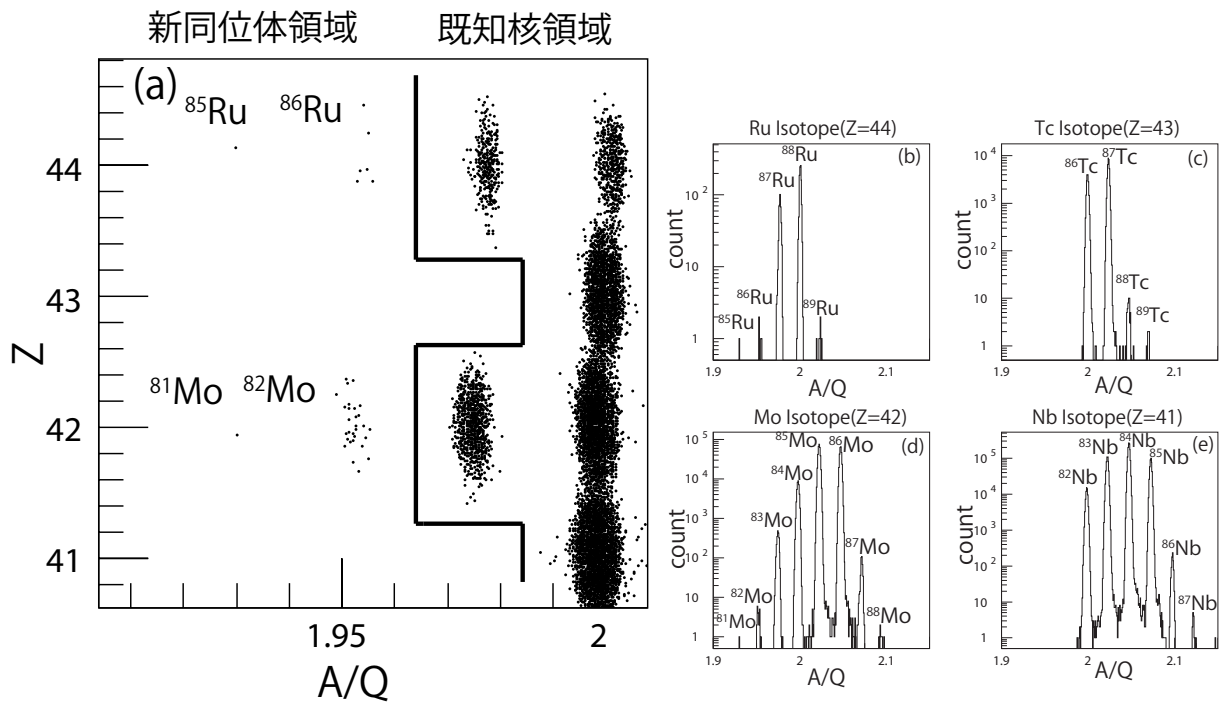


図 4.22 (a) は $A/Q=1.9-2.02$ 、 $Z=38-45$ の領域での粒子識別図。縦軸は F7IC でのエネルギー損失から導出した Z 、横軸は F5-F7 間の β および $B\rho$ を使用した A/Q である。黒線は新同位体の境界を表しており、線より右側が既知の粒子、左側が新同位体である。(b)、(c)、(d)、(e) は新同位体を含む $Z = 41 - 44$ の領域を Z の中心値 $\pm 1.5\sigma$ で同位体を選んだ A/Q の 1 次元ヒストグラムである。

New Isotope	個数
$^{85}_{44}\text{Ru}_{41}$	1
$^{86}_{44}\text{Ru}_{42}$	6
$^{81}_{42}\text{Mo}_{39}$	1
$^{82}_{42}\text{Mo}_{40}$	30

表 4.5 本実験において新たに発見された同位体とその個数。

4.7.3 ^{81}Nb 、 ^{85}Tc の半減期の上限の見積もり

今回の実験では、 ^{81}Nb 、 ^{85}Tc は検出されなかった。この2核種は陽子非束縛な核であると考えられており、以前の実験から半減期の上限が ^{81}Nb で80ns、 ^{85}Tc で100nsと求められている [20]。

そこで、今回の実験結果から以下の手順で半減期の上限を見積もった。初めに、F0-F7間(78.2m)で崩壊を起こさないほど半減期($T_{1/2}$)が長い(1ms以上)と仮定した場合に、F7に到達すると考えられる ^{81}Nb 、 ^{85}Tc の個数(N_{calc})を、周囲の原子核の検出数から見積もった。

F0-F7間を飛行中に崩壊した結果、F7で検出された個数が N_{exp} になったと考えたとすると、式(4.24)が成立する。

$$N_{\text{exp}} = N_{\text{calc}} \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{\text{TOF}_{07}}{T_{1/2}}} \quad (4.24)$$

ここで、 TOF_{07} はF0-F7間のTOFである。今回の実験では ^{81}Nb 、 ^{85}Tc はいずれも検出されなかった為、粒子が1個以下になるという条件のもとで、

$$1 > N_{\text{calc}} \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{\text{TOF}_{07}}{T_{1/2}}} \quad (4.25)$$

$$T_{1/2} < \frac{\text{TOF}_{07}}{\log_2 N_{\text{calc}}} \quad (4.26)$$

として、式(4.26)で $T_{1/2}$ の上限値を計算した。

F0-F7間のTOFの計算はLISE++[21]を用いて行い、TOFの平均値はそれぞれ ^{81}Nb が439ns、 ^{85}Tc が441nsとなった。

N_{calc} の見積もりは以下のようにして行った。初めに、 ^{81}Nb 、 ^{85}Tc それぞれのIsotone(中性子数一定)の個数を Z を $\pm 2\sigma$ で制限した A/Q のヒストグラムから求め、その対数($\log_2 N_{\text{exp}}$)を計算する。次に $\log_2 N_{\text{exp}}$ を質量数 A の関数として二次関数でフィットし、 $A = 81, 85$ の際の個数を計算した(図4.23参照)。中性子数 N と Z の差が-1となる粒子の個数からも同様にして、 ^{81}Nb 、 ^{85}Tc の個数を計算し、Isotoneから求めた個数との平均値を N_{calc} として採用した。結果、半減期が十分に長い場合にF7に到達していたと考えられる個数は、 ^{81}Nb は2890個、 ^{85}Tc は920個と見積もることができた。

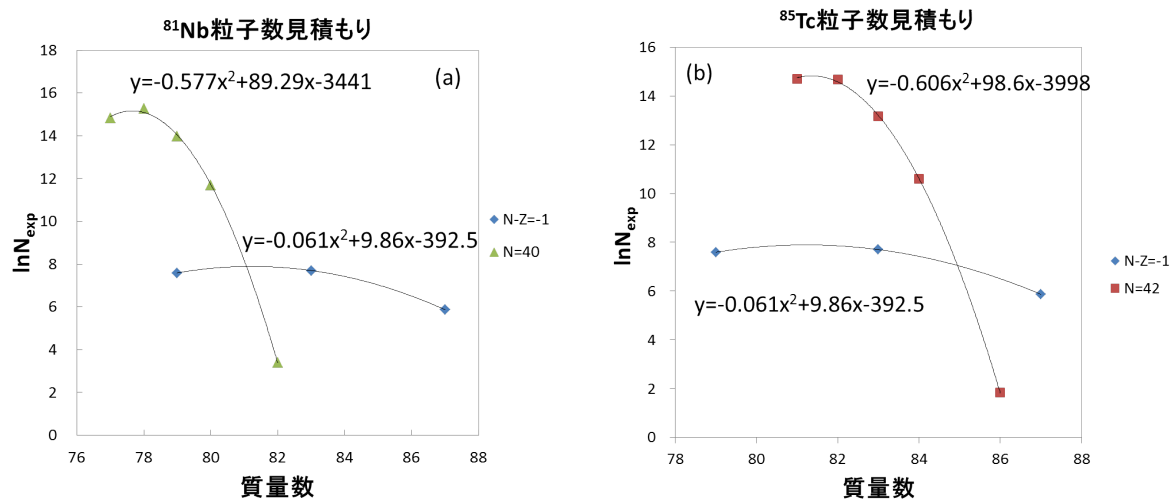


図 4.23 縦軸に F7 で検出された粒子の個数の対数、横軸に質量数をとったプロット図。
(a) は ^{81}Nb の見積もり、(b) は ^{85}Tc の個数の見積もりを行ったもの。

これより、 ^{81}Nb の $T_{1/2}$ の上限値として 38ns、 ^{85}Tc の $T_{1/2}$ の上限値として 45ns を得た。

第 5 章

運動エネルギー測定による荷電状態の識別

本実験の対象である $A/Z = 2.0$ 近傍では、3.3.4 章で述べたように A/Q を用いた荷電状態の異なる粒子の分離が困難となる。この問題を解決する為に、複数枚のシリコン半導体検出器をビームライン上に配置することで粒子の運動エネルギー (T) を測定し、質量数 (A) を求めることで、荷電状態 (Q) を導出することを試みた。以下ではシリコン検出器のエネルギー較正、荷電状態の識別方法、及び解析結果について述べる。

5.1 運動エネルギー解析

今回、運動エネルギー測定用の検出器としてシリコン半導体検出器 11 枚をビームライン上に配置、粒子が停止するまでの各シリコン検出器での Energy deposit の和を運動エネルギーとして採用した。本項では、シリコン検出器でのバックグラウンド除去、エネルギー較正、運動エネルギーの分解能評価について述べる。

5.1.1 シリコン検出器のバックグラウンド除去

今回使用したシリコン検出器の厚さは合計で 11mm になり、検出器内で反応するイベントが無視できない。また、半導体検出器固有の現象として、粒子が半導体の結晶格子の方向と平行に入射した場合にエネルギー損失が小さくなるチャネリングと呼ばれる現象が発生する。これらはいずれも正常なイベントに対してエネルギー損失が小さくなる方向に働く為、4.4.3 章で行ったように、 ΔE - ΔE 相関を用いて除去した。チャネリングイベントは運動エネルギー測定を行う上では本来問題とならないが、5.2.4 章で述べる問題により除去の対象とした。図 5.1 はシリコン検出器の ADC 情報の相関である。横軸に 1 枚目のシリコン検出器での ADC 情報、縦軸に 2 枚目のシリコン検出器での ADC 情報を取っている。(a) は除去前、(b) は除去後である。4.4.3 章の MUSIC の場合と比較すると、エネルギー損失が小さくなる方向に分布が広がっている。これらの相関を 1 枚目から 4 枚目のシリコン検出器で作成し、1 次関数でフィットした。その後、得られた 1 次関数との残差分布をガウス関数でフィットし、ピーク周り $\pm 3\sigma$ を選択することで、バックグラウンドイベントの除去を行った。

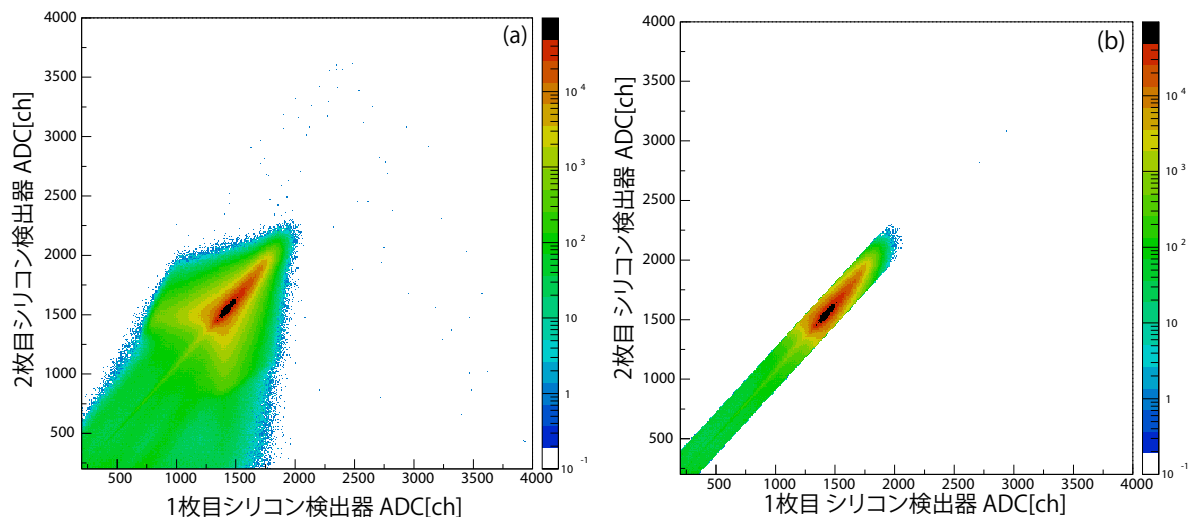


図 5.1 横軸に 1 枚目のシリコン検出器での ADC 情報、縦軸に 2 枚目のシリコン検出器での ADC 情報を取った相関図。(a) はバックグラウンドイベント除去前、(b) は除去後を示している。

5.1.2 CsI(Na) 検出器による軽粒子除去

今回の実験では、1 枚のシリコン検出器で落とすエネルギーが数 GeV と大きい為、低ゲインのプリアンプを使用している。この為、シリコン検出器と反応を起こすなどして発生した、陽子やヘリウムのようなエネルギー損失の小さい粒子はシリコン検出器では測定することができない。シリコン検出器で反応したイベントを除去する為に、最下流に配置した CsI(Na) 検出器を使用した。目的の領域の粒子はシリコン検出器中で止まる為、CsI(Na) 検出器で検出されたイベントは全てバックグラウンドイベントとして除去した。

5.1.3 シリコン検出器のエネルギー較正

シリコン検出器のエネルギー較正は粒子が通過する領域と停止する領域の 2 つの領域に分けて行った。

粒子がシリコン検出器を通過する領域のエネルギー較正は、F7 の MUSIC と同じく粒子と粒子の運動量を選んだ上で、ADC で見た分布の中央値と計算コード ATIMA で計算したエネルギー損失の相関を複数の異なる二次粒子で取り、直線であると仮定し 1 次関数でフィッティングすることで行った。粒子は 1st stage の解析で得られた Z と A/Q を選択、運動量は F5-F7 間の運動量分散を $\pm 0.05\%$ の幅で選択した。本実験において、粒子が通過する領域は 1 枚目から 3 枚目のシリコン検出器である。

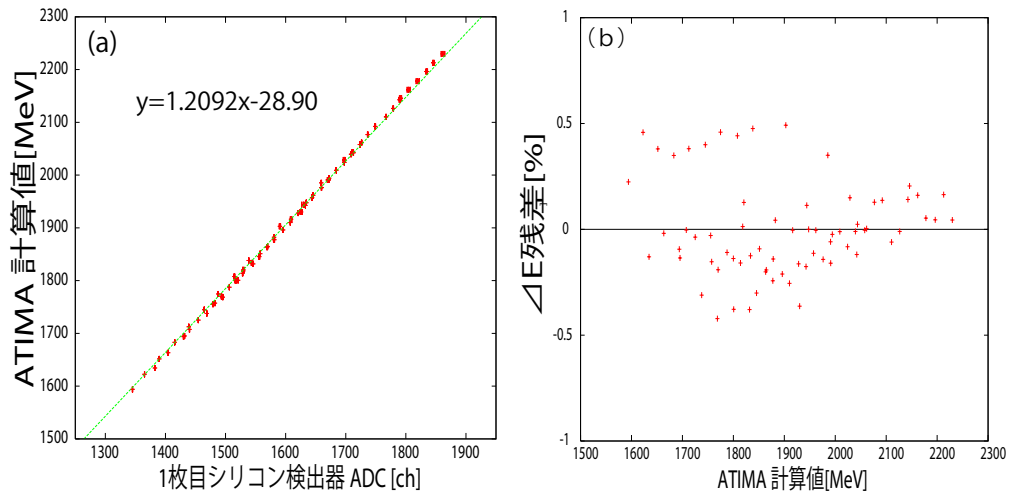


図 5.2 左図:縦軸に ATIMA の計算値、横軸に ADC の情報を取った相関図。右図:縦軸に ATIMA の計算値とエネルギー較正を行った後のエネルギー情報の残差、横軸に ATIMA の計算値を取った残差分布。いずれも 1 枚目のシリコン検出器での相関図。

粒子が停止する直前は ATIMA の計算精度が悪くなる為、個々のシリコン検出器のエネルギー較正を行うことが難しい。そこで今回、そのような領域を含む場合のエネルギー較正の方法として、Global calibration という方法を用いた。これは各シリコン検出器における ADC の情報と Energy deposit は 1 次関数の対応をもつと仮定して、粒子の停止する領域にあるシリコン検出器の情報全てを使用して、 $B\rho$ から求めた運動エネルギーと等しくなるように較正値を決める方法である。本実験には、4 枚目から 6 枚目のシリコン検出器にかけて粒子が停止しており、この 3 枚のシリコン検出器に対して Global calibration を行った。

較正には運動量分散を選んだ 26 核種を使用した (表 5.1 参照)。

二次粒子	運動量分散 δ [%]
^{87}Tc	-1.5,0.0,0.5
^{86}Tc	0.0,0.5,1.0
^{86}Mo	0.0,0.5,1.0
^{85}Mo	0.5,1.0,1.5
^{84}Mo	1.0,1.5
^{85}Nb	0.5,1.0
^{84}Nb	0.0,0.5,1.0,1.5
^{83}Nb	0.5,1.0,1.5
^{82}Nb	1.5,2.0,2.5
^{84}Zr	0.5,1.0
^{83}Zr	0.5,1.0,1.5
^{82}Zr	1.0
^{81}Zr	1.0,2.0,2.5
^{80}Zr	1.5,2.0,2.5
^{82}Y	1.0,1.5
^{81}Y	1.0,1.5
^{80}Y	1.0,2.0,2.5
^{79}Y	1.5,2.0,2.5
^{81}Sr	1.5
^{80}Sr	2.0,2.5
^{79}Sr	2.0,2.5
^{78}Sr	1.5,2.0,2.5
^{79}Rb	2.0
^{78}Rb	2.5
^{77}Rb	2.0,2.5
^{76}Rb	2.5

表 5.1 運動エネルギー較正に使用した粒子一覧

運動エネルギーの較正值と磁気剛性から求めた運動エネルギー T との相関図、および計算値と較正值の残差分布を図 5.3 に示す。この較正によって、ほぼ全ての較正值を計算値の $\pm 1\%$ の範囲内に収めることができた。表 5.2 に実際に求めた各シリコン検出器の較正值を示す。

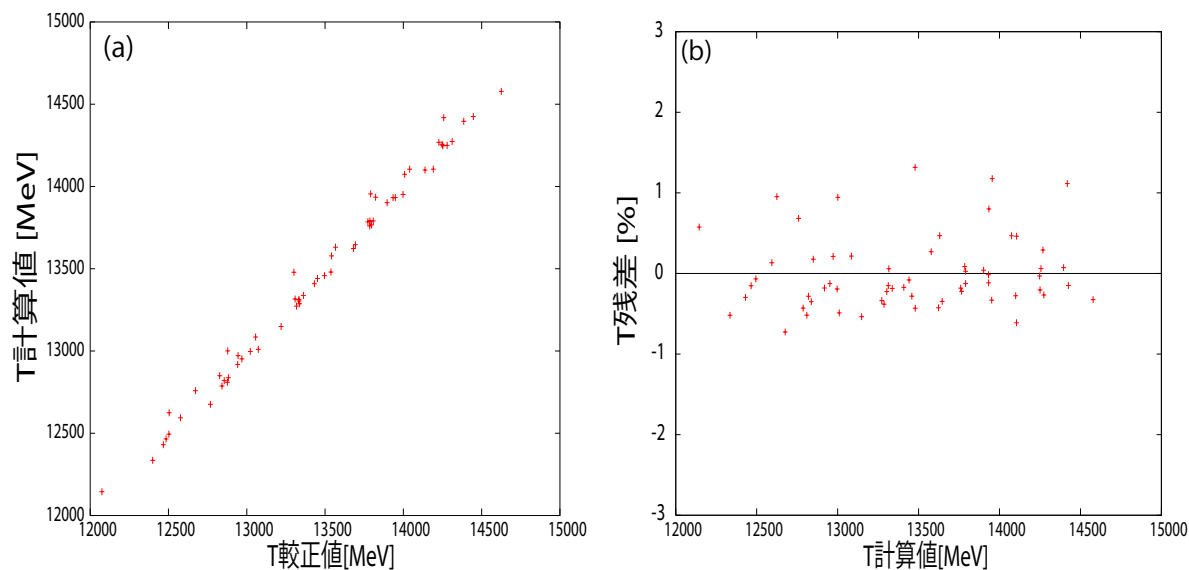


図 5.3 (a):縦軸に磁気剛性から計算した運動エネルギー T 、横軸に Global calibration を行った後の T の値を取った相関図。(b):縦軸に磁気剛性から求めた T と Global calibration を行った後の T の残差、横軸に磁気剛性から計算した T を取った残差分布。ほぼ全てのイベントが $\pm 1\%$ に収まっている。

シリコン検出器	傾き [MeV/ch]	切片 [MeV]
1 枚目	1.2092	-28.90
2 枚目	1.0477	10.53
3 枚目	1.5851	-7.60
4 枚目	1.8505	-119.19
5 枚目	2.0083	-241.57
6 枚目	1.5414	-241.57

表 5.2 エネルギー較正によって得られた各シリコン検出器の較正值一覧。

5.1.4 運動エネルギーの分解能評価

次に運動エネルギーの分解能評価を行った。評価方法は粒子と粒子の運動量を選び、分布をガウス分布と仮定してフィットすることで得られた σ を分解能として採用した。運動量は粒子毎に、F5-F7 間の運動量分散の分布のピークを $\pm 0.05\%$ の幅で選択した。結果、相対分解能 (σ/T) として最も良い場合で $0.304(5)\%$ (^{85}Nb)、最も悪い場合で $0.615(13)\%$ (^{83}Nb)、平均で $0.482(81)\%$ を得た。今回、5.2.4 章で述べる原因によりが低エネルギー側にテールを引いている為、本来の分解能はこれよりも良いと考えられる。以下に実際の運動エネルギーのヒストグラムを示す。

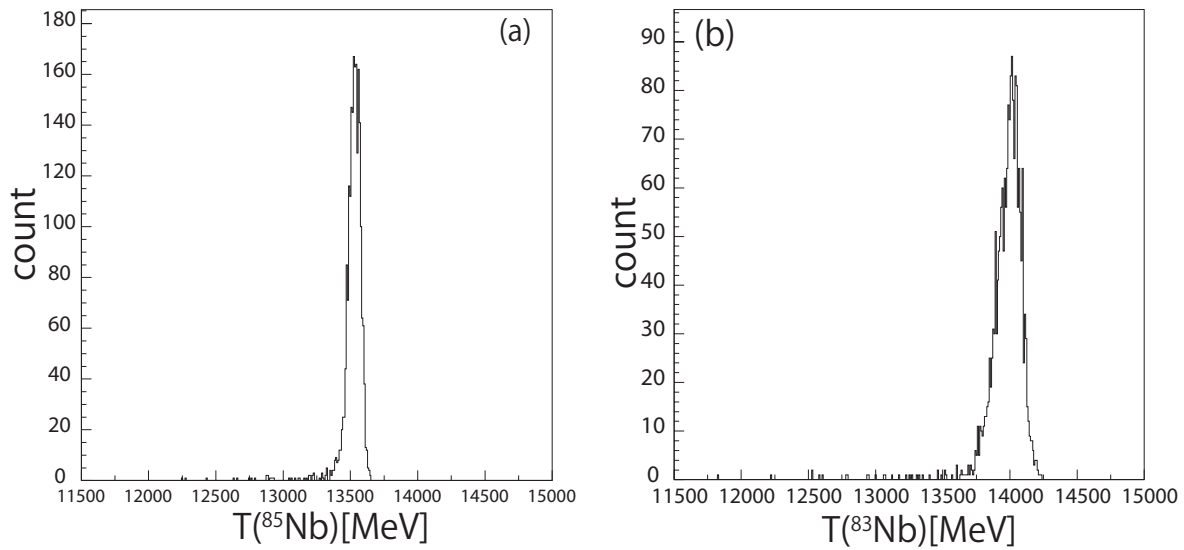


図 5.4 (a):最もよい場合 (^{85}Nb) の運動エネルギーのヒストグラム。(b):最も悪い場合 (^{83}Nb) の運動エネルギーのヒストグラム。

5.2 荷電状態の識別

粒子の荷電状態の分離は質量数 A の導出、荷電状態 Q の導出、原子番号と荷電状態の差 $Z-Q$ の 3 種類の量を導出することで行った。以下では、 A 、 Q 、 $Z-Q$ の導出方法及び、分解能の評価について述べる。

5.2.1 質量数 A

粒子の質量数 A はローレンツ因子 γ 、運動エネルギー T 、原子質量単位 m_u 、光速 c を用いて、以下のように計算することができる。

$$A = \frac{T}{m_u c^2 (\gamma - 1)} \quad (5.1)$$

ここで、ローレンツ因子を計算する際に使用する β は ΔE 検出器に入射する直前の値が必要となる為、今回、F7-F12 間の TOF を使用して導出を行った。

A の分解能評価はガウス分布を仮定し、複数のガウス関数の和でフィットして求めた σ で行なった。結果として最も良い場合で $\sigma = 0.40(^{80}\text{Y})$ 、最も悪い場合で $\sigma = 0.61(^{84}\text{Nb})$ 、平均して $\sigma = 0.49$ を得た。これにより、 A が 2 異なるイベントを $5 - 3.3\sigma$ 分離できることがわかった。

図 5.5 は、解析によって得られた A のうち、 $A/Q = 2.025$ 近傍のイベントのみを選んだヒストグラムである。ピーク毎に理論値からのずれや分解能にばらつきが見受けられる。これらの原因については 5.2.4 章で述べる。

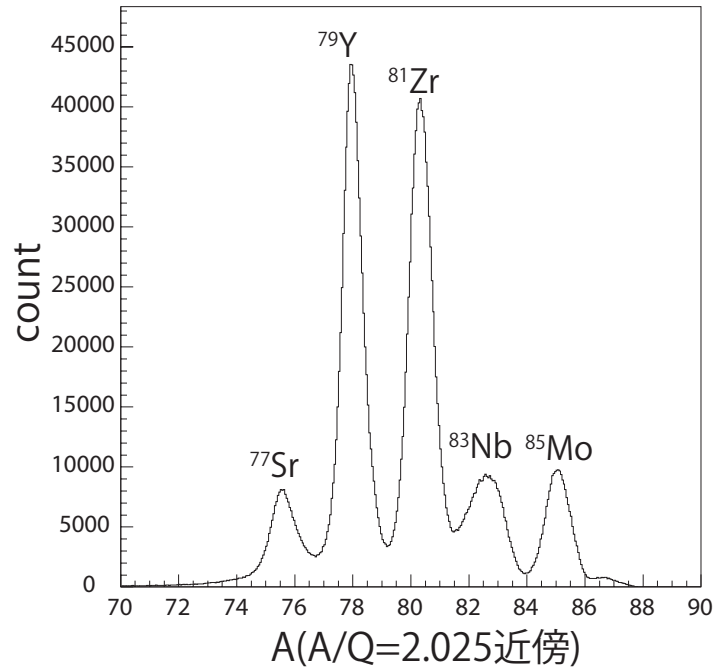


図 5.5 $A/Q=2.025$ 近傍を選んだ場合の A のヒストグラム。

5.2.2 荷電状態 Q

荷電状態 Q は質量数 A を $B\rho$ と TOF から求めた A/Q で割ることで導出できる。

$$Q = \frac{A}{A/Q} \quad (5.2)$$

ここで、 A/Q の導出と A の導出に使用している測定量はそれぞれ独立なものである。

Q の分解能評価は A と同じく、ガウス関数を仮定したフィットより求めた σ を用いて行った。最も良い場合で $\sigma = 0.19$ 最も悪い場合で $\sigma = 0.30$ 平均で $\sigma = 0.25$ を得た。これは荷電状態が 1 異なるイベントを $5.2 - 3.3\sigma$ で分離可能であることを示している。

図 5.6 は、解析によって得られた Q のうち、 A と同じく $A/Q = 2.025$ 近傍を選んだヒストグラムである。 A と同様に、ピーク毎に理論値からのずれや分解能にばらつきがあることがわかる。

次に、直前に似たセットアップで運動エネルギー測定を行った、 ^{238}U を 1 次ビームとして使用した中性子過剰核領域での新同位体探索実験 [22] における荷電状態の異なる粒子の分離状況との比較を行う。この実験では、 ^{155}Ce についてガウス関数の標準偏差として $\sigma = 0.3$ 、 ^{152}Ce については $\sigma = 0.36$ が得られており、約 3.4σ での分離が行うことができていた。この結果と比較すると、今回の実験では Q の分解能として平均で $\sigma = 0.25$ が得られた為、約 1.3 倍ほど分解能が向上している。

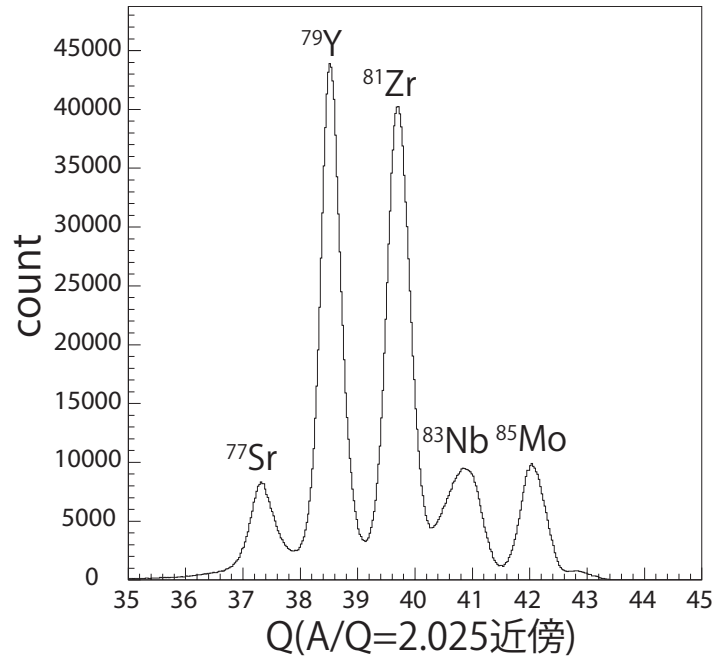


図 5.6 $A/Q = 2.025$ 近傍を選んだ場合の Q のヒストグラム。

5.2.3 $Z-Q$ プロット

荷電状態の異なる粒子の除去を行う際には $Z-Q$ を使用する。これは MUSIC でのエネルギー損失と F5-F7 間の β から導出した Z とシリコン検出器で測定した運動エネルギーから導出した Q の差を取った量である。荷電状態が異なるイベントは電子が 1 個付く毎に $Z-Q$ の値が 1 ずつずれていく。これにより、 $Z-Q = 0$ 周辺のイベントを選ぶことで fully-strip のイベントのみを選ぶことができる。

図 5.7 は縦軸に MUSIC のエネルギー損失から計算した Z 、横軸に $Z-Q$ を取った相関図である。(a),(b),(c) はそれぞれ中性子数 N が 43,42,41 の Isotone を選んだ場合の図である。 $Z-Q$ が大きい方向に全体的にテールを引いているが、これは A 、 Q で見えていた中心値のずれや分解能のばらつきと同じ原因により発生している。このテールの起源については 5.2.4 章で述べる。

荷電状態計算コード Global[23] では、今回の実験における hydroge-like な粒子の生成率が fully-strip な粒子の生成率と比較して 10 万分の 1 以下であると見積もられていた。図 5.7 においても、テール成分は存在するが、 $Z-Q = 0$ 付近の fully-strip な粒子と比較して hydrogen-like な粒子は極めて少ないことが確認できた。

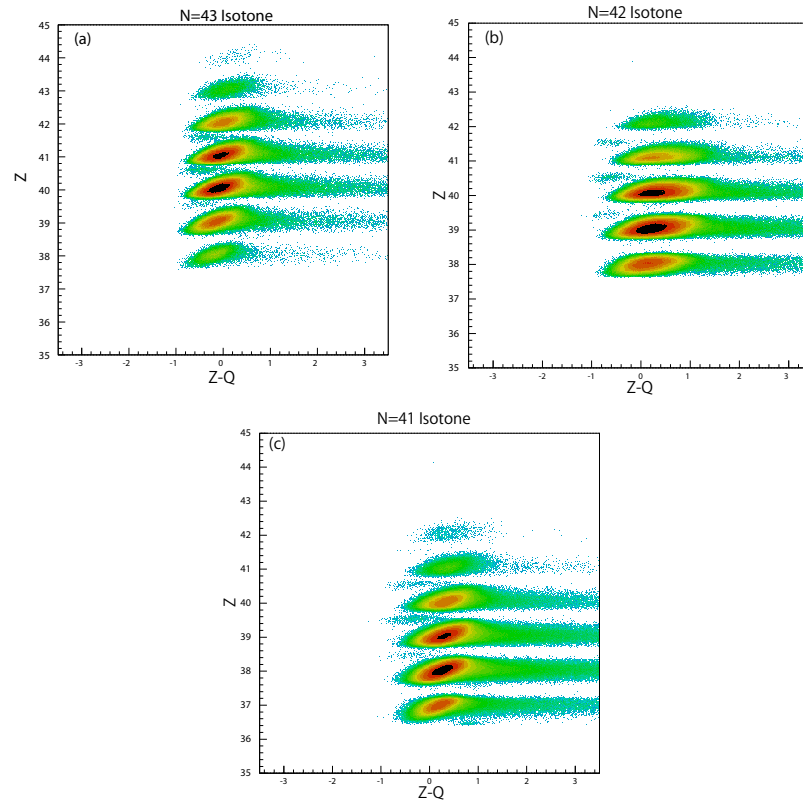


図 5.7 縦軸に Z 、横軸に $Z-Q$ を取った相関図。

$Z-Q$ の分解能の評価は、粒子を選んだ際の $Z-Q$ のヒストグラムをガウス関数でフィットした際の σ で行った。図 5.8 は縦軸に $Z-Q$ の分解能、横軸に Z をとり、Isotone 毎の $Z-Q$ の分解能をプロットした図である。最も良いもので、 $\sigma = 0.185$ (^{78}Rb) 最も悪いもので、 $\sigma = 0.314$ (^{83}Nb) 平均して $\sigma = 0.236$ を得た。これは荷電状態が 1 異なる粒子を 4.23σ で分離可能であることを示している。また、 $N = 42$ の Isotone と $N = 43$ の Isotone の一部で分解能が低くなっていることが分かった。

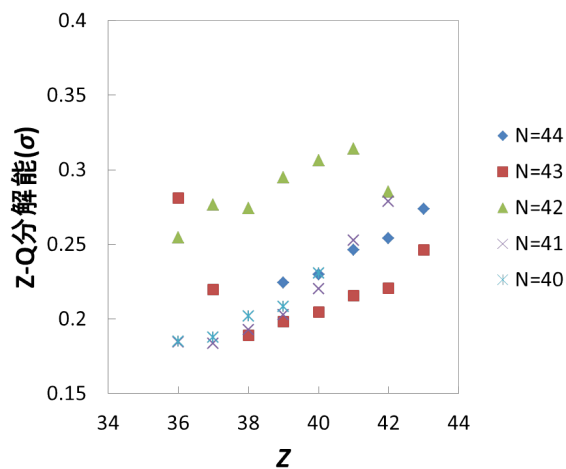


図 5.8 縦軸に $Z-Q$ の分解能、横軸に Z を取った相関図。

5.2.4 荷電状態識別能力の飛程依存性

荷電状態の識別能力の評価を行ったところ、粒子毎に分解能のばらつきや絶対値のずれが見られた。この原因を調査する為に、ATIMA を用いて粒子毎の飛程を計算し、その際の Q の分解能および残差との相関図を作成した (図 5.9)。同一核種であっても運動量毎に飛程が異なる為、F5-F7 間の運動量分散を $\pm 0.05\%$ 制限し、 Q の分解能、残差の導出と飛程の計算を行った。

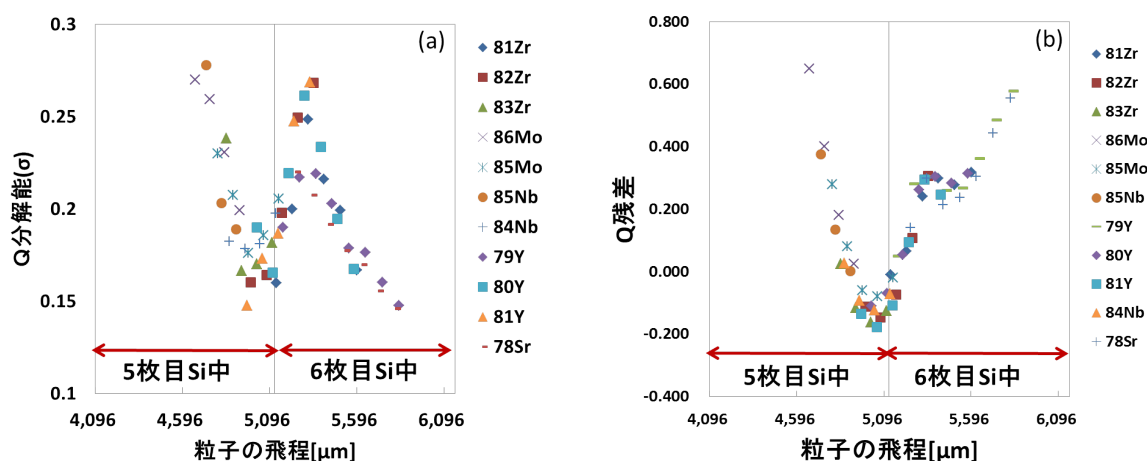


図 5.9 (a):粒子の飛程と Q 分解能 (σ) の相関図。(b):粒子の飛程と Q 残差の相関図

飛程を横軸に取ることで、 Q 分解能、残差が粒子によらずある曲線に乗ることが判明した。結果、粒子の飛程が約 5000μ 付近を極小値として、 Q 分解能の悪化、絶対値のずれが起きていることが確認できた。今回の実験に用いたシリコン検出器の 1 枚目から 5 枚目の厚さの合計が $5124\mu\text{m}$ である。これより、5 枚目から 6 枚目の境界付近で停止する粒子から荷電状態の識別能力が低下していることが分かった。

このような傾向がみられる原因として、シリコン検出器の dead layer の影響が考えられる。図 5.10 はシリコン検出器中での粒子の停止位置と dead layer との位置関係を示した模式図である。メーカーのスペックシートに記載されていた情報によると、dead layer はシリコン検出器の両面に数 μm の厚さで存在している。今回の実験では、シリコン検出器に突入する直前の粒子の運動エネルギーは $1.0\text{-}1.5\text{GeV}$ であり、運動エネルギーの測定が 1% ($100\text{-}150\text{MeV}$) ずれると、 Q の値はおよそ 0.5 ずれる。このため、エネルギー損失のブラッグピークが dead layer に重なってしまった場合 (図 5.10(a),(c))、失われるエネルギーが大きくなり、 Q の計算に大きな影響を与えると考えられる。

また、シリコン検出器ではチャネリングやストラグリングによって、同じ運動エネルギーを持つ粒子であっても、飛程に違いが発生する。飛程が変化した粒子が dead layer の影響を受ける位置に停止すると、運動エネルギーの値が小さく測定される。これらの影響は、今回の実験では運動エネルギーのテールとして現れていると考えられる。

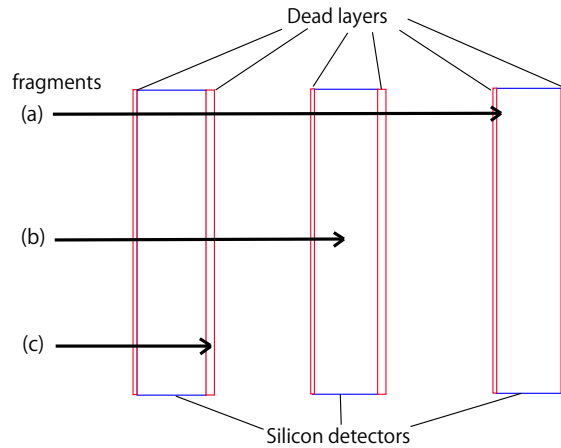


図 5.10 シリコン中での粒子の停止位置と dead layer の模式図

一方で、飛程が $4800\text{-}5100\mu\text{m}$ の粒子の Q 分解能は $\sigma=0.2$ を下回り、最も良いもので $\sigma=0.15(^{81}\text{Y})$ であった。これより、粒子の飛程を選択することで、荷電状態が 1 異なる粒子の 5σ 以上での分離が達成できることが分かった。

これより、今後シリコン検出器を用いて荷電状態の識別を行う際は、シリコン検出器の dead-layer の影響が小さくなるように停止する領域には有感領域の厚いシリコン検出器を使用し、中心付近で停止するように粒子の range を選ぶことや、dead layer の薄いシリコン検出器を使用することで、十分な分解能を持った荷電状態の識別が達成できることが分かった。

5.2.5 $A - 2Q$ plot

質量数 A と荷電状態 Q の差分を取ることで、 A/Q と同等の分離能を持つ粒子識別図を作成することができる (Appendix.3 参照)。この図は A/Q で作成した粒子識別図と異なり、原理的には縦軸、横軸のどちらも digital な値になる為、粒子の同定が容易なプロットになっている。各 $A-2Q$ の値が 1 異なるイベントに対する分離能はおよそ 18σ であり、 A/Q と同等の分離能を持つ。

図 5.11(a) は $Z-Q=0$ を選択した上で、縦軸に MUSIC のエネルギー損失から作成した Z 、横軸に $A-2Q$ を取った粒子識別図である。図 5.11(b)-(e) は Z を選択した $A-2Q$ の一次元ヒストグラムである。 ΔE -TOF- $B\rho$ 法で作成した、 A/Q を用いた粒子識別図で確認することができていた新同位体が、これらの図においても確認することができた。 ^{82}Mo 等の新同位体の数が減少しているが、これは F7-F12 間での輸送効率や、シリコン検出器中で反応・チャネリングなどを起こしたことが原因と考えられる。

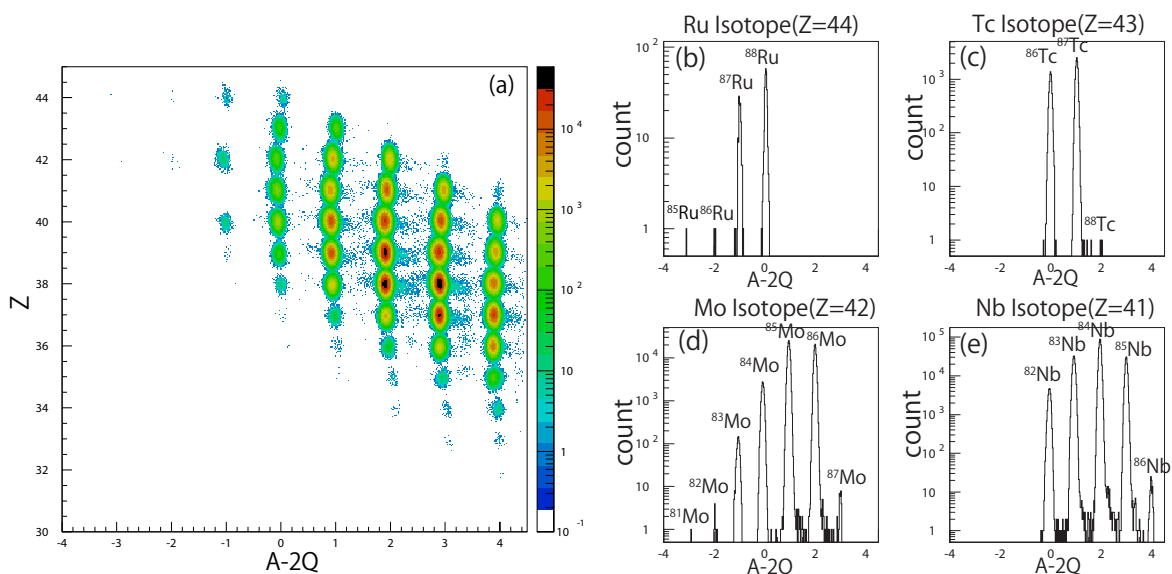


図 5.11 図 (a) 縦軸に Z 、横軸に $A-2Q$ を取った粒子識別図。図 (b)-(e): $Z = 41-44$ を選んだ $A-2Q$ のヒストグラム。

まとめ

^{124}Xe ビームの入射核破碎反応を利用して $A/Z = 2$ 近傍の陽子過剰核領域での新同位体探索実験を行った。 ΔE -TOF- $B\rho$ 法を利用して原子番号 Z 、質量数-電荷比 A/Q を導出することで粒子識別を行った。また、荷電状態の異なる粒子の分離を目指して、運動エネルギーの測定から荷電状態 Q を導出する方法を導入し、以前に行われたウランビームを用いた中性子過剰領域での新同位体探索実験で得られた荷電状態の分離状況との比較を行った。

結果として以下のことが分かった

- 粒子識別について、 Z の分解能として平均で $\sigma = 0.15$ 、 A/Q の相対分解能として平均で 0.053% が得られた。これより、 Z が 1 異なる粒子を約 6.7σ 、質量数 A が 1 異なる同位体を約 18σ で分離することができることが分かった。
- 新同位体として ^{81}Mo 、 ^{82}Mo 、 ^{85}Ru 、 ^{86}Ru の 4 核種を確認した。
- 荷電状態 Q の分解能として、平均で $\sigma = 0.25$ を得た。これにより Q が 1 異なる粒子を 4σ で分離できることが分かった。また、ウランビームを用いた新同位体探索の際と比較して約 1.3 倍ほど分解能が向上した。
- 荷電状態の識別を行うために原子核についての電子の個数 $Z-Q$ を実験的に導出することで、fully-strip な粒子のみを選択することが可能となった。
- $Z-Q$ の分解能として、平均で $\sigma = 0.24$ を得た。これにより Q が 1 異なる粒子を約 4.2σ で分離することができることが分かった。
- 今回のセットアップで粒子の荷電状態の識別を行う場合、粒子の飛程を選択することで、荷電状態が 1 異なる粒子を 5σ 以上で識別できることが分かった。

謝辞

本研究および修士論文の執筆にあたり、多くの方々のお世話になりました。この場を借りて厚く御礼申し上げます。

指導教官である岩佐直仁准教授には、学部生時代から二年半に渡って大変お世話になりました。知識の乏しい私に対して、物理・実験・研究に関する姿勢や知識を一から教えてくださりました。また、学部、修士を通して、学問以外の細かな部分まで気を配っていただいたおかげで、大変実りの多い時を過ごすことができました。心から感謝いたします。

理化学研究所の久保敏幸室長には、研究活動における様々なサポートや助言をいただきました。理化学研究所に赴いて研究活動に参加できるように配慮していただいたおかげで、様々な経験を積むことができました。また、貴重な実験に参加させていただいたことで、今回の論文を書き上げることができました。大変お世話になりました。ありがとうございました。

BigRIPS チームの亀田大輔博士、鈴木宏博士には実験データの取り扱いや修士論文の構成について多くの助言をいただきました。また、理化学研究所へ滞在している間、様々なサポートをしていただきました。お忙しい中、一つ一つの事柄に親身になって対応していただいたおかげで、より充実した研究生活をおくることができました。ありがとうございました。稲辺尚人博士、福田直樹博士、竹田浩之博士には、実験データの解析について様々な意見をいただきました。解析について指摘をしていただいたおかげで効率の良い解析を行うことができました。ありがとうございました。秘書の納谷祐氏には理化学研究所に滞在中の様々な手続きについて大変お世話になりました。ありがとうございました。研究活動を行う中で、BigRIPS チームの方々を始め理化学研究所の方々には大変お世話になりました。皆様のご協力が無ければ、今の私はありませんでした。心より感謝致します。

原子核物理研究室の皆様には研究・日常を通して大変お世話になりました。得られた経験を今後の糧にし、精進していきたいと思えます。ありがとうございました。

最後に、私をここまで育て上げてくれた祖父母に感謝致します。

付録 A

Appendix

A.1 焦点での位置・角度の決定と位置分解能

焦点で4つの位置情報が得られたとする。このとき、中心軌道粒子の軌跡と焦点面が垂直であると仮定する。位置検出器で測定された位置を x_i 、焦点から位置検出器までの距離を z_i ($i=1,2,3,4$) とする。通過した粒子の軌道を直線と仮定すると、最小二乗法を用いて直線の傾き a_0 と切片 x_0 を計算することができる。

$$a_0 = \frac{4 \sum_{i=1}^4 z_i x_i - \sum_{i=1}^4 z_i \sum_{i=1}^4 x_i}{4 \sum_{i=1}^4 z_i^2 - \left(\sum_{i=1}^4 z_i \right)^2} \quad (\text{A.1})$$

$$x_0 = \frac{\sum_{i=1}^4 z_i^2 \sum_{i=1}^4 x_i^2 - \sum_{i=1}^4 z_i x_i \sum_{i=1}^4 z_i}{4 \sum_{i=1}^4 z_i^2 - \left(\sum_{i=1}^4 z_i \right)^2} \quad (\text{A.2})$$

ここで、 a_0 は粒子が焦点を通過した際の角度、 x_0 は位置になる。

このとき得られた粒子の軌跡の式 $X = a_0 Z + x_0$ と実際の測定から得られた位置 X_i との残差を $\Delta X_i = X_i - X(Z_i)$ として不偏分散 s を計算する。

$$s^2 = \frac{1}{\nu} \sum_{i=1}^4 \Delta X_i^2 \quad (\text{A.3})$$

ここで、 ν はフィッティングを行う際の自由度である。今回の場合4つの位置情報について一次関数でフィッティングを行っているため $\nu = 2$ となる。ここで、 χ^2 は標準偏差 σ を用いて以下のように計算できる。

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{i=1}^4 \Delta X_i^2 \quad (\text{A.4})$$

不偏分散で χ^2 を書き直すと、

$$\chi^2 = \frac{2}{\sigma^2} s^2 \quad (\text{A.5})$$

このとき、自由度 2 の χ^2 分布は

$$f(\chi^2; 2) = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right) \quad (\text{A.6})$$

で与えられる。

ここで、トラッキングに参加したイベント数を E として、 χ^2 分布を不偏分散の関数に書き換えると、

$$f(s^2; 2) = \frac{E}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{s^2}{\sigma^2}\right) \quad (\text{A.7})$$

を得る。 σ を各焦点での位置分解能として採用することを考えると、実験から導出した s の分布を、 $f(s^2; 2)$ でフィッティングして σ の値を求めることで各焦点での位置分解能を得ることができる。

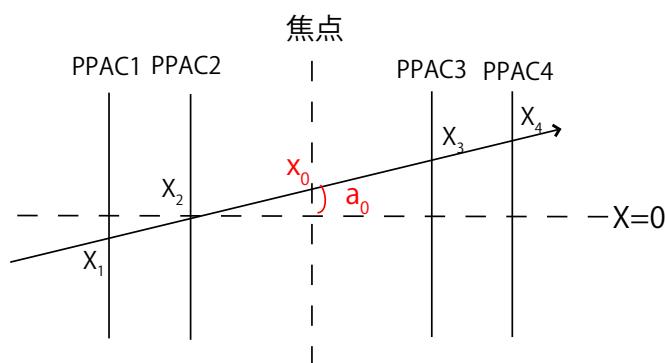


図 A.1 位置測定概念図。

図 A.2 は今回の実験における F3, F5, F7 での位置分解能と原子番号の相関図である。

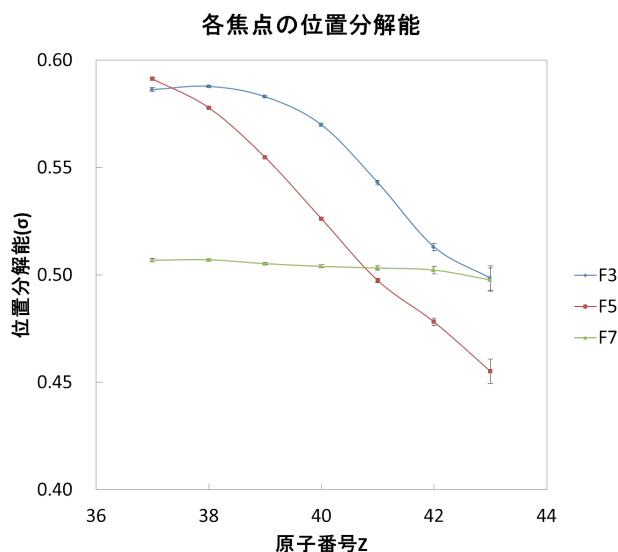


図 A.2 位置分解能と原子番号の相関図

A.2 シリコン検出器の印加電圧とリークカレント一覽

図 A.3 は縦軸にシリコン検出器のリークカレント、横軸に実験データの run 数を取ったプロット図である。run ナンバーが大きいほど、後に測定したデータである。本実験の測定が行われたのは run99-107,116-120 である。(a) は 1 枚目から 3 枚目、(b) は 4 枚目から 8 枚目、(c) は 9 枚目から 11 枚目のシリコン検出器のリークカレントの推移を示している。本実験におけるロード抵抗は $2M\Omega$ である。

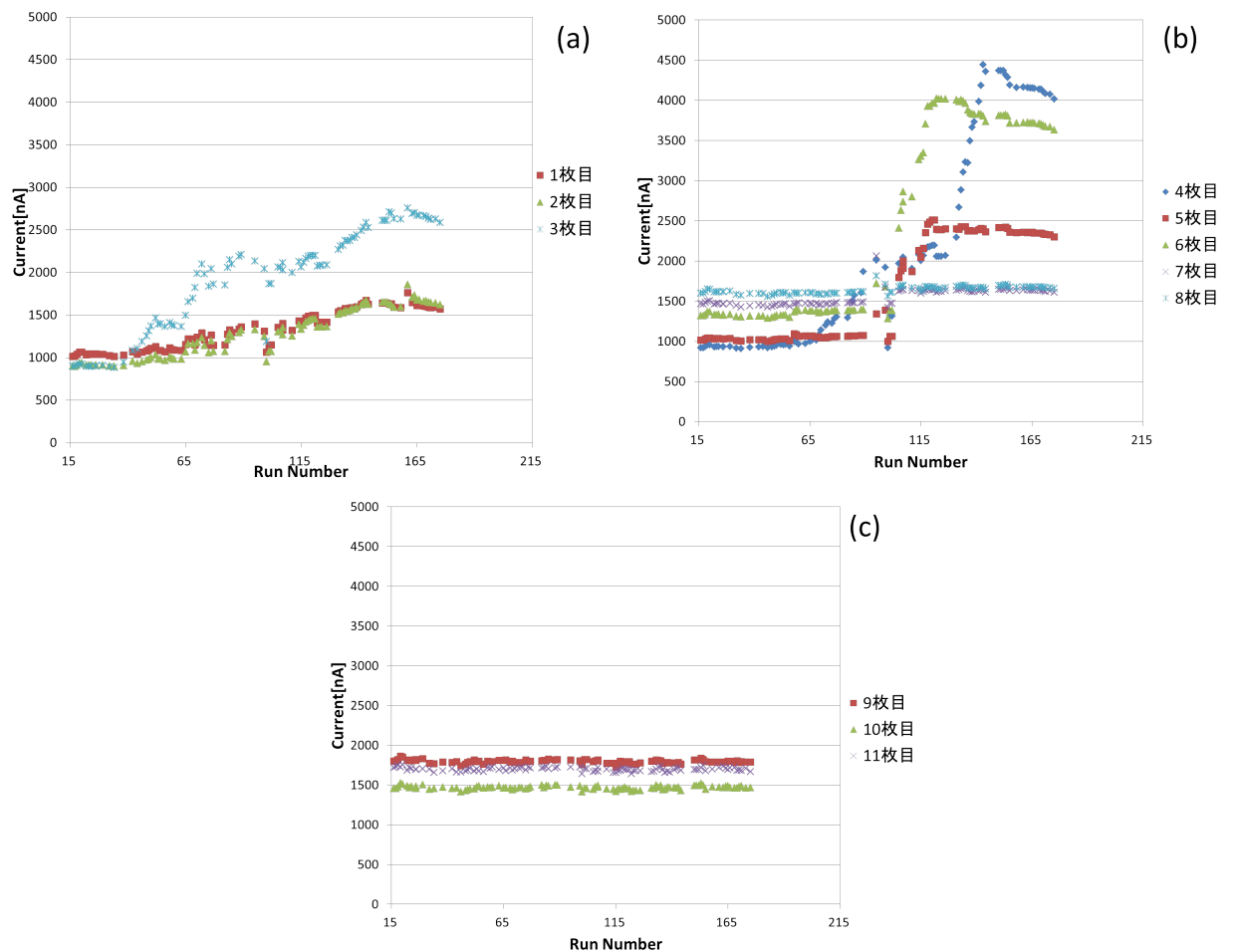


図 A.3 シリコン検出器のリークカレント一覽

図 A.4 は縦軸にシリコン検出器の印可電圧、横軸に実験データの run ナンバーを取ったプロット図である。(a) は 1 枚目から 3 枚目、(b) は 4 枚目から 8 枚目、(c) は 9 枚目から 11 枚目のシリコン検出器の印可電圧の推移を示している。

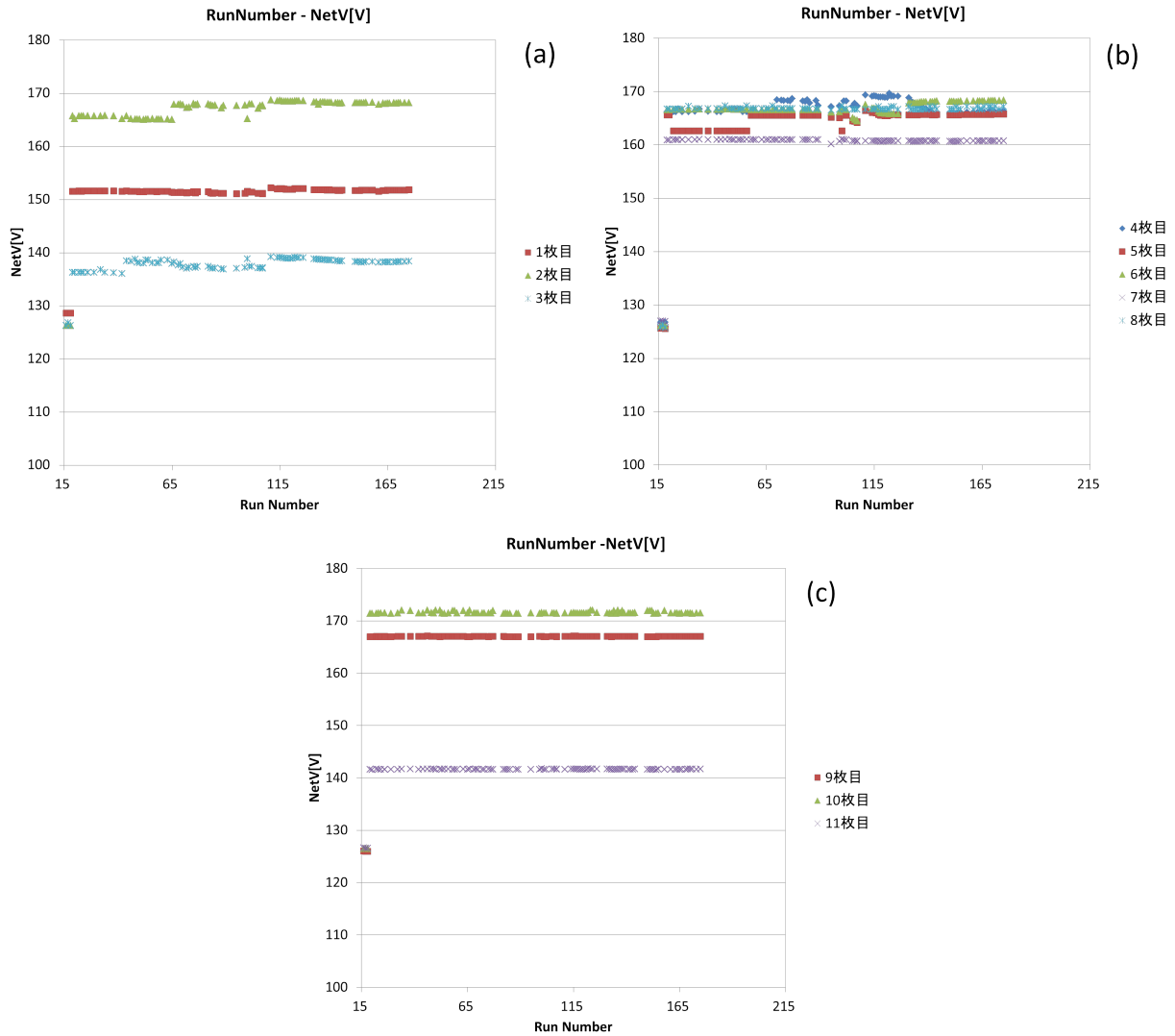


図 A.4 シリコン検出器の印加電圧一覧

A.3 $A - 2Q$ の誤差伝播式

n を任意の実数として、 $A - nQ$ の誤差伝播を考える。質量数 A の分解能を σ_A 、質量数-荷電比 A/Q の分解能を $\sigma_{A/Q}$ とする。今、荷電状態 Q は次のように独立の測定により導出した A/Q と A の比で計算している。

$$Q = \frac{A}{A/Q} \quad (\text{A.8})$$

このとき、 $A - nQ$ は以下のように書き表すことができる。

$$A - nQ = A - n \frac{A}{A/Q} \quad (\text{A.9})$$

これより、 $A - nQ$ の分解能を σ_{A-nQ} とすると、誤差伝播式から次の関係が導かれる。

$$\sigma_{A-nQ} = \sqrt{\left(1 - \frac{n}{A/Q}\right)^2 \sigma_A^2 + \left(n \frac{A}{A/Q}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{A/Q}}{A/Q}\right)^2} \quad (\text{A.10})$$

$A/Q = 2$ として、 $n = 2$ を上式に代入すると、

$$\sigma_{A-2Q} = A \frac{\sigma_{A/Q}}{A/Q} \quad (\text{A.11})$$

となり、 $A - 2Q$ の分解能は A/Q の相対分解能のみに依存していることが分かる。これより、実験の対象となる A/Q に合わせて n を選択することで、 A/Q の分解能のみに依存した $A - nQ$ を計算することができる。

参考文献

- [1] H.Shatz *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3471.
- [2] T. Kubo : Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. B 204 (2003) 97.
- [3] T.Kubo *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. (2012) 03C003
- [4] T. Ohnishi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 77 (2008) 083201
- [5] T. Ohnishi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 79 (2010) 073201
- [6] T. Kubo *et al.*, private communication
- [7] D. Kameda *et al.*, private communication
- [8] J.P. Dufour *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. A 248 (1986) 267-281
- [9] T. Kubo *et al.*, IEEE Trans. Appl. Supercond. 17, 1069 (2007)
- [10] H. Kumagai *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. A 470 (2001) 562.
- [11] H. Kumagai *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. B 317 (2013) 717.
- [12] K. Kimura *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. A 538 (2005) 608
- [13] Y. Sato *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 52 (2014) 016401
- [14] K. Makino and M. Berz, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 558, 346 (2006).
- [15] P.C. Womble *et al.*, Phys. Rev. C 47 2546 (1993).
- [16] <http://www-linux.gsi.de/weick/atima/>
- [17] N. Fukuda *et al.*, private communication
- [18] N. Fukuda *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. B 317 (2013) 323-332
- [19] G.Audi *et al.*, Nuclear Physics A 729 (2003)
- [20] Z.janas *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 295.
- [21] O.B.Tarasov *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. B 266 (2008) 4657-4664
- [22] 千葉鮎子 修士論文 東北大学 (2012)
- [23] C.Scheidenberger *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Res., Sect. B 266 142 (1998) 441