

修士論文

アイソスピン拡散過程を用いた核物質
の対称エネルギー測定のための実験解析



京都大学大学院理学研究科物理学第二教室
原子核ハドロン物理学研究室

中塚 徳継

2014年1月29日

概要

核物質の状態方程式は、中性子星の内部構造を知るうえで重要である。状態方程式のうち、アイソスピン非対称度に依存する項を対称エネルギー項と呼ぶ。対称エネルギー項については、さまざまな実験的、理論的研究が行われているが、いまだ不定性が残っており、さらなる研究が必要である。原子核衝突では、対称エネルギーの効果により、アイソスピン拡散と呼ばれる現象が起こることが知られている。Y.Z. Zhang らは対称エネルギーの効果を取り入れた ImQMD モデルを用いた原子核衝突シミュレーションを行った。その結果、全アイソスピンの異なるいくつかの衝突系を比較すると、入射核破砕片のアイソスピン分布が異なると予想した。Y.Z. Zhang らが計算に使用した Evaporative and Multifragment Decay Theory によると、アイソスピン拡散はビーム原子核と標的原子核のアイソスピン非対称度の差 $\Delta\delta$ に比例して起こる。ここで、ビーム原子核、標的原子核の中性子数をそれぞれ N_b, N_t 、陽子数を Z_b, Z_t 、とすると、 $\Delta\delta$ は次式で定義される。

$$\Delta\delta = \left| \frac{N_b - Z_b}{N_b + Z_b} - \frac{N_t - Z_t}{N_t + Z_t} \right| \quad (1)$$

したがって $\Delta\delta$ が大きい衝突系ほど対称エネルギーを精度良く決定出来ると予想される。アイソスピン拡散は安定核ビームを使った原子核衝突を用いた実験的研究が行われており、その効果は実証されている。本研究では、安定核ビームよりも $\Delta\delta$ の大きな陽子過剰な不安定核ビームと中性子過剰な安定核標的の組み合わせで原子核衝突を起こすことで、対称エネルギーをさらに精度よく測定する実験を計画した。実験は理化学研究所仁科加速器センターの RIBF 施設にある BigRIPS 破砕片分析器と ZeroDegree スペクトロメータ [5] を用いて行った。原子核衝突では、Pre-equilibrium Emission、クーロン力、Sequential Decay などの現象が起こり、アイソスピン拡散の効果と混合する。これらのアイソスピン拡散以外の効果を系統的に調べるため、原子核衝突を $\Delta\delta$ の異なる 2 つのビームと標的の組み合わせで行うことにした。342MeV/u の $^{124}_{54}\text{Xe}52+$ ビームを Be 標的に当てて、核破砕反応を用いて 70MeV/u の $^{107}_{49}\text{In}$ と $^{112}_{50}\text{Sn}$ ビームを生成した。 $^{107}\text{In}(\text{ビーム}) + ^{124}\text{Sn}(\text{標的})$ 、 $^{112}\text{Sn}(\text{ビーム}) + ^{112}\text{Sn}(\text{標的})$ の 2 つの組み合わせで原子核衝突を起こした。アイソスピン分布は、スペクトロメータを用いた入射核破砕片の粒子識別と収量の測定を行うことで決定する。さらに、衝突の中心度を決定するために、標的周辺に荷電粒子の多重度を測る検出器を設置することにした。荷電粒子の多重度検出器として、ワシントン大学の Microball[4] を用いた。入射核破砕片の粒子識別は $B\rho - \Delta E$ -TOF 法を用いて行った。本論文では、入射核破砕片の粒子識別と収量を決定するための解析方法とその暫定的な結果について述べる。ここからさらに粒子識別と収量の系統誤差を評価する必要がある。今後荷電状態と検出効率に対する解析を進めることによって、入射核破砕片の生成断面積を決定することができる見込みである。

目次

第 1 章	序論	11
1.1	核物質の対称エネルギー	11
1.2	原子核衝突の一般論	12
1.3	アイソスピン拡散	13
1.4	実験の目的	16
1.5	実験の設計	17
第 2 章	実験	19
2.1	RIBF 施設	19
2.2	イオン光学の一般論	20
2.2.1	磁気硬度	21
2.2.2	荷電状態とその特性	21
2.2.3	輸送行列	22
2.3	BigRIPS を用いた入射核破砕片分析の原理	24
2.3.1	$B\rho$ - ΔE 分析によるアイソトープビームの生成	24
2.3.2	飛行時間法を用いたアイソトープビームの粒子識別	25
2.4	アイソスピン拡散測定のための原子核衝突	26
2.4.1	2 次標的での核破砕反応とその入射核破砕片の粒子識別	26
2.5	本実験の測定量と用いた検出器	27
2.5.1	荷電粒子の多重度検出器 Microball	27
2.5.2	ZeroDegree 磁気スペクトロメータの検出器群	28
2.5.3	ZeroDegree 磁気スペクトロメータのセットアップ	32
2.5.4	データ取得のための磁気硬度アクセプタンスの設定	33
2.5.5	F8 焦点面のセットアップ	35
2.5.6	2 次標的	36
2.6	2 次ビームのプロファイル	37
2.7	データ収集系とトリガー	39
2.7.1	データ取得時の 2 次ビームレート	40
第 3 章	解析	43
3.1	検出器の較正	44
3.1.1	飛行時間 TOF 検出用プラスチックシンチレータの TDC 情報の時間較正	44
3.1.2	飛行時間 TOF の較正	47
3.1.3	入射核破砕片の粒子識別の較正	48

3.1.4	Microball の TDC 情報の校正と動作の確認	50
3.1.5	BigRIPS 破砕片分析器における粒子識別プロットの確認	59
3.1.6	ZeroDegree における粒子識別プロットの確認	60
3.1.7	粒子識別プロットを用いて荷電状態が分離できるかどうかの確認	60
3.1.8	荷電状態 Q の分岐比の測定	63
3.2	測定量の確認	65
3.2.1	物理データセットに対する ZeroDegree での粒子識別の確認	65
3.2.2	飛行時間 TOF3-8 スペクトルによるビームの粒子識別	66
3.2.3	飛行時間 TOF3-8 スペクトルと ZeroDegree における粒子識別との相関	69
3.2.4	荷電粒子の多重度分布と ZeroDegree における粒子識別プロットの相関	72
3.3	入射核破砕片の粒子識別と生成量の決定	73
3.3.1	生成量の決定方針	73
3.3.2	2 次ビーム量 F の決定	74
3.3.3	ZeroDegree の検出効率 ε_{ZDS} の決定	75
3.3.4	Microball の検出効率補正 $\varepsilon_{\text{uBall}}$ の決定	76
3.3.5	ZeroDegree のアクセプタンス α_{ZDS} の決定	80
第 4 章	結果	81
4.1	入射核破砕片の粒子識別 $A_F(N, Z)$ の確定	81
4.2	入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度分布と生成断面積の決定	83
4.2.1	入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度分布の確認	84
4.2.2	入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の生成断面積の確認	88
4.3	Microball による衝突の荷電粒子多重度の測定の結果	91
第 5 章	考察	95
5.1	誤差伝搬の法則を用いた粒子識別能の評価	95
5.1.1	飛行時間 TOF8-11 の安定性の確認	97
5.2	荷電状態 Q の磁気硬度 $B\rho$ と分岐比の測定	98
5.2.1	経験式に基づく荷電状態分岐比の計算と測定結果との比較	98
5.2.2	ZeroDegree における荷電状態を含むアクセプタンスの評価	100
5.2.3	入射核破砕片がフルストリップかどうかの確認	104
第 6 章	結論と今後の展望	107
6.1	検出器の性能の大まかな評価	107
6.2	今後の解析の方針	108
6.2.1	現在までの解析で判明した問題点	108
6.2.2	今後の解析方針	110
参考文献		115
付録		116

目次

1.1	原子核衝突の Participant-Spectator 描像の概念図	12
1.2	アイソスピン拡散の概念図	13
1.3	アイソスケーリングパラメータとその線形性	15
1.4	現在までに得られた対称エネルギーに対する実験からの制限	16
2.1	本実験で用いた RIBF 施設の主要なビームライン	20
2.2	サイクロトロンのカスケード運用の概念図	20
2.3	イオン光学で用いる光学要素の定義。	22
2.4	本実験で用いた ZeroDegree 磁気スペクトロメータの粒子軌跡プロット	24
2.5	BigRIPS における $B\rho\text{-}\Delta E$ 分析の概念図	25
2.6	2 次ビームの飛行時間 TOF3-8 スペクトル	27
2.7	鉛直方向から見た Microball のクリスタル配置図	28
2.8	PPAC の模式図。	29
2.9	1 つの焦点面における PPAC の配置図	30
2.10	F3 プラスチックシンチレータの発光量低下の様子	31
2.11	イオンチェンバーの図面	32
2.12	ZeroDegree の設定。	33
2.13	$^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$ データ取得のための磁気硬度アクセプタンス設定	34
2.14	$^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ データ取得のための磁気硬度アクセプタンス設定	35
2.15	ビーム上流から見た F8 焦点面のセットアップ	36
2.16	実験で使用した標的	37
2.17	2 次ビームの標的平面内の X-Y プロファイル	38
2.18	^{107}In ビームのプロファイル	38
2.19	^{112}Sn ビームのプロファイル	39
2.20	トリガー回路図	40
2.21	データ収集系の概念図	40
3.1	Time Calibrator で求めた V1290 モジュールの TDC チャンネルと時間の相関	44
3.2	CAEN V1290 TDC モジュールの動作概念図	45
3.3	F3 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレータ較正後の時間スペクトル	45
3.4	F8 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレータの較正後の時間スペクトル	46
3.5	F11 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレータの較正後の時間スペクトル	46
3.6	TOF オフセット T_0 較正に用いた $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ の $T_{cal}^{11} - T_{cal}^8$ スペクトル	47
3.7	実験室系散乱角 $\theta = 20^\circ \pm 7^\circ$ をカバーする Microball の結晶 1 つの時間スペクトル	51

3.8	実験室系散乱角 $\theta = 20^\circ \pm 7^\circ$ をカバーする Microball の結晶 1 つの時間および QDC スペクトル	52
3.9	Pulse Shape Discrimination 法の原理	53
3.10	実験室系散乱角 $\theta = 20^\circ \pm 7^\circ$ をカバーする Microball の結晶 1 つの QDC Energy と QDCTail の相関	54
3.11	ビームの偏りと Microball の CsI(Tl) 結晶の配置	55
3.12	ring2 の円周 ϕ 方向の計数分布。実験室系の散乱角 $21^\circ \pm 7^\circ$ をカバーする。	56
3.13	ring3 の円周 ϕ 方向の計数分布。実験室系の散乱角 $36^\circ \pm 8^\circ$ をカバーする。	56
3.14	ring4 の円周 ϕ 方向の計数分布。実験室系の散乱角 $52^\circ \pm 8^\circ$ をカバーする。	57
3.15	ring5 の円周 ϕ 方向の計数分布。実験室系の散乱角 $70^\circ \pm 10^\circ$ をカバーする。	57
3.16	ring7 の円周 ϕ 方向の計数分布。実験室系の散乱角 $111.5^\circ \pm 11.5^\circ$ をカバーする。	58
3.17	ring8 の円周 ϕ 方向の計数分布。実験室系の散乱角 $135^\circ \pm 12^\circ$ をカバーする。	58
3.18	リングごとの TDC から求めた計数分布を 1 つにまとめてプロットした図	59
3.19	BigRIPS での粒子識別プロット	60
3.20	BigRIPS で $^{86}\text{Zr}^{40+}$ のイベントを選択した場合の ZeroDegree における粒子識別プロット	61
3.21	BigRIPS で $^{86}\text{Zr}^{40+}$ 以外のイベントを選択した場合の ZeroDegree における粒子識別プロット	62
3.22	ZeroDegree における粒子識別プロット	63
3.23	荷電状態の磁気硬度と分岐比の測定のセットアップ	64
3.24	荷電状態 Q の磁気硬度と分岐比の測定結果	64
3.25	物理データセットでの ZeroDegree の粒子識別プロット	66
3.26	2 次ビームの飛行時間 TOF3-8 スペクトル	67
3.27	$^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$ 物理データの TOF3-8 スペクトル	68
3.28	$^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 物理データの TOF3-8 スペクトル	68
3.29	$^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$ 物理データについて、TOF3-8 スペクトルで異なるイベントを選択した場合の ZeroDegree での粒子識別の比較	70
3.30	$^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 物理データについて、TOF3-8 スペクトルで異なるイベントを選択した場合の ZeroDegree での粒子識別の比較	71
3.31	荷電粒子の多重度と入射核破砕片の陽子数 Z の相関	73
3.32	4 つのデータセットから求めた Zerodegree の検出効率 ε_{ZDS}	76
3.33	Microball トリガー系の回路図	77
3.34	^{107}In ビーム + ^{124}Sn 標的の組み合わせでの荷電粒子の多重度分布	78
3.35	^{112}Sn ビーム + ^{112}Sn 標的の組み合わせでの荷電粒子の多重度分布	78
3.36	PHITS を用いたシミュレーションによる、 ^{107}In ビーム + ^{124}Sn 標的衝突から生じる反跳陽子の角度分布	80
4.1	$^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定での粒子識別プロット	82
4.2	$^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定での粒子識別プロット	83
4.3	入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度 $B\rho$ の分布が ZeroDegree のアクセプタンスに入るかどうかの概念図	84
4.4	$^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の ^{40}Zr のアイソトープの磁気硬度分布 .	85
4.5	$^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の ^{40}Zr のアイソトープの磁気硬度分布 .	86

4.6	$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の $_{40}\text{Zr}$ のアイソトープの磁気硬度分布 . . .	87
4.7	$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の $_{40}\text{Zr}$ のアイソトープの磁気硬度分布 . . .	88
4.8	$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の $_{40}\text{Zr}$ のアイソトープの計数分布	89
4.9	$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の $_{40}\text{Zr}$ のアイソトープの計数分布 . . .	90
4.10	$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定から得たすべてのアイソトープの計数分布。黒線は、陽子数が同じアイソトープを結んだ線である。	90
4.11	$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定から得たすべてのアイソトープの計数分布。黒線は、陽子数が同じアイソトープを結んだ線である。	91
4.12	$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の荷電粒子の多重度分布	92
4.13	$^{112}\text{In}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の荷電粒子の多重度分布	92
4.14	$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の荷電粒子の多重度分布と $^{112}\text{In}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の荷電粒子の多重度分布の形状の違い	93
5.1	実験データから評価した陽子数 $Z = 40$ のアイソトープの A/Q 分解能	96
5.2	TOF3-8 分解能の安定性の確認	97
5.3	$^{86}\text{Zr}^{40+}$ を用いた荷電状態の磁気硬度と分岐比の測定結果	98
5.4	$^{86}\text{Zr}^{40+}$ の ^{112}Sn 標的通過後の荷電状態の磁気硬度と分岐比の計算結果	99
5.5	$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ データ取得設定における荷電状態の磁気硬度アクセプタンス	101
5.6	$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ データ取得設定における荷電状態の磁気硬度アクセプタンス	102
5.7	$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ データ取得設定における荷電状態の磁気硬度アクセプタンスの計算結果 . . .	103
5.8	$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ データ取得設定における荷電状態の磁気硬度アクセプタンスの計算結果 . . .	104
5.9	$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータから求めた入射核破砕片の核子あたり運動量	105
5.10	$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータから求めた入射核破砕片の核子あたり運動量	106
6.1	2 次ビームの標的平面内の X-Y プロファイル	108
6.2	$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の荷電粒子の多重度分布と $^{112}\text{In}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の荷電粒子の多重度分布の形状の違い	109

表目次

2.1	ビームの仕様	26
2.2	ビーム生成のための BigRIPS ビームラインのセットアップ	27
2.3	Microball の角度アクセプタンス	28
2.4	ZeroDegree スペクトロメーターの Large Acceptance Achromatic モードの仕様	33
2.5	ZeroDegree におけるデータ取得のための磁気硬度設定	34
2.6	標的の仕様	37
2.7	各データ設定での焦点面における典型的なヒットレート	41
3.1	解析で用いるデータセットの一覧	43
5.1	2 次標的通過後の磁気硬度の測定結果	99
5.2	2 次標的通過後の磁気硬度の経験式に基づく計算結果	99
6.1	ビームの仕様	109

第 1 章

序論

1.1 核物質の対称エネルギー

核物質の状態方程式は、核物質のマクロな性質であるエネルギー、温度、密度、アイソスピン非対称度を結びつける基本的な関係式である。状態方程式は、核物質を記述するもっとも基本的な式であり、核物質で起こる現象を理解するために重要である。状態方程式の決定は核物理の大きな目標の 1 つである。温度が 0 付近の状態方程式を密度 ρ とアイソスピン非対称度 δ の関数として展開する。状態方程式は次式によって記述される [1]。クーロン力の効果は取り除いてある。

$$E/A = E(\rho, \delta = 0) + E_{sym}(\rho)\delta^2 + O(\delta^4) \quad (1.1)$$

ここで、密度 ρ は中性子の密度を ρ_n 、陽子の密度を ρ_p として、 $\rho = \rho_n + \rho_p$ で定義される。アイソスピン非対称度 δ は中性子数 N 、陽子数 Z として、次式で定義される。

$$\delta = \frac{N - Z}{N + Z} \quad (1.2)$$

状態方程式は密度、アイソスピン非対称度の関数である。状態方程式を密度とアイソスピンの関数として理解することで、高密度、中性子過剰な核物質でできているとされる中性子星の半径と質量の関係式を決定することにつながる。他にも、中性子過剰な環境が実現しているとされる超新星爆発とそれに続く中性子星の冷却、宇宙における元素合成などを理解するうえで、状態方程式の理解は不可欠である。1.1 式で記述される状態方程式に δ に関する奇数次の項が含まれないのは、陽子と中性子の交換に対する対称性であるアイソスピン鏡像対称性がよく成り立つからである。対称エネルギー項と呼ばれる 2 項目はアイソスピン非対称度に依存した項であり、非対称度の高い中性子過剰核、あるいは陽子過剰核の物理を理解するのに重要であると考えられている。対称エネルギー項の係数 E_{sym} を対称エネルギーと呼ぶ。鉛の中心付近の核密度 0.16fm^{-3} を標準核密度 $\rho = \rho_0$ という。対称エネルギー E_{sym} を密度の関数として $\rho = \rho_0$ の周りでテーラー展開すると次式が得られる。

$$E_{sym} = E_0 + \frac{L}{3\rho_0}(\rho - \rho_0) + \frac{K_{sym}}{18\rho_0^2}(\rho - \rho_0)^2 + \cdots \quad (1.3)$$

$\rho = \rho_0$ 付近では $E_{sym} \simeq E_0$ であり、 $E_0 > 0$ であることが知られている。そのため、系の中性子密度と陽子密度に差があると、(1.1) 式から、系のエネルギーは大きくなる。これは、核力が陽子-陽子、中性子-中性子の間よりも陽子-中性子の間でより強い引力が働くことに由来している。安定核付近、すなわち密度が $\rho = \rho_0$ 近傍での対称エネルギーは、次に示した 1935 年に発表された Bethe-Weizsäcker の原子核の質量公式に含まれている。

$$B(A, Z) = a_v A + a_s A^{\frac{2}{3}} - a_{sym} \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} - a_c Z^2 A^{\frac{1}{3}} + \delta(A, Z) \quad (1.4)$$

Bethe-Weizsäcker の質量公式の第 3 項は対称エネルギー項と呼ばれ、アイソスピン非対称度 $\delta \simeq 0$ で密度 $\rho \simeq \rho_0$ の対称エネルギー E_0 に対応する。 a_{sym} の値はおおよそ 23MeV であることが知られている。密度 ρ とアイソスピン非対称度 δ を上げていった時の対称エネルギーの振る舞いについてはよく分かっていないが、近年 $\rho - \rho_0$ の 1 次の係数である L の研究が核力による中間エネルギーでの弾性散乱などを通じた中性子スキン厚の測定を用いて精力的に行われている [8]。しかし、 L はあくまで E_{sym} の 1 次の展開係数であり、 E_{sym} 全体を理解するにはほかの手法と組み合わせることが必要である。本研究では原子核衝突を用いた実験から、低密度 $\rho < \rho_0$ の領域での E_{sym} 全体を精密に測定することを目標としている。

1.2 原子核衝突の一般論

原子核衝突の特徴を Participant-Spectator 描像を用いて説明する。この描像では、原子核衝突系のうち、反応に寄与する核子を Participant、反応に寄与しない核子を Spectator と呼び、反応の過程でそれぞれが独立に反応するとする。Participant-Spectator 描像は、核子のフェルミ運動 (原子核内の核子の運動) のエネルギー ($40\text{MeV}/c^2$) を超えるエネルギーでの原子核衝突をよく記述する。原子核衝突において、衝突係数の小さな原子核衝突を中心衝突: Central Collision、大きな原子核衝突を周辺衝突: Peripheral Collision と呼ぶ。中心衝突では、原子核衝突時の原子核どうしの重なりが大きく、周辺衝突では小さい。原子核衝突の Participant-Spectator 描像では、この重なりを Neck Region と呼ぶ。この重なり部分の核子が、反応に寄与する Spectator である。原子核衝突の Participant-Spectator 描像の概念図を図 1.1 に示した。原子核衝突から生じる粒子は 3 つに分類される。1 つは、ビーム原子核とほぼ同じ速度 $\vec{\beta}'$ を持ってビーム原子核と同じ向きに飛ぶ入射核破碎片 (Spectator) である。速度 $\vec{\beta}'$ はビーム原子核の速度 $\vec{\beta}$ に核子のフェルミ運動のエネルギー v_F を加えた程度の値になることが知られている。核破砕反応では入射核破碎片はビームから Neck Region がはがれた残りの部分と記述される。もう一つがビーム原子核と異なる角度に散乱される残留核 (Participant) である。核破砕反応では残留核は Neck Region が温度、アイソスピンなどのすべての物理量で平衡状態に近づいた後、分解して生じるものと記述される。残りの 1 つが、標的核破碎片 (Spectator) である。核破砕反応では標的核破碎片は標的原子核から Neck Region がはがれた残りの部分と記述される。標的核破碎片はビーム + 静止標的型の実験の場合には標的に静止したままとどまるので、放射線検出器では検出できない。

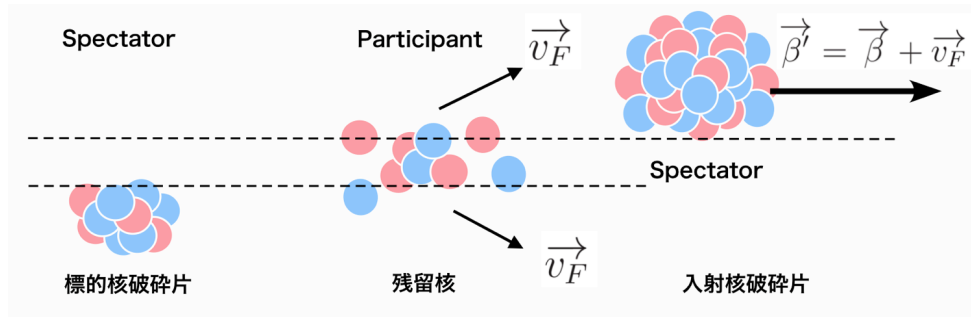


図 1.1 原子核衝突の Participant-Spectator 描像の概念図

衝突係数は実験から直接測定することはできないが、中心衝突では残留核の数が多くかつ入射核破碎片の質量数 A が小さく、周辺衝突では残留核の数が少なく入射核破碎片の質量数 A が大きい。このことを使っ

て、入射核破砕片の質量数 Z と残留核の数の相関を調べることで、衝突係数を推定することができる。実際には質量数 A を測定することは難しいので、質量数 A と相関がある陽子数 Z を用いる。この推定された衝突係数を衝突の中心度と呼ぶ。衝突の中心度が高いイベントは中心衝突、低いイベントは周辺衝突である。衝突の中心度は原子核衝突の重要な性質であり、原子核衝突の測定量は衝突の中心度に依存した量として測定する必要がある。

1.3 アイソスピン拡散

本研究では、原子核衝突で起こるアイソスピン拡散過程を用いて、対称エネルギーを精度よく測定することを計画した。アイソスピン拡散とは、原子核衝突の過程で Neck Region を通じた核子の輸送が起こることで、反応の始状態と終状態とで原子核のアイソスピンが変わる効果のことである。アイソスピン拡散の効果は、対称エネルギーが大きいほど大きく、対称エネルギーが小さい場合には小さい。図 1.2 に示したのが、アイソスピン拡散の概念図である。赤で示したのがアイソスピン非対称度 δ の小さな原子核、青で示したのがアイソスピン非対称度 δ の大きな原子核の始状態である (a)。アイソスピン拡散過程では、周辺衝突で生じた Neck Region を通じて核子の輸送が起こり、アイソスピンの平衡状態に近づく (b)。図 1.2 にピンクと紫で示したのが、アイソスピン拡散が進んだ終状態である (c)。実際には衝突の時間に対して、アイソスピン拡散にかかる時間が長いために、アイソスピン平衡に十分達する前に入射核破砕片が放出される。一方、Neck Region から生成される残留核は放出されるまでに時間がかかるために、アイソスピン平衡により近づいた後に放出される。そのため、残留核はアイソスピン拡散にもっとも感度が高い。

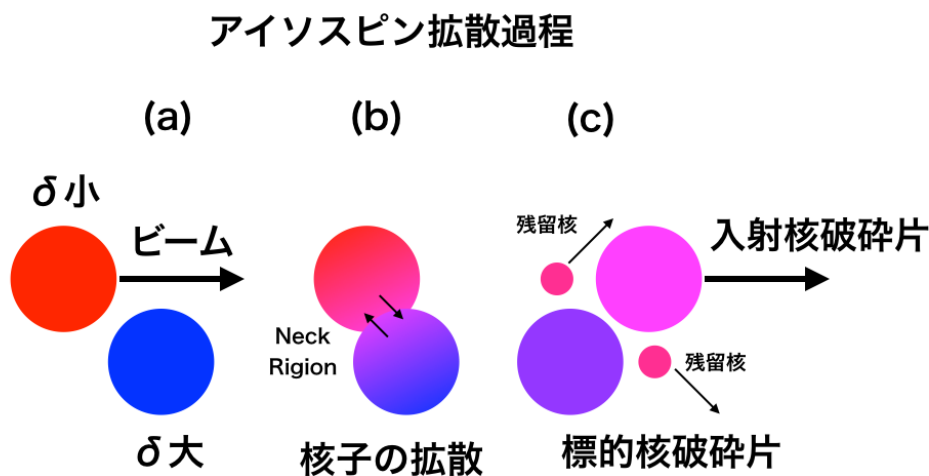


図 1.2 アイソスピン拡散の概念図

アイソスピン拡散は安定核ビームを使った原子核衝突を用いた実験的研究がミシガン州立大学/米国立超伝導リングサイクロトロン研究所 (MSU(Michigan State University)/NSCL(National Superconducting Ring Cycrotron Laboratory)) のグループによって行われており [3]、その効果は実証されている。原子核衝突の過程では、Pre-equilibrium Emission、クーロン力、Sequential Decay などの効果が同時に起こり、アイソスピン拡散の効果と混合する。これらの効果を打ち消すために、同じ陽子数 Z の原子核に対して 2 つのアイソスピン対称な衝突系 $A+A$ 、 $B+B$ と、アイソスピン非対称な系 $A+B$ を用意する。ある観測量 X を、 $X = a\delta + b$ のように、 δ に比例する観測量とする。衝突系 $A+B$ に対して、アイソスピン輸送比を

X の関数として次式で定義する。

$$R_{A+B}(X) = 2 \frac{X_{A+B} - (X_{A+A} + X_{B+B})/2}{X_{A+A} - X_{B+B}} \quad (1.5)$$

このアイソスピン輸送比は δ に比例する量となる。アイソスピン拡散以外の観測量 X に対する効果は、どの衝突系でも起こるが、アイソスピン拡散の観測量 X に対する効果はアイソスピン非対称な系である $A+B$ でしか起こらない。このアイソスピン輸送比を使うことで、アイソスピン非対称度 δ 以外の効果を差し引きし、アイソスピン拡散の情報のみを取り出すことができる。このアイソスピン輸送比を理論計算と比較することで、対称エネルギーを決定することができる。ただし、どのような観測量 X を用いるかは、データを見て検討する必要がある。先行実験は MSU/NSCL にて安定核ビームを用いて行われており、70 MeV/u のビーム + 標的の組み合わせで、 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$, $^{118}\text{Sn}+^{118}\text{Sn}$, $^{124}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, $^{124}\text{Sn}+^{118}\text{Sn}$, $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$, $^{118}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ のデータが存在する。70MeV/u という核破碎反応が起こる下限に近いエネルギーを選んだのはアイソスピン拡散が起こるためにはなるべく長い反応時間が必要だからである。MSU/NSCL で行われた先行実験では、 $^{124}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}(A+B)$ 、 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}(B+B)$ 、 $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}(A+A)$ の組み合わせを用い、 X としてアイソスケーリングパラメータと呼ばれる量を用いた。ある衝突系 1 とある衝突系 2 に対して、アイソスケーリングパラメータ α_{12}, β_{12} は、 $Y_n(N, Z)$ をある衝突系 n から生成した残留核 (N, Z) の生成量として、次式で定義される。

$$R_{1+2}(N, Z) = \frac{Y_2(N, Z)}{Y_1(N, Z)} = C \exp(\alpha_{12}N + \beta_{12}Z) \quad (1.6)$$

アイソスケーリングパラメータの δ に対する線形性は理論的に予想され、先行実験によって確かめられた [6] [7]。先行実験では、 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ および $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ での周辺衝突から生成した残留核を用いてアイソスケーリングパラメータを求めている。残留核を用いたのはアイソスピン拡散にもっとも感度が高いと考えられるからである。先行実験において陽子数 $3 \leq Z \leq 8$ の生成量から求められたアイソスケーリングパラメータを図 1.3 の左に示した。縦軸に生成比 $R_{1+2}(N, Z)$ を、横軸に質量数 $A(= N + Z)$ をとり、線で結ばれているのが同じ陽子数のアイソトープである。生成比をとる際には周辺衝突であることを保証するために、衝突係数 $b > 0.8b_{max}$ とラピディティ $y > 0.7y_{beam}$ で衝突イベントを選択している。この図からは、陽子数 $Z = \text{一定}$ のアイソトープに対して線形であることがわかる。図 1.3 の左側に示したのがこれらの生成比から求めたアイソスピン輸送比である。 α である。横軸にアイソスピン非対称度 δ 、縦軸にアイソスケーリングパラメータ α をとり、 $^{124}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}(A+B)$ 、 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}(B+B)$ 、 $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}(A+A)$ 、 $^{112}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}(B+A)$ の 4 点を示した。

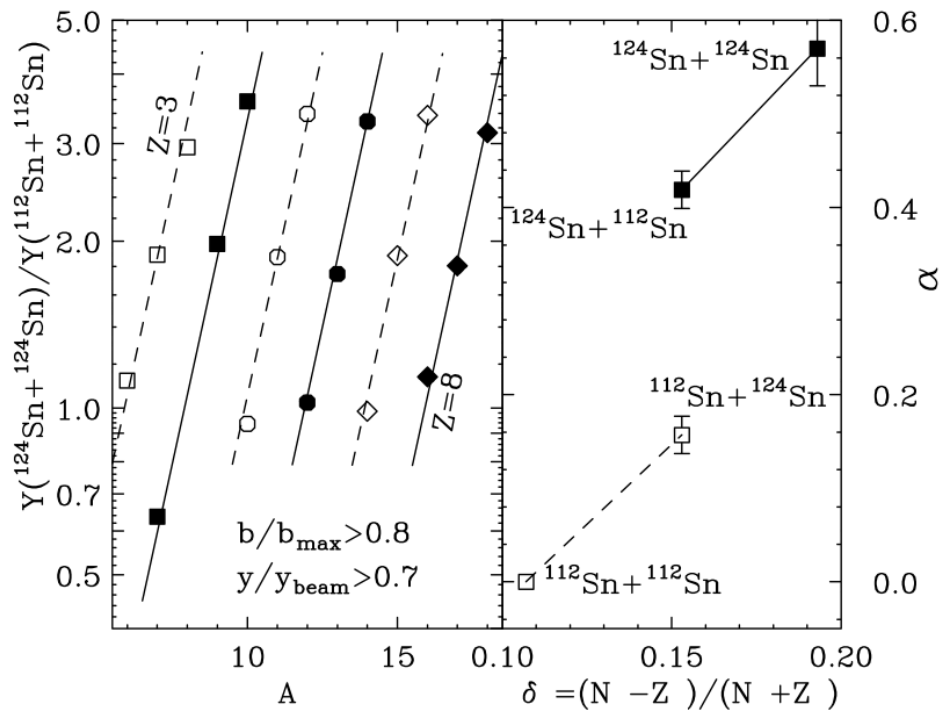


図 1.3 アイソスケールリングパラメータとその線形性

現在までに得られた対称エネルギーに対する実験からの制限を図 1.4 に示した。青斜線で示した領域が原子核衝突におけるアイソスピン拡散を用いた先行研究によって得られた対称エネルギーの制限である。赤点に GDR(Giant Monopole Resonance) で示してあるのが、 ^{208}Pb の巨大双極子共鳴の測定から得られた対称エネルギーの測定値である。

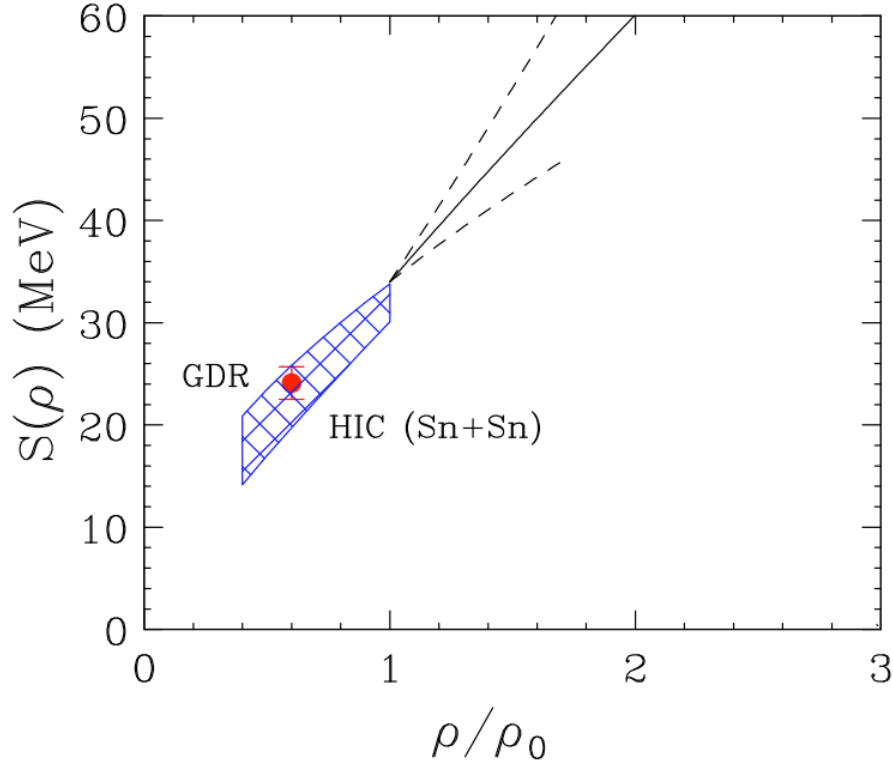


図 1.4 現在までに得られた対称エネルギーに対する実験からの制限

1.4 実験の目的

原子核衝突から生じる原子核のうち、質量数 A の大きい残留核の大半はビームとほぼ同じ $\vec{\beta}$ を持つ超前方に散乱されるため、検出器のアクセプタンスに入る割合が少ないために検出効率が低く実験の難易度が高い。しかし入射核破砕片を測定することは、不安定核ビームを生成するビームラインを用いれば比較的容易である。そのため、もし入射核破砕片のみを測定することで求めることができれば、実験の効率を上げることができる。最近行われた理論計算から、残留核から計算したアイソスケーリングパラメータと、入射核破砕片から計算したアイソスケーリングパラメータの間には相関があるという予想が得られた。この予想を基に、MSU/NSCL で得られた実験データを用いて、残留核から求めたアイソスピン輸送比と入射核破砕片から求めたアイソスピン輸送比の間の相関を調べる解析が MSU/NSCL で進行中である。残留核から求めたアイソスピン輸送比と入射核破砕片から求めたアイソスピン輸送比の間の相関が十分確実なものであれば、入射核破砕片から求めたアイソスピン輸送比のみを用いて、対称エネルギーを求めることができる。本研究では、この理論予想を基に、入射核破砕片から対称エネルギーを決定することを最終目的とした。本研究では、この先行実験よりもさらに対称エネルギーに感度を上げた測定を行い、図 1.4 に示した現在までに得られた対称エネルギーに対する実験からの制限よりもさらに制限領域を狭めることを目指している。

1.5 実験の設計

理論計算によると、アイソスピン拡散はビーム原子核と標的原子核のアイソスピン非対称度の差 $\Delta\delta$ に比例して起こる。すなわち、 C を比例定数として、アイソスピン輸送比 R は、

$$R = C\Delta\delta \quad (1.7)$$

で表される。ここで、ビーム原子核、標的原子核の中性子数をそれぞれ N_b, N_t 、陽子数を Z_b, Z_t 、とすると $\Delta\delta$ は次式で定義される。

$$\Delta\delta = \left| \frac{N_b - Z_b}{N_b + Z_b} - \frac{N_t - Z_t}{N_t + Z_t} \right| \quad (1.8)$$

したがって $\Delta\delta$ が大きい衝突系ほど対称エネルギーを精度良く決定出来ると予想される。本研究では安定核ビームよりも $\Delta\delta$ を大きくすることができる不安定核ビームと安定核標的の組み合わせで原子核衝突を起こし、アイソスピン拡散の効果を測定する実験を計画した。具体的には陽子過剰な不安定核ビーム (A) と中性子過剰な安定核標的 (B) の組み合わせで原子核衝突を起こし、そこから生じる入射核破碎片と衝突の多重度を測定する実験を行う。残留核の測定は実験的難易度が高かったため、本実験では理論計算に基づいて、入射核破碎片のみを測定することにした。陽子過剰な不安定核ビームと中性子過剰な安定核標的の組み合わせには、 $^{108}\text{Sn}(\text{ビーム}) + ^{124}\text{Sn}(\text{標的})$ (これは A+B に対応する)、 $^{112}\text{Sn}(\text{ビーム}) + ^{112}\text{Sn}(\text{標的})$ (これは A+A に対応する) の 2 つの組み合わせを用いることにした。ビームのエネルギーは 70MeV/u を用いることにした。B+B に対応する $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ のデータは MSU/NSCL のデータを用いることにした。A+A として $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ を用いるのは、不安定核どうしの衝突実験はできないために、不安定核に近い組み合わせのデータを外挿するためである。実験は理化学研究所仁科加速器センターの RIBF 施設 (Radio Isotope Beam Factory) にある BigRIPS 破碎片分析器と ZeroDegree 磁気スペクトロメータ [5] を用いて行う。RIBF 施設については、次の第 2 章で詳しく説明する。入射核破碎片の測定は ZeroDegree スペクトロメータを用いて行い、衝突の荷電粒子多重度は Microball と呼ばれる検出器を用いて測定することにした。Microball はワシントン大学セントルイス (Washington University at St.Louis) で開発された CsI(Tl) アレイである [4]。アイソスピン輸送比を求めるために用いる観測量 X にはアイソスケーリングパラメータ α, β を用いることにした。そのために、これらの検出器を用いて、以下の量を測定することにした。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{スペクトロメータを用いた入射核破碎片の (中性子数 } N, \text{ 陽子数 } Z) \\ \text{スペクトロメータを用いた入射核破碎片 (中性子数 } N, \text{ 陽子数 } Z) \text{ ごとの運動量分布} \\ \text{スペクトロメータを用いた入射核破碎片 (中性子数 } N, \text{ 陽子数 } Z) \text{ ごとの生成断面積} \\ \text{Microball による衝突の荷電粒子多重度の測定} \end{array} \right. \quad (1.9)$$

第 2 章

実験

実験は、理化学研究所仁科加速器センター RIBF 施設で行った。RIBF 施設とは Radio Isotope Beam Factory、すなわち不安定核ビーム生成工場の意味である。以下では、まず核破砕反応を用いた不安定核ビームの生成法について説明し、その後本実験で用いたセットアップの説明を行う。

2.1 RIBF 施設

本実験で用いた RIBF 施設の主要なビームラインを図 2.1 に示した。RIBF 施設では、ECR イオン源で生成した入射粒子をリニアックと 4 つのサイクロトロンのカスケード運用で 345MeV/u まで加速し、1 次ビームを生成する。1 次ビームは不安定核ビームのもととなるビームであり、1 次ビームが起こした入射核破砕反応から不安定核ビームを生成する。図 2.2 に示したのが、サイクロトロンのカスケード運用の概念図である。サイクロトロンの加速性能は K 値であらわされる。 K 値は、 E_u を核子あたりエネルギー [MeV/u]、 A を質量数、 Z を陽子数とすると、

$$K \left(\frac{Z}{A} \right)^2 = E_u \quad (2.1)$$

の関係がある。サイクロトロンのカスケード運用では、まずリニアックで加速された粒子を順次 4 つのサイクロトロンに入射して、段階的にエネルギーを上げていく。サイクロトロンカスケードの最終段に位置するのが SRC と呼ばれる超伝導リングサイクロトロンである。SRC は $K = 2500$ であり $Z/A = 1/2$ の原子核を最大 600MeV/u まで加速することができる。本実験では SRC を最終段とするサイクロトロンカスケードで、345MeV/u の $^{124}_{54}\text{Xe}^{52+}$ を 1 次ビームを生成した。1 次ビームのエネルギーは、 K 値だけではなく、カスケード運用の運用モードで決定されており、 $^{124}_{54}\text{Xe}^{52+}$ の場合にはエネルギーは 345MeV/u で固定されている。SRC で加速された 1 次ビームを Be 標的 (生成標的あるいは 1 次標的と呼ぶ) に照射して、入射核破砕反応を起こして不安定核ビーム (2 次ビーム) を生成する。入射核破砕反応では、多種類の原子核が生成するため、その中から利用したい原子核を選別する必要がある。その役割を果たすのが入射核破砕片分析器である BigRIPS である。BigRIPS で必要な原子核のみに選別された 2 次ビームを物理実験のための標的 (2 次標的) に照射し、2 次標的で反応を起こした入射核破砕片を ZeroDegree と呼ばれる磁気スペクトロメータを用いて分析する。

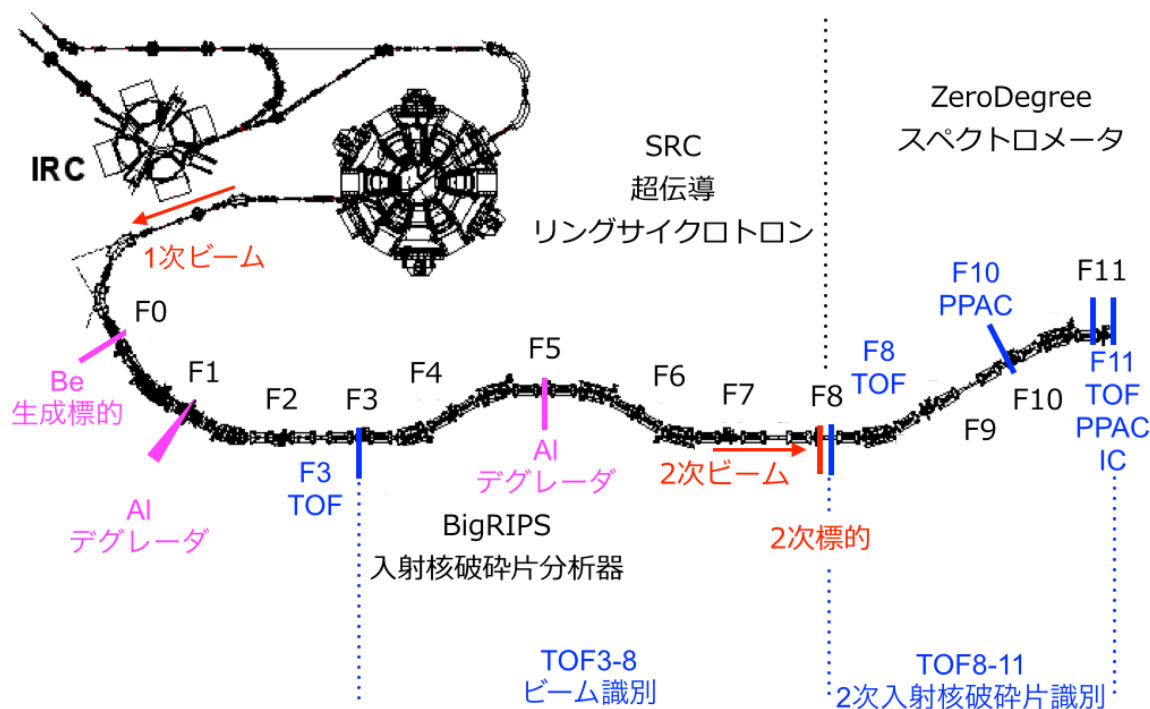


図 2.1 本実験で用いた RIBF 施設の主要なビームライン

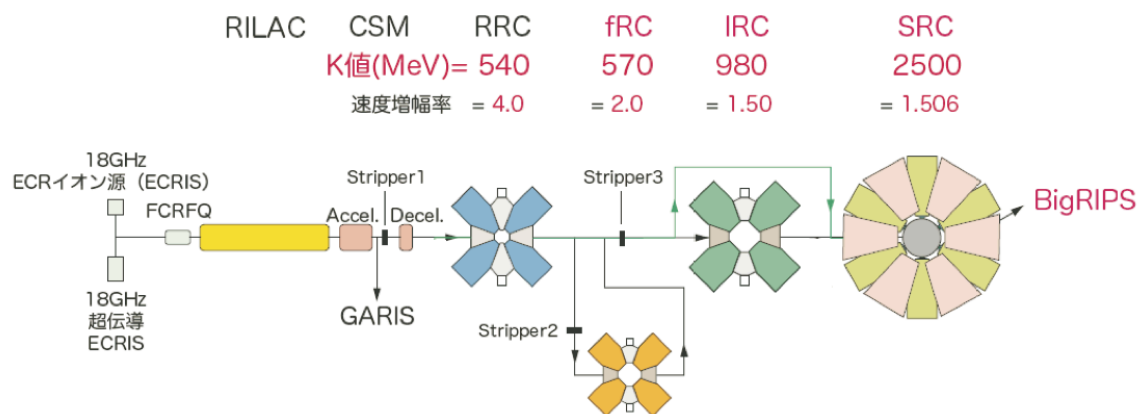


図 2.2 サイクロトロンのカスケード運用の概念図

2.2 イオン光学の一般論

以下では、BigRIPS での入射核破砕片分析のために必要なイオン光学について説明する。

2.2.1 磁気硬度

重イオンビームを代表とする、質量と電荷が多様なビームの磁気応答を記述するのに、磁気硬度 $B\rho$ が用いられる。静磁场の中を運動する質量 m 、電荷 q の粒子の運動はローレンツ力が中心力になるから、重力を無視すると次の半径 ρ の円運動の運動方程式に従う。

$$m \frac{v^2}{\rho} = qvB \quad (2.2)$$

簡単な式変形から、

$$B\rho = \frac{mv}{q} \quad (2.3)$$

BigRIPS でのビームのエネルギーでは、運動方程式は特殊相対論の領域であり、そのためには運動量 mv を特殊相対論的運動量 $mv\gamma$ に置き換えればよく、

$$B\rho = \frac{mv\gamma}{q} \quad (2.4)$$

である。この $B\rho$ を磁気硬度と呼ぶ。重イオンビームでよく用いられる $[\text{T}\cdot\text{m}]$ 単位で表すと、磁気硬度は以下の単位を持つ。

$$0.3B\rho[\text{T}\cdot\text{m}] = \frac{P}{q}[\text{GeV}/c] \quad (2.5)$$

さらに、質量数 A 、陽子数 Z の原子核の 1 核子あたりの運動量を $P_u = m_u v\gamma$ とすると、磁気硬度は、

$$0.3B\rho[\text{T}\cdot\text{m}] = \frac{A}{Z} m_u v\gamma[\text{GeV}/c] \quad (2.6)$$

である。ここで m_u は核子質量 $[931.4941\text{MeV}/c^2]$ である。双極電磁石では静磁場を作り出すので、双極電磁石に対する荷電粒子の応答は、荷電粒子の磁気硬度 $B\rho$ で決定される。つまり、同じ磁気硬度 $B\rho$ を持つ荷電粒子は、静磁場に対して同じ磁気応答を示す。なお、 $Z = 1$ の荷電粒子の場合には、磁気硬度 $B\rho$ はその運動量と一致する。

2.2.2 荷電状態とその特性

荷電状態とは、あるビームを原子核ではなく原子として見た場合の原子全体の電荷の状態のことを指す。ビーム原子の軌道電子がすべてはぎとられた状態のことをフルストリップ状態、あるいは裸の状態と呼ぶ。たとえば、フルストリップの $^{86}_{40}\text{Zr}$ に、軌道電子が 1 つくっついている場合には $^{86}\text{Zr}^{39+}$ と書き、H-like ^{86}Zr と呼ぶ。荷電状態は、ビーム原子核が物質を通過すると変化する可能性がある。物質を通過した後の荷電状態は荷電平衡の概念に基づいて記述される。これは物質を通過した後の荷電状態は、軌道電子が 1 つ増える確率と、軌道電子が 1 つ減る確率の掛け算で表されるという意味である。原則として、ビームのエネルギーが十分高ければ、物質を通過する際に軌道電子はすべてはぎとられる。しかし、ビームのエネルギーが低い、あるいは通過する物質が厚い場合には、物質を通過した後の荷電状態は一般にビームのエネルギーと物質厚さに緩やかに依存した関数になる。本実験で用いた $70\text{MeV}/u$ のビームでは物質を通過するたびに、荷電状態が変わるため、荷電状態を理解することは非常に重要である。荷電状態の特徴は 2 つある。1 つ目は磁気応答が変わることである。荷電状態の磁気応答は、軌道電子が原子核の電荷を遮蔽するために原子核の電荷 Z から電子数を引いた原子核と同じになる。そこで、荷電状態の電荷 Q を、 n を軌道電子数として、

$$Q = Z - n \quad (2.7)$$

で定義すると、その磁気応答は Z を Q で置き換えたものとなる。したがって、磁気硬度 $B\rho$ は次式であらわされる。

$$B\rho = \frac{A}{Q} m_u v \gamma \quad (2.8)$$

以下では一般に荷電状態を含んだ磁気応答を議論するために、原子核の電荷を記述するのに、陽子数 Z の代わりに、その荷電状態を含んだ Q を用いることにする。2つ目はエネルギー損失はほぼ変わらないことである。荷電状態のエネルギー損失は主には陽子数 Z に依存し、軌道電子数 n に弱く依存した関数になる。そのために荷電状態のエネルギー損失はほぼ陽子数 Z の原子核と同じになる。そのため、あるフルストリップの原子核の (質量数, 陽子数) を (A, Z) とすると、その荷電状態 1 の原子核は、磁気応答については $(A, Z - 1)$ の原子核と同じ応答を示し、エネルギー損失に関しては (A, Z) の原子核とほぼ同じ応答を示す。

2.2.3 輸送行列

イオン光学において、ビームラインの中心を通る粒子、すなわち方位角に対して回転対称軸を通る粒子の通る軌跡を光軸と呼ぶ。光軸に対する座標系を図 2.3 のように定義する。本論文内で用いる座標系はすべてこの光軸に対する座標系とする。

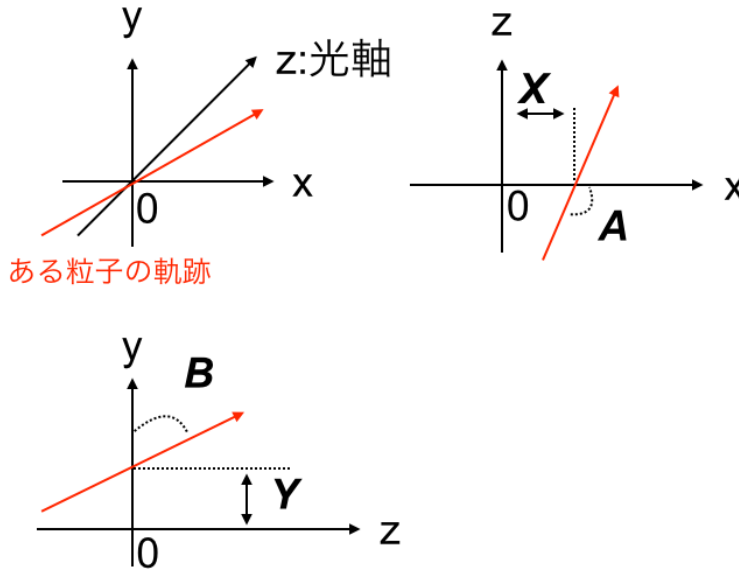


図 2.3 イオン光学で用いる光学要素の定義。

光軸に対して、次で与える 5 つの量 (光学変数) を図 2.3 のように定義する。5 つ目の量 δ は、光学軸を通る粒子の磁気硬度を中心磁気硬度 $B\rho_0$ として、 $B\rho_0(1 + \delta)$ で定義される磁気硬度の中心値からのずれである。

$$\begin{cases} X: \text{ビーム軸からの水平方向距離} \\ A: \text{ビーム軸に対する水平方向傾き} \\ Y: \text{ビーム軸に対する鉛直方向距離} \\ B: \text{ビーム軸に対する鉛直方向傾き} \\ \delta: \text{磁気硬度の中心値からのずれ} \end{cases} \quad (2.9)$$

イオン光学における輸送行列を用いた方法では、光軸上のある点 O での光学変数 (X, A, Y, B, δ) と別の点 O' での光学変数 $(X', A', Y', B', \delta')$ は行列 M を用いて次式で結び付けられるとする。

$$\begin{pmatrix} X' \\ A' \\ Y' \\ B' \\ \delta' \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} X \\ A \\ Y \\ B \\ \delta \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

行列 M を輸送行列、あるいは転送行列と呼ぶ。輸送行列 M は一般には高次の複雑な行列要素であるが、本研究では第1近似として1次の輸送行列のみを用いることにした。1次の輸送行列を用いると、光軸上のある点 O での光学変数 (X, A, Y, B, δ) と別の点 O' での光学変数 $(X', A', Y', B', \delta')$ は次式で表せる。

$$\begin{pmatrix} X' \\ A' \\ Y' \\ B' \\ \delta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & (x|y) & (x|b) & (x|\delta) \\ (a|x) & (a|a) & (a|y) & (a|b) & (a|\delta) \\ (y|x) & (y|a) & (y|y) & (y|b) & (y|\delta) \\ (b|x) & (b|a) & (b|y) & (b|b) & (b|\delta) \\ (\delta|x) & (\delta|a) & (\delta|y) & (\delta|b) & (\delta|\delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ A \\ Y \\ B \\ \delta \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

ビームラインに設置される双極電磁石、四重極電磁石などの光学要素の光学変数に対する作用は、すべてこの1次の輸送行列を用いて記述することができる。

Achromatic 焦点面と Dispersive 焦点面

ビームを収束させる焦点面には2つの種類がある。1つめは Achromatic 焦点面である。Achromatic 焦点面 $(X', A', Y', B', \delta')$ は、光軸上の任意の点 $1(X, A, Y, B, \delta)$ に対して次で定義される。Achromatic 焦点面では、焦点面での座標位置 (X, Y) がビームの磁気硬度の中心値からのずれ δ および角度 (A, B) に依存しない。Achromatic 焦点面ではビームがもっとも空間的に小さく収束する。

$$\begin{pmatrix} X' \\ A' \\ Y' \\ B' \\ \delta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & 0 & (x|y) & 0 & (x|\delta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (a|\delta) \\ (y|x) & 0 & (y|y) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (b|\delta) \\ 0 & (\delta|a) & 0 & (\delta|b) & (\delta|\delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ A \\ Y \\ B \\ \delta \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

さらに $(a|\delta), (b|\delta), (\delta|a), (\delta|b)$ の各値が0になる Achromatic 焦点面のことを Doubly Achromatic 焦点面と呼び、ビームがもっとも空間的に狭い範囲に収束する。

もう1つが Dispersive 焦点面である。Dispersive 焦点面 $(X', A', Y', B', \delta')$ は、光軸上の任意の点 $1(X, A, Y, B, \delta)$ に対して次で定義される。

$$\begin{pmatrix} X' \\ A' \\ Y' \\ B' \\ \delta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & 0 & (x|y) & 0 & (x|\delta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (a|\delta) \\ (y|x) & 0 & (y|y) & 0 & (y|\delta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (b|\delta) \\ (\delta|x) & (\delta|a) & (\delta|y) & (\delta|b) & (\delta|\delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ A \\ Y \\ B \\ \delta \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Dispersive 焦点面では、ビームの持つ磁気硬度の中心値からのずれ δ が、焦点面内での座標位置 (X, Y) に対してある比例関係を持つ。すなわち、ある Dispersive 焦点面内での (X, Y) を測定すれば、運動量を決定することができる。Dispersive 焦点面ではビームの磁気硬度に応じて収束位置の座標位置 (X, Y) が異なる。このことを利用して、得たいビームの位置する座標 (X, Y) 以外をスリットでカバーすることで得たい磁気硬度のビームを選別することができる。このスリットのことを運動量スリットと呼ぶ。図2.4に示したのが、本実験で用いた運転モードにおける ZeroDegree 磁気スペクトロメータの粒子軌跡プロットである。

上が $X-Z$ 平面内の軌跡、下が $Y-Z$ 平面内の軌跡である。青線、緑線、赤線がそれぞれ、中心磁気硬度よりも低い磁気硬度をもつビーム、中心磁気硬度を持つビーム、中心磁気硬度よりも高い磁気硬度をもつビームの軌跡である。Q で示したのがトリプレット四重極電磁石、D7,D8 で示したのが双極電磁石である。F8,F11 で示したのが Achromatic 焦点面、F9,F10 で示したのが Dispersive 焦点面である。Dispersive 焦点面では、異なる磁気硬度を持つビームは異なる座標位置 X に収束していることがわかる。

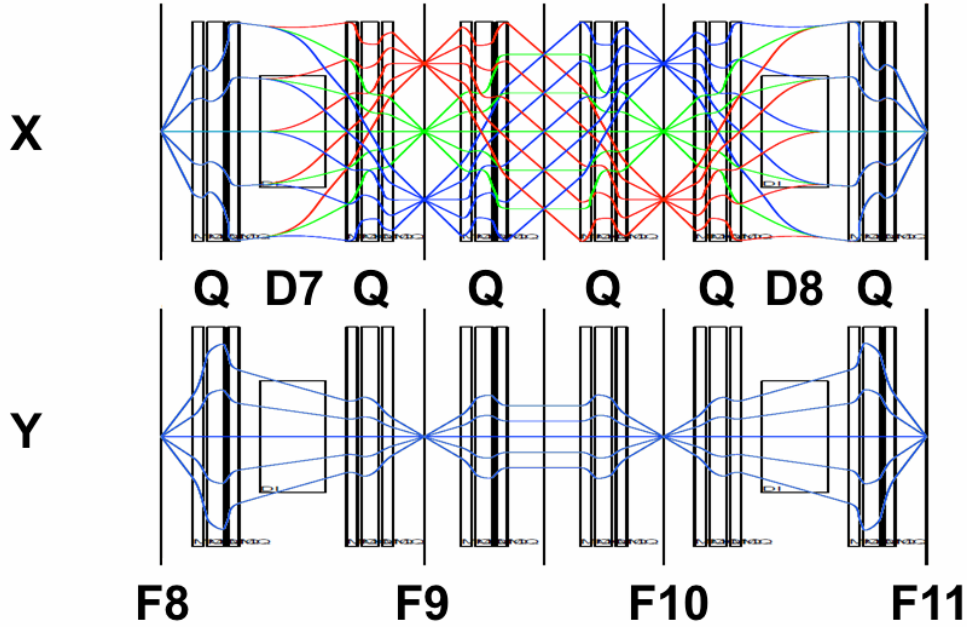


図 2.4 本実験で用いた ZeroDegree 磁気スペクトロメータの粒子軌跡プロット

2.3 BigRIPS を用いた入射核破砕片分析の原理

多種類の原子核が混ざった入射核破砕片から必要な原子核だけを選び出す入射核破砕片分析の原理について、イオン光学を用いて説明する。図 2.1 に示したのが BigRIPS のビームラインの構成図である。BigRIPS は、8 つの焦点面から構成されている。Be 生成標的のインストールしてある焦点面を F0 として、各焦点面を上流から順に F1 焦点面、F2 焦点面、...、F7 焦点面と呼ぶ。各焦点面の間は双極電磁石 (D) を超伝導トリプレット四重極電磁石 (QQQ) で挟んだ QQQDQQQ 構成になっている。双極電磁石はビームの運動量を選別し、超伝導トリプレット四重極電磁石はビームを収束させる役割を果たす。F0 焦点面から F3 焦点面を第 1 ステージ、F3 から F7 を第 2 ステージと呼ぶ。第 1 ステージでは、2 つの双極電磁石と運動量スリットを使った磁気硬度分析で必要な磁気硬度を持った入射核破砕片を選び出す。第 2 ステージでは第 1 ステージで選び出された入射核破砕片の粒子識別を行い、アイソトープビームを生成する。アイソトープビームの同定は、 $B\rho\text{-}\Delta E$ 分析によって行う。

2.3.1 $B\rho\text{-}\Delta E$ 分析によるアイソトープビームの生成

以下ではしばらくの間、荷電状態のことは無視し、ビームはすべてフルストリップであるとして議論する。 $B\rho\text{-}\Delta E$ 分析の概念図を図 2.5 に示した。アイソトープビームは核破砕反応を用いて生成する。1 次ビームを F0 焦点面にインストールした Be 生成標的に照射し、核破砕反応によって様々な入射核破砕片を

生成する。その中から、必要なアイソトープの持つ磁気硬度を D1 双極電磁石と F1Dispersive 焦点面の運動量スリットで選ぶ。この段階で、まず入射核破砕片の磁気硬度を選択する (磁気硬度分析)。磁気硬度の定義式、

$$B\rho = \frac{A}{Z} m_u v \gamma \quad (2.14)$$

において、入射核破砕片はほぼ同じ速度 β ($\beta = v/c, \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$) を持つから、磁気硬度 $B\rho$ を選択したことで、質量数 A /陽子数 $Z =$ 定数の入射核破砕片を選択したことになる。次に $A/Z =$ 定数の入射核破砕片を F1 焦点面の運動量スリットの下流にインストールしたデグレーダーに照射する。 $A/Z =$ 定数の入射核破砕片はデグレーダーで Z^2 に比例したエネルギーを失う。この段階で、 $A/Z =$ 定数の入射核破砕片は、 Z に応じて異なるエネルギーを失い、異なる磁気硬度 $B\rho$ を持つ (ΔE 分析)。最後に、D2 双極電磁石と F2Dispersive 焦点面の運動量スリットで必要なアイソトープの持つ磁気硬度 $B\rho$ を選択することで、質量数 A と陽子数 Z を選択することができる。このアイソトープビームの生成手法を $B\rho$ - ΔE 分析法と呼ぶ。本実験においては、 $^{108}_{50}\text{Sn}$ と $^{112}_{50}\text{Sn}$ を用いる予定であったが、ビームチューニングの過程で、 $^{108}_{50}\text{Sn}$ の必要なエネルギー (70MeV/u) でかつ純度の高いビームが得られないことが判明したため、現場での判断で急遽 $^{108}_{50}\text{Sn}$ を断念して代わりに $^{107}_{49}\text{In}$ を生成することにした。これは、当初用意した厚さの生成標的とデグレーダーの組み合わせでは $^{108}_{50}\text{Sn}$ の生成がうまくできなかったためである。 $^{107}_{49}\text{In}$ は $^{108}_{50}\text{Sn}$ から Z を一つ減らしたアイソトープ (同中性子体) である。

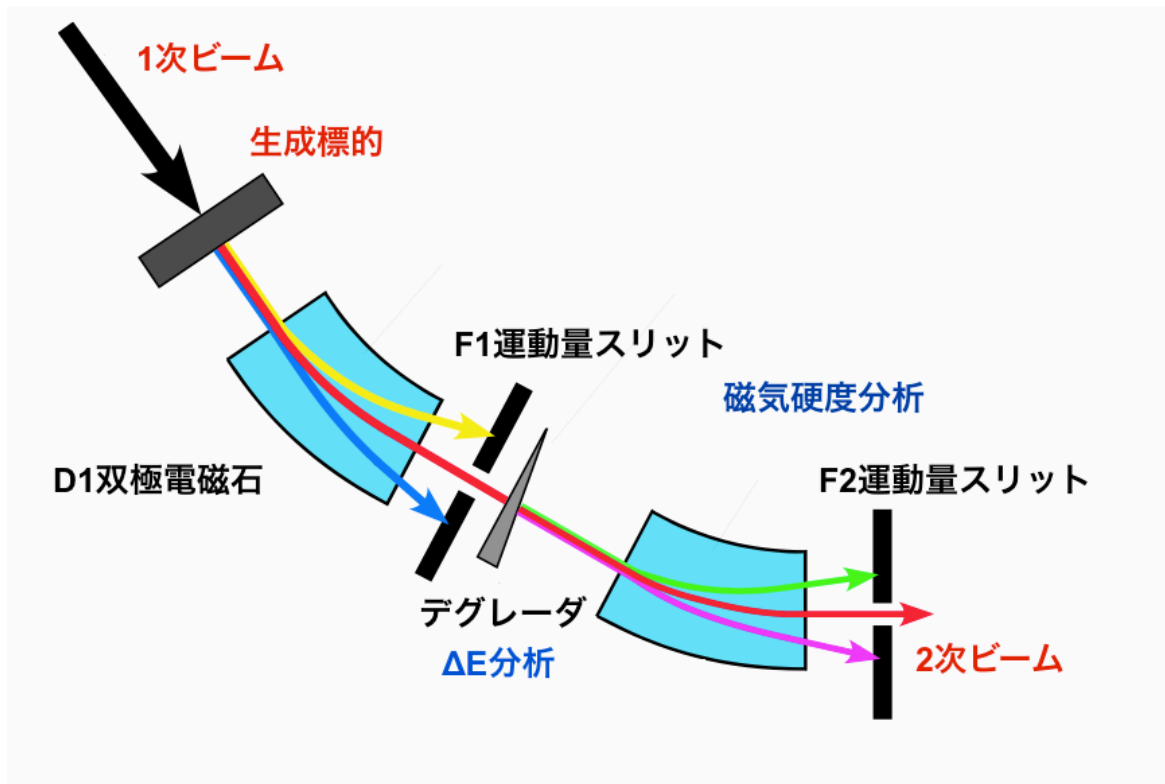


図 2.5 BigRIPS における $B\rho$ - ΔE 分析の概念図

2.3.2 飛行時間法を用いたアイソトープビームの粒子識別

$B\rho$ - ΔE 分析から得られたアイソトープビームは、一般に単一のアイソトープではなく、複数のアイソトープが混合したビームになる。これは、運動量スリットをいくら狭めて磁気硬度を選択しても、複数のア

イソトープがスリットで選んだ磁気硬度の範囲に互いに重なって分布しているからである。実際に、本実験で得られたアイソトープビームは純粋な $^{107}_{49}\text{In}$ と $^{112}_{50}\text{Sn}$ ではなく、複数のアイソトーンが混合したビーム (カクテルビーム) であり、それぞれ陽子数が ± 1 違うアイソトーンが不純物として混ざっている。 $^{107}_{49}\text{In}$ ビームはそのアイソトーンである $^{108}_{50}\text{Sn}$ 、 $^{106}_{48}\text{Cd}$ と混合したカクテルビームであり、 $^{112}_{50}\text{Sn}$ ビームはそのアイソトーンである $^{111}_{49}\text{In}$ と混合したカクテルビームである。これらのアイソトーンは F3 焦点面から F8 焦点面の飛行時間のスペクトルだけを用いて分離することができる。これは、磁気硬度の定義式

$$B\rho = \frac{A}{Z} m_u v \gamma \quad (2.15)$$

において、F2 焦点面の運動量スリットで選択された複数のアイソトープは、同じ磁気硬度 $B\rho$ を持っているが、 A/Z が異なるために速度 β ($\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$) が異なる。そのため、飛行時間法によって、速度 β を測定すれば分離できる。以下では、簡単のために飛行時間 (Time of Flight) を略して、たとえば F3 焦点面から F8 焦点面までの飛行時間を TOF3-8 などと呼ぶことにする。図 2.1 に F3TOF、F8TOF、F11TOF で示したのが飛行時間を測定するためのプラスチックシンチレータである。図 2.6 に示したのが、左: $^{107}_{49}\text{In}$ と右: $^{112}_{50}\text{Sn}$ それぞれの 2 次ビームの TOF3-8 スペクトルである。 $^{107}_{49}\text{In}$ ビームはそのアイソトーンである $^{108}_{50}\text{Sn}$ 、 $^{106}_{48}\text{Cd}$ と混合したカクテルビームであり、 $^{112}_{50}\text{Sn}$ ビームはそのアイソトーンである $^{111}_{49}\text{In}$ と混合したカクテルビームである。これらの 2 次ビーム中の不純物は、TOF3-8 スペクトルで分離されていることが読み取れる。表 2.1 に示したのが、得られた $^{107}_{49}\text{In}$ および $^{112}_{50}\text{Sn}$ それぞれの 2 次ビームのエネルギー、磁気硬度、および純度である。純度はそれぞれ $^{107}_{49}\text{In}$ が 68%、 $^{112}_{50}\text{Sn}$ が 78% であった。以下では、BigRIPS で生成されたアイソトープビームのことを 2 次ビームと呼ぶことにする。得られた 2 次ビームのエネルギーはそれぞれ $^{107}_{49}\text{In}$ が 74.3MeV/u、 $^{112}_{50}\text{Sn}$ が 72.5MeV/u で両方で 3% 程度異なる。これは ZeroDegree のアクセプタンスに影響を与える可能性があり、今後の解析に重要な結果である。

表 2.1 ビームの仕様

同位体	純度	エネルギー	$B\rho$
107In	68%	74.291MeV/u	2.761Tm
112Sn	78%	72.523MeV/u	2.797Tm

2.4 アイソスピン拡散測定のための原子核衝突

BigRIPS で生成されたアイソトープビーム (2 次ビーム) をアイソスピン拡散測定のための標的 (2 次標的) に照射して、さらに原子核衝突を起こす。この 2 次ビーム + 2 次標的での原子核衝突で起こったアイソスピン拡散の効果を、入射核破砕片を測定することで決定する。2 次標的で起こった原子核衝突から生じた入射核破砕片の粒子識別、生成断面積の測定を行うのが、ZeroDegree 磁気スペクトロメータである。

2.4.1 2 次標的での核破砕反応とその入射核破砕片の粒子識別

2 次標的を BigRIPS の終端焦点面である F8 焦点面に設置した。F8 焦点面は Achromatic であり、2 次ビームがもっとも空間的に狭く収束しているからである。2 次標的は物理データ取得のための標的であり、本実験では $^{112}_{50}\text{Sn}$ と $^{124}_{50}\text{Sn}$ の高純度 (99.9%) な同位体標的を用いた。2 次標的で起こった入射核破砕反応から生じた入射核破砕片の粒子識別は ZeroDegree と呼ばれる磁気スペクトロメータを用いて行う。ZeroDegree は、BigRIPS と一体で用いる磁気スペクトロメータである。ZeroDegree における粒子識別

の原理は第3章で説明する。表2.2にまとめたのが、2次ビーム生成のための BigRIPS と ZeroDegree のビームライン設定である。F3-F5 $B\rho$ は、F3 焦点面から F5 焦点面に到達する入射核破砕片の磁気硬度の意味である。これらの磁気硬度は F3 焦点面から F5 焦点面の間にインストールされた2つの双極電磁石を用いて決定する。

表 2.2 ビーム生成のための BigRIPS ビームラインのセットアップ

ビーム	F1 デグレーダ	F5 デグレーダ	F3-F5 $B\rho$	F5-F7 $B\rho$	F8-F9 $B\rho$	F10-F11 $B\rho$
107In	Al くさび 4mm	Al 平板 3mm	4.191	2.765	2.415	2.367
107In	Al くさび 4mm	Al 平板 3mm	4.195	2.773	2.522	2.480
112Sn	Al 平板 7mm	Al 平板 3mm	4.275	2.800	2.415	2.367
112In	Al 平板 7mm	Al 平板 3mm	4.269	2.778	2.522	2.480

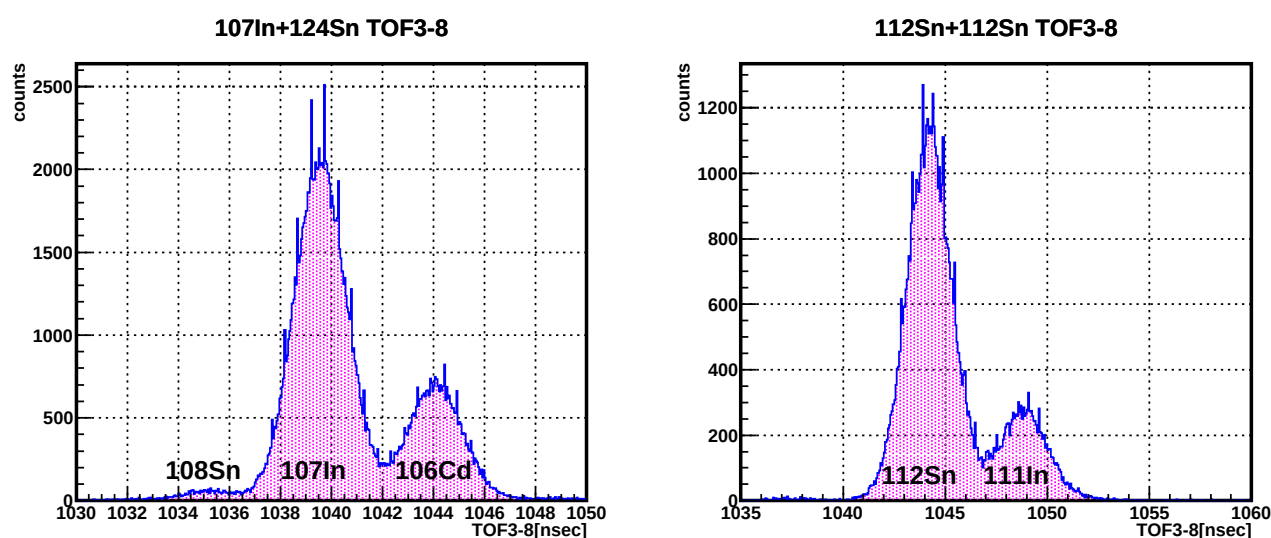


図 2.6 2次ビームの飛行時間 TOF3-8 スペクトル

2.5 本実験の測定量と用いた検出器

本実験で測定したい量は、2次標的に起こした原子核衝突の荷電粒子の多重度と、入射核破砕片の粒子識別、すなわち入射核破砕片の(中性子数 N , 陽子数 Z)の確定と、(中性子数 N , 陽子数 Z)ごとの生成断面積である。荷電粒子の多重度は Microball で測定し、入射核破砕片の粒子識別と生成断面積の測定は BigRIPS 破砕片分析器と ZeroDegree 磁気スペクトロメータを用いて行う。以下では、それぞれの検出器について説明する。

2.5.1 荷電粒子の多重度検出器 Microball

Microball とは、ワシントン大学セントルイス校 (Washington University at St.Louis) で開発された衝突の荷電粒子の多重度を測定する検出器である。約 $1\text{cm} \times 1\text{cm} \times 1\text{cm}$ のタリウムドープ CsI 結晶 (以下 CsI(Tl) とかく) 70 個で標的の周りを覆い、荷電粒子のヒットがあった結晶の個数を数えることで荷電粒子の多重度を決定する。図 2.7 に示したのが Microball の CsI(Tl) 結晶の配置図である。2次標的は + の位

置にインストールする。Microball は Ring2,3,4,5,7,8 の 6 つのリングからなり、各リングは円周に沿って約 10 個のクリスタルから構成されている。表 2.3 に示したのが Microball の角度アクセプタンスである。実験室系散乱角を θ とすると、全体で $14^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ および $100^\circ \leq \theta \leq 147^\circ$ までをカバーする。本実験では、衝突の荷電粒子の多重度を Microball を用いて測定した。さらに Microball を用いると信号波形のピークとテールの相関解析を行うことで、 $Z=1$ と $Z>1$ の粒子識別を行うことができる。詳細は第 3 章で述べる。

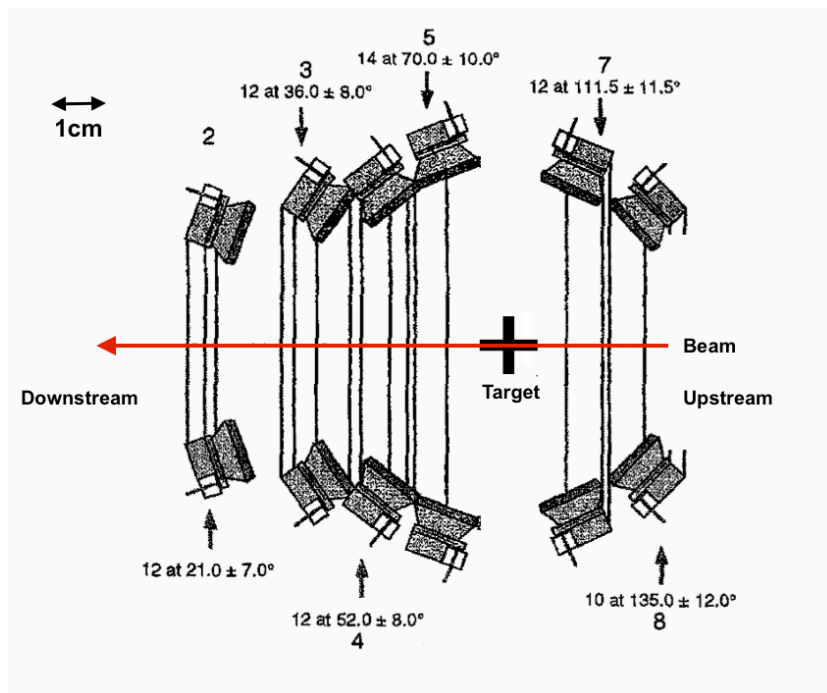


図 2.7 鉛直方向から見た Microball のクリスタル配置図

表 2.3 Microball の角度アクセプタンス

リング	実験室系散乱角	円周分割数
2	$21^\circ \pm 7^\circ$	10
3	$36^\circ \pm 8^\circ$	12
4	$52^\circ \pm 8^\circ$	12
5	$70^\circ \pm 10^\circ$	14
7	$111.5^\circ \pm 11.5^\circ$	12
8	$135^\circ \pm 12^\circ$	10

2.5.2 ZeroDegree 磁気スペクトロメータの検出器群

ZeroDegree 磁気スペクトロメータで用いた検出器は、焦点面検出器 PPAC、飛行時間 TOF 検出器、エネルギー損失測定器イオンチェンバーの 3 つである。

焦点面検出器 PPAC

図 2.1 に、F10PPAC、F11PPAC で示したのが、焦点面検出器 PPAC である。PPAC とは平行平板型電子なだれ計数器: Parallel-Plate Avalanche Counter の略であり、以下では PPAC と呼ぶことにする [12]。焦点面検出器はビームの座標位置と角度 (X, A, Y, B) を測定するのに用いた。図 2.8 に示したのが PPAC の模式図である。1 つの PPAC は 1 枚のアノード (陽極) と 2 枚のカソード (陰極) からなり、アノード面とカソード面の距離は 4mm である。各カソード面にはそれぞれ座標 (X, Y) 方向の位置情報を得る為のカソード電極が 2.55mm ピッチで配置してあり、各カソード電極はディレイラインを介して読出し回路に接続されている。左右の信号の読出し回路への到達時間は、ヒットした電極ごとに異なるので、左右の時間差からヒット位置を求める。典型的な位置分解能は $400\mu\text{m}$ である。図 2.9 に示したのが 1 つの焦点面における PPAC の配置図である。単位は [cm] である。1 つの焦点面における PPAC は P1、P2 からなり、P1、P2 それぞれでヒットした粒子の座標位置 $(X_1, Y_1)(X_2, Y_2)$ を計測する。座標位置 (X_1, Y_1) と (X_2, Y_2) の変化から、角度 (A, B) を決定する。

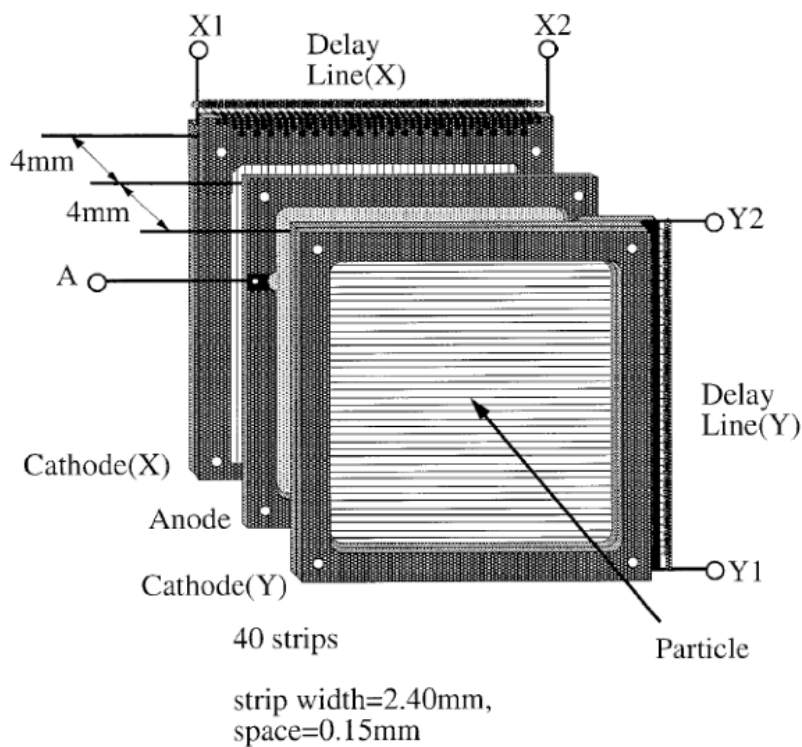


図 2.8 PPAC の模式図。

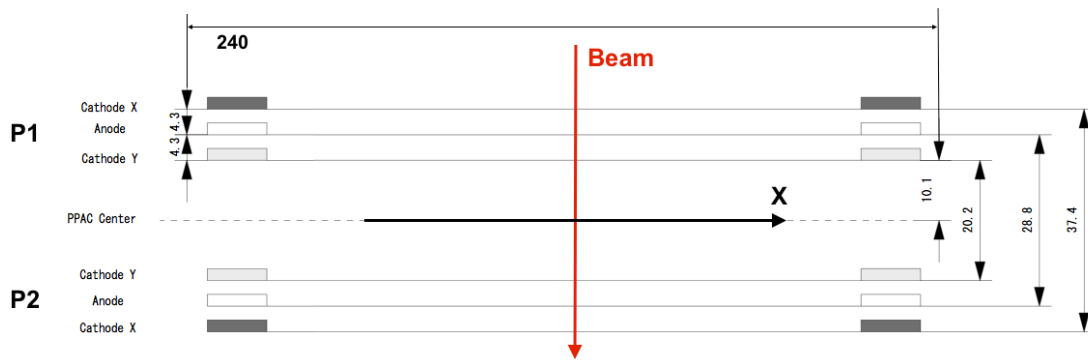


図 2.9 1つの焦点面における PPAC の配置図

飛行時間 TOF 検出器

図 2.1 に、F3TOF, F8TOF, F11TOF で示したのが F3, F8, F11 の各焦点面にインストールした飛行時間 TOF 測定用プラスチックシンチレータをである。図 2.15 に F8 焦点面にインストールしたプラスチックシンチレータの写真を示した。シンチレータは物質量を減らすために、遮光材や反射材は取り付けず、チェンバーを注意深く遮光することで光漏れを防いだ。読出しの光電子増倍管には浜松フォトニクス製 H1949-50MOD、プラスチックシンチレータには ELJEN Technology EJ-230 の厚さ $100\ \mu\text{m}$ のものを用いた。光電子増倍管はシンチレータの左右両側に取り付け、それぞれ独自に動作させた。 $1 \times 10^6\text{cps}$ 程度の高いレート of ビームを当てるため、光電子増倍管にはブースターを取り付けた。

飛行時間 TOF 測定用プラスチックシンチレータの放射線損傷対策

プラスチックシンチレータはシンチレータ内での放射線によるエネルギーデポジットに比例して放射線損傷を起こし、発光量が低下することが知られている。本実験では $1 \times 10^6\text{cps}$ 程度の高いビームレートでかつ陽子数 $Z = 50$ のエネルギーデポジットの大きい重イオンビームをプラスチックシンチレータに入射させるため、発光量の低下は深刻な問題となる。図 2.10 に示したのが、本実験データから得られた発光量低下の様子である。横軸がビーム量、縦軸が QDC チャンネルである。 $Z = 50$ 、 165MeV/u の重イオンビームが 5×10^9 個当たった結果、発光量が約 10% 低下していることが分かった。その対策として、F3 焦点面と F8 焦点面のプラスチックシンチレータは、可動式のラダーに乗せてビームをあてる位置を約 2 時間おきに変えることにした。図 2.15 の写真に示したように、シンチレータは光電子増倍管と一体で可動式ラダーステージに乗せてあり、パルスモータ制御で上下に動かした。

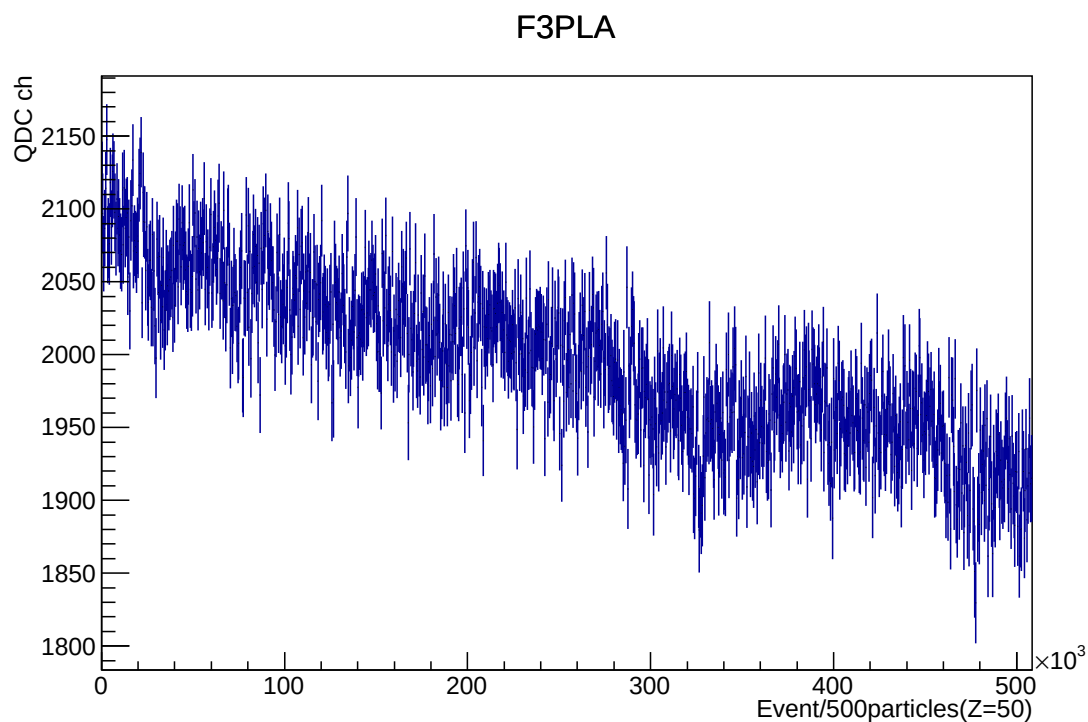


図 2.10 F3 プラスチックシンチレータの発光量低下の様子

エネルギー損失測定器イオンチェンバー

イオンチェンバーは電離箱とも呼ばれ、荷電粒子がガス分子を電離させることで生じた電子の数を電荷量として測定することで、荷電粒子のエネルギー損失量を測定する。本実験で用いたイオンチェンバーの図面を図 2.11 に示した。このイオンチェンバーでは、内部が 24 の区画に電極で仕切られており、各区画での電子の数の合計を測定することで、分解能を高めている。電子はビームと平行に各電極に向かってドリフトし、電極で電気信号として測定される。本実験ではガスに P10(Ar90 % +CH₄10 %) を用いた。

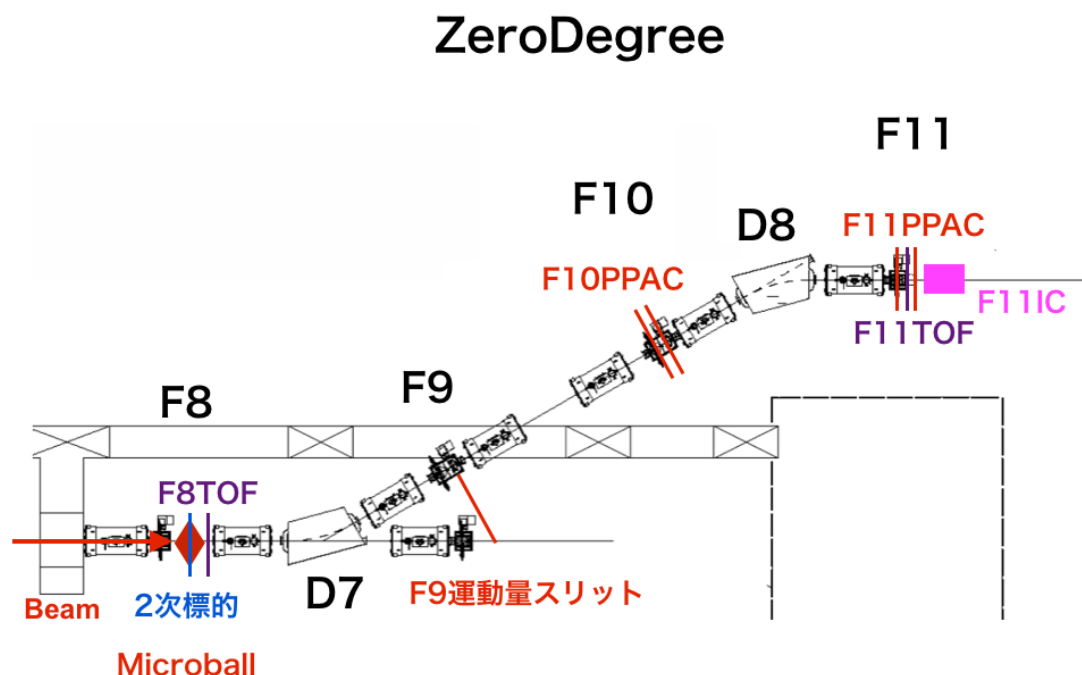


図 2.12 ZeroDegree の設定。

表 2.4 ZeroDegree スペクトロメーターの Large Acceptance Achromatic モードの仕様

水平方向角度アクセプタンス	$\pm 45\text{mrad}$
垂直方向角度アクセプタンス	$\pm 30\text{mrad}$
磁気硬度アクセプタンス	$\pm 3\%$
磁気硬度分散 (F8-F9)	$-24.8\text{mm}/\%$
磁気硬度分解能	1240
最大磁気硬度	$8.1\text{T} \cdot \text{m}$
飛行距離	36.5m

2.5.4 データ取得のための磁気硬度アクセプタンスの設定

ZeroDegree 磁気スペクトロメータに入射させる入射核破砕片の磁気硬度 $B\rho$ の選択は、F9 焦点面 (Dispersive) で入射核破砕片の座標位置 X を測定し、座標位置 X から求めた磁気硬度 $B\rho$ の分布を見ながら行った。ここで、2 次ビームが ZeroDegree に送られないように注意し、2 次ビームよりも低い磁気硬度 $B\rho$ を持つ入射核破砕片を測定することにした。これは、2 次ビームより高い磁気硬度 $B\rho$ には、2 次ビームの H-like や He-like の荷電状態が分布しており、2 次ビームと入射核破砕片を同時に取得するとデータ収集効率が著しく低下するためである。ZeroDegree の Large Acceptance Achromatic モードでのアクセプタンスは、中心磁気硬度に対して $\pm 3\%$ あり、2 つの 2 次ビーム + 標的の組み合わせに対してそれぞれ中心磁気硬度が 2.41 と 2.52 の 2 つの磁気硬度アクセプタンスの設定でデータを取得し、合わせて 4 通りのデータ取得を行うことにした。表 2.5 に示したのが、データ取得のための磁気硬度アクセプタンスの設定である。中心磁気硬度は D7 双極電磁石で設定した。図 2.13 および図 2.14 に示したのが、データ取得のため

の ZeroDegree の磁気硬度アクセプタンスと 2 次ビームの磁気硬度の関係である。2 次ビームとその荷電状態の磁気硬度分布はヒストグラムで示した。横軸は磁気硬度 $B\rho$ である。これは F9 焦点面が $-24.8\text{mm}/\%$ であることから、F9 焦点面の座標位置 X から求めた。単位は $[\text{T}\cdot\text{m}]$ である。赤線で囲まれた領域が中心磁気硬度 2.522 設定時の磁気硬度アクセプタンス、緑線で囲まれた領域が中心磁気硬度 2.415 設定時の磁気硬度アクセプタンスである。それぞれの線で囲まれた領域の磁気硬度を持った入射核破砕片が ZeroDegree のアクセプタンスに入る。中心磁気硬度が 2.522 のアクセプタンス設定では、ビームが ZeroDegree に送られるのを防ぐために F9 焦点面の運動量スリットを使用して 2 次ビームを止めた。F9 焦点面の運動量スリットを使用した範囲は青線で示した。2 次ビームのピークが 2 ピークあるのは、2 次ビームの荷電状態が存在するためである。 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ のデータ取得のための磁気硬度アクセプタンス設定は、2 次ビームの磁気硬度が低い方に裾を引いた分布をしているために、 $^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$ のデータ取得設定のための磁気硬度アクセプタンス設定よりも上限が少し狭くなっている。

表 2.5 ZeroDegree におけるデータ取得のための磁気硬度設定

ビーム	標的	中心磁気硬度	磁気硬度アクセプタンス下限	磁気硬度アクセプタンス上限
^{112}Sn	^{112}Sn	2.415	2.343	2.487
^{112}Sn	^{112}Sn	2.522	2.444	2.544
^{107}In	^{124}Sn	2.415	2.343	2.487
^{107}In	^{124}Sn	2.522	2.444	2.537

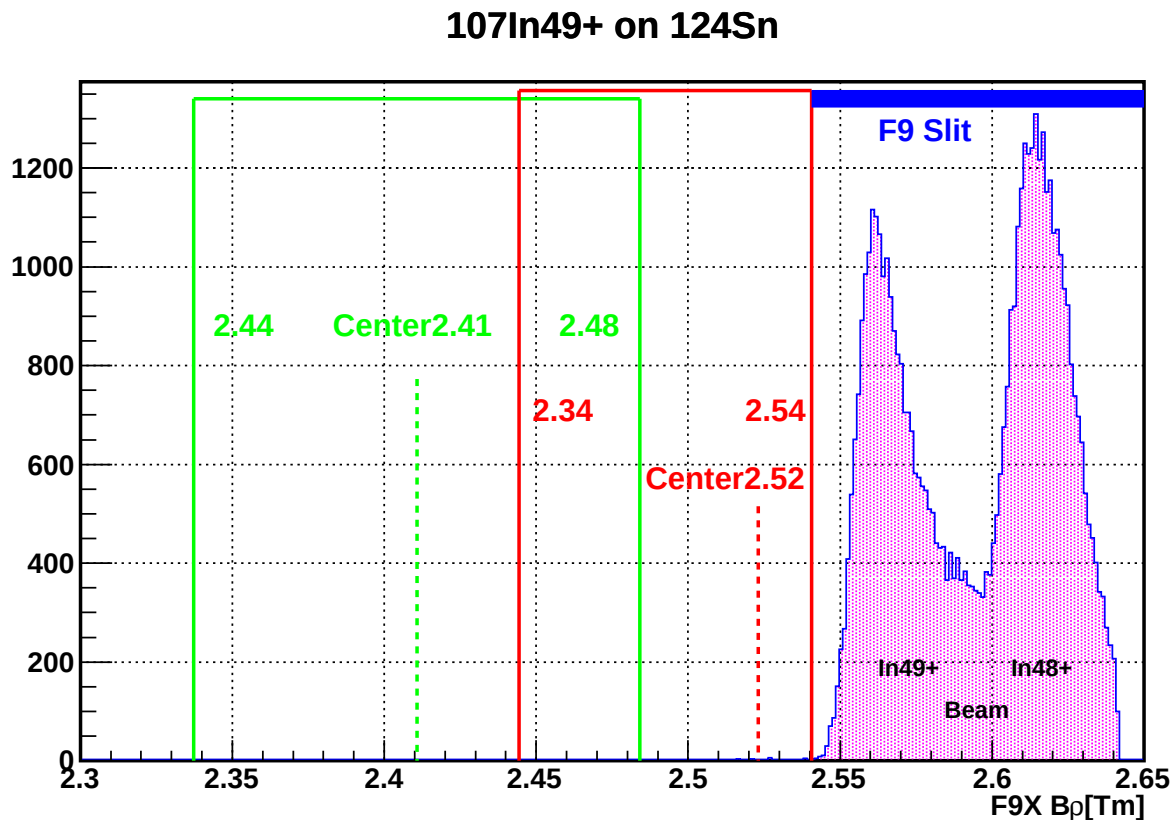


図 2.13 $^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$ データ取得のための磁気硬度アクセプタンス設定

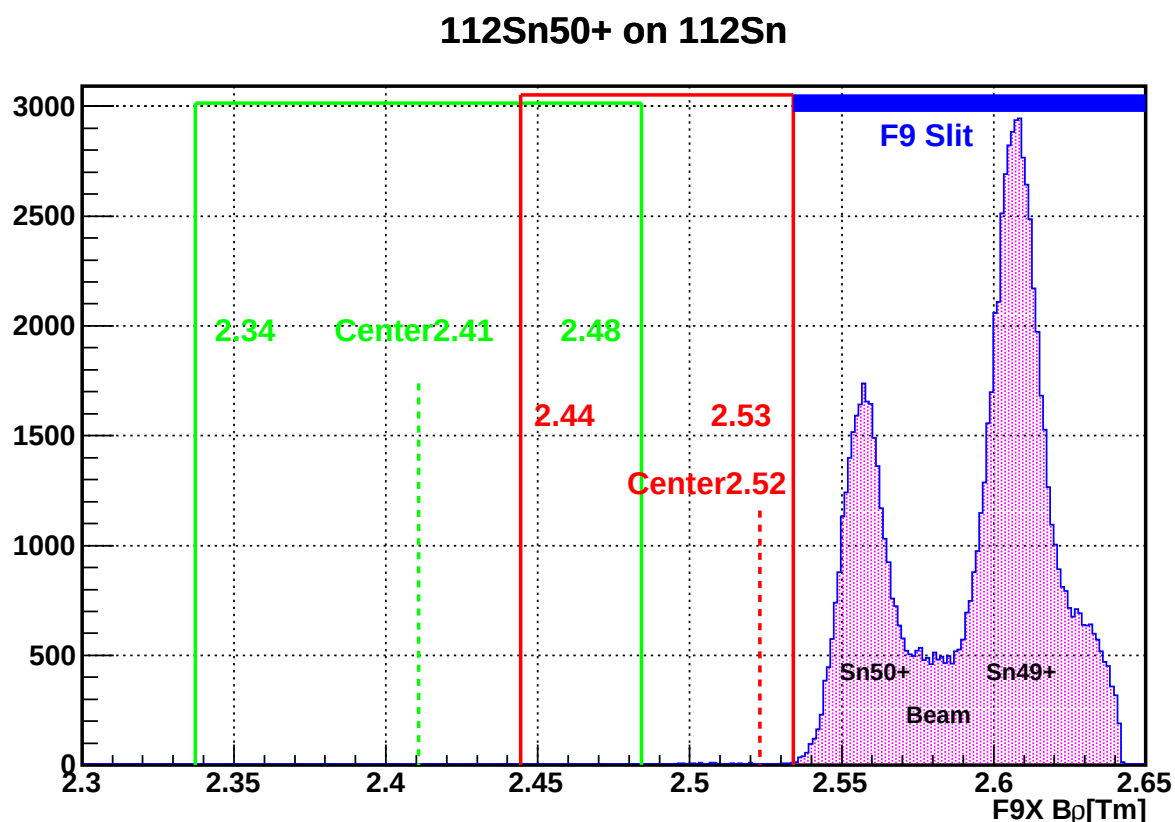


図 2.14 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ データ取得のための磁気硬度アクセプタンス設定

2.5.5 F8 焦点面のセットアップ

F8 焦点面は BigRIPS 破砕片分析器の終端に位置し、ビームが座標位置 X 方向、 Y 方向ともに最も空間的に狭く収束する Achromatic 焦点面である。F0 焦点面の生成標的で核破砕反応によって生成された多種の不安定核ビームは、破砕片分析器である BigRIPS を用いて、F8 焦点面に到達するまでに精製、粒子識別され、F8 焦点面では TOF3-8 スペクトルによって識別可能な ^{107}In および ^{112}Sn の 2 次ビームになる。本実験ではこの F8 焦点面に大型散乱槽を設置し、実験セットアップを構築した。図 2.15 に示したのがビームライン上流から見た F8 焦点面の大型散乱槽内部のセットアップである。チェンバー内には、上流から順にコリメータ、 ^{112}Sn および ^{124}Sn 2 次標的をマウントするラダー、標的周りを覆う衝突の多重度検出器 Microball、TOF 用プラスチックシンチレータをインストールした。2 次標的とコリメータの直径はともに 25mm である。

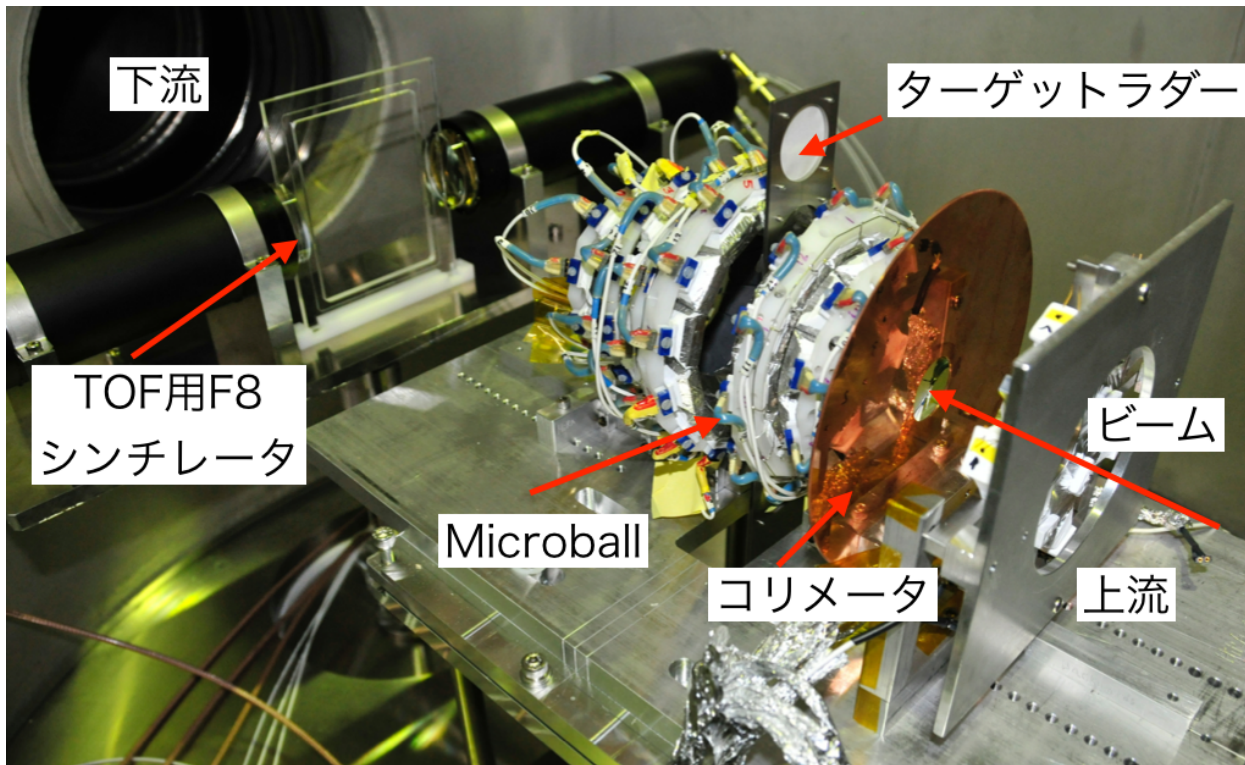


図 2.15 ビーム上流から見た F8 焦点面のセットアップ

2.5.6 2 次標的

実験では、 ^{112}Sn および ^{124}Sn の高純度な同位体からなる 2 次標的を使用した。それぞれの同位体は購入時はインゴット状であったため、ターゲットローラーで薄い板状につぶして形を整えた。図 2.16 に示したのが、枠にマウントした標的の写真である。枠の直径は 25mm である。左から順に $^{\text{nat}}\text{Sn}$, ^{112}Sn , ^{124}Sn 標的である。標的の厚さは、成形した標的を方眼紙に乗せて、面積を測定し、次の式から決定した。

$$\text{厚さ [cm]} = \frac{\text{質量 [g]}}{\text{密度 [g/cm}^3\text{]} \times \text{面積 [cm}^2\text{]}} \quad (2.16)$$

標的の厚さは、マイクロメーターによる計測で二重に確認することにした。マイクロメーターによる計測では、標的の 5 か所を測定し、その平均値を厚さとした。マイクロメーターによる計測結果は面積の測定から得られた値とほぼ一致しており、面積から測定した値を標的の厚さとして用いることとした。これは、マイクロメータによる計測は、ねじの締めこみ具合の調整がむづかしく、測定誤差が大きいと考えたからである。値は表 2.6 にまとめた。



図 2.16 実験で使した標的

表 2.6 標的の仕様

同位体	密度	純度	厚さ	質量厚さ	測定厚さ
^{112}Sn	6.8664g/cm^3	99.6%	$73.4\mu\text{m}$	50.4 mg/cm^2	$71.2\mu\text{m}$
^{124}Sn	7.6027g/cm^3	99.9%	$67.87\mu\text{m}$	51.6 mg/cm^2	$68.8\mu\text{m}$

2.6 2次ビームのプロファイル

2次ビーム焦点のチューニングは、ビームの焦点が標的面で収束するように行った。2次ビームのプロファイルの測定はF8焦点面にインストールされた焦点面検出器PPACで座標位置と角度(X, A, Y, B)を測定し、2次標的面に外挿することで決定した。図2.17に示したのが、2次標的平面内で上流から見た場合の座標位置(X, Y)のプロファイルである。横軸が X 、縦軸が Y であり、それぞれターゲット平面内での $X-Y$ の分布を示してある。黒円で示したのがターゲットの大きさである。直径は25mmである。これは、2次ビームの空間広がりを考慮して決めた値である。図から読み取れるように、2次ビームはターゲットの大きさの範囲内に収束しているという結果が得られた。ビームは両核種とも、 X 方向、 Y 方向がともに中心からずれていることも分かった。また、 ^{112}Sn ビームは ^{107}In ビームに比べて収束面での空間広がりが大きいことが分かった。図2.18および図2.19に示したのが、それぞれの2次ビームの詳細なプロファイルであり、それぞれ左上: X の分布、右上: Y の分布、左下: X と X の角度相関、右下: Y と Y の角度相関である。 X の形は両核種ともほぼガウシアンであり、収束しているといえるが、 Y の形はガウシアンから外れており、 $Y-B$ 相関も強く表れていることが分かった。一般に、ビームの焦点面での広がりが大きいと、ZeroDegree磁気スペクトロメータのアクセプタンスに入る粒子の割合が少なくなる。また、Microballの角度アクセプタンスもプロファイルにしたがって変化する。そのためこのプロファイルはこれらの検出器のアクセプタンスを議論するために、重要なデータである。

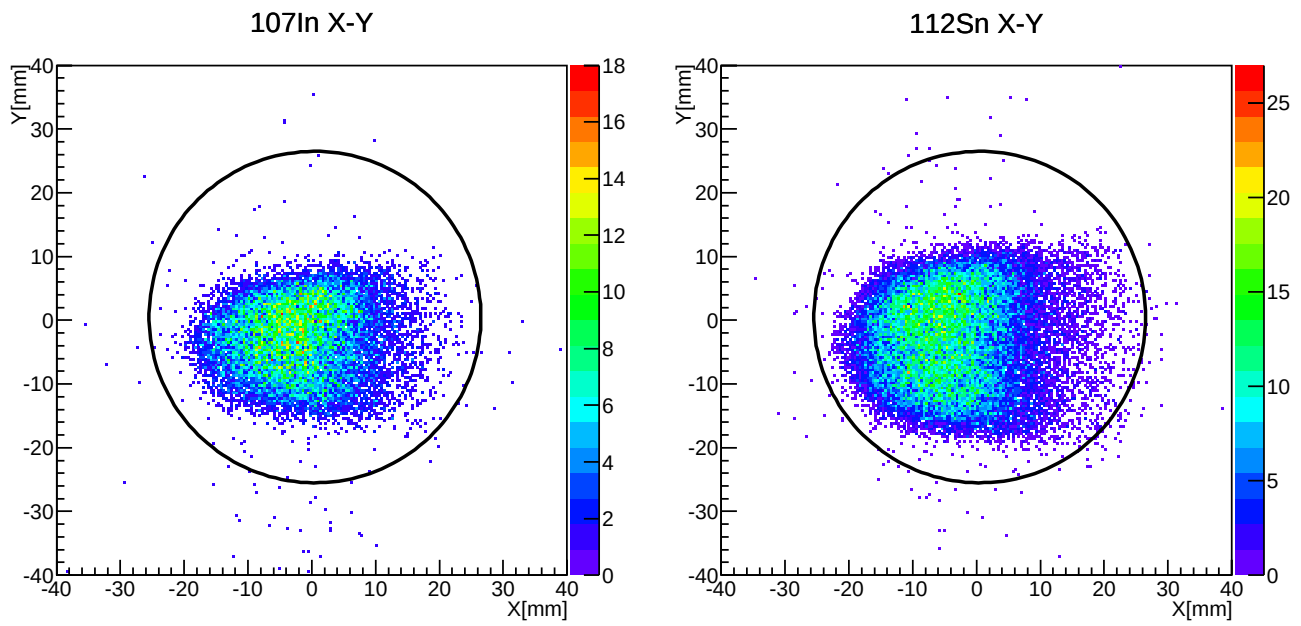
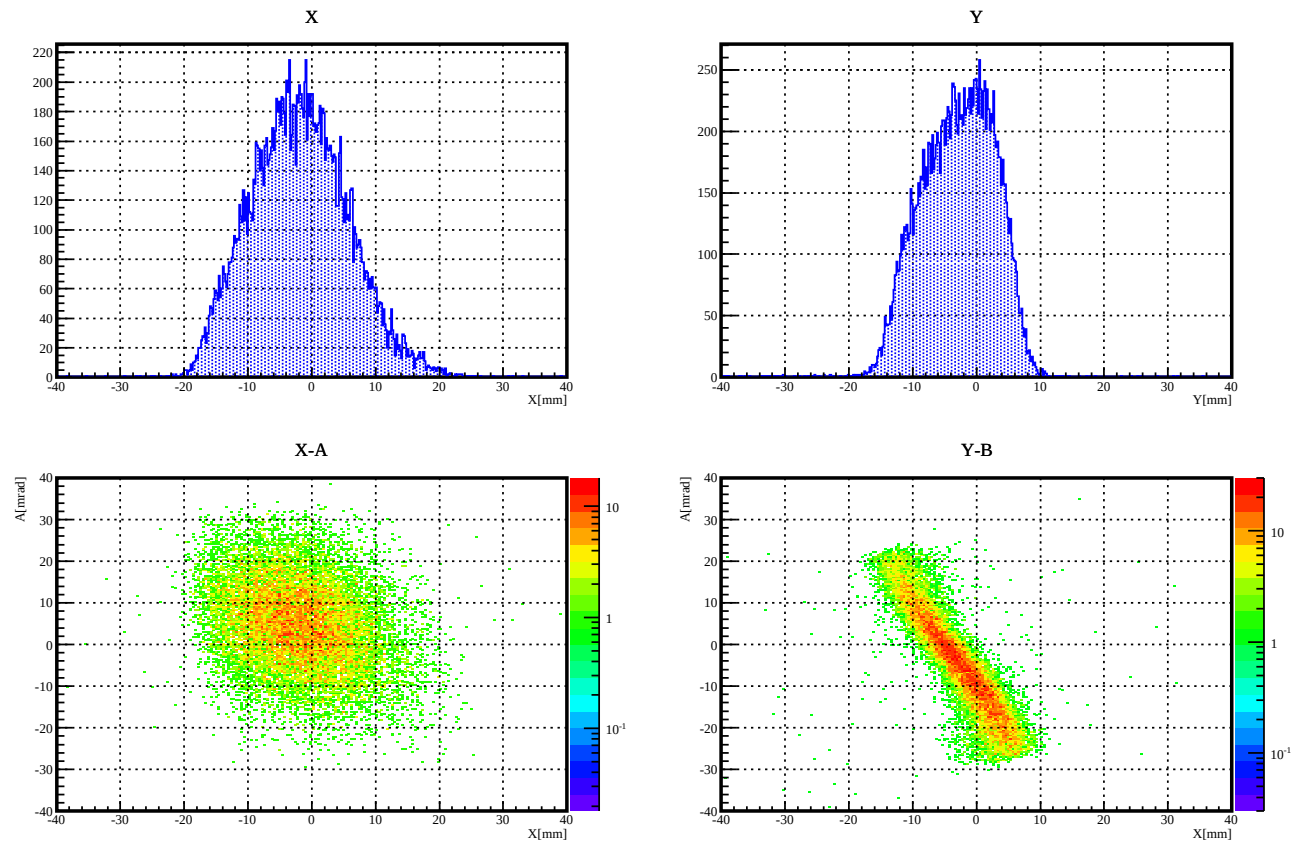
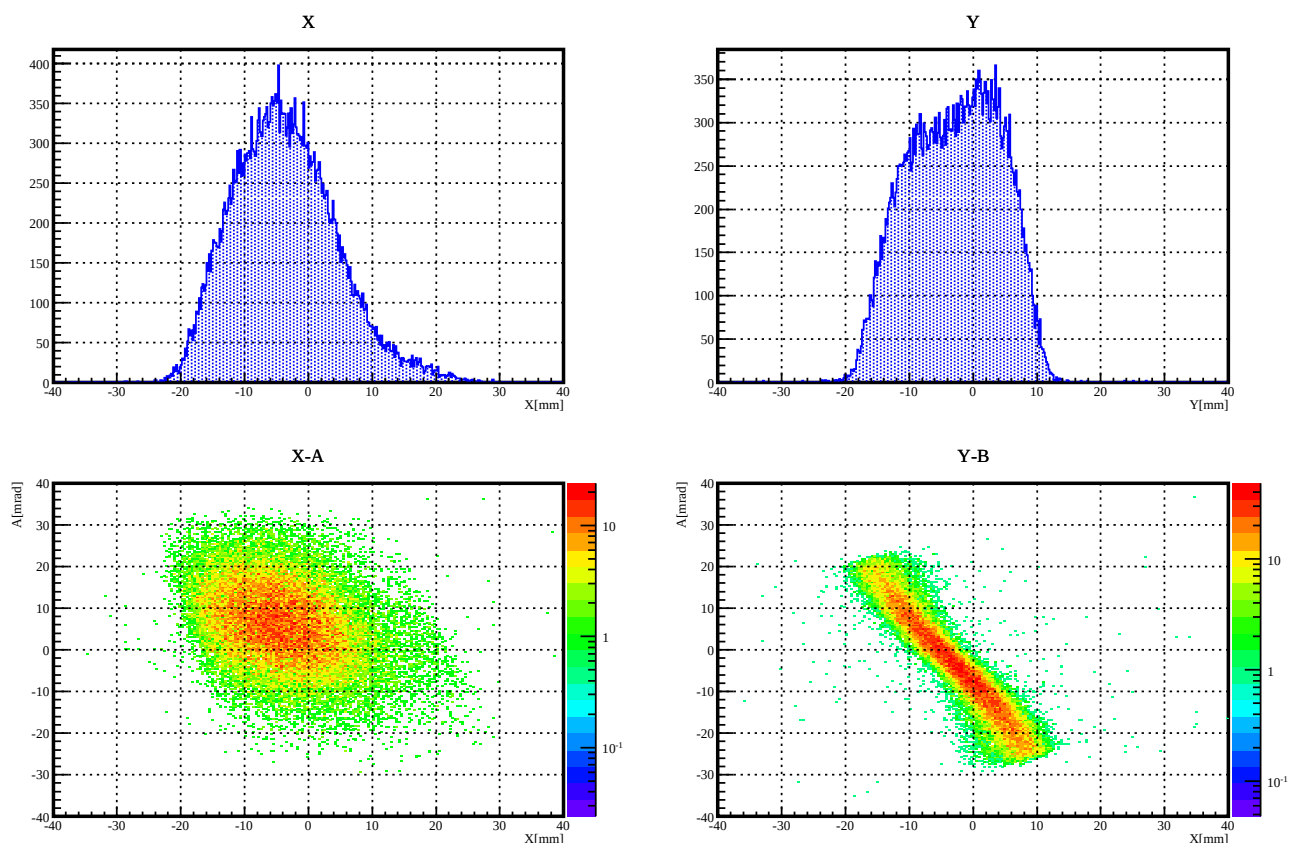


図 2.17 2 次ビームの標的平面内の X-Y プロファイル

図 2.18 ^{107}In ビームのプロファイル

図 2.19 ^{112}Sn ビームのプロファイル

2.7 データ収集系とトリガー

物理データ収集に用いるトリガーには ZeroDegree の F11 焦点面にインストールした TOF 用プラスチックシンチレータを用いた。ZeroDegree よりも上流の検出器で検出されるのは主に反応に寄与しなかった 2 次ビーム粒子であり、上流の検出器からトリガーをとると主にレートの高い 2 次ビームを主に収集してしまう。これに対して、ZeroDegree に送られる粒子は 2 次標的で反応を起こした入射核破砕片のみであり、2 次標的で反応を起こした入射核破砕片を効率よく収集できるからである。図 2.20 にトリガー回路系を示した。F11 焦点面の TOF 用シンチレータは左右 2 つの光電子増倍管で読みだしており、トリガーには左右の光電子増倍管からの信号の論理積を用いた。論理積をとる際には、トリガーのタイミングは必ず左の光電子増倍管で決定するようにディレイの調整を行った。これはタイムジッターを抑えるためである。図 2.21 にデータ収集系の概念図を示した。TOF 用シンチレータと Microball の ADC(Analog to Digital Converter) には CAEN V792 を、TDC(Time to Digital Converter) には V1290 を用いた。ADC は信号の電荷情報を数値化した情報、TDC は信号の時間情報を数値化した情報である。データ読出しには CAMAC バスと VME バスを用いた。CAMAC コントローラには東陽テクニカ社製の CC/NET を、VME コントローラには General Electric 社製の V7768 を用いた。各クレートのデータはコントローラを通じてイーサネットでは RIBF DAQ サーバーに送られ、RIBF DAQ サーバーではタイムスタンプを基にイベントビルドを行う。イベントビルドの終わったイベントは順次 RIBF DAQ サーバーを通じてハードディスクに保存される。データ収集に要する典型的なデッドタイムは $270\mu\text{sec}$ であった。典型的なトリガーレートは約 1kHz で、ライブレートは約 90% であった。

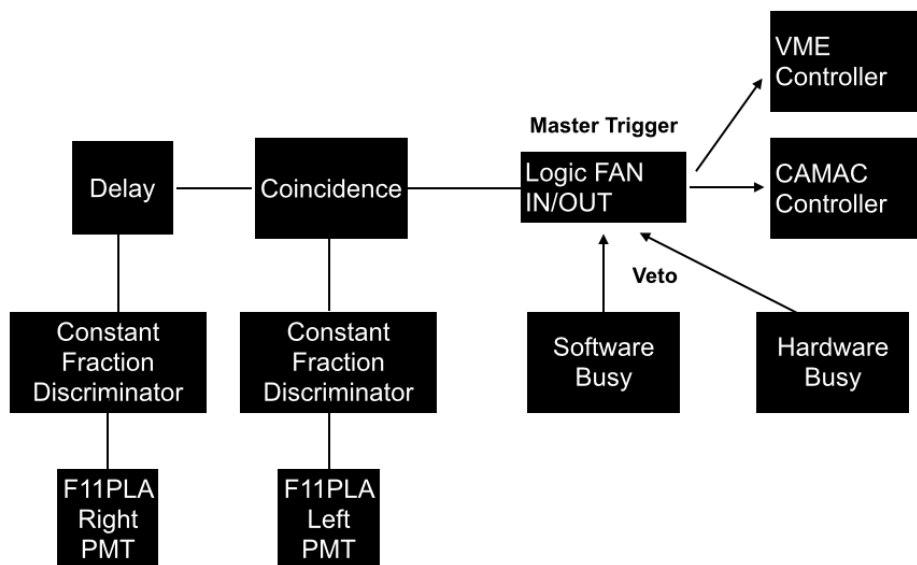


図 2.20 トリガー回路図

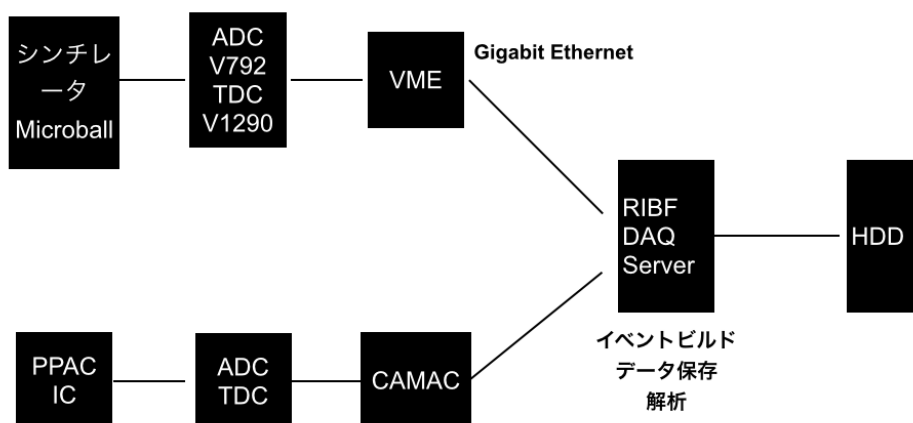


図 2.21 データ収集系の概念図

2.7.1 データ取得時の 2 次ビームレート

BigRIPS にインストールした検出器は TOF 用のプラスチックシンチレータだけであることを利用して、ビームレートを F3 焦点面で 1^6cps (Count per Second) まで上げてデータ収集をおこなった。焦点面検出器 PPAC はガスチェンバーの一種であり、安定して運用できる最大ビームレートが 50kps 程度であるため、焦点面検出器 PPAC を用いなければならない場合には、ビームレートは PPAC によって制限されてしまう。表 2.7 に示したのが各データ取得設定における典型的なヒットレートである。F3,F8,F11 で示したのがそれぞれの焦点面における TOF 用プラスチックシンチレータのヒットレートである。この 1 次ビーム

の強度は、現状の RIBF 施設で得られる最大値に近いものであり、1 次ビーム量を上げて効率的にマシンタイムを使うことができた。

表 2.7 各データ設定での焦点面における典型的なヒットレート

データ取得設定	1 次ビーム	F3	F8	F11(トリガー)	ライブレート
$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn } B\rho 2.41$	$6\times 10^{10}\text{cps}$	$800\times 10^3\text{cps}$	$250\times 10^3\text{cps}$	1000cps	80%
$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn } B\rho 2.52$	$6\times 10^{10}\text{cps}$	$800\times 10^3\text{cps}$	$250\times 10^3\text{cps}$	1000cps	80%
$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn } B\rho 2.41$	$6\times 10^{10}\text{cps}$	$800\times 10^3\text{cps}$	$130\times 10^3\text{cps}$	500cps	90%
$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn } B\rho 2.52$	$6\times 10^{10}\text{cps}$	$800\times 10^3\text{cps}$	$130\times 10^3\text{cps}$	500cps	90%

第 3 章

解析

本実験で測定したい量は、衝突の荷電粒子の多重度と、入射核破砕片の (中性子数 N , 陽子数 Z) とその (中性子数 N , 陽子数 Z) ごとの生成断面積である。入射核破砕片の粒子識別は $B\rho$ - ΔE -TOF 法を用いて行う。そのために用いた検出器は、飛行時間 TOF 検出用プラスチックシンチレータ、焦点面検出器 PPAC、エネルギー損失測定器イオンチェンバーである。焦点面検出器 PPAC、エネルギー損失測定器イオンチェンバーに関しては BigRIPS で確立された検出器校正を用い、飛行時間 TOF 検出用プラスチックシンチレータに関しては新たな検出器校正を行った。衝突の荷電粒子の多重度は Microball から測定する。荷電粒子の多重度は時間情報 (TDC) のヒット数から計測するため、TDC 情報に関する検出器校正を行う。また、各 CsI(Tl) 結晶が正常に動作しているかどうかを確認した。ZeroDegree, Microball のそれぞれの検出器が正しく動作しているかは、測定量どうしの相関を見ることで確かめた。解析に用いたデータの一覧を表 3.1 にまとめた。以下では、データの種類を使用目的にしたがって物理データ、検出器校正データなどと書くことにする。検出器校正のデータでは、検出器の性能を調べるために、それぞれ異なるトリガーで取得している。

表 3.1 解析で用いるデータセットの一覧

データ取得設定	トリガー	目的
$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn } B\rho 2.41$	F11TOF	物理イベント収集
$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn } B\rho 2.52$	F11TOF	物理イベント収集
$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn } B\rho 2.41$	F11TOF	物理イベント収集
$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn } B\rho 2.52$	F11TOF	物理イベント収集
$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn } B\rho 2.41$	Microball	荷電粒子多重度 (TDC) の校正
$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn } B\rho 2.41$	Microball	荷電粒子多重度 (TDC) の校正
$^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$	F3TOF(ビーム)	粒子識別の校正

3.1 検出器の較正

3.1.1 飛行時間 TOF 検出用プラスチックシンチレータの TDC 情報の時間較正

時間較正

TOF 法で粒子識別を行うため、TDC 情報の時間較正は重要である。Time Calibrator を用いて、TDC モジュールに 320nsec 間隔のパルスを送り、TDC チャンネルの線形性を確認した。図 3.1 に示したのが TDC 較正の結果である。青がデータ点、赤線が直線でフィットした時のフィット関数である。横軸が TDC チャンネルの値、縦軸が真の時間 [nsec] である。直線フィット関数の傾きから、TDC チャンネルから nsec への変換係数 τ を求めた。目標精度がどの程度必要かは、第 5 章で議論する。

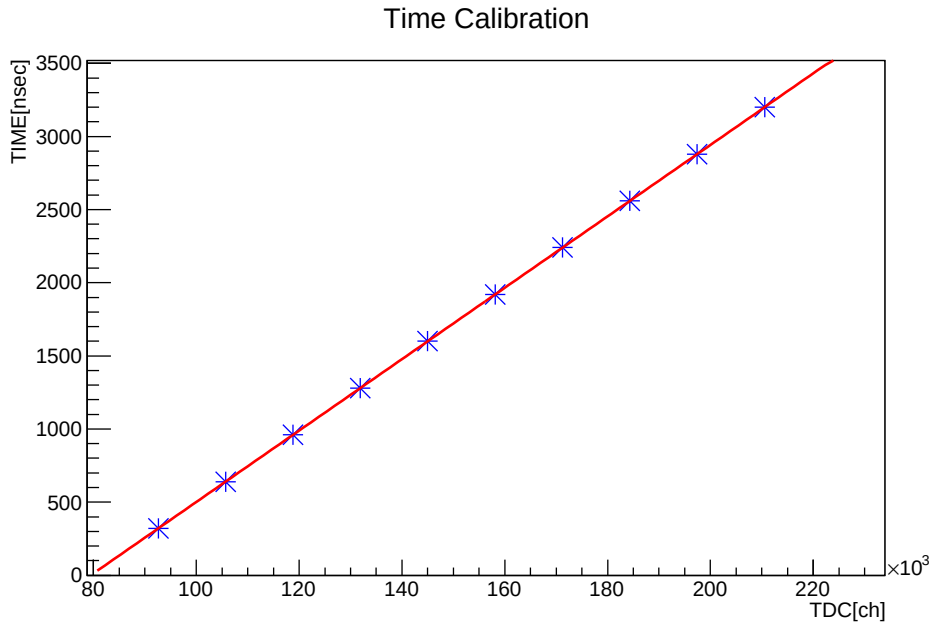


図 3.1 Time Calibrator で求めた V1290 モジュールの TDC チャンネルと時間の相関

本実験では、TDC モジュールに CAEN V1290 を用いた。V1290 ではトリガーの時間情報を各チャンネルの時間情報から引き算することによって各チャンネルの時間情報を得る。そのために、トリガーを TDC モジュールの 1 つのチャンネルに入力しておき、トリガーの TDC チャンネル値を各チャンネルの TDC チャンネル値から差し引いた。各プラスチックシンチレータから左右 2 つの光電子増倍管を使って読みだしており、TDC チャンネルの値は左右 2 つのチャンネルの平均値を用いることにした。また、信号のディスクリミネータには、信号波高から生じるスルー効果を打ち消すためにコンスタントフラクションディスクリミネータを用いた。TDC channel の生の値を T_{raw} 、較正後の値を T_{cal} とすると、以下の計算式で較正を行った。

$$T_{\text{cal}} = \frac{T_{\text{raw}}^{\text{left}} + T_{\text{raw}}^{\text{right}} - 2T_{\text{raw}}^{\text{trigger}}}{2} \times \tau \quad (3.1)$$

TDC ゲート

CAEN V1290 TDC モジュールはマルチヒット TDC モジュールである。図 3.2 に示したのが V1290TDC モジュールの動作概念図である。V1290TDC モジュールは、トリガーを送ると、トリガー前

後の一定時間の間ウィンドウが開き、ウィンドウが開いている間のヒットをすべて収集する。そのため、真のヒットのほかに、アクシデンタルヒットを同時に収集している。そのため、解析で複数のヒットのうち真のヒットの時間にイベントを選択する必要がある。真のヒットはマルチヒット全体の TDC チャンネルの分布を見て決定し、真のヒットの時間のイベントだけを選択した。

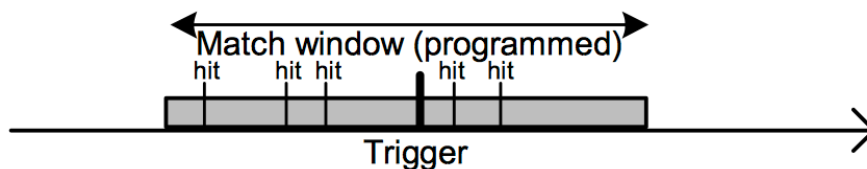


図 3.2 CAEN V1290 TDC モジュールの動作概念図

F3 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレーターの較正後の時間スペクトルを図 3.3 に示した。アクシデンタルイベントがサイクロトロン周波数である約 60nsec ごとに周期的に分布していることが分かった。真のヒットと考えられる赤で示した領域のイベントを選択した。

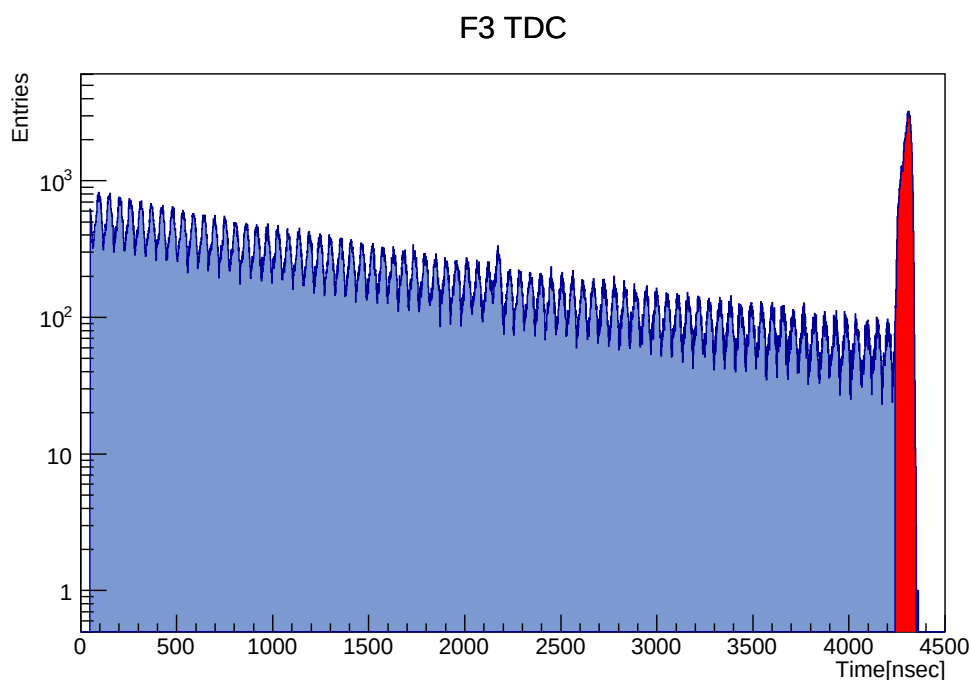


図 3.3 F3 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレーター較正後の時間スペクトル

図 3.4 に示したのが、F8 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレーターの較正後の時間スペクトルである。F3 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレーターの時間スペクトルと同じく、アクシデンタルイベントがサイクロトロン周波数である約 60nsec ごとに、周期的に分布していることが分かった。4400nsec 付近に、ピークがあるが原因は不明である。図の赤領域のイベントを選択した。

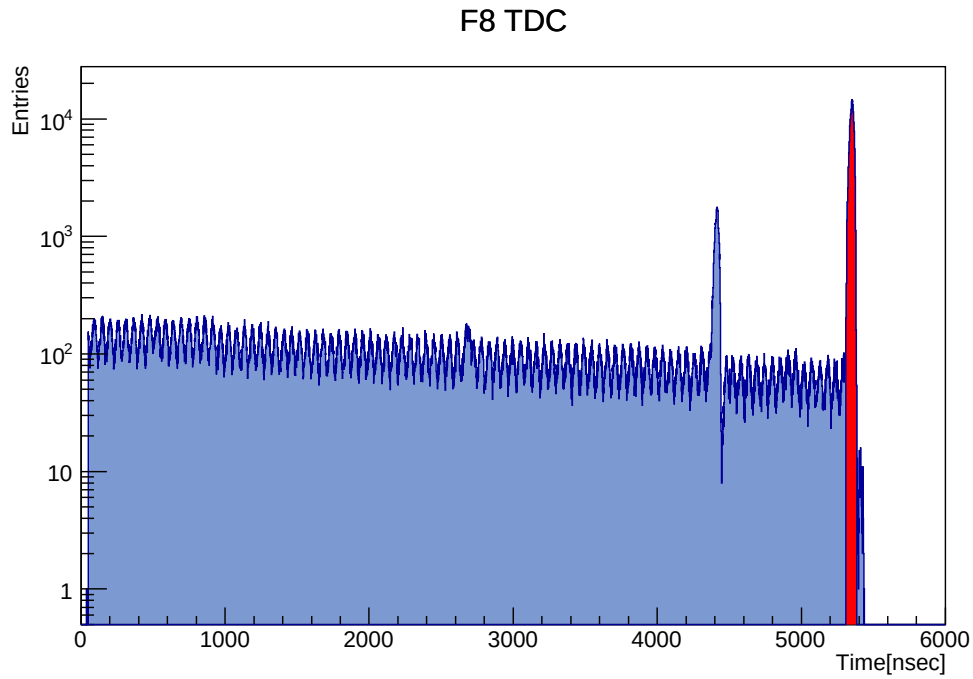


図 3.4 F8 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレーターの較正後の時間スペクトル

図 3.4 に示したのが、F11 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレーターの較正後の時間スペクトルである。F11 焦点面シンチレータ自身がトリガーのため、ピークが 1 つあるだけである。

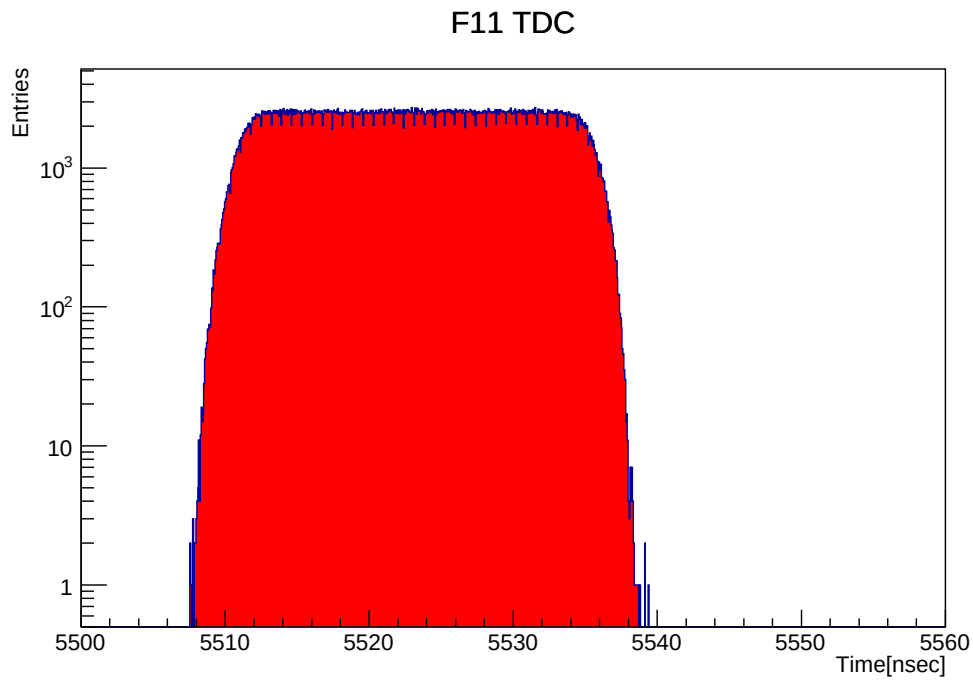


図 3.5 F11 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレータの較正後の時間スペクトル

3.1.2 飛行時間 TOF の較正

時間較正で得られた F8 および F11 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレータで測定した時間から、F8 焦点面から F11 焦点面までの飛行時間 TOF8-11 を求める。F8 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレータの信号から得られた時間を T_{cal}^8 、F11 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレータの信号から得られた時間を T_{cal}^{11} とすると、TOF8-11 は次式で得られる。

$$\text{TOF8-11} = T_{cal}^{11} - T_{cal}^8 + T_0 \quad (3.2)$$

T_0 は TOF オフセットあるいはタイムゼロと呼ばれる定数である。これは、F8、F11 の 2 か所で測定された時間は信号が回路を伝送するためにかかる時間を含んでいるため、その伝送時間を補正するための定数である。TOF オフセット T_0 は、速度 β が既知の $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+2}$ 次ビーム粒子を用いてとった検出器較正データを用いて求めた。速度 β から、F8 焦点面から F11 焦点面までの飛行時間 TOF8-11 を計算する。次に $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ の F8 焦点面および F11 焦点面における時間測定値 T_{cal}^8 、 T_{cal}^{11} のうち、運動量広がりによる誤差を減らすため、速度 β 分布の狭い領域のイベントを選択し、さらに飛行長さにより生じる時間差を減らすため、ビームラインの中心を通るイベントを選択した。ビームラインの中心を通るイベントは F10 と F11 の焦点面検出器で測定した座標 X で選択した。 $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ の $T_{cal}^{11} - T_{cal}^8$ スペクトルのイベントの選択を行う前後の違いを図 3.6 に示した。黒線で示したのがイベントを選択する前、赤で示した領域がイベントを選択した後の $T_{cal}^{11} - T_{cal}^8$ スペクトルであり、赤破線で示したのが速度 β から計算した TOF8-11 である。イベントを選択して求めた $T_{cal}^{11} - T_{cal}^8$ スペクトルの平均値と計算から求めた飛行時間 TOF8-11 が一致するように TOF オフセット T_0 を求めた。

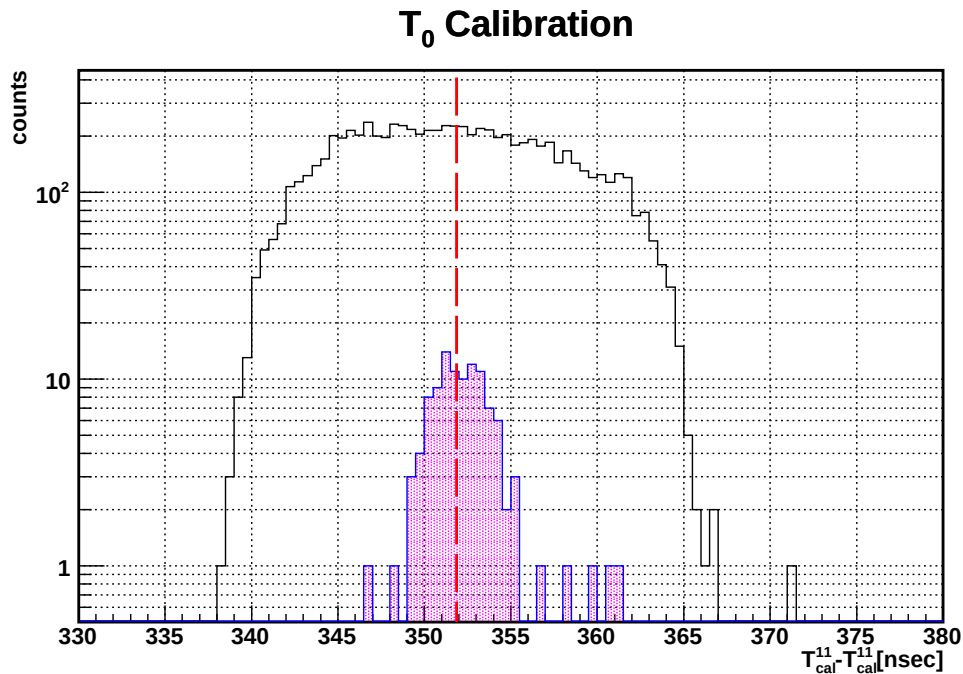


図 3.6 TOF オフセット T_0 較正に用いた $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ の $T_{cal}^{11} - T_{cal}^8$ スペクトル

3.1.3 入射核破砕片の粒子識別の較正

本実験のもっとも重要な観測量は、ZeroDegree 磁気スペクトロメータで行う入射核破砕片の (中性子数 N , 陽子数 Z) の決定とその (中性子数 N , 陽子数 Z) ごとの生成断面積である。粒子識別を行うことで、核破砕反応から生じた入射核破砕片の (中性子数 N , 陽子数 Z) を決定する。粒子識別を行う方法はいくつか知られているが、本実験では以下に述べる $B\rho$ - ΔE -TOF 法で粒子識別を行った。以下しばらくの間、簡単のために荷電状態 Q の自由度を無視し、粒子はフルストリップであるとする。 $B\rho$ - ΔE -TOF 法は次式 3.3 に基づいて粒子識別を行う。

$$B\rho = \frac{A}{Z} m_u v \gamma \quad (3.3)$$

式 3.3 は、磁気硬度 $B\rho$, 質量数 $A (= N + Z)$, 陽子数 Z , 速度 $\beta (\beta = v/c, \gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2})$ の 4 つの未知数の 1 次式である。したがって、4 つの未知数のうち、3 つを測定すれば、残り 1 つの未知数を決定できる。 $B\rho$ - ΔE -TOF 法では、磁気硬度 $B\rho$, 陽子数 Z , 速度 β を測定することで、質量数 A を決定する。磁気硬度 $B\rho$ は ZeroDegree 磁気スペクトロメータを用いて測定する。陽子数 Z はイオンチェンバーで測定した粒子のエネルギー損失 ΔE から決定し、速度 β は飛行時間測定法を用いて測定する。

イオン光学における輸送行列の方法

入射核破砕片の磁気硬度は、イオン光学における 1 次の輸送行列による方法を用いて測定する。イオン光学を用いると、ある焦点面で観測された光学変数 (X, A, Y, B, δ) は別のある焦点面で観測された光学変数 (X', A', Y', B', δ') に輸送行列をかけることで求めることができる。一般の輸送行列は高次の行列積を含み複雑であるが、本解析では 1 次の輸送行列のみを用いた。ある焦点面で以下の 5 つの観測量を測定したとする。

$$\left\{ \begin{array}{l} X : \text{光軸からの水平方向距離} \\ Y : \text{光軸に対する水平方向傾き} \\ A : \text{光軸に対する鉛直方向距離} \\ B : \text{光軸に対する鉛直方向傾き} \\ \delta : \text{磁気硬度の中心値からのずれ} \end{array} \right. \quad (3.4)$$

ここで、光軸の中心を通る粒子の持つ磁気硬度を $B\rho_0$ とすると、磁気硬度の中心値からのずれ δ は $B\rho_0(1 + \delta)$ で定義される。F10 焦点面でこれらの 5 つの光学変数 ($F10X, F10A, F10Y, F10B, F10\delta$) を測定したとすると、F11 焦点面における光学変数 ($F11X, F11A, F11Y, F11B, F11\delta$) は、1 次の輸送行列を用いて次のように計算することができる。

$$\begin{pmatrix} F11X \\ F11A \\ F11Y \\ F11B \\ F11\delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & (x|y) & (x|b) & (x|\delta) \\ (a|x) & (a|a) & (a|y) & (a|b) & (a|\delta) \\ (y|x) & (y|a) & (y|y) & (y|b) & (y|\delta) \\ (b|x) & (b|a) & (b|y) & (b|b) & (b|\delta) \\ (\delta|x) & (\delta|a) & (\delta|y) & (\delta|b) & (\delta|\delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F10X \\ F10A \\ F10Y \\ F10B \\ F10\delta \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

本解析ではイオン光学計算コードである COSY を用いて求めた 1 次の輸送行列を使用した。光学変数 (X, A, Y, B, δ) の単位を ([mm],[mrad],[mm],[mm],[無次元]) とすると、1 次の輸送行列の各成分は次式で

与えられる。

$$\begin{pmatrix} -4.92789 \times 10^{-1} & -6.40620 \times 10^{-1} & 0 & 0 & 0 \\ 2.32415 \times 10^{-1} & -1.99991 \times 10^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -5.26531 \times 10^{-1} & 1.69555 \times 10^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & -4.63641 \times 10^{-2} & -1.88429 & 0 \\ 1.33155 \times 10^{-4} & -1.39722 & 0 & 0 & 1.00000 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

ZeroDegree は光学変数 (X, A) に対して分散を持つスペクトロメータであるから、ZeroDegree における 1 次の輸送行列は、 (Y, B) を無視して次式で表される。

$$\begin{pmatrix} F11X \\ F11A \\ F11\delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & (x|\delta) \\ (a|x) & (a|a) & (a|\delta) \\ (\delta|x) & (\delta|a) & (\delta|\delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F10X \\ F10A \\ F10\delta \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

上式は、 $F11X, F11A, F10X, F10A, F10\delta, F11\delta$ の 6 つの未知数に対する 1 次の 3 元連立方程式である。焦点面検出器 PPAC を用いて $F11X, F11A, F10X, F10A$ のうちの 3 変数を測定すれば、3 つの未知数に対する 1 次の 3 元連立方程式となり必ず解ける。

磁気硬度 $B\rho$ の測定

ZeroDegree 磁気スペクトロメータに設置した F10 と F11 焦点面検出器で 2 組の光学変数 $(F10X, F10A)$ と $(F11X, F11A)$ を測定すると、1 次の輸送行列の方法から得られた式 3.7 により残りの光学変数である磁気硬度の中心値からのずれ $F10\delta$ を決定することができる。以下では、 $F10\delta$ を単純に δ と書くことにすると、1 次の輸送行列を用いて、

$$\begin{pmatrix} F11X \\ F11A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) \\ (a|x) & (a|a) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F10X \\ F10A \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} (x|\delta) \\ (a|\delta) \end{pmatrix} \delta \quad (3.8)$$

と書ける。上の式を、 $F10A$ の δ の 2 つの未知数の 2 元連立 1 次方程式として、

$$\begin{pmatrix} F10A \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|a) & (x|\delta) \\ (a|a) & (a|\delta) \end{pmatrix}^{-1} \left[\begin{pmatrix} F11X \\ F11A \end{pmatrix} - F10X \begin{pmatrix} (x|x) \\ (a|x) \end{pmatrix} \right] \quad (3.9)$$

と解くことで、磁気硬度の中心値からのずれ δ を決定する。

エネルギー損失 ΔE の測定

荷電粒子の物質中における単位長さあたりのエネルギー損失は、荷電粒子の持つ速度と電荷 (β, Z) の関数であり、次に示すベーテブロッホの公式で記述される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{mv^2} nz \left(\ln \frac{2mv^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (3.10)$$

入射核破砕片はほぼ 1 次ビームと同じ速度 β を持つことが知られている。このことを用いると同じ 1 次ビームから生成した (中性子 N , 陽子数 Z) の入射核破砕片の (中性子 N , 陽子数 Z) ごとの単位長さあたりのエネルギー損失の違いは、その陽子数の 2 乗 Z^2 のみで決まる。そこで、エネルギー損失 ΔE を計測することによって、入射核破砕片の Z を分離することができる。エネルギー損失は F11 焦点面のイオンチェンバーで計測する。イオンチェンバーで測定するエネルギー損失 ΔE は、 dE/dx を検出器の長さに沿って積分した量 $\int (dE/dx) dx$ である。重イオンのエネルギー損失 ΔE は、ベーテブロッホの公式からの複雑な補正が必要であり、物質にも大きく依存することが知られている。そのために、一般には $\int (dE/dx) dx$ は Z と物質の性質の複雑な関数である。本解析では、 Z を経験的に β の 5 次、 ΔE の 1 次の多項式とみなした較正を行い、 Z を決定した。

$B\rho\text{-}\Delta E\text{-TOF}$ 法における荷電状態 Q を含めた粒子識別の決定

これまで簡単のために、荷電状態 Q の自由度を無視していたが、ここでは $B\rho\text{-}\Delta E\text{-TOF}$ 法において、荷電状態 Q がどのように測定されるかを考える。荷電状態 Q の磁気応答は $Z' = Q$ の原子核と同じであるから、磁気硬度分析から求められるのは A/Q である。一方、エネルギー損失は主には陽子数 Z に依存するので、エネルギー損失 ΔE から測定できるのは Z である。そのため、荷電状態 Q に $B\rho\text{-}\Delta E\text{-TOF}$ 法を適用すると、測定できる $A/Q, Z$ の2つの量に対して未知数が A, Q, Z の3つであり、一般には解けない。荷電状態 Q を決定するためには観測量を一つ増やす必要があり、そのために、全運動エネルギー測定器 (Total Kinetic Energy Counter) が用いられる。全運動エネルギー測定器では、粒子を検出器内に静止させて、全運動エネルギー K を測定する。全運動エネルギー K は次式で与えられる。

$$K = A \cdot m_u c^2 \gamma - A \cdot m_u c^2 \quad (3.11)$$

$\gamma (= 1/\sqrt{1-\beta^2})$ は飛行時間 TOF から測定して既知なので、全運動エネルギー K を測定すれば質量数 A を求めることができる。残念ながら本実験の高い計数率で動作する全運動エネルギー検出器の開発は十分には進んでおらず、今回の実験で用いることはできなかった。

粒子識別の確定

磁気硬度分析から求めた A/Q と ΔE 分析から求めた陽子数 Z の相関プロットを用いて粒子識別を行う。一般に粒子識別には横軸に A/Q 、縦軸に Z をとった2次元プロットを用い、この2次元プロットのことを粒子識別プロットと呼ぶ。双方が正しく測定できていれば、粒子識別プロットでアイソトープが”島”のように見える。以下でも、 A/Q と Z の相関からアイソトープが識別できた場合には、”アイソトープの島”と呼ぶことにする。一般にはこの粒子識別プロットだけでは荷電状態 Q は決定できないが、フルストリップ以外の荷電状態 Q の分岐比が十分少ない場合にはフルストリップ以外の荷電状態 Q を考慮する必要はない。

3.1.4 Microball の TDC 情報の較正と動作の確認

Microball の TDC 情報の較正

Microball は2次標的の周りを覆い、衝突から生じた荷電粒子の多重度を測定する。Microball では、TDC、QDCEnergy、QDCTail の3つのデータを収集している。QDCEnergy が信号波形のピーク部分に QDC ゲートをかけた電荷情報であり、QDCTail が信号波形のテール部分に QDC ゲートをかけた電荷情報である。QDCTail と QDCEnergy の相関から、陽子数 $Z = 1$ の粒子と $Z > 1$ の粒子を識別することができる。TDC には TOF 用プラスチックシンチレータと同じく CAEN V1290 を用いた。そこで、解析の際には TOF 用プラスチックシンチレータの場合と同じ手順で較正を行った。真のヒット時間のイベントの選択はチャンネルごとに TDC ヒット全体の分布を見ながら決定した。図 3.7 に示したのが、実験室系散乱角 $\theta = 20^\circ \pm 7^\circ$ をカバーする Microball の CsI(Tl) 結晶 1 つの時間スペクトルである。図 3.7 の赤で示した領域のイベントを選択した。このイベントの選択は、1 つ 1 つの CsI(Tl) 結晶すべてについて行った。

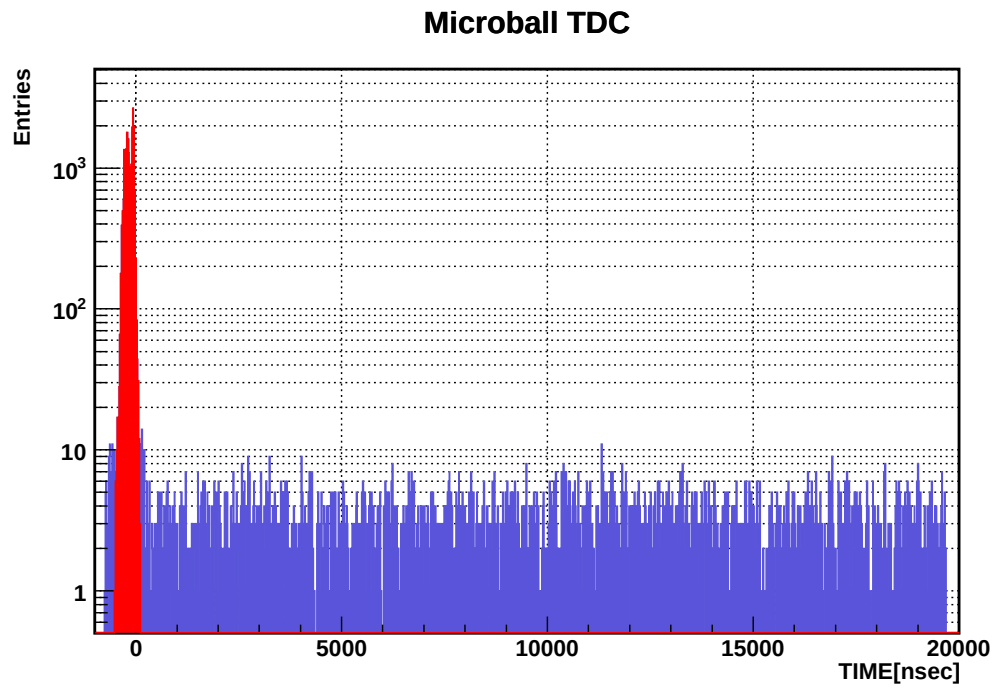


図 3.7 実験室系散乱角 $\theta = 20^\circ \pm 7^\circ$ をカバーする Microball の結晶 1 つの時間スペクトル

Microball の動作の確認

図 3.8 に示したのが、実験室系散乱角 $\theta = 20^\circ \pm 7^\circ$ をカバーする Microball の CsI(Tl) 結晶 1 つの時間および QDC スペクトルである。それぞれ、左上:時間スペクトル、右上:QDCTail スペクトル、左下:QDCEnergy スペクトル、右下:QDCTail と QDCEnergy の相関である。QDCTail スペクトル、QDCEnergy スペクトルはペDESTALを含んだ全体の分布であり、横軸は QDC チャンネルである。QDCEnergy と QDCTail の間に直線状の相関があることから、結晶が正常に動作していることが確認できた。すべての結晶について、これらの相関が正常に見えることを確認した。

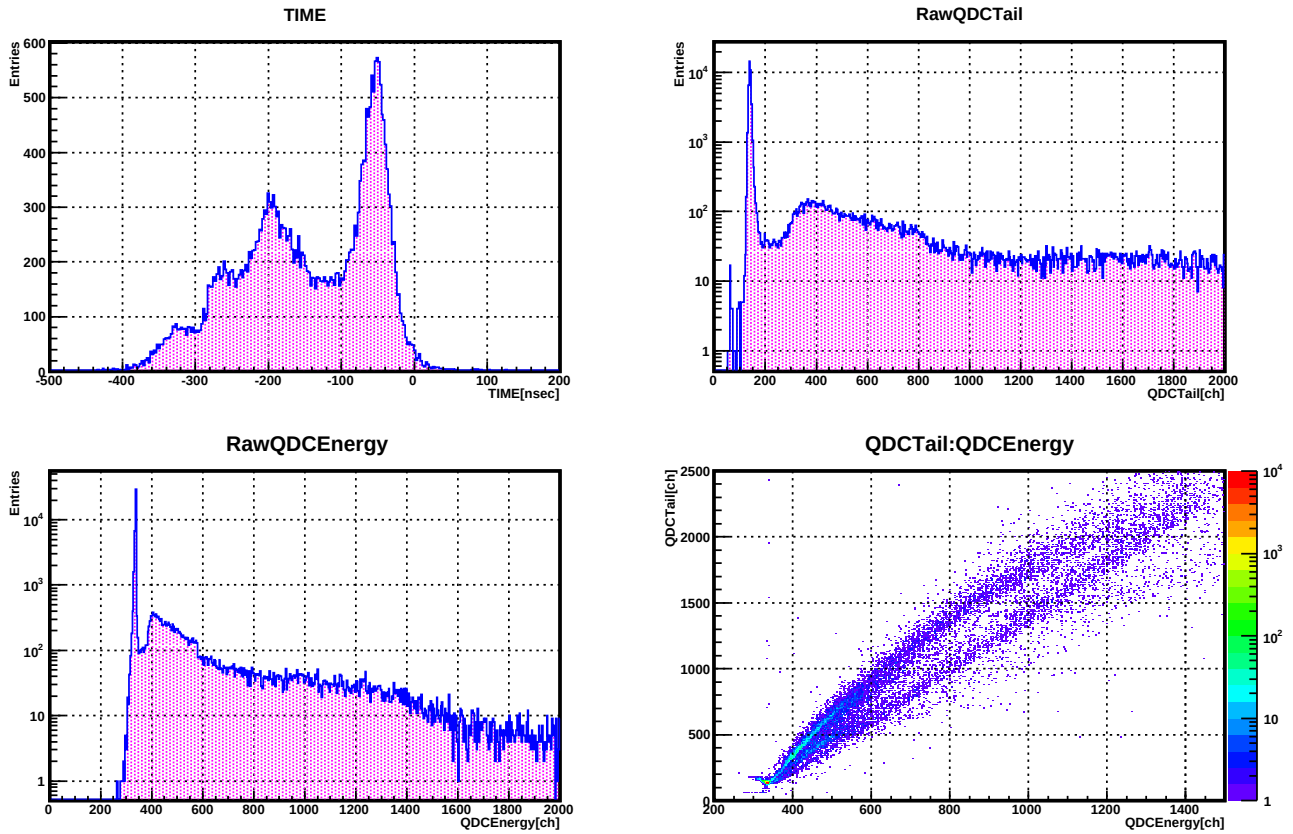


図 3.8 実験室系散乱角 $\theta = 20^\circ \pm 7^\circ$ をカバーする Microball の結晶 1 つの時間および QDC スペクトル

Microball を用いた陽子数 $Z = 1$ 粒子と $Z > 1$ 粒子の識別

QDCTail と QDCEnergy の相関から、陽子数 $Z = 1$ の粒子と $Z > 1$ の粒子を識別することができる。これは、Pulse Shape Discrimination(PSD) と呼ばれる手法である。CsI(Tl) シンチレータのシンチレーション光には、2 種類あり、1 つは荷電粒子によるエネルギーデポジット密度が高いときに励起される励起モード (L1) の崩壊から生じるシンチレーション光であり、もう 1 つは荷電粒子によるエネルギーデポジット密度が低いときに励起される励起モード (L2) の崩壊から生じるシンチレーション光である。励起モード L1 は短寿命であり、励起モード L2 は長寿命である。したがって、L1 から生じたシンチレーション光と L2 から生じたシンチレーション光は時間差を持って放出される。図 3.9 に示したのが、Pulse Shape Discrimination 法の原理である [13]。上に示した用に、CsI(Tl) シンチレータの信号の早い成分 (QDCEnergy) と遅い成分 (QDCTail) それぞれに QDC ゲートをかけて、L1(QDCEnergy) と L2(QDCTail) それぞれの電荷情報を取得する。図 3.9 の下に示したのが、L1 と L2 の相関である。ここから $Z = 1$ の粒子と $Z > 1$ の粒子を識別する。図 3.9 に示した例では、さらに p, d, t, ^3He , α , Li の識別に成功しているが、今回の実験セットアップでは Microball の最高の性能を出すことができず、 $Z = 1$ の粒子と $Z > 1$ の粒子しか識別できなかった。この残留核の粒子識別も、衝突の中心度を決定するうえで付加的に用いることのできる有用な情報である。

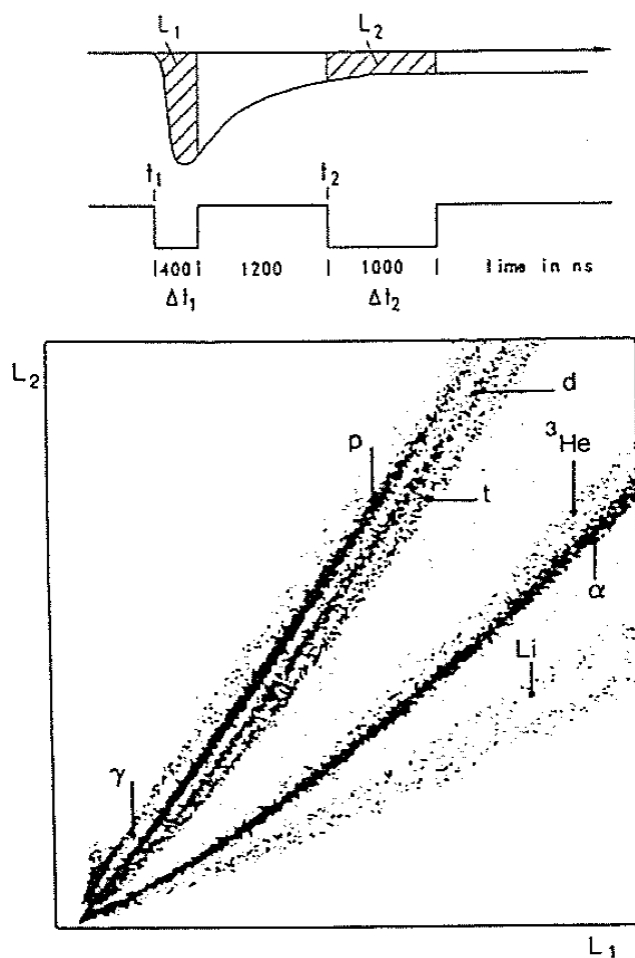


図 3.9 Pulse Shape Discrimination 法の原理

Microball の代表的な 1 つの結晶から得られた横軸を QDCEnergy、縦軸を QDCTail にとった相関プロットを図 3.10 に示した。単位はともに [QDCch] である。図から読み取れるように、相関は 2 つの直線に分かれており、このうち QDCEnergy のチャンネルが低い側の直線に分布しているのが $Z = 1$ の粒子であり、高い側の直線に分布しているのが $Z > 1$ の粒子である。

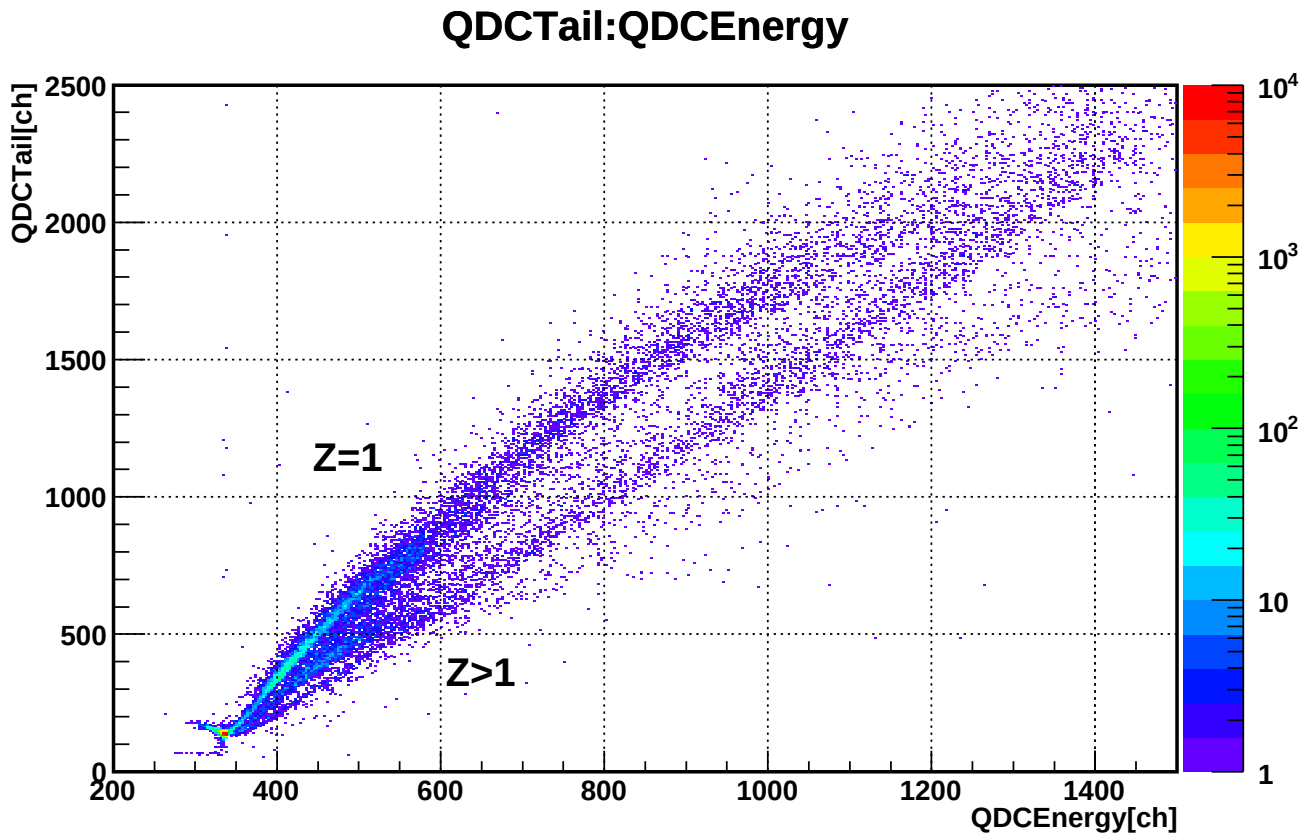


図 3.10 実験室系散乱角 $\theta = 20^\circ \pm 7^\circ$ をカバーする Microball の結晶 1 つの QDCEnergy と QDCTail の相関

Microball の動作確認

Microball のそれぞれの CsI(Tl) 結晶が正しく動作しているかは、残留核の散乱角の分布を用いて確かめることができる。残留核の散乱角分布は、実験室系散乱角 θ について前方をピークとする単調減少、実験室系方位角 ϕ に関してはビーム軸に対して軸対称であることが期待される。そこで、 $^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$ で取得した物理データを使って、Microball の各 CsI(Tl) 結晶の状態を調べた。Microball はリング 2,3,4,5,7,8 からなり、各リングは標的平面内の円周上に並んだそれぞれ 10,12,12,14,12,10 個の CsI(Tl) 結晶から構成されている。各リングについて、実験室系での方位角 ϕ 方向の角度と各結晶のヒット数の相関プロットを作った。同一円周上の CsI(Tl) 結晶は同じ実験室系散乱角 θ をカバーするため、ほぼ同じ計数があることが期待される。Microball では、TDC、QDCEnergy、QDCTail の 3 つをとっているので、1 つの CsI(Tl) 結晶につき 3 通りの方法で数えた。結果は図 3.12 から図 3.17 に示した。横軸が実験室系の方位角 ϕ 方向に並んだ CsI(Tl) 結晶に対応し、縦軸が計数である。方位角 ϕ はビーム上流から見て反時計回りにとり、 X 軸を 0° とした。Microball の CsI(Tl) 結晶の配置をビームのプロファイルに合わせて図 3.11 に示した。図 3.11 では 12 個の CsI(Tl) の結晶からなるリングについて赤の数字で示しが、ほかのリングについても同様である。

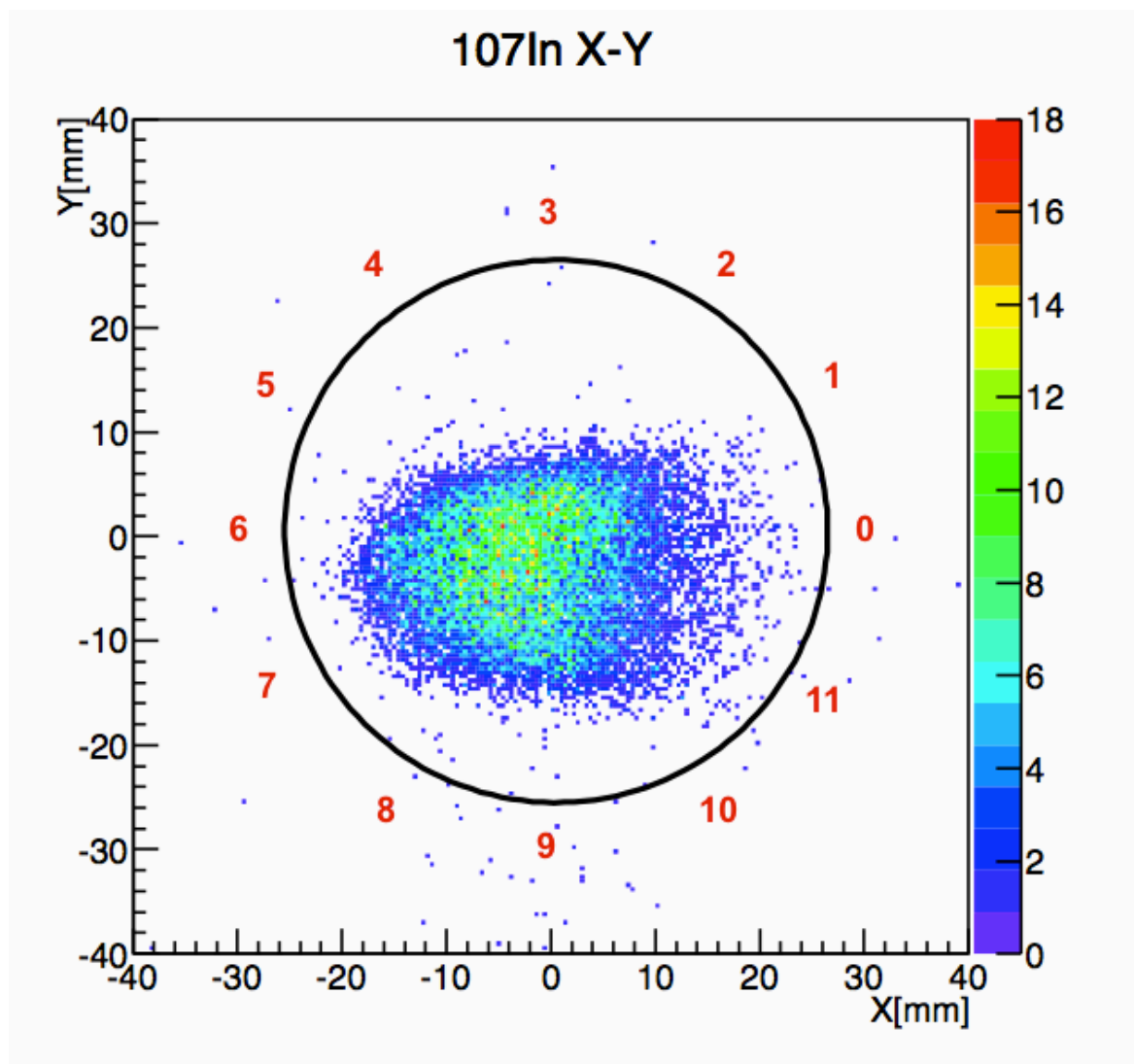


図 3.11 ビームの偏りと Microball の CsI(Tl) 結晶の配置

赤で示したのが TDC の計数、黒で示したのが QDC Energy の計数、青で示したのが QDC Tail の計数である。TDC から求めた計数と QDC から求めた計数に差があるのは、QDC ゲートに用いたトリガーの効果であると考えられる。いくつかの CsI(Tl) 結晶は計数が両隣の検出器と比較して極端に低く、動作していないことが分かった。また、実験室系での散乱角 θ が前方のリングについては、方位角 ϕ 上の分布に偏りがあることが分かった。2 次ビームが 2 次標的に対して中心を通っていなかったことが原因であると考えられる。実際に、この方位角 ϕ 分布の偏りは、図 3.11 に示した、上流から見た 2 次ビームのプロファイルの偏りと一致している。この 2 次ビームのプロファイルの偏りは、Microball の角度アクセプタンスに影響を与えており、さらなる解析が必要である。

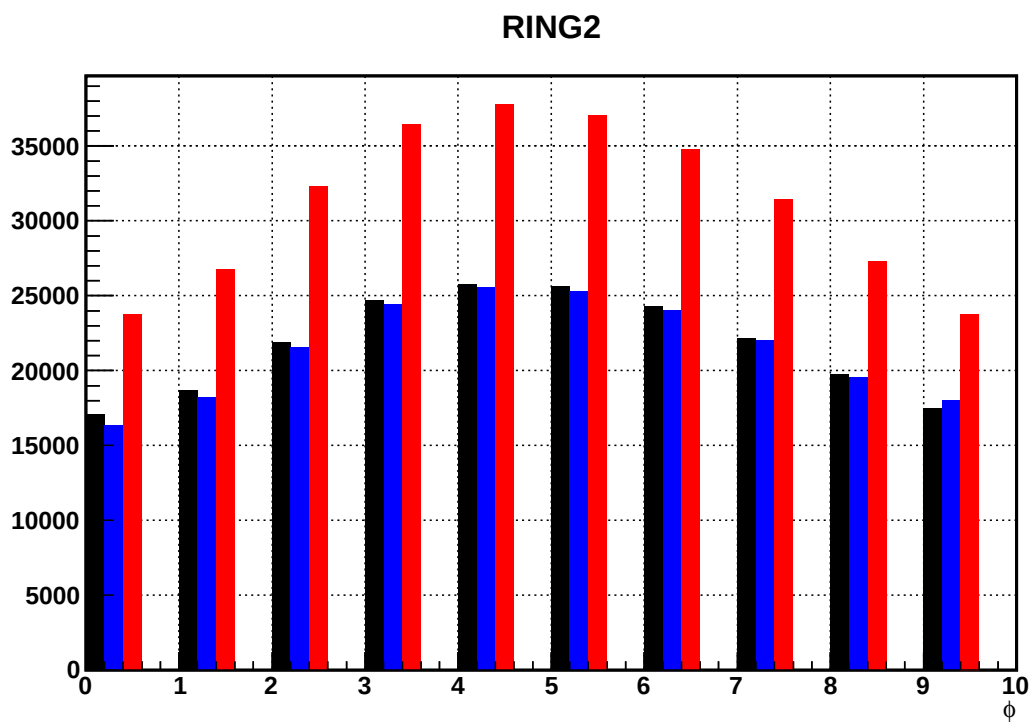


図 3.12 ring2 の円周 ϕ 方向の計数分布。実験室系の散乱角 $21^\circ \pm 7^\circ$ をカバーする。

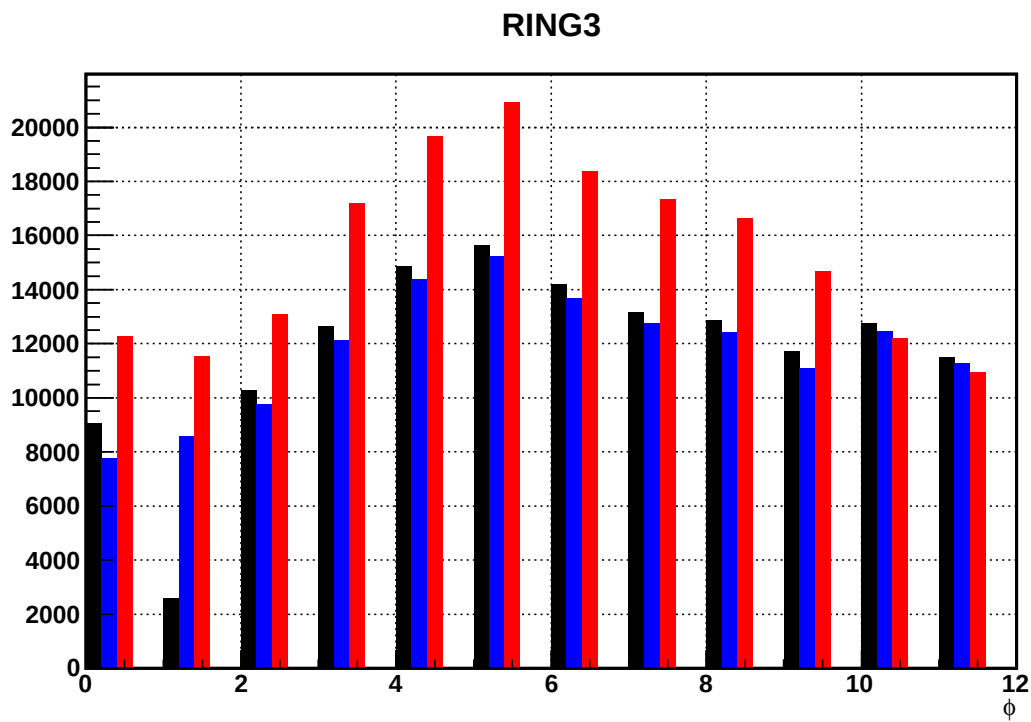


図 3.13 ring3 の円周 ϕ 方向の計数分布。実験室系の散乱角 $36^\circ \pm 8^\circ$ をカバーする。

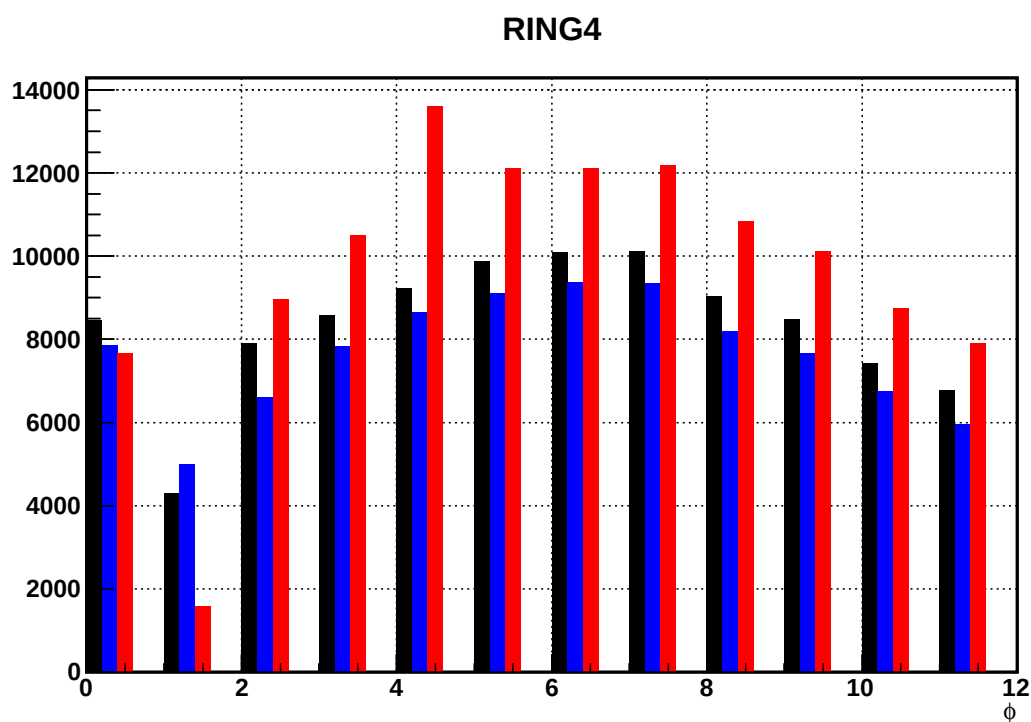


図 3.14 ring4 の円周 ϕ 方向の計数分布。実験室系の散乱角 $52^\circ \pm 8^\circ$ をカバーする。

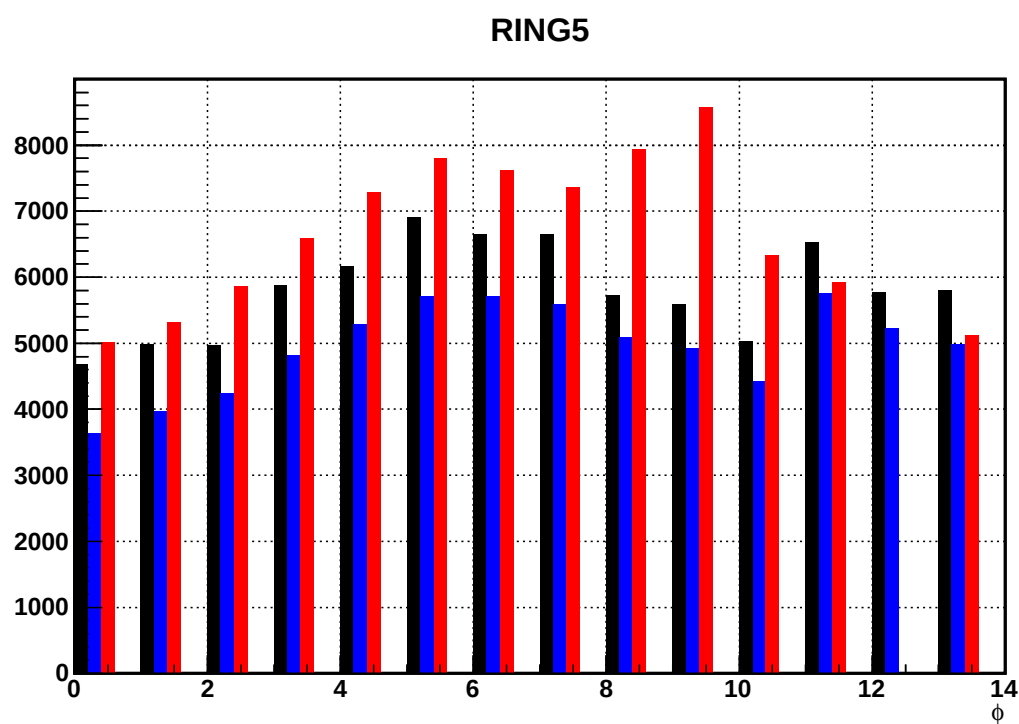


図 3.15 ring5 の円周 ϕ 方向の計数分布。実験室系の散乱角 $70^\circ \pm 10^\circ$ をカバーする。

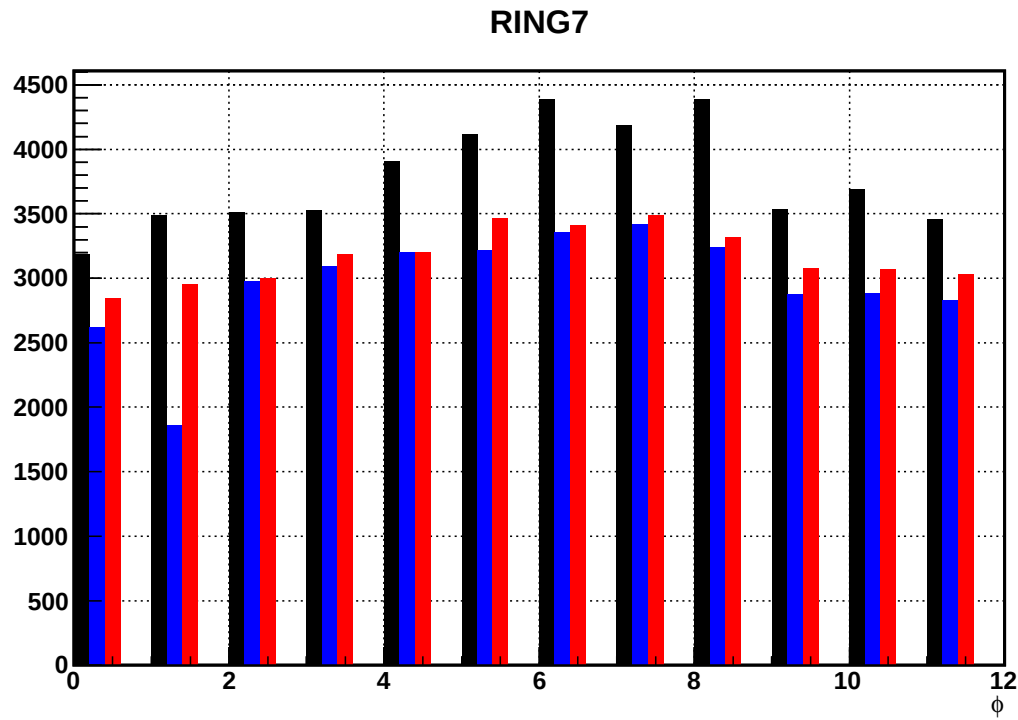


図 3.16 ring7 の円周 ϕ 方向の計数分布。実験室系の散乱角 $111.5^\circ \pm 11.5^\circ$ をカバーする。

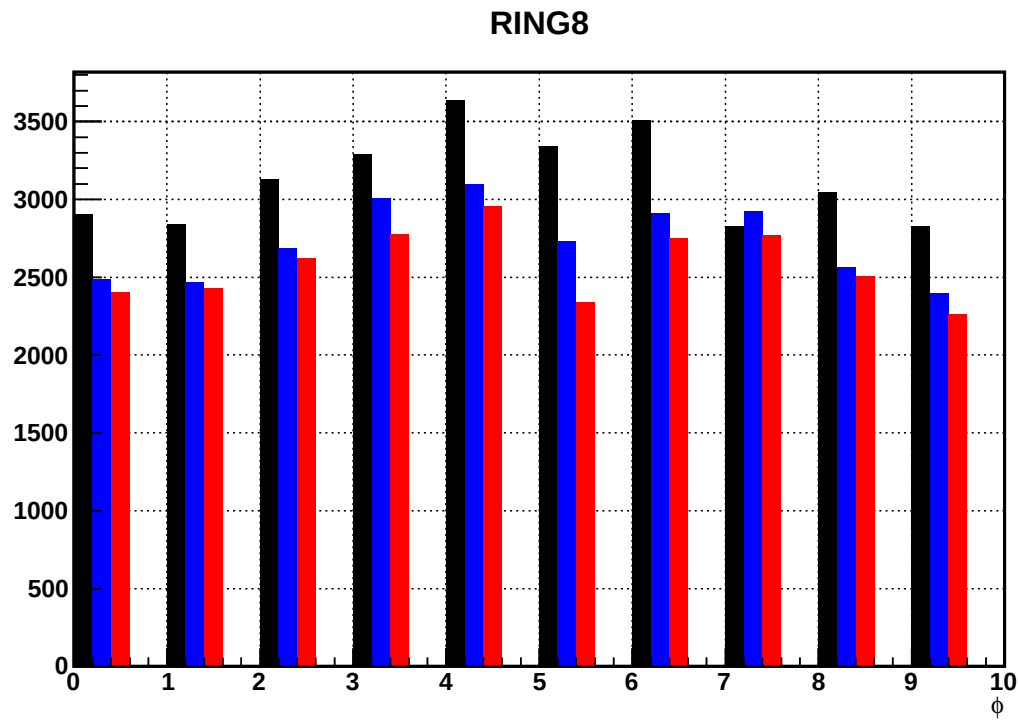


図 3.17 ring8 の円周 ϕ 方向の計数分布。実験室系の散乱角 $135^\circ \pm 12^\circ$ をカバーする。

各リングごとの TDC ヒットの数分布を 1 つのグラフにプロットしたものが図 3.18 である。横軸が方位角 ϕ 、縦軸が TDC から求めた計数である。実験室系の散乱角の大きいリングほどエントリーが少なく、各リングが正常に動作していることが確認できた。この図は散乱粒子の角度分布に対応するものである。

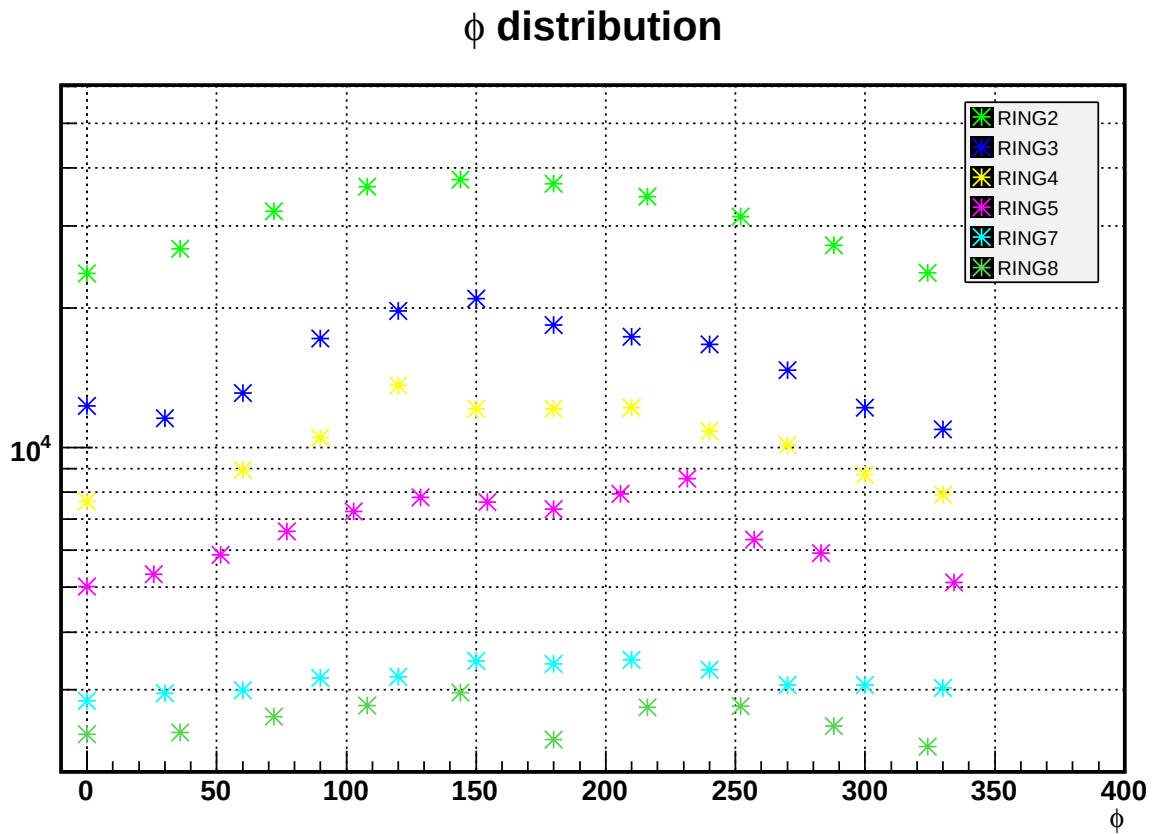


図 3.18 リングごとの TDC から求めた計数分布を 1 つにまとめてプロットした図

3.1.5 BigRIPS 破砕片分析器における粒子識別プロットの確認

BigRIPS 破砕片分析器においては F3 焦点面から F7 焦点面について、 $B\rho\Delta E$ -TOF 法を適用して粒子識別を行った。BigRIPS では F7 焦点面にアイソマー γ 線を検出する高純度ゲルマニウム半導体検出器がインストールしており、アイソマーからの γ 線のエネルギーを測ることで、アイソマーを識別する。これをアイソマータギングと呼ぶ。 $B\rho\Delta E$ -TOF 法による粒子識別だけでは、荷電状態 Q を決定することはできないが、アイソマー γ 線のエネルギーはアイソマー原子核ごとに固有であるから、アイソマーの (中性子数 N , 陽子数 Z) をその荷電状態 Q にかかわらず確実に識別することができる。 $B\rho\Delta E$ -TOF 法から求めた A/Q と Z 相関の島と、アイソマー γ 線を出している島を照合することで、粒子識別を確定させる。アイソマータギングによって粒子識別が確立した ${}^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ を用いて、粒子識別が正しく行われているかどうか確認した。 ${}^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ を用いた検出器較正データの BigRIPS における粒子識別プロットを図 3.19 に横軸が A/Q 、縦軸が Z として示した。 $Z = 39, A/Q = 2.15$ の青で囲まれた島がアイソマータギングから決定した ${}^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ である。粒子識別プロットにおける ${}^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ の島の Z の値 39 は検出器較正を行う前の値であり、このデータを基に Z の較正を行った。

PID BigRIPS

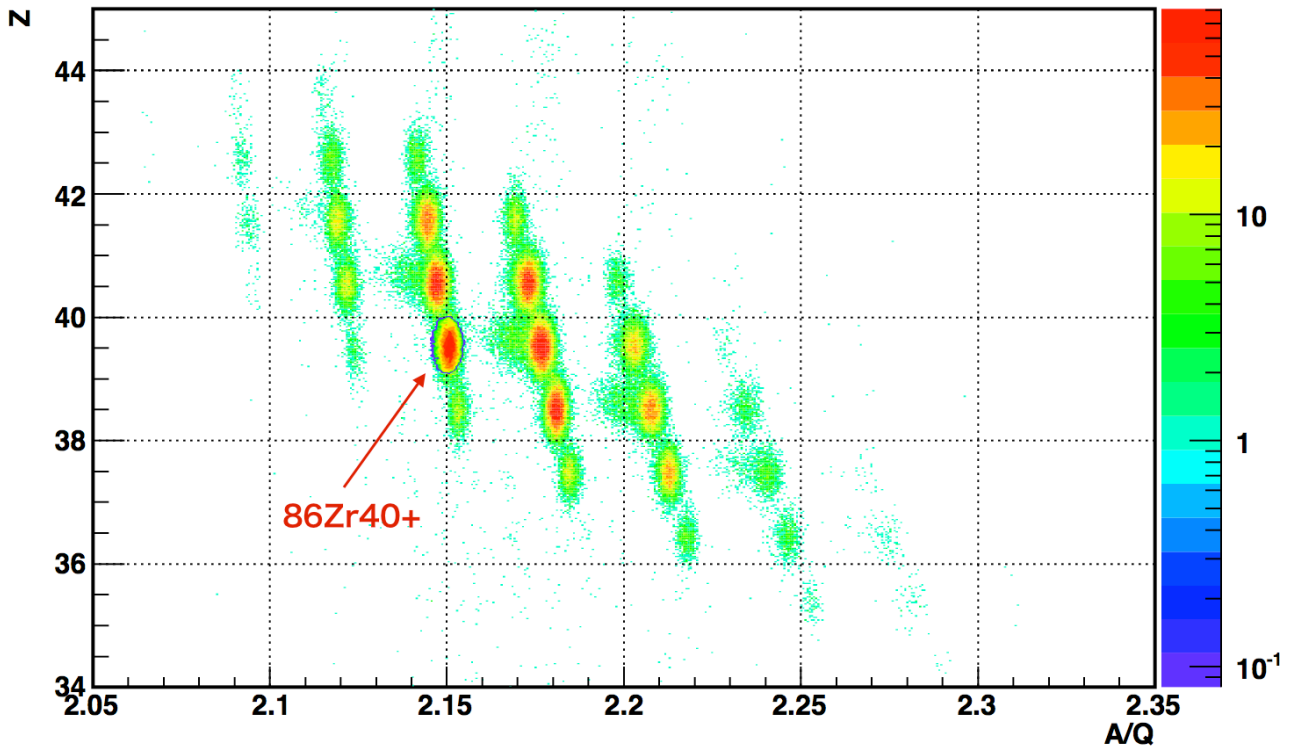


図 3.19 BigRIPS での粒子識別プロット

3.1.6 ZeroDegree における粒子識別プロットの確認

BigRIPS において粒子識別の確定した $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ 検出器校正データを用いて、ZeroDegree での粒子識別の確認を行った。BigRIPS での粒子識別を用いて $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ (図 3.19 で青で囲まれた島) のイベントを選択した場合の ZeroDegree での粒子識別プロットを図 3.20 に示した。 $Z = 40$ 、 $A/Q = 2.15$ の島が $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ である。BigRIPS での粒子識別を行った時点では $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ だったものが、ZeroDegree の末端に到達した時点では $^{86}_{40}\text{Zr}^{39+}$ ($A/Q = 2.205$)、 $^{86}_{40}\text{Zr}^{38+}$ ($A/Q = 2.263$) にも分岐している。また、H-like な荷電状態 $^{86}_{40}\text{Zr}^{39+}$ の島は Z が少しずれていることが見て取れる。これはフルストリップではない荷電状態のエネルギー損失は主に陽子数 Z で軌道電子数 n に弱く依存した関数になるからである。荷電状態の分岐は、BigRIPS の終端から ZeroDegree の終端の間にインストールした焦点面検出器、TOF 用プラスチックシンチレータなどの物質を通過した際に起こったものと考えられる。

3.1.7 粒子識別プロットを用いて荷電状態が分離できるかどうかの確認

$^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ の粒子識別プロットを用いて、荷電状態が分離できるかどうかの確認を行った。BigRIPS での粒子識別を用いて $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ (図 3.19 で青で囲まれた島) 以外のイベントを選択した場合の ZeroDegree での粒子識別プロットを図 3.21 に示した。 $Z = 40$ 、 $A/Q = 2.200$ に位置するのが、 $^{88}_{40}\text{Zr}^{40+}$ の島である。この $^{88}_{40}\text{Zr}^{40+}$ ($A/Q = 2.200$) の島に、 $^{86}_{40}\text{Zr}^{39+}$ ($A/Q = 2.205$) の青で囲まれた島が重なっていることを示したのが図 3.22 である。BigRIPS での粒子識別を用いて $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ 以外のイベントを選択した場合の ZeroDegree での粒子識別プロット (図 3.21) と $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ のイベントを選択した場合の ZeroDegree での粒

子識別プロット (図 3.20) を重ねて描いた。本実験では BigRIPS 終端にインストールした 2 次標的での反応から生じた入射核破砕片の粒子識別を ZeroDegree のみを用いて行うため、BigRIPS での粒子識別情報は得られない。そのため図 3.22 に示した ZeroDegree での粒子識別プロットが本実験で測定した粒子識別プロットに対応する。図 3.22 から、 $^{86}_{40}\text{Zr}^{39+}$ ($A/Q = 2.205$) の青で囲まれた荷電状態は $A/Q = 2.2$ の $^{88}_{40}\text{Zr}^{40+}$ ($A/Q = 2.200$) と大部分が重なっており、両者をこの粒子識別プロットから分離することは困難であることがわかる。そのため、本実験で取得したデータからは、荷電状態の分離は困難である。

入射核破砕片の (中性子数 N , 陽子数 Z) ごとの計数の測定

本実験では入射核破砕片の (中性子数 N , 陽子数 Z) ごとの計数を求めたい。計数は、粒子識別プロットのそれぞれの島から求める。その際に注意が必要なのが荷電状態である。荷電状態は同じ (中性子数 N , 陽子数 Z) を持つ入射核破砕片の異なる軌道電子状態であり、(中性子数 N , 陽子数 Z) ごとの計数を求める際には、すべての荷電状態の計数の和を求める必要がある。たとえば、 $^{86}_{40}\text{Zr}$ の H-like 荷電状態の計数を $Y(^{86}_{40}\text{Zr}^{39+})$ と書くと、 $Y(^{86}_{40}\text{Zr})$ 全体の計数は次式であらわされる。

$$Y(^{86}_{40}\text{Zr}) = Y(^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}) + Y(^{86}_{40}\text{Zr}^{39+}) + \cdots + Y(^{86}_{40}\text{Zr}^{n+}) \quad (3.12)$$

フルストリップ以外の荷電状態 Q の分岐割合が十分小さい場合には、荷電状態の計数を無視して $Y(^{86}_{40}\text{Zr}) \simeq Y(^{86}_{40}\text{Zr}^{40+})$ と近似した解析を行う場合が多い。

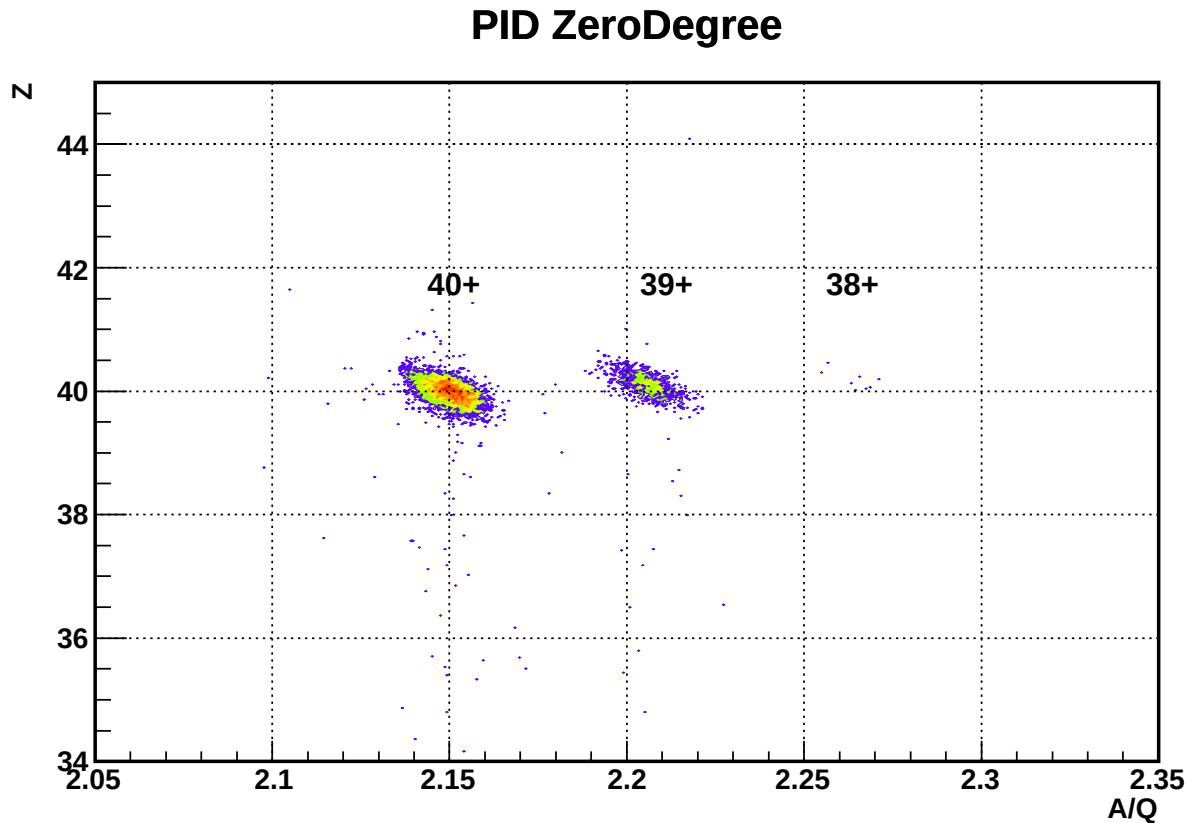


図 3.20 BigRIPS で $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ のイベントを選択した場合の ZeroDegree における粒子識別プロット

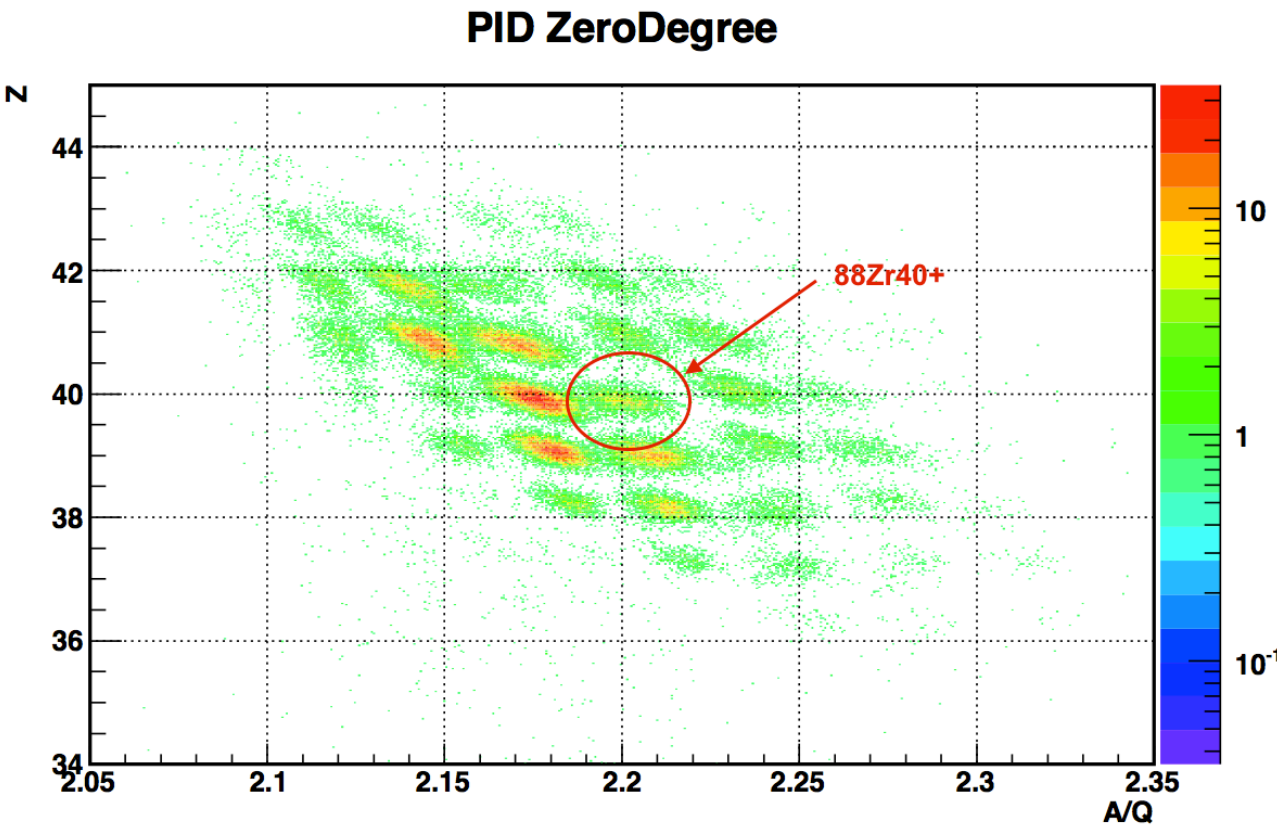


図 3.21 BigRIPS で $^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ 以外のイベントを選択した場合の ZeroDegree における粒子識別プロット

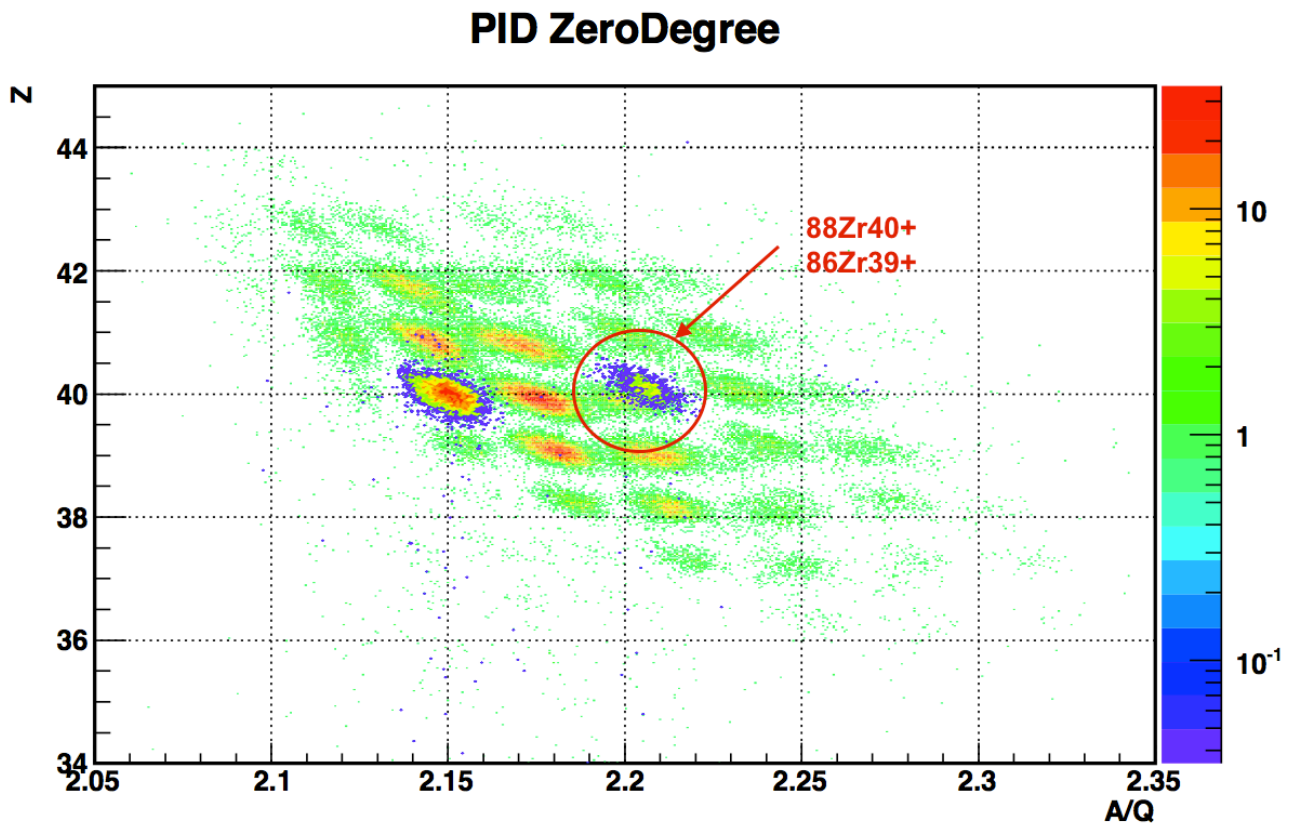


図 3.22 ZeroDegree における粒子識別プロット

3.1.8 荷電状態 Q の分岐比の測定

フルストリップ以外の荷電状態 Q の分岐割合が十分小さく、フルストリップ以外の荷電状態 Q の計数が無視できるかどうかを調べた。物理データ取得と同じ 2 次標的とプラスチックシンチレータを通過した後の 2 次ビームの荷電状態の磁気硬度と分岐比の測定を行った。ここで分岐比とは、物質を通過した後の粒子のそれぞれの荷電状態の個数の比のことを指す。すなわち、

$$Y(^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}) : Y(^{86}_{40}\text{Zr}^{39+}) : \dots : Y(^{86}_{40}\text{Zr}^{n+}) \quad (3.13)$$

の比を荷電状態の分岐比と呼ぶ。荷電状態は物質を通過するたびに変わるので、物理データ取得のセットアップと同じ物質を通過した後の荷電状態の磁気硬度と分岐比を測定することが重要である。測定は F9 の焦点面検出器 PPAC を用いて行った。図 3.23 に示したのが荷電状態測定のセットアップである。2 次標的で荷電状態が変わった 2 次ビームは磁気硬度が変わるため、Dispersive な F9 焦点面で座標 X を測ることで、フルストリップの 2 次ビームと分離することができる。ZeroDegree 磁気スペクトロメータの F8-F9 での運動量分散が $-24.8\text{mm}/\%$ であるとして、F9 焦点面での座標 X から磁気硬度を計算した。測定結果を図 3.24 に示した。左から順に、 $^{112}\text{Sn}2$ 次ビームが $^{112}\text{Sn}2$ 次標的と F8 焦点面飛行時間検出用プラスチックシンチレータを通過した後、 $^{107}\text{In}2$ 次ビームが $^{124}\text{Sn}2$ 次標的と F8 焦点面飛行時間検出用プラスチックシンチレータを通過した後の荷電状態分布である。左のピークがフルストリップ、右のピークが H-like である。左のピークがフルストリップであるかどうかは、さらに左側にピークがないかを D7 双極電磁石の磁気硬度設定を変えて確認した。H-like のさらに右側に He-like があるかどうかはビームタイムの時間的制約が厳しかったため、確認できなかった。荷電状態 Q の分布の全体をとることができなかったため、絶対的

な分岐比の決定はできなかったが、少なくとも H-like がフルストリップよりも多いことが分かった。これは、荷電状態 Q が分岐した割合が多いため、荷電状態 Q の分岐比を何らかの方法で求める必要があることを意味している。しかしながら、観測したパラメータが不足しているために、現時点では荷電状態 Q を含めた粒子識別は困難である。事態を複雑にしているのは、H-like とフルストリップの割合が同程度あることである。もし、H-like が優勢であれば、粒子識別プロットの島がすべて H-like であると近似して粒子識別と計数を求めることができるが、フルストリップと H-like が同程度ある場合には、粒子識別プロットの島はすべてフルストリップと H-like の和であることになるからである。

Charge State Measurement

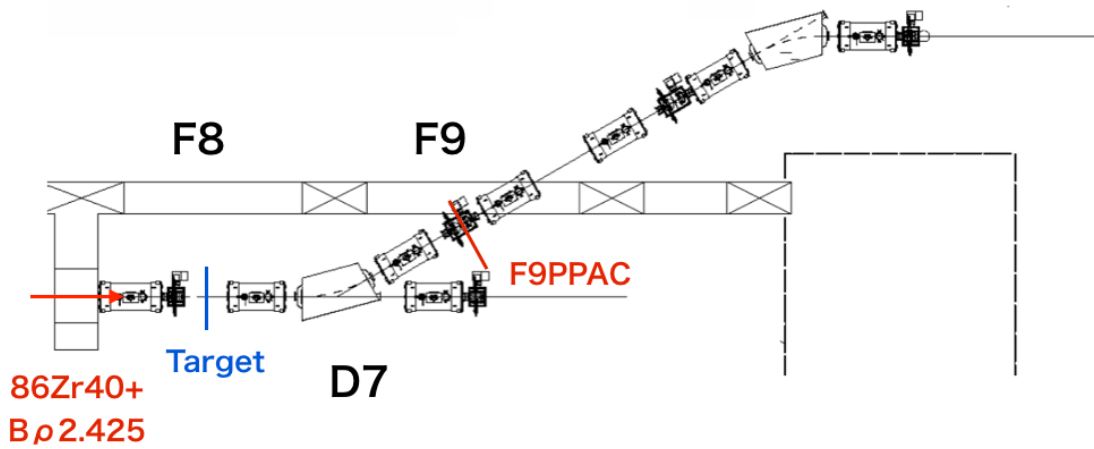


図 3.23 荷電状態の磁気硬度と分岐比の測定のセットアップ

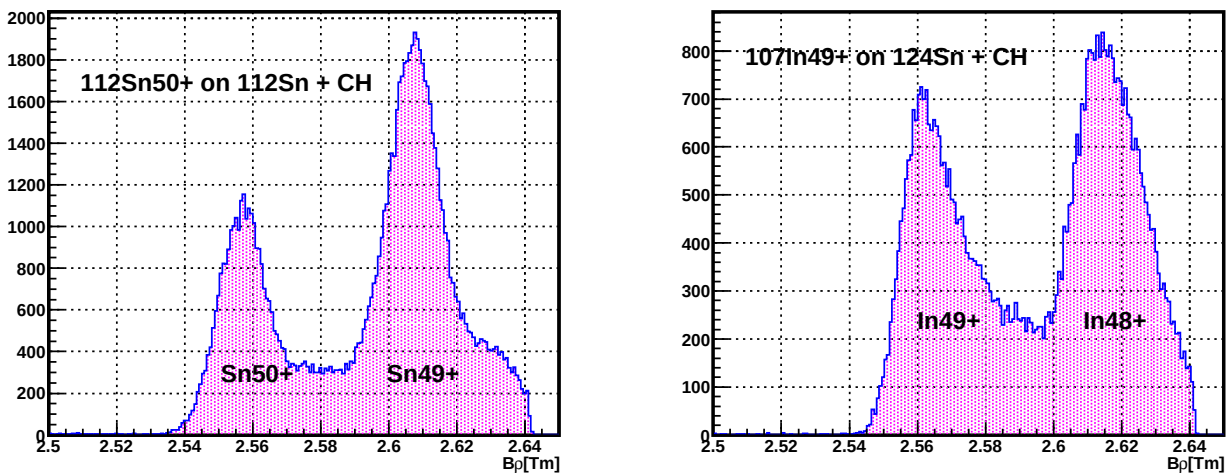


図 3.24 荷電状態 Q の磁気硬度と分岐比の測定結果

3.2 測定量の確認

今までに述べたそれぞれの検出器校正と動作の確認を行った後、物理データの基本的なスペクトルとそれらの相関を見て、各検出器において正しく測定が行われているかを確認した。

3.2.1 物理データセットに対する ZeroDegree での粒子識別の確認

ZeroDegree での検出器校正を行った後、ZeroDegree での粒子識別プロットを 4 つの物理データセットに対して確認した。図 3.25 に示したのが 4 つのデータセットについての粒子識別プロットである。それぞれ、左上: $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41、右上: $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.52、左下: $^{112}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41、右下: $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.52 設定の各データの粒子識別プロットである。その結果 ZeroDegree の磁気硬度アクセプタンス 2.52 設定のデータに対しては、 A/Q が $Z = \text{一定}$ の線状に分布しており、 A/Q の分離が十分でないことが分かった。図 2.13 および図 2.14 に示したように、磁気硬度アクセプタンス 2.52 の設定では、中心磁気硬度から低い領域、すなわちアクセプタンスの端領域の磁気硬度の粒子だけを取得していることが原因だと推定される。これはスペクトロメータの分解能を得やすい中心付近の粒子を取得していないからである。そのため、以下では磁気硬度アクセプタンス 2.41 の設定で取得したデータに関する解析を詳しく行う。

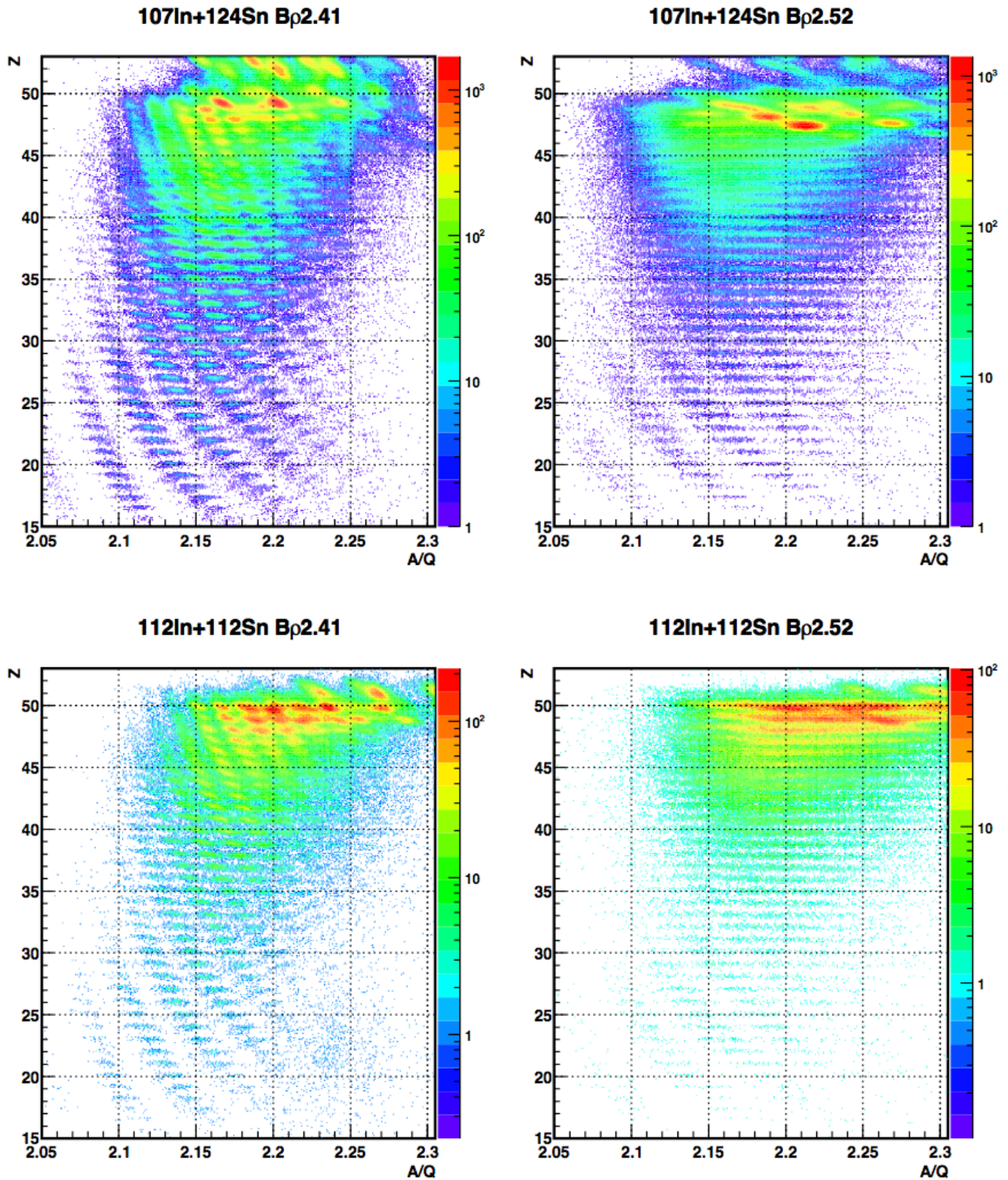


図 3.25 物理データセットでの ZeroDegree の粒子識別プロット

3.2.2 飛行時間 TOF3-8 スペクトルによるビームの粒子識別

2 次ビームの粒子識別は F3 焦点面から F8 焦点面までの飛行時間 TOF3-8 のスペクトルの形のみから行うため、TOF3-8 スペクトルの形を理解することは非常に重要である。まず、物理データセットでの

TOF3-8 のスペクトルが、2 次ビーム生成時の検出器校正データでの TOF3-8 スペクトルと一致するかどうかを調べた。物理データ収集と 2 次ビーム生成に用いた検出器校正データとは、異なるトリガーを用いてデータ収集を行っており、TOF3-8 スペクトルに違いが生じる可能性があるからである。図 3.26 に示したのが、検出器校正データの TOF3-8 スペクトルであり、図 3.27 および図 3.28 に示したのがそれぞれ $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ と $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 物理データの TOF3-8 スペクトルである。その結果物理データの TOF3-8 スペクトルは、飛行時間が長い側に検出器校正データに見られないピークを持っており、両者は大きく異なることがわかった。青で示したスペクトルが Microball で計測した荷電粒子の多重度 $M > 0$ のイベントを選択した場合のスペクトルで、検出器校正データの TOF3-8 スペクトルの形と一致する。赤で示した領域は、その飛行時間 TOF から、それぞれ ^{107}In と ^{112}Sn の 2 次ビームであると考えられる。物理データ収集で用いたトリガーには、F11 焦点面 TOF 用プラスチックシンチレータを用いており、2 次ビームよりも磁気硬度の低い粒子のうち ZeroDegree のアクセプタンスに入った粒子を主に収集している。そのため、ビームライン上には 2 次標的以外にも物質が存在しており、ビームライン中の物質で核破砕反応を起こした入射核破砕片が混入している可能性がある。また、2 次ビームは低い側に裾を引いた磁気硬度分布をしている可能性があり、その一部が混入している可能性がある。これらを確認するために、TOF3-8 スペクトルと ZeroDegree での粒子識別プロットの相関を確かめることにした。

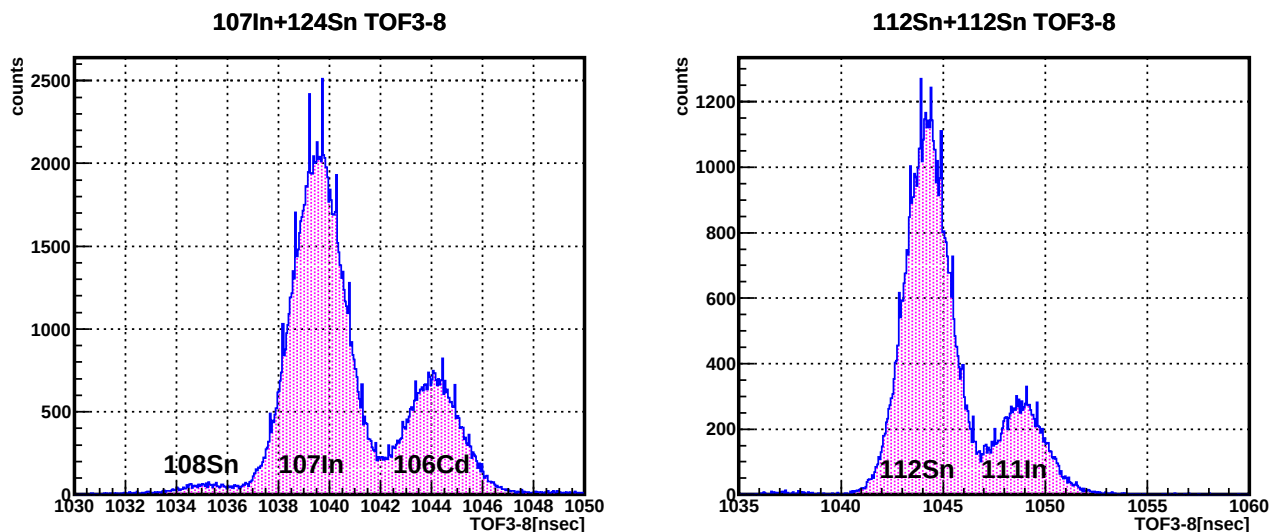


図 3.26 2 次ビームの飛行時間 TOF3-8 スペクトル

$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ B_p 2.41 TOF3-8

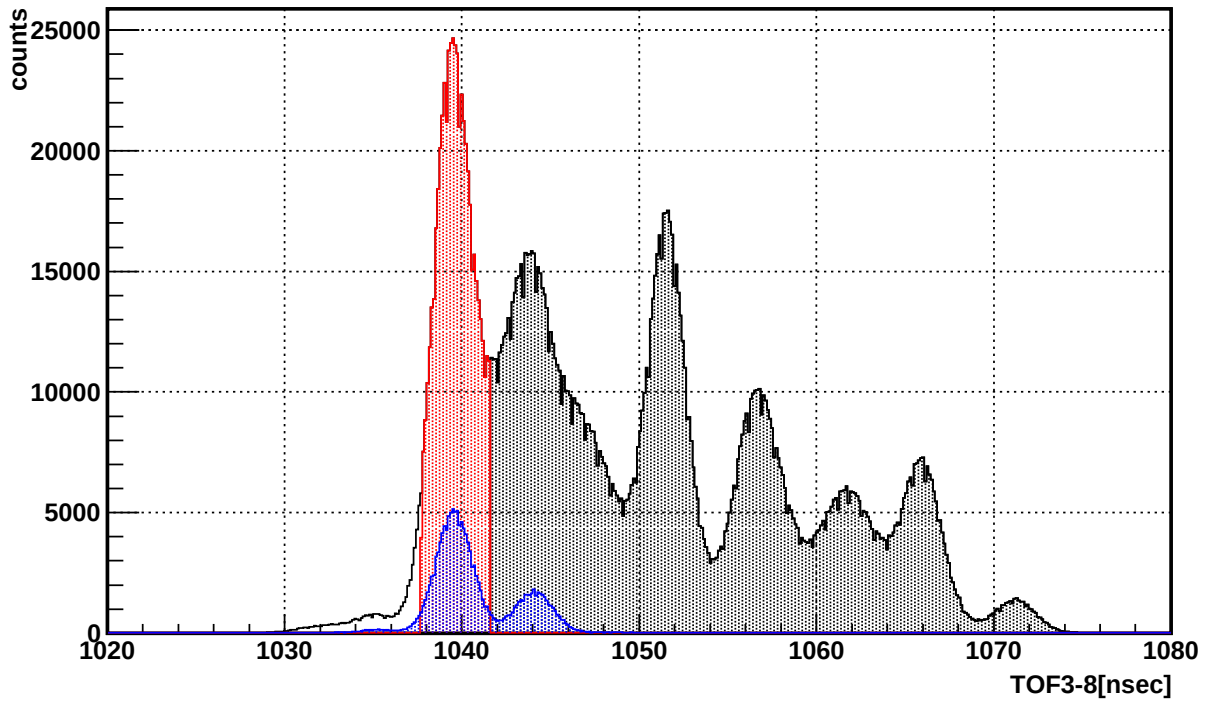


図 3.27 $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ 物理データの TOF3-8 スペクトル

$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ B_p 2.41 TOF3-8

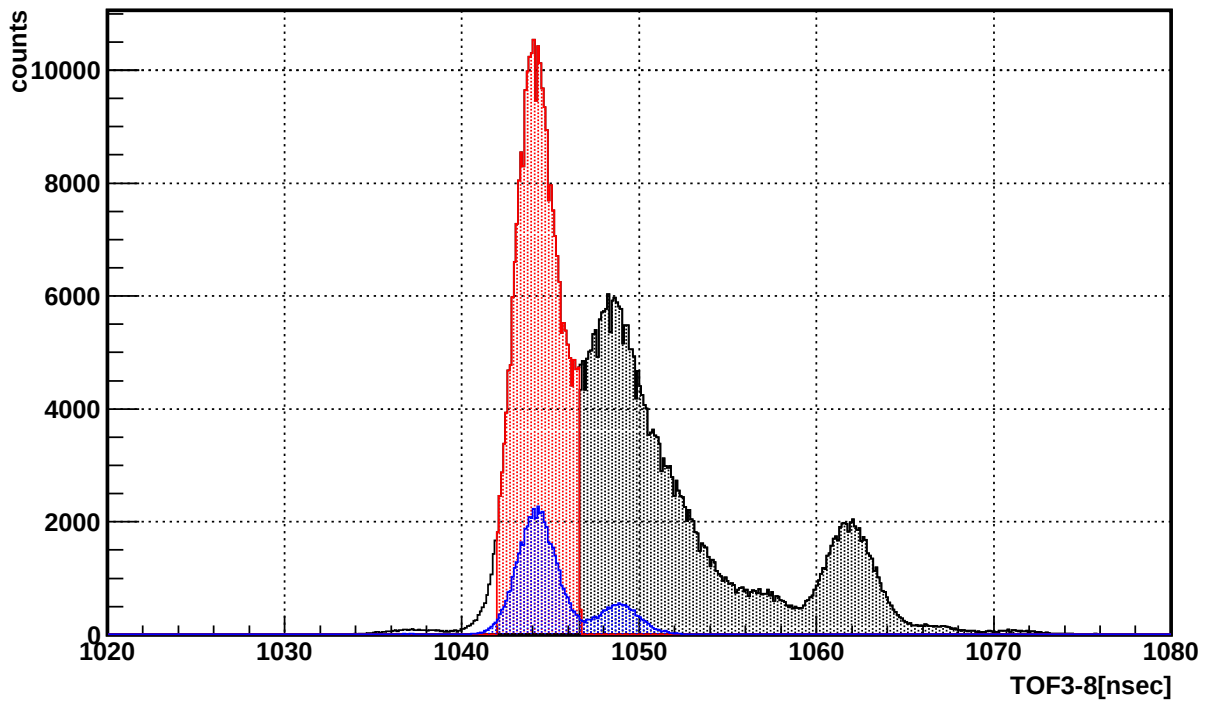


図 3.28 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 物理データの TOF3-8 スペクトル

3.2.3 飛行時間 TOF3-8 スペクトルと ZeroDegree における粒子識別との相関

図 3.27 および図 3.28 に示したそれぞれ $^{107}_{49}\text{In}+^{124}_{50}\text{Sn}$ と $^{112}_{50}\text{Sn}+^{112}_{50}\text{Sn}$ の物理データセットの TOF3-8 スペクトルのうち、 $^{107}_{49}\text{In}$ または $^{112}_{50}\text{Sn}$ ビーム領域 (赤で示した領域)、ビームよりも TOF3-8 の大きい領域 (黒で示した領域)、荷電粒子の多重度 $M > 0$ (青で示した領域) のそれぞれ 3 つの領域のイベントを選択して、ZeroDegree での粒子識別プロットを比較した。荷電粒子の多重度 $M > 0$ のイベントは、2 次標的での反応が起こったイベントの選択であり、残りの 2 つの領域のイベントの選択は飛行時間 TOF3-8 のそれぞれのピークに含まれるイベントの性質を調べるためのイベント選択である。図 3.29 および図 3.30 にその結果を示した。それぞれ、左上:イベントの選択なし、右上:赤領域のイベントを選択 ($^{107}_{49}\text{In}$ または $^{112}_{50}\text{Sn}$ ビーム領域を選択)、左下:青領域のイベントを選択 (荷電粒子多重度 $M > 0$ のイベント)、右下:黒領域のイベントを選択した場合の粒子識別プロットである。赤領域のイベントと黒領域のイベントを比較すると、黒領域のイベントには陽子数 $Z = 50$ 付近の粒子が主に含まれることが分かった。このことは、黒領域の粒子が主に 2 次ビームとその荷電状態であることを意味している。赤領域のイベントを $M > 0$ のイベントと比較すると、 $M > 0$ のイベントでは陽子数 $Z = 50$ 付近の粒子が排除されることがわかった。この結果は、2 次標的での反応を起こさなかった 2 次ビーム、2 次標的での反応を起こしたが Microball のアクセプタンスに入る残留核が生じなかった衝突からの入射核破砕片、ビームライン上の 2 次標的以外の物質で反応を起こした入射核破砕片が ZeroDegree のアクセプタンスに混入していることを支持している。この相関から、TOF3-8 スペクトルについては十分理解できたと考えられる。

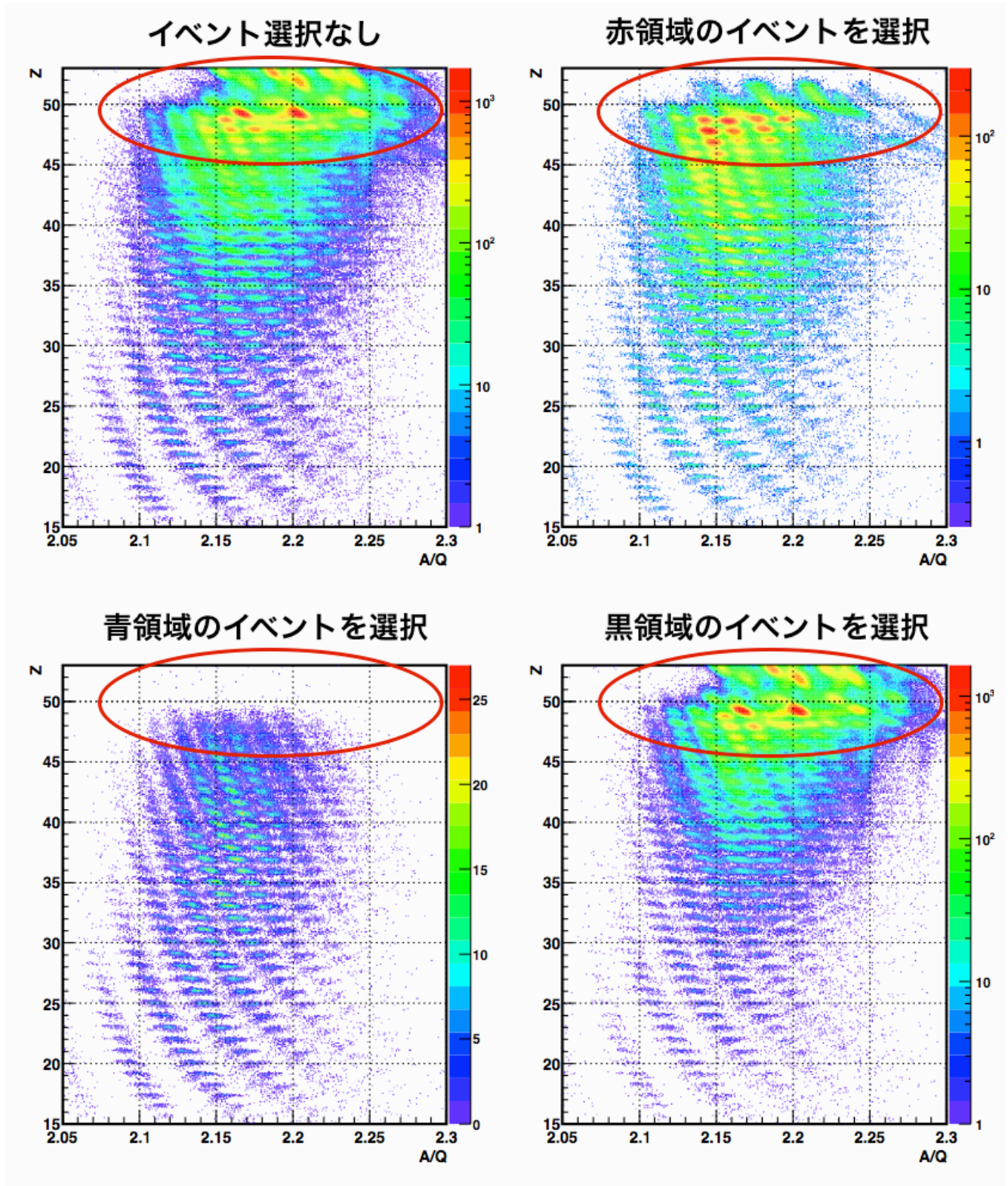


図 3.29 $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ 物理データについて、TOF3-8 スペクトルで異なるイベントを選択した場合の ZeroDegree での粒子識別の比較

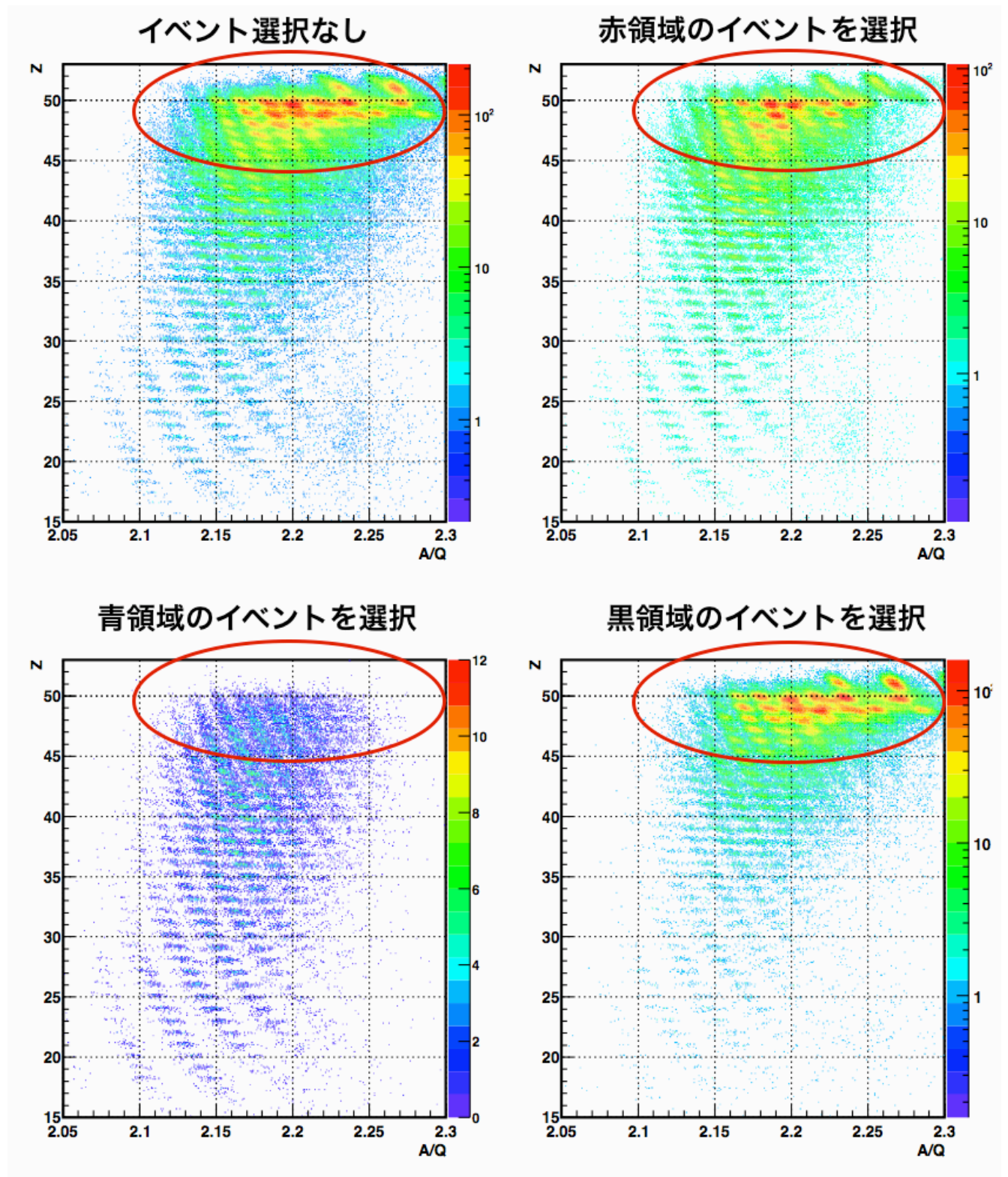
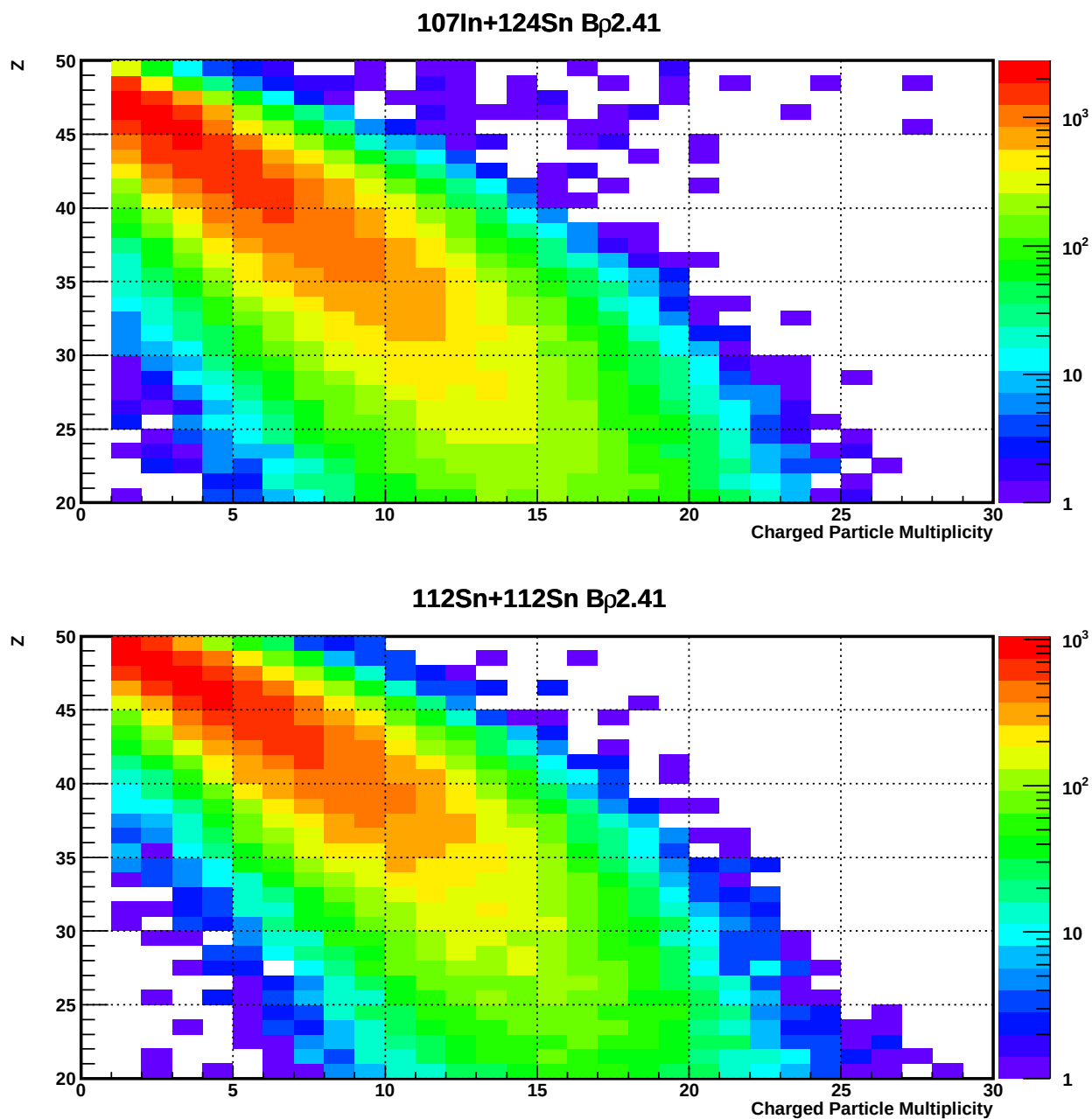


図 3.30 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 物理データについて、TOF3-8 スペクトルで異なるイベントを選択した場合の ZeroDegree での粒子識別の比較

3.2.4 荷電粒子の多重度分布と ZeroDegree における粒子識別プロットの相関

荷電粒子の多重度分布が正しく測定できているかどうかを確認するため、荷電粒子の多重度と ZeroDegree における粒子識別プロットの相関を調べる。これは、衝突の中心度と入射核破砕片の陽子数 Z の相関を利用して調べる。荷電粒子の多重度の高い衝突は中心度の高い衝突であり入射核破砕片の陽子数 Z が小さく、荷電粒子の多重度の低い衝突は中心度の低い衝突であり入射核破砕片の陽子数 Z が大きくなるはずである。したがって、荷電粒子の多重度と、ZeroDegree で測定した陽子数 Z の間には相関があることが期待される。荷電粒子の多重度と ZeroDegree で測定した陽子数 Z の相関プロットを、横軸を荷電粒子の多重度、縦軸を陽子数 Z として図 3.31 に示した。上に示したのが $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定、下に示したのが $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定データである。相関は期待したとおりに見えていることが確認できた。

図 3.31 荷電粒子の多重度と入射核破砕片の陽子数 Z の相関

3.3 入射核破砕片の粒子識別と生成量の決定

3.3.1 生成量の決定方針

入射核破砕片の粒子識別を (中性子数 N , 陽子数 Z) の関数として行い、生成量を (N, Z) の関数として求める。生成量は、生成断面積として決定することにした。以下では (中性子数 N , 陽子数 Z) を持つ入射核破砕片のことを、簡単のために $A_F(N, Z)$ と書くことにする。

解析に用いるイベントの選択

解析では次の条件を満たすイベントを選択することにした。F3、F8、F11 の各焦点面における飛行時間 TOF 測定用プラスチックシンチレータにヒットがある、つまり F3 ヒット-F8 ヒット-F11 ヒットのコインシデンスをミニマムなイベント選択ゲート $G_{\min}$ として解析を進めることにした。これは、F3、F8、F11 のどの焦点面のヒットが抜け落ちて、飛行時間 TOF を求めることができず、解析不能に陥るからである。ミニマムなイベント選択ゲートに対して、さらに次のイベント選択ゲートを適用する。まず 2 次ビームの識別を行うために TOF3-8 スペクトルで ^{107}In ビーム、あるいは ^{112}Sn ビームのイベントを選択する。TOF3-8_{beam} はビームを選ぶことを意味することとする。次に、Microball で測定した荷電粒子の多重度 M が $M > 0$ であることを要求する。この条件は 2 次標的反応が起こったことを保証するものである。最後に、ZeroDegree での粒子識別に成功する必要がある。粒子識別に成功しなければ $A_F(N, Z)$ が確定できないからである。この条件を ZDS と書くことにすると、解析に用いるイベント選択ゲート G は以下の論理式であらわされる。

$$G = G_{\min} \wedge (\text{ZDS} \wedge (M > 0 \wedge \text{TOF3-8}_{\text{beam}})) \quad (3.14)$$

生成断面積の定義

このイベント選択ゲート G の下で、 $A_F(N, Z)$ の生成断面積 $\sigma_{(N,Z)}$ を求める。 $A_F(N, Z)$ の生成断面積 $\sigma_{(N,Z)}$ を、 $A_F(N, Z)$ の生成量を $N_{(N,Z)}$ 、2 次ビームの総量を F 、標的の原子数を n_{target} として、

$$\sigma_{(N,Z)} = \frac{N_{(N,Z)}}{F \times n_{\text{target}}} \quad (3.15)$$

と定義する。標的の原子数 N_{target} [particle/cm²] は、密度を ρ [g/cm³]、アボガドロ数を N_A 、厚さを x [cm]、質量数を A [g] として、

$$N_{\text{target}} = x \times \frac{\rho N_A}{A} \quad (3.16)$$

で定義される。 $A_F(N, Z)$ の生成量 $N_{(N,Z)}$ を求めるためには、実験で使用したすべての検出器の性能を求める必要がある。 $Y_{(N,Z)\text{ZDS}}$ をイベント選択ゲート G の下で求めた $A_F(N, Z)$ の計数とすると、その生成量 $N_{(N,Z)}$ を求めるために、以下の補正が必要である。ここで、 ε_{ZDS} を ZeroDegree の検出効率、 α_{ZDS} を ZeroDegree のアクセプタンス、 $\varepsilon_{\text{uBall}}$ を Microball の検出効率、 $R_{\text{ChargeState}}$ を荷電状態の補正とする。荷電状態の補正とは、 $A_F(N, Z)$ のすべての荷電状態のうち、ZeroDegree のアクセプタンスに入り検出できた割合のことを意味することにする。

$$N_{(N,Z)} = Y_{(N,Z)\text{ZDS}} \times \frac{1}{\varepsilon_{\text{ZDS}}} \times \frac{1}{\alpha_{\text{ZDS}}} \times \frac{1}{\varepsilon_{\text{uBall}}} \times R_{\text{ChargeState}} \quad (3.17)$$

以下では、解析に用いたイベント選択ゲートの各条件と、各補正項について議論する。荷電状態の補正に関しては、考察で議論することにする。

3.3.2 2 次ビーム量 F の決定

2 次ビーム量は、F8 焦点面の飛行時間測定用プラスチックシンチレータのヒット数 C_8 をスケーラーで数えて決定する。F8 焦点面の飛行時間測定用プラスチックシンチレータのヒット数は、F8 焦点面を通過するすべての粒子のヒット数になるから、必ずしもビーム量と一致するとは限らないが、本実験ではこれを用

いることにした。今後実験を行う際には F3 焦点面と F8 焦点面の飛行時間測定用プラスチックシンチレータのコインシデンス数を用いるのが良いと考えられる。データ収集系では、1つのイベントを取得するのに $270\mu\text{sec}$ の時間がかかり、データ収集を行っている間に起こった反応は取得されない。データ収集に時間がかかるために、データ収集系が次のデータを収集できない状態にかかる時間をデッドタイムという。反応の数を計測するためには、デッドタイムの間に起こった反応の数を補正する必要がある。このデッドタイムの補正はスケーラーの回路系で行った。すなわち、データ収集系が次のデータを取得できない間はヒット数を数えないようにしたスケーラー入力数 N_{VETO} を C_8 とした。2次ビームは複数の核種が混入したカクテルビームなので、ビームの純度の補正を加える必要がある。2次ビームの純度を P とし、全ビーム量は以下の式で決定する。

$$F = C_8 \times P \quad (3.18)$$

3.3.3 ZeroDegree の検出効率 ε_{ZDS} の決定

ZeroDegree の検出効率 ε_{ZDS} を求める。ZeroDegree で使用している検出器は F10P1, F10P2, F11P1, F11P2 の4つの焦点面検出器 PPAC とエネルギー損失測定器イオンチェンバー (IC) である。イオンチェンバーの検出効率は入射粒子の Z に依存せずほぼ 100% であるが、PPAC の検出効率は入射粒子の陽子数 Z に依存して変わり、 $Z < 10$ では極端に低下することが知られている。そこで、4つのデータセットから、以下の式に基づいて、ZeroDegree の検出効率 ε_{ZDS} を陽子数 Z の関数 $\varepsilon_{\text{ZDS}}(Z)$ として求めた。ここで、 $N_X(Z)$ を検出器 X で測定した粒子の数とする。

$$\varepsilon_{\text{ZDS}}(Z) = \frac{N_{\text{IC} \cap \text{F10P1} \cap \text{F10P2} \cap \text{F11P1} \cap \text{F11P2}}(Z)}{N_{\text{IC}}(Z)} \quad (3.19)$$

4つの物理データセットに対する検出効率 ε_{ZDS} のプロットを図 3.32 に示した。横軸が Z 、縦軸が最大値を 1 とした検出効率 ε_{ZDS} である。それぞれ、左上: $^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41、右下: $^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.52、右上: $^{112}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41、左下: $^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータである。この時系列順でデータを取得しており、右上の $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータから検出効率が低下していることが判明した。これは、焦点面検出器 PPAC で何かが起こったものと推定される。今のところ原因は不明であるが、解析を進めるうえでは問題ない。

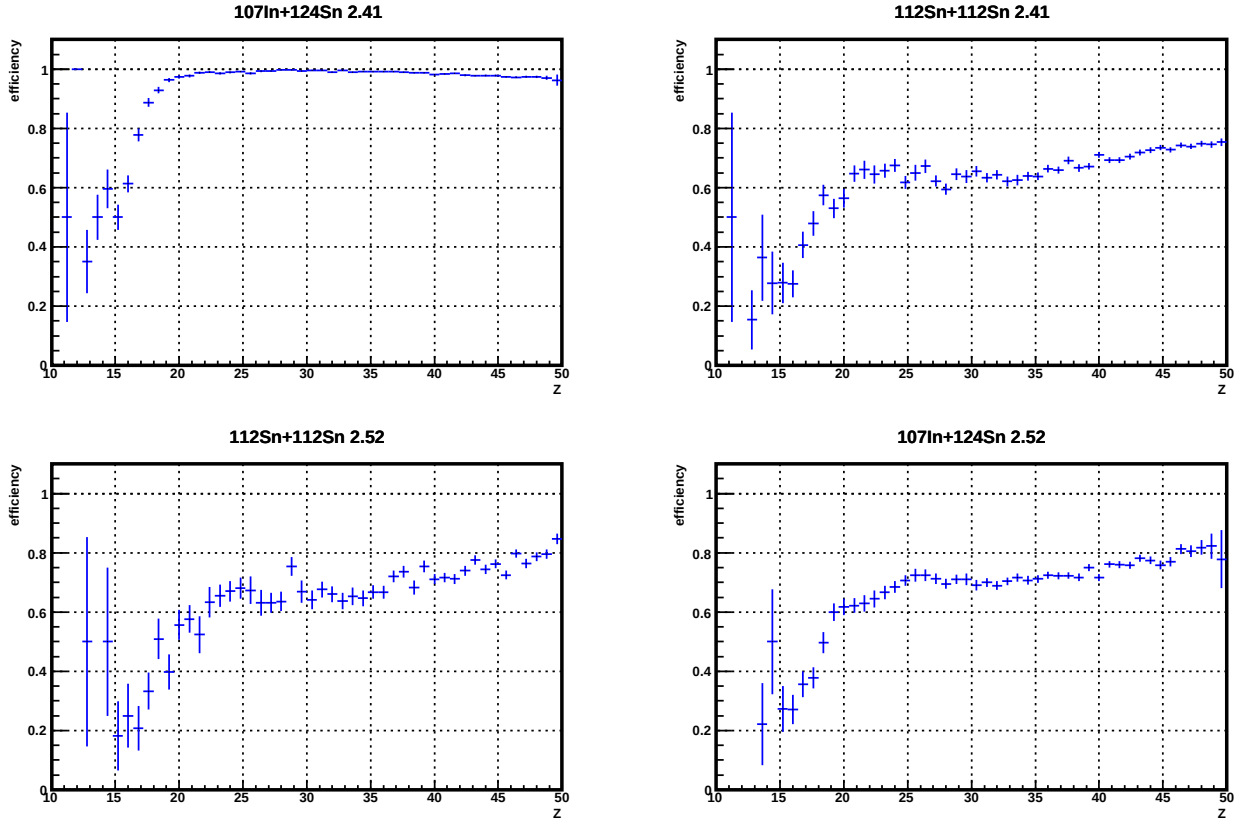


図 3.32 4つのデータセットから求めた Zerodegree の検出効率 ε_{ZDS}

3.3.4 Microball の検出効率補正 ε_{uBall} の決定

Microball トリガーで取得した検出器校正データを使って、Microball の検出効率 ε_{uBall} を求めた。Microball の校正データは図 3.33 の回路図に示した Microball トリガーで取得した。Microball トリガーは、衝突イベントのうち荷電粒子の多重度 $M > 1$ を選ぶトリガーである。Microball の QDC 情報取得のための QDC ゲートは、トリガーからさらに Microball トリガーの論理積をとって生成している。そのため QDC 情報については、物理データ収集に用いた F11 焦点面飛行時間測定用シンチレータから生成したトリガーと Microball のコインシデンスでトリガーで取得したことになる。一方 TDC 情報は Microball トリガーとは独立に動作しており、その影響を受けていないことが読み取れる。

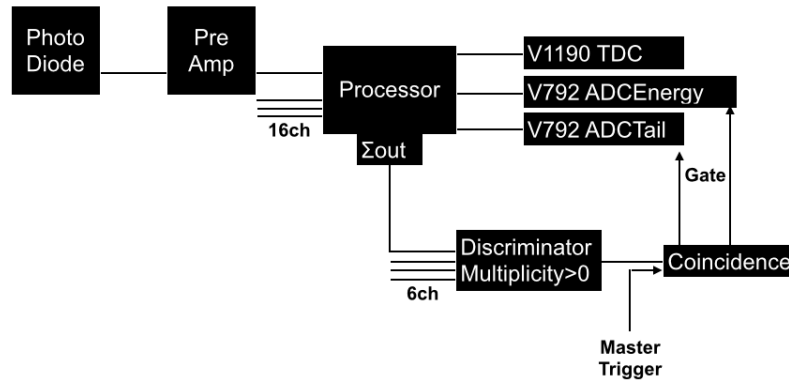


図 3.33 Microball トリガー系の回路図

QDC ゲートが QDC 情報に何らかの悪影響を与えている可能性がある。これを避けるために、荷電粒子の多重度 M は TDC 情報から求めることにした。ある衝突イベントで、CsI(Tl) 結晶 1 つの TDC_i にヒットがあったとすると、すべての結晶についてのヒット情報の和、

$$M = \sum_i TDC_i \quad (3.20)$$

で荷電粒子の多重度 M を求める。TDC でのヒット数から数えた荷電粒子の多重度 M を 2 つの 2 次ビーム + 2 次標的の組み合わせについて調べた。図 3.34 に黒線で示したのが ^{107}In ビーム + ^{124}Sn 標的の組み合わせ、図 3.35 に黒線で示したのが ^{112}Sn ビーム + ^{112}Sn 標的の組み合わせでの荷電粒子の多重度 M の分布である。横軸が荷電粒子の多重度 M である。 $M > 1$ トリガーのはずだが、データには、あつてはならない $M = 0, M = 1$ のイベントが含まれていることがわかった。Microball トリガーが正常に動作していないものと考えられるが、原因は不明である。しかしながら、荷電粒子の多重度 M の全体の分布が $^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$ と $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ とで異なることから、あつてはならない $M = 1$ のイベントはビームのプロファイルに由来するものと推定される。

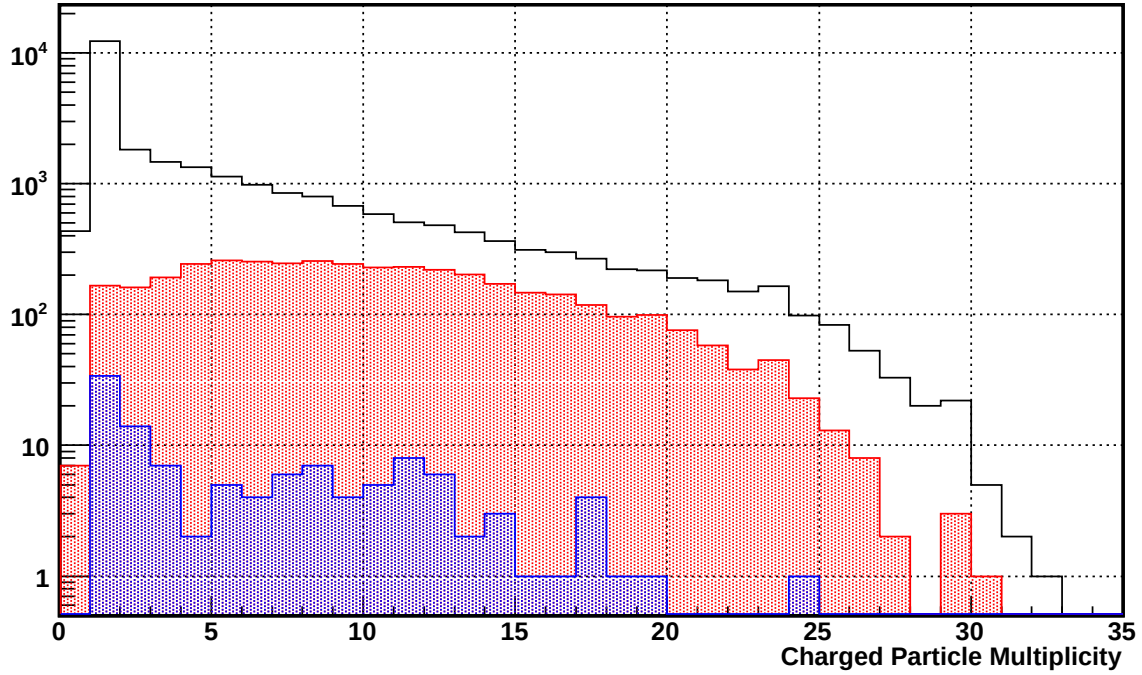
$^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ 

図 3.34 ^{107}In ビーム + ^{124}Sn 標的の組み合わせでの荷電粒子の多重度分布

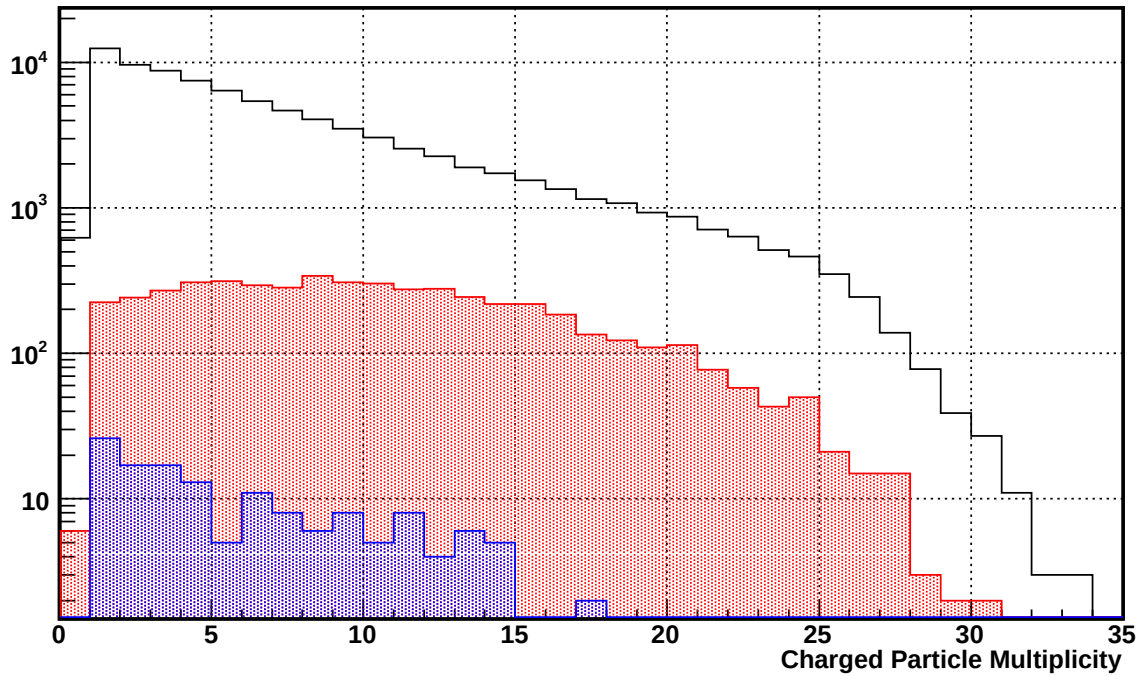
 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 

図 3.35 ^{112}Sn ビーム + ^{112}Sn 標的の組み合わせでの荷電粒子の多重度分布

Microball トリガーのデータから、ビームの識別を行うため、飛行時間 TOF3-8 スペクトルを用いて ^{107}In ビームおよび ^{112}Sn ビームのイベントを選択した。これはミニマムなイベント選択ゲート $G_{\min}$ に

対応する。図 3.34 に赤で示したのが ^{107}In ビーム + ^{124}Sn 標的の組み合わせ、図 3.35 に赤で示したのが ^{112}Sn ビーム + ^{112}Sn 標的の組み合わせで 2 次ビームにミニマムなイベント選択ゲートをかけた時の荷電粒子の多重度 M の分布である。

Microball のバックグラウンド

2 次標的を抜いて取得したデータを使って、バックグラウンドの評価を行った。この時、ターゲットをマウントするのに用いた枠はそのまま残し、2 次標的だけを取り除いた。データは ^{107}In および ^{112}Sn ビームの両方について Microball トリガーで取り、2 次ビームを識別するために飛行時間 TOF3-8 スペクトルを用いて ^{107}In ビームおよび ^{112}Sn ビームのイベントを選択した。バックグラウンドは図 3.35 および図 3.34 に青で示した。バックグラウンドは荷電粒子の多重度 $0 < M < 20$ に 10% 程度分布していることが分かった。標的をマウントするのに用いた枠にビームが当たり、バックグラウンドになっているものと考えられる。2 つの 2 次ビームで分布の形が違い、これは 2 次ビームのプロファイルの違いに由来するものと考えられる。このことはまた、 $G_{\min}$ ゲートだけではバックグラウンドを除去できないことを示しており、バックグラウンドの評価を何らかの方法で行う必要があり、今後の課題である。

原子核衝突シミュレーションを用いた Microball の検出効率 $\varepsilon_{\text{uBall}}$ の評価

ミニマムなイベント選択ゲート $G_{\min}$ をかけたイベントに対して、原子核衝突シミュレーションを用いて Microball の検出効率 $\varepsilon_{\text{uBall}}$ を評価することにした。ここでは、Microball トリガーが正常に動作していない可能性は残っているが、荷電粒子の多重度の検出効率に対して影響を及ぼしていないものと仮定して行う。シミュレーションには原子核衝突のシミュレーションコードである PHITS[10] を使った。PHITS とは Particle and Heavy Ion Transport code System の略であり、日本原子力研究開発機構 JAEA で開発された重イオン反応計算コードである。PHITS を用いて、70MeV/u の ^{107}In ビーム + ^{124}Sn 標的、70MeV/u の ^{112}Sn ビーム + ^{112}Sn 標的の 2 つの組み合わせで反跳陽子を生成した。すべての衝突イベントの計数 C_{col} のうち、Microball の角度アクセプタンスに反跳陽子が入る衝突イベントの数 C_{uBall} を調べた。図 3.36 に青線で示したのが反跳陽子の角度ごとの個数をヒストグラムに示したもの、青塗りつぶしで示した領域が Microball の角度アクセプタンスである。次式で、検出効率 $\varepsilon_{\text{uBall}}$ を定義する。

$$\varepsilon_{\text{uBall}} = \frac{C_{\text{uBall}}}{C_{\text{col}}} \quad (3.21)$$

結果は、

$$\varepsilon_{\text{uBall}} = 46.2\% \quad (3.22)$$

が得られた。ただし、この結果で示した値はシミュレーション自体の検証を十分に行っていないために、暫定的な値である。

Phits Simulation

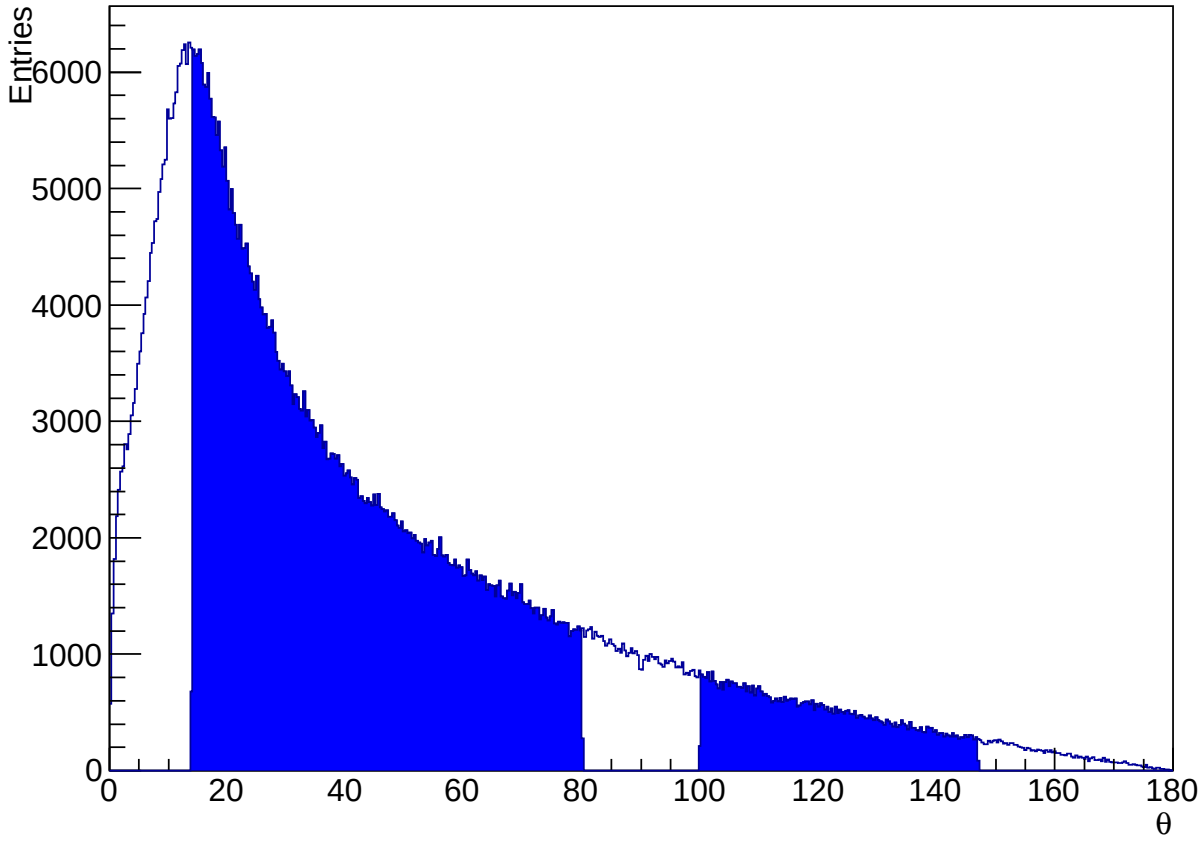


図 3.36 PHITS を用いたシミュレーションによる、 ^{107}In ビーム + ^{124}Sn 標的衝突から生じる反跳陽子の角度分布

この評価では、検出効率 $\varepsilon_{\text{uBall}}$ の多重度 M の関数として評価しなかったが、実際には検出効率は M の関数であると考えられる。たとえば、多重度 1 のイベントの検出効率を e とすると、多重度が n のイベントの検出効率は $1 - e^n$ となり、多重度が高いイベントほど検出効率が上がるはずだからである。したがって検出効率 $\varepsilon_{\text{uBall}}$ は多重度 M の関数 $\varepsilon_{\text{uBall}}(M)$ として求める必要があり、これは今後の課題である。

3.3.5 ZeroDegree のアクセプタンス α_{ZDS} の決定

ZeroDegree のアクセプタンスを $^{86}\text{Zr}^{40+}$ を用いた検出器校正データを用いて評価した。 $^{86}\text{Zr}^{40+}$ のうち、F8 焦点面の飛行時間測定用シンチレーターを通過した数 Z_8 を数える。次に F8 焦点面を通過した $^{86}\text{Zr}^{40+}$ のうち、F11 焦点面の飛行時間測定用シンチレーターに到達した数 Z_{11} として、ZeroDegree のアクセプタンス補正 α_{ZDS} を次式で求める。

$$\alpha_{\text{ZDS}} = \frac{Z_{11}}{Z_8} = 76.3\% \quad (3.23)$$

この値を暫定的な ZeroDegree のアクセプタンス α_{ZDS} とする。ただし、実際の ZeroDegree のアクセプタンスは、入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の光軸に対する角度 (A, B) と、磁気硬度 $B\rho$ の関数 $\alpha_{\text{ZDS}}((A, B), B\rho)$ である。入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の光軸に対する角度 (A, B) の分布と磁気硬度 $B\rho$ の分布は (N, Z) ごとに異なる可能性がある。そのために、実際の ZeroDegree のアクセプタンス α_{ZDS} は、 (N, Z) の関数 $\alpha_{\text{ZDS}}(N, Z)$ として求める必要がある。これは今後の課題である。

第 4 章

結果

これまでの議論で求めた検出器の性能評価の結果を用いて、本実験で測定したい以下の 4 つの量を求める。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{入射核破砕片の粒子識別 } A_F(N, Z) \\ \text{入射核破砕片 } A_F(N, Z) \text{ の磁気硬度 (運動量) 分布} \\ \text{入射核破砕片 } A_F(N, Z) \text{ の生成断面積} \\ \text{Microball による衝突の荷電粒子多重度} \end{array} \right. \quad (4.1)$$

4.1 入射核破砕片の粒子識別 $A_F(N, Z)$ の確定

粒子識別は粒子識別プロットのそれぞれの島がフルストリップであると仮定して行うことにした。具体的には、 $Z = 40$ 、 $A/Q = 2.15$ の島が、 ${}^{86}_{40}\text{Zr}^{40+}$ であると仮定した。この島を起点に、各島の (中性子数 N , 陽子数 Z) を確定した。イベント選択ゲートには G を用いた。図 4.1 に示したのが ${}^{107}\text{In}+{}^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定での粒子識別プロット、 ${}^{112}\text{Sn}+{}^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定での粒子識別プロットである。島の分離に成功していることが読み取れる。

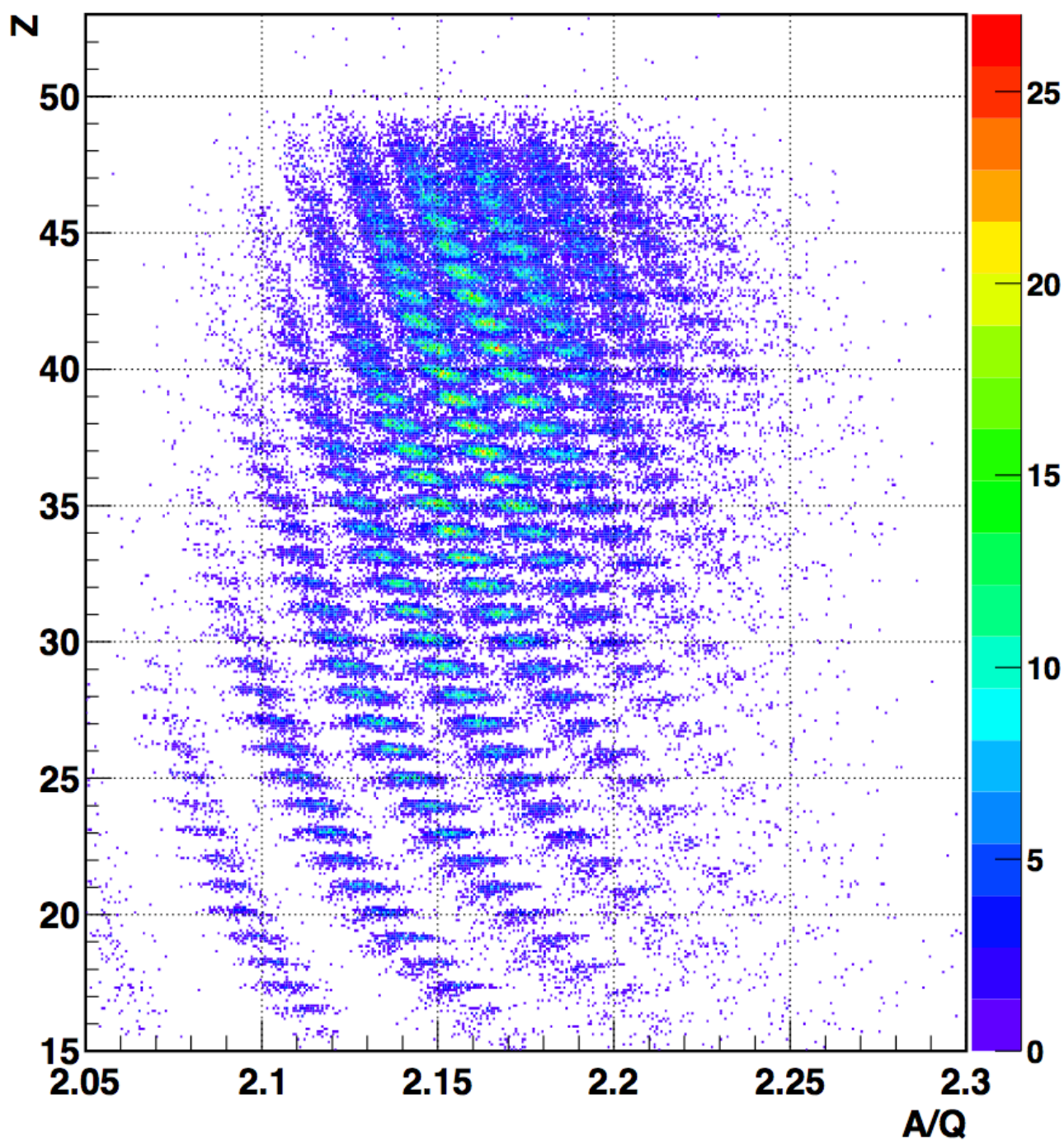


図 4.1 $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定での粒子識別プロット

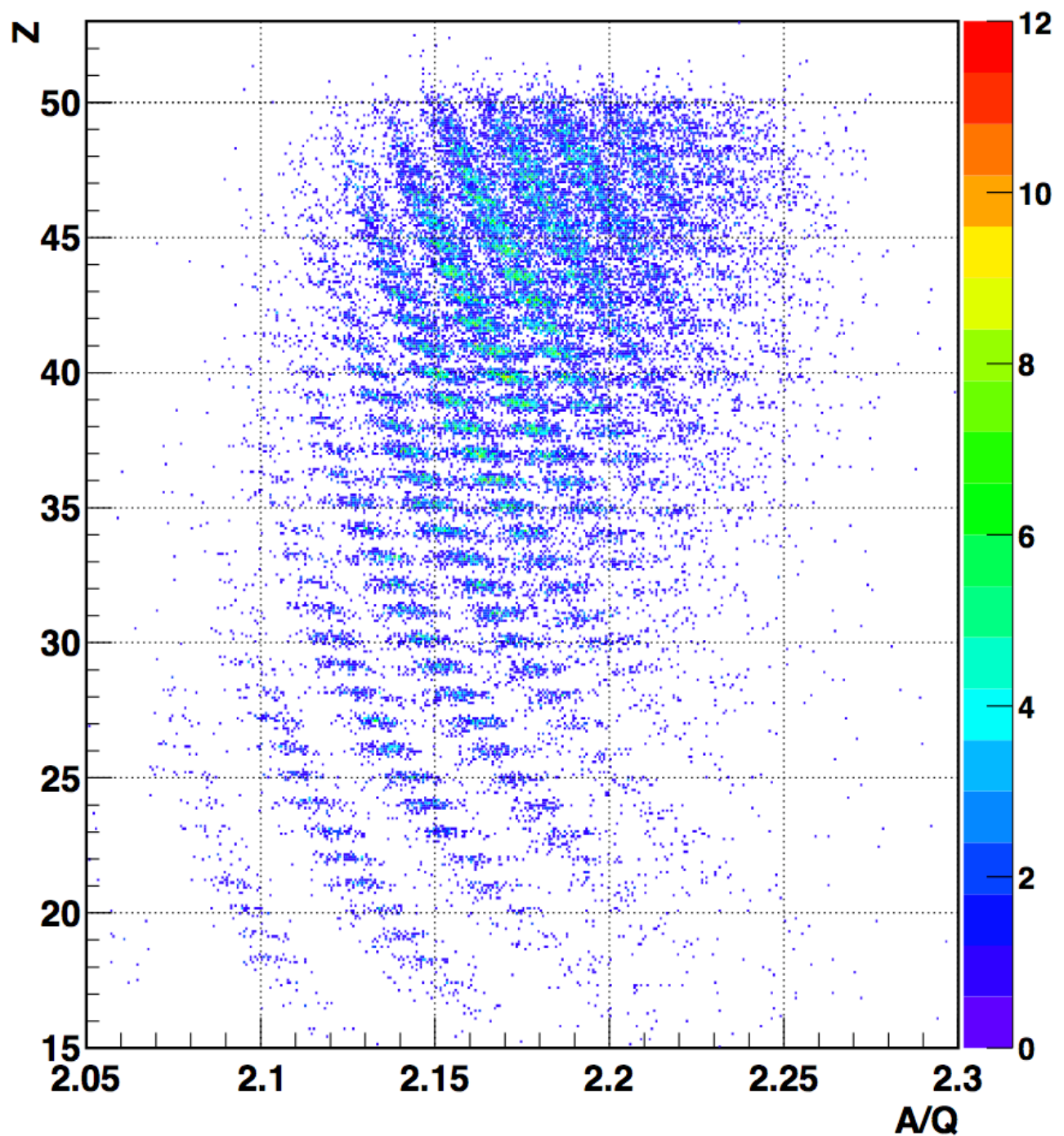


図 4.2 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定での粒子識別プロット

4.2 入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度分布と生成断面積の決定

現時点では、荷電状態の補正 $R_{\text{ChargeState}}$ と ZeroDegree のアクセプタンス α_{ZDS} の評価が十分には行えていないが、入射核破砕反応の特徴を用いて、現時点で求めた補正係数の評価がどの程度確実であるかを調べた。

4.2.1 入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度分布の確認

入射核破砕片から生じた入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ はビームとほぼ同じ速度 β を中心としたガウシアン状の磁気硬度分布を持つ。したがって、入射核破砕片の生成量を測定するためには、磁気硬度分布のピークが ZeroDegree のアクセプタンスに入っている必要がある。もしピーク構造がなければ、入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度分布の全体を知ることとはできず、収量を決定することはできない。磁気硬度分布の測定の概念図を図 4.3 に横軸を磁気硬度 $B\rho$ 、縦軸を計数として示した。図の紫線で囲まれた領域が ZeroDegree のアクセプタンスとする。(a),(b),(c),(d) に示したガウシアン状の分布のそれぞれを、ある 4 つの入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度分布とする。図から読み取れるように、(b) と (c) については、磁気硬度 $B\rho$ 分布の大半がアクセプタンス領域に入っており、この分布をガウシアンでフィットし、その面積から計数を決定できる。一方、(a) については、磁気硬度 $B\rho$ 分布の半分程度しかアクセプタンスに入っておらず、分布をガウシアンでフィットした場合の不定性が大きく、計数の不定性は大きくなる。(d) については、分布の裾部分しかアクセプタンス領域に入っておらず、計数の決定は困難である。

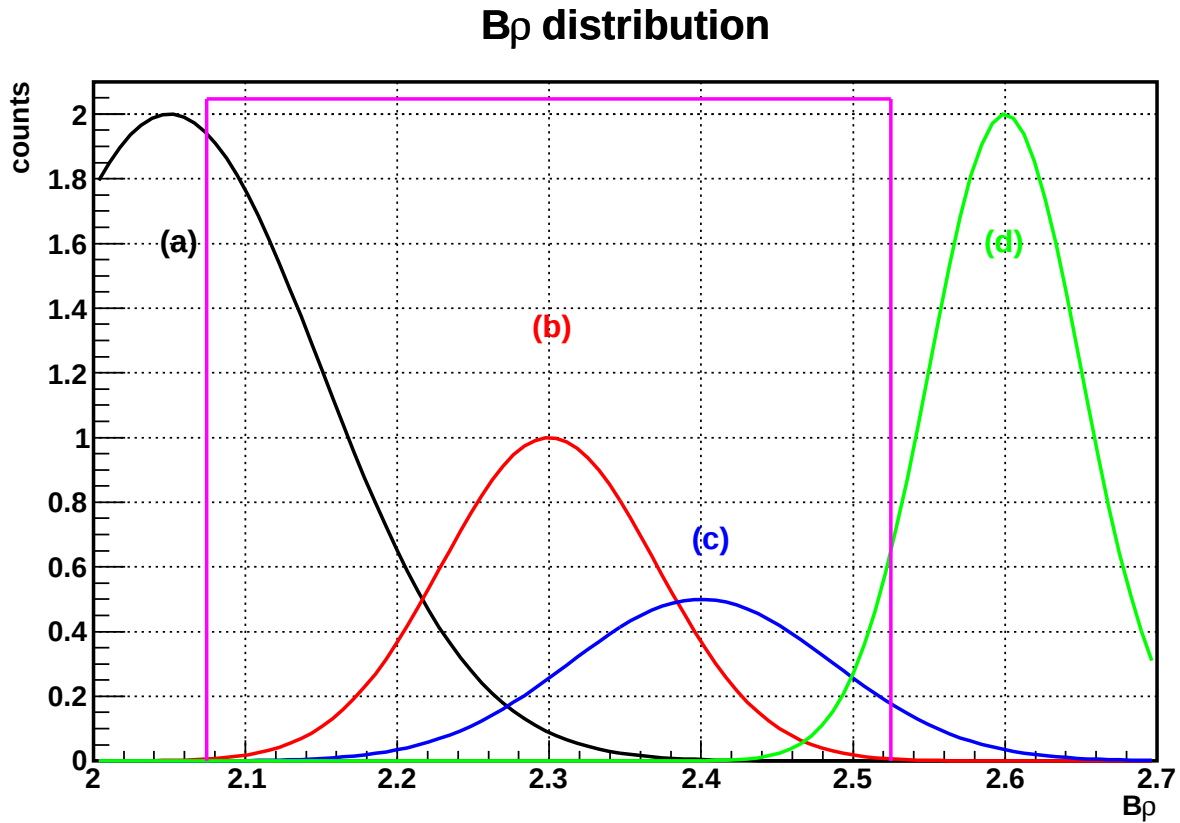


図 4.3 入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度 $B\rho$ の分布が ZeroDegree のアクセプタンスに入るかどうかの概念図

物理データセットについて、第 4.1 節で粒子識別が確定した入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の 1 つ 1 つに磁気硬度分布にピークがあるかどうかを確認した。図 4.4 と図 4.5 に示したのが $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定での $_{40}\text{Zr}$ のアイソトープの磁気硬度分布、図 4.6 と図 4.7 に示したのが $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定での $_{40}\text{Zr}$ のアイソトープの磁気硬度分布である。図 4.4 と図 4.6 のそれぞれ、左上:中性子数 $N = 44(^{84}_{40}\text{Zr})$ 、右上: $N = 45(^{85}_{40}\text{Zr})$ 、左下: $N = 46(^{86}_{40}\text{Zr})$ 、右下: $N = 47(^{87}_{40}\text{Zr})$ である。図 4.5 と図 4.7 のそれぞれ、左上:中性子数 $N = 48(^{88}_{40}\text{Zr})$ 、右上: $N = 49(^{89}_{40}\text{Zr})$ 、左下: $N = 50(^{90}_{40}\text{Zr})$

である。ともに7つのアイソトープについて示した。その結果、どのアイソトープにもピーク状の構造があることが分かった。これはそれぞれのアイソトープが異なる磁気硬度分布を持ち、ピーク構造のあるものとなないものがあるべきであることを考慮すると不自然である。ZeroDegree の検出効率がアクセプタンスの全域で一定とは限らず、アクセプタンスの端に行くほど検出効率が下がる効果が見えている可能性がある。そのため、磁気硬度分布のピークがアクセプタンスに入っているかどうかを判断するのは現時点では困難であると判断した。まずは、ZeroDegree のアクセプタンスの評価を行う必要があり、第5章で議論する。

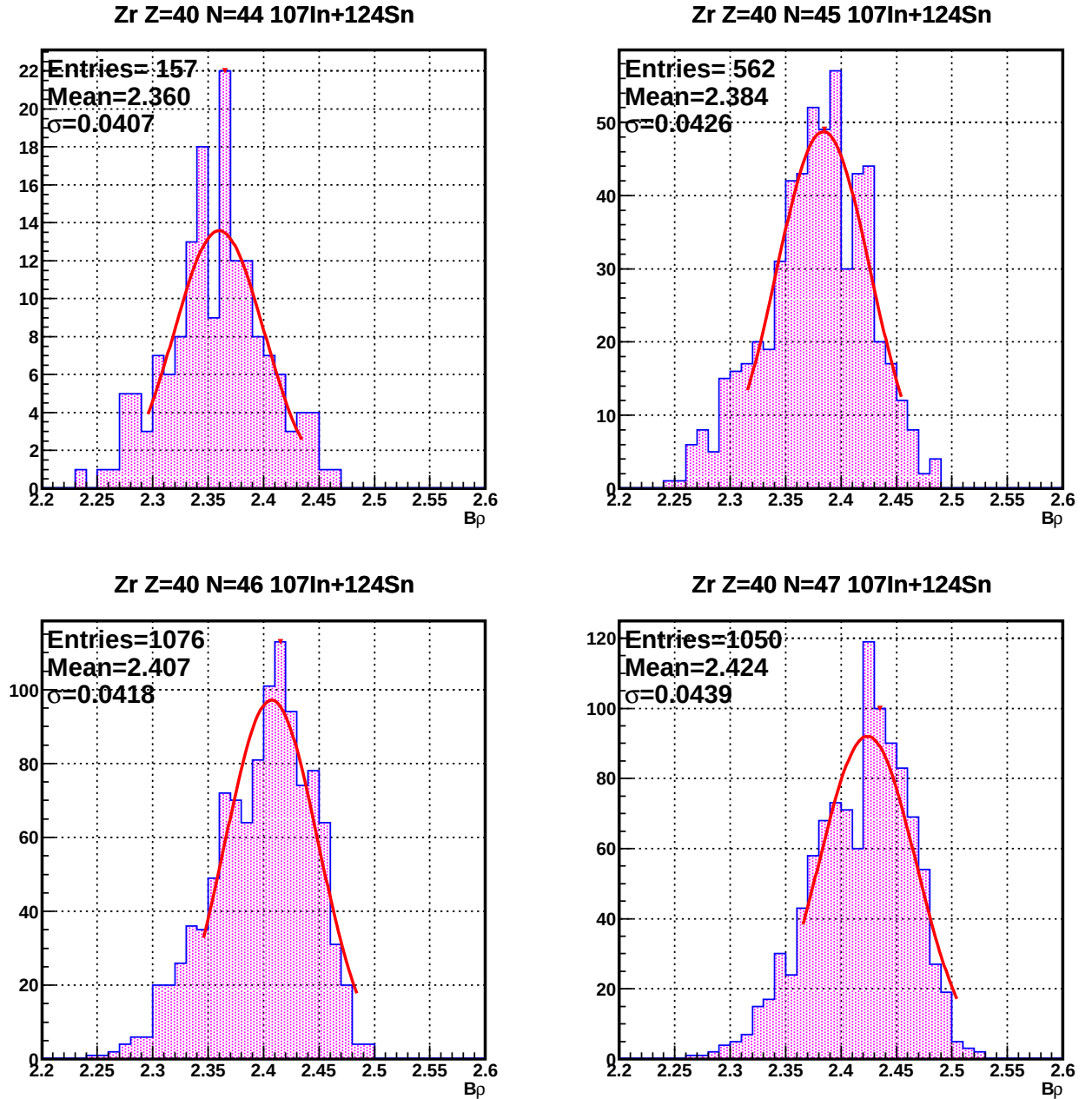


図 4.4 $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の ^{40}Zr のアイソトープの磁気硬度分布

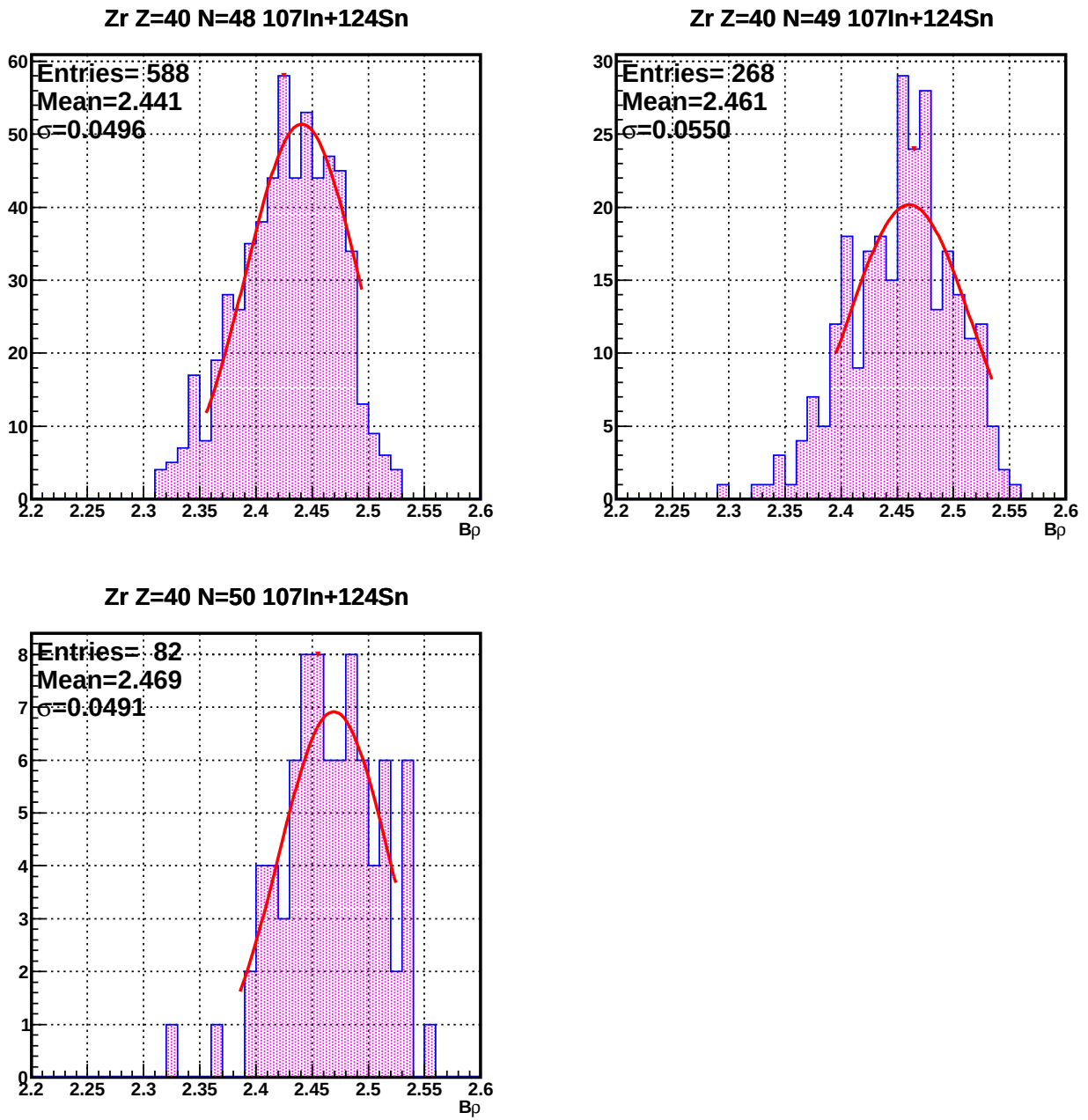


図 4.5 $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の ^{40}Zr のアイソトープの磁気硬度分布

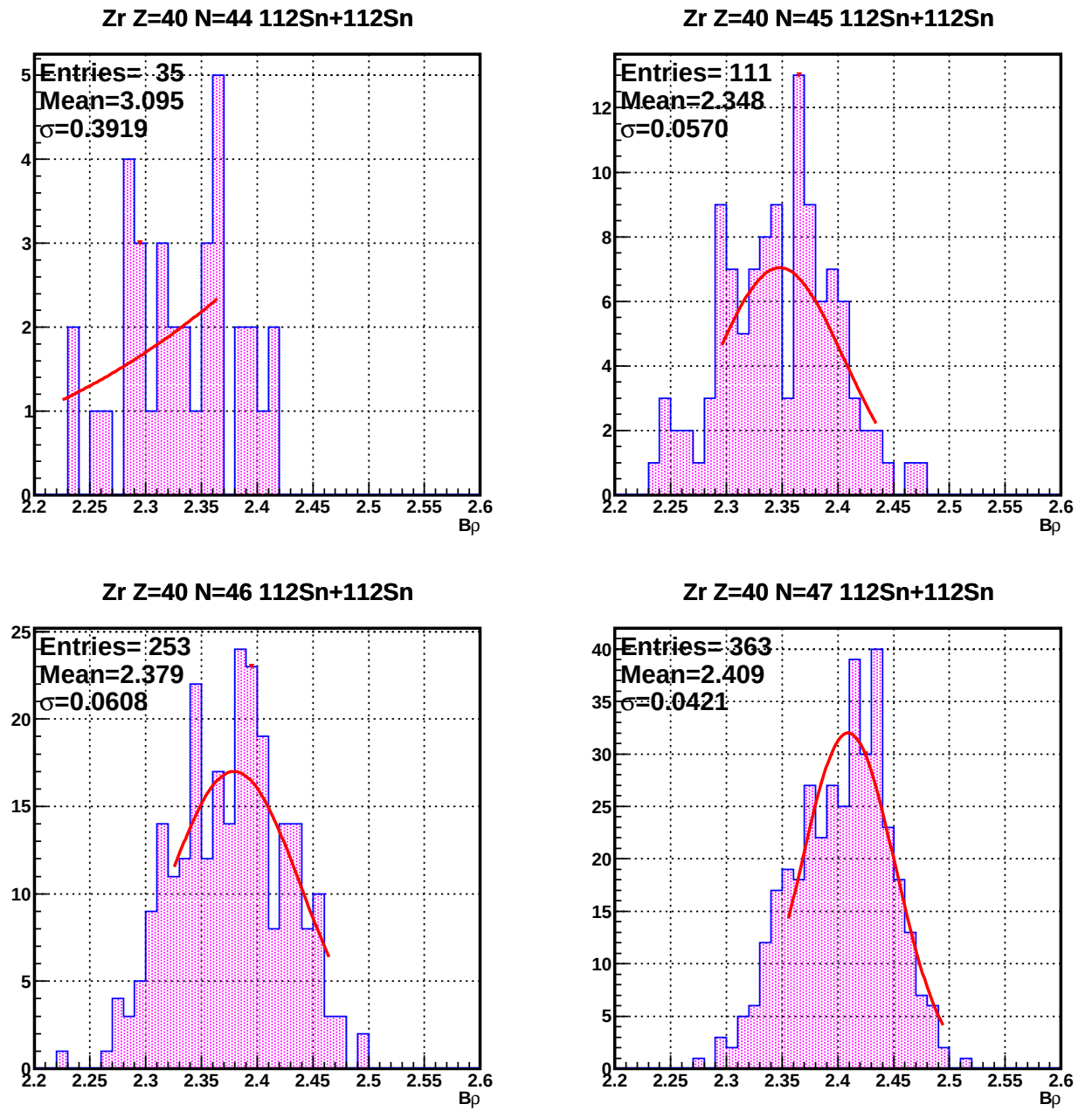


図 4.6 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の ^{40}Zr のアイソトープの磁気硬度分布

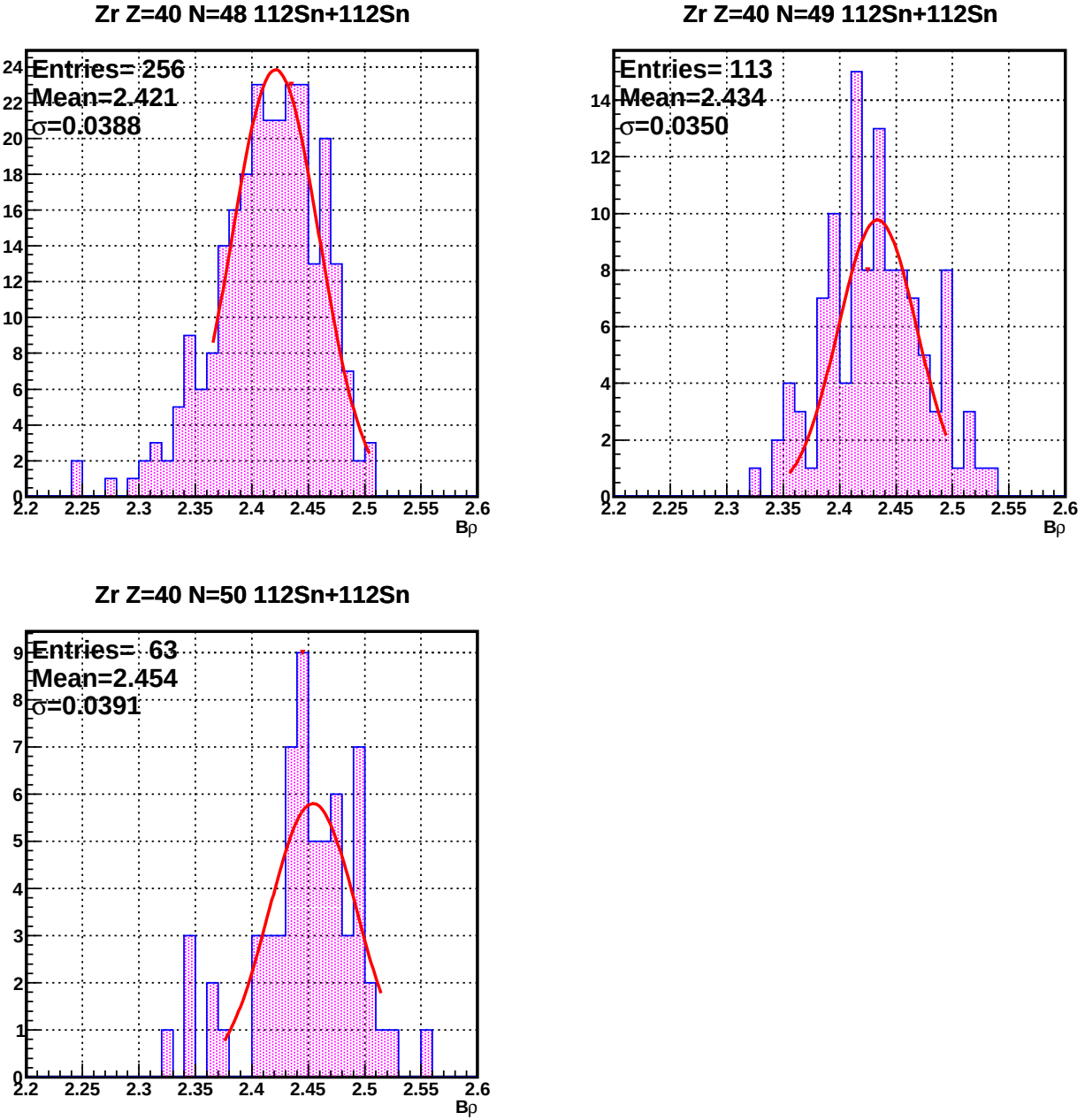


図 4.7 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の ^{40}Zr のアイソトープの磁気硬度分布

4.2.2 入射核破碎片 $A_F(N, Z)$ の生成断面積の確認

核破砕反応において、入射核破碎片 $A_F(N, Z)$ の生成断面積は、安定核の持つ (中性子数 N , 陽子数 Z) をピークとした分布になることが知られている。 ^{40}Zr の安定な同位体のうち、最も中性子数が少ないものは $^{90}_{40}\text{Zr}$ であり、アイソトープの生成断面積は $^{90}_{40}\text{Zr}$ から中性子数 N を減らすにつれて単調に減少することが期待される。このことを用いて、もし生成断面積の決定式、

$$N_{(N,Z)} = Y(N,Z)_{\text{ZDS}} \times \frac{1}{\varepsilon_{\text{ZDS}}(Z)} \times \frac{1}{\alpha_{\text{ZDS}}(N,Z)} \times \frac{1}{\varepsilon_{\text{uBall}}(M)} \times R_{\text{ChargeState}} \quad (4.2)$$

において、 $\varepsilon_{\text{ZDS}}(Z)$, $\alpha_{\text{ZDS}}(N, Z)$, $R_{\text{ChargeState}}$ のそれぞれの補正項の (N, Z) 依存性が小さければ、

$$N_{(N,Z)} \propto Y(N, Z)_{\text{ZDS}} \quad (4.3)$$

であり、 $N_{(N,Z)}$ は中性子数 N が減るにつれ単調減少することが期待される。そこで、第 4.1 節で粒子識別が確定した入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の島から計数 $Y(N, Z)_{\text{ZDS}}$ を求め、その中性子数 N 依存性を調べた。図 4.8 に示したのが $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ の $_{40}\text{Zr}$ のアイソトープの計数 $Y(N, 40)_{\text{ZDS}}$ 分布、図 4.9 に示したのが $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ の $_{40}\text{Zr}$ のアイソトープの計数 $Y(N, 40)_{\text{ZDS}}$ 分布である。左から順に右に向かって、中性子数 $N = 44(^{84}_{40}\text{Zr})$ 、 $N = 45(^{85}_{40}\text{Zr})$ 、 $\dots$ 、 $N = 50(^{90}_{40}\text{Zr})$ の 7 つの計数を示した。これらは $^{86}_{40}\text{Zr}$ をピークとして上に凸に分布していることが分かった。 $\varepsilon_{\text{ZDS}}(Z)$ 、 $\alpha_{\text{ZDS}}(N, Z)$ 、 $R_{\text{ChargeState}}$ のそれぞれの補正項の (N, Z) 依存性が大きく、これらを詳細に求める必要があることを意味している。同じようにして、入射核破砕片の計数 $Y_{(N,Z)}$ をすべての (N, Z) について求めた。図 4.10 に示したのが $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ 、磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータから求めた入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の計数、図 4.11 に示したのが ^{112}Sn ビーム + ^{112}Sn 、磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータから求めた入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の計数である。横軸は中性子数 N 、縦軸は計数である。黒線は、陽子数が同じアイソトープを結んだ線である。右端が陽子数 $Z = 45$ の線、左端が陽子数 $Z = 20$ の線である。どのアイソトープに関しても、上に凸の分布をしており、補正項の (N, Z) 依存性が大きいことを示している。そのため、生成断面積を求めるのは現時点では困難であると判断した。

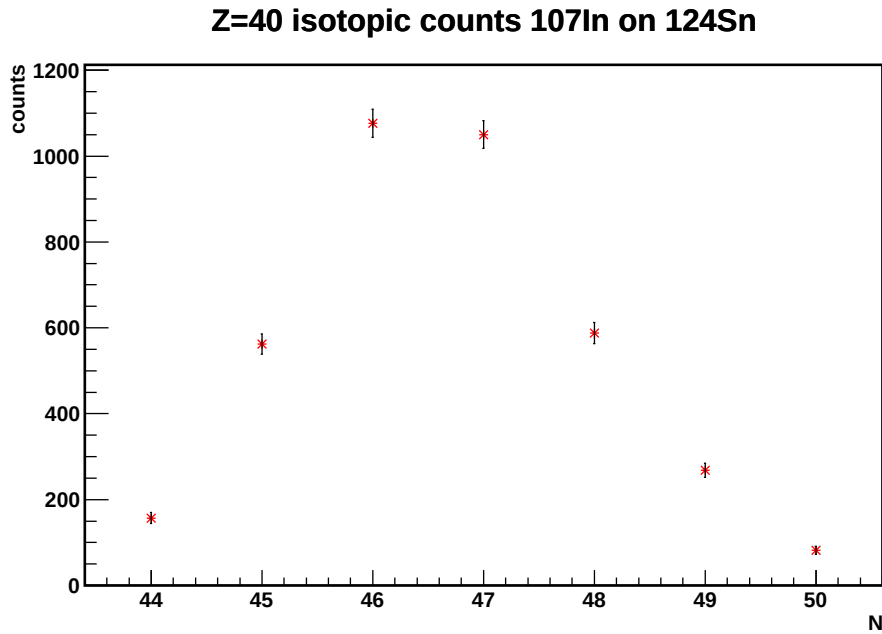


図 4.8 $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ 、磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の $_{40}\text{Zr}$ のアイソトープの計数分布

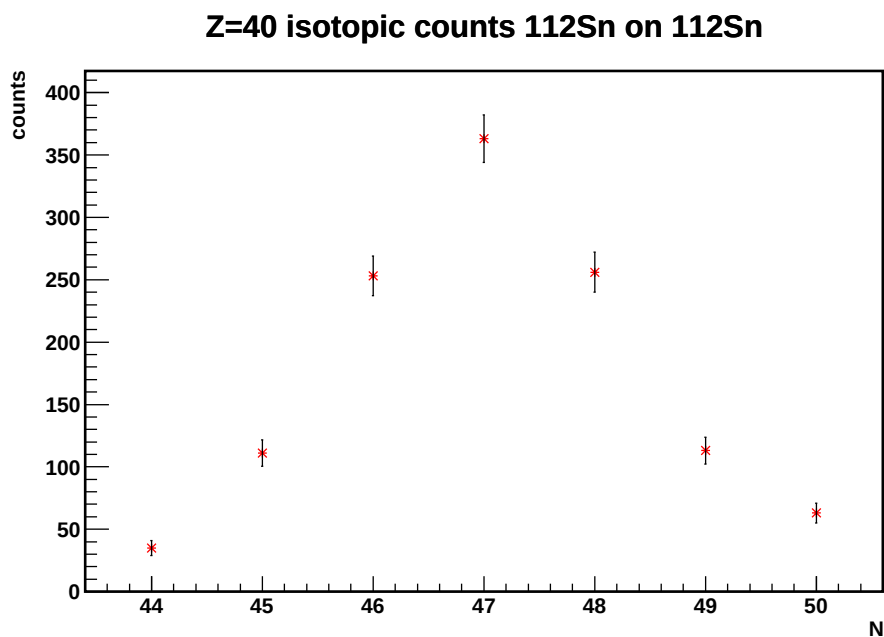


図 4.9 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の ^{40}Zr のアイソトープの計数分布

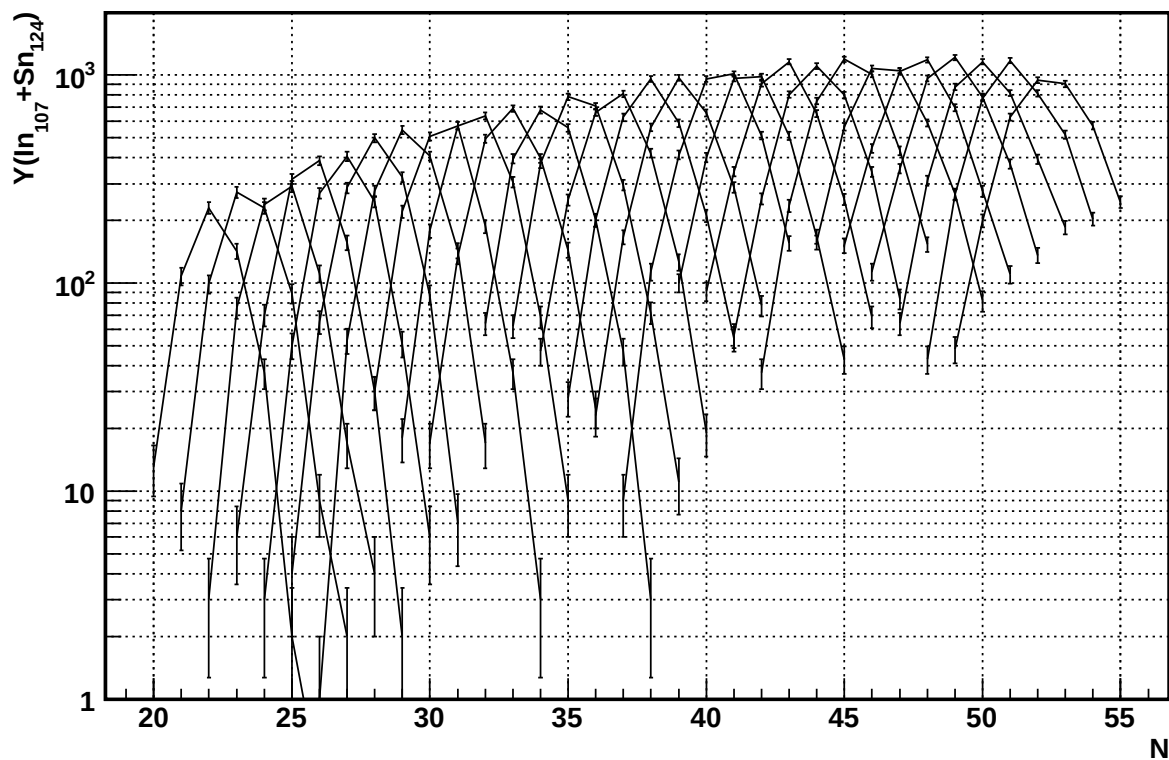


図 4.10 $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定から得たすべてのアイソトープの計数分布。黒線は、陽子数が同じアイソトープを結んだ線である。

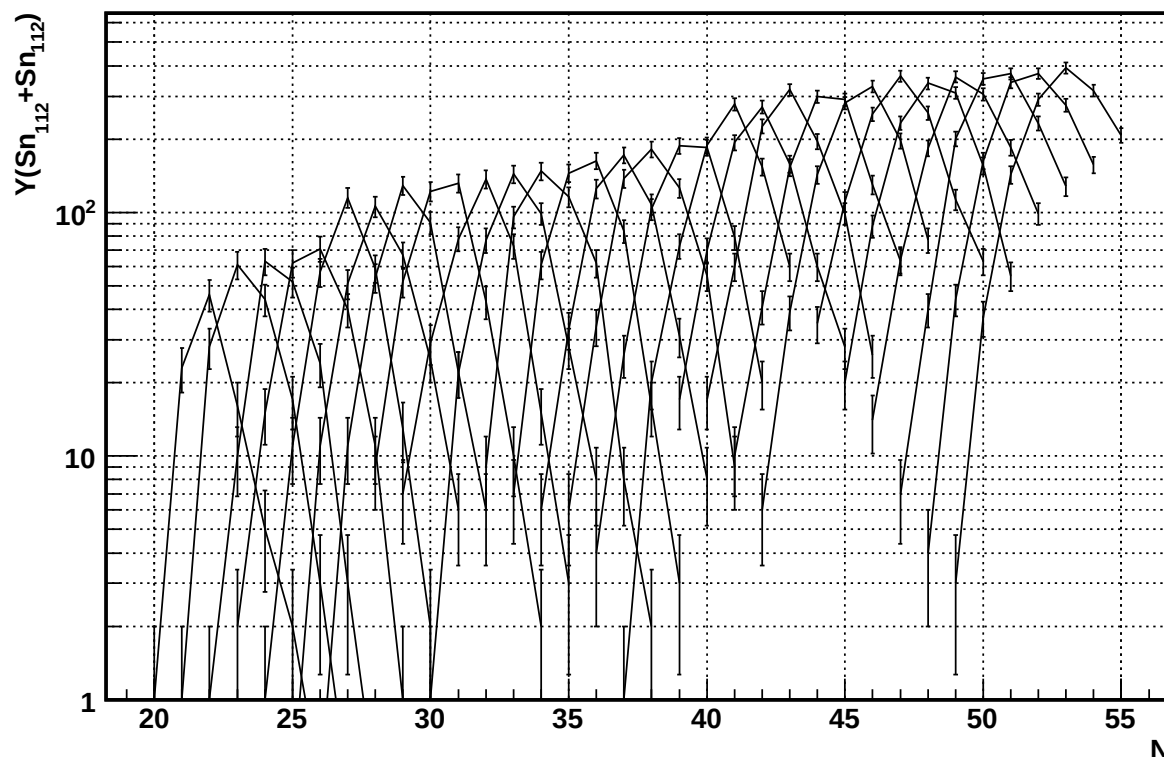


図 4.11 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定から得たすべてのアイソトープの計数分布。黒線は、陽子数が同じアイソトープを結んだ線である。

4.3 Microball による衝突の荷電粒子多重度の測定の結果

Microball における荷電粒子の多重度 M 分布の測定結果を図 4.12 および図 4.13 に示した。それぞれ $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ と $^{112}\text{In}+^{112}\text{Sn}$ の磁気硬度アクセプタンス 2.41 データの測定結果である。両者を 1 つのヒストグラムにまとめたのが図 4.14 である。赤で示したのが $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ 、青で示したのが $^{112}\text{In}+^{112}\text{Sn}$ の荷電粒子の多重度分布である。両者はヒストグラムのエントリー数が同じになるように定数倍した。両者の分布は荷電粒子の多重度 $0 < M < 10$ 程度の領域で異なり、これはそれぞれの 2 次ビームのプロファイルの差から生じたものと考えられるが、さらなる解析が必要である。

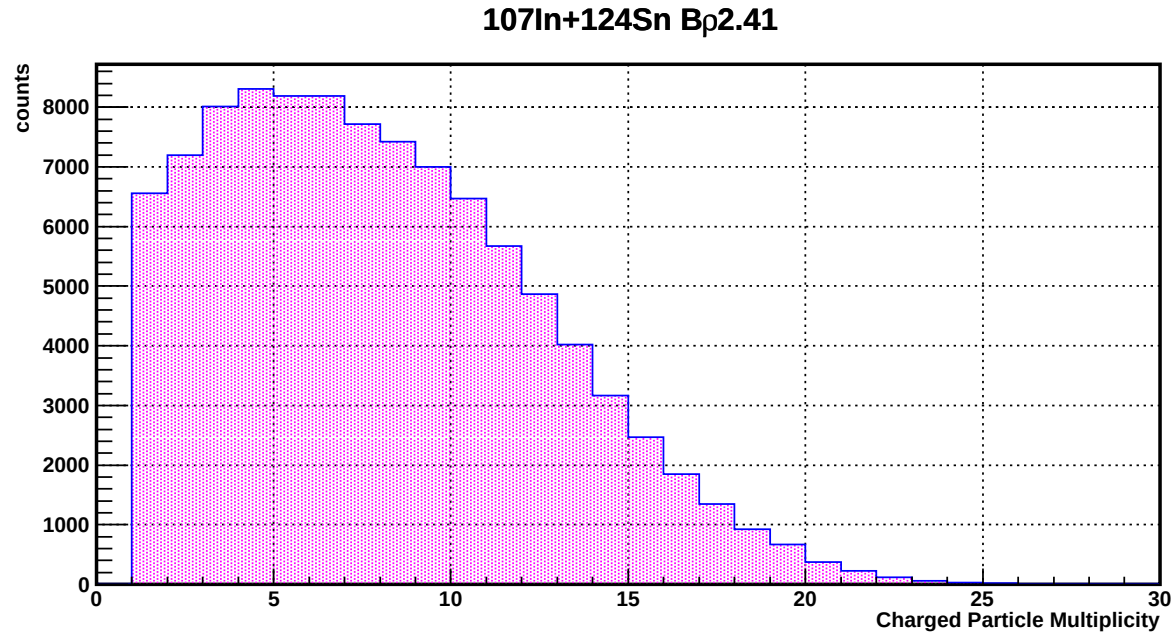


図 4.12 $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の荷電粒子の多重度分布

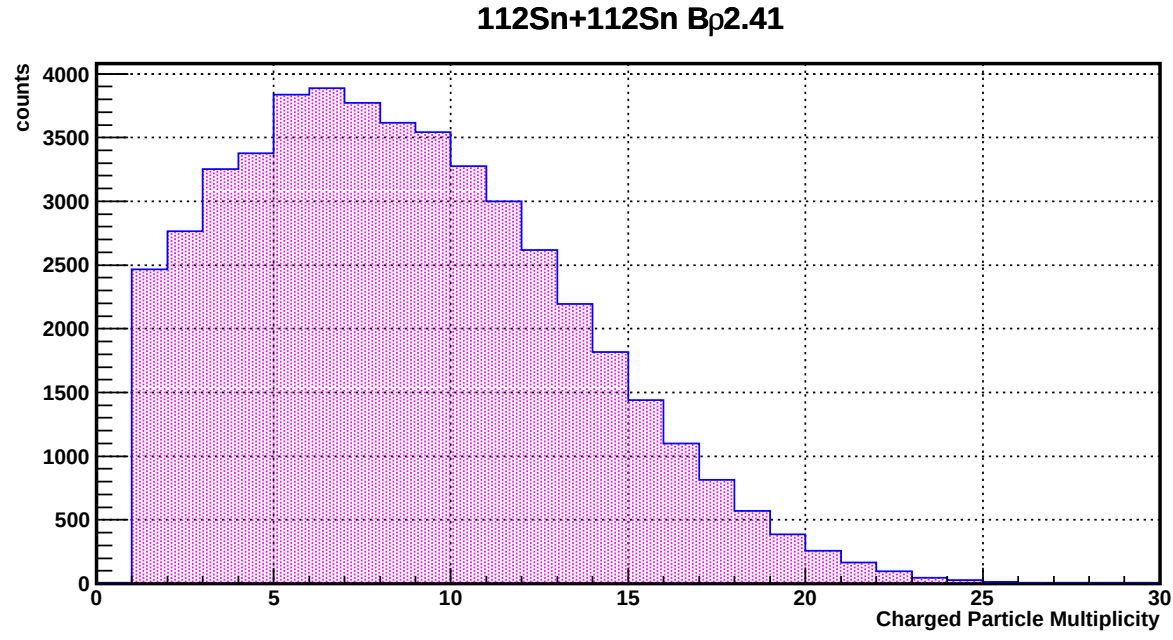


図 4.13 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の荷電粒子の多重度分布

Charged Particle Multiplicity

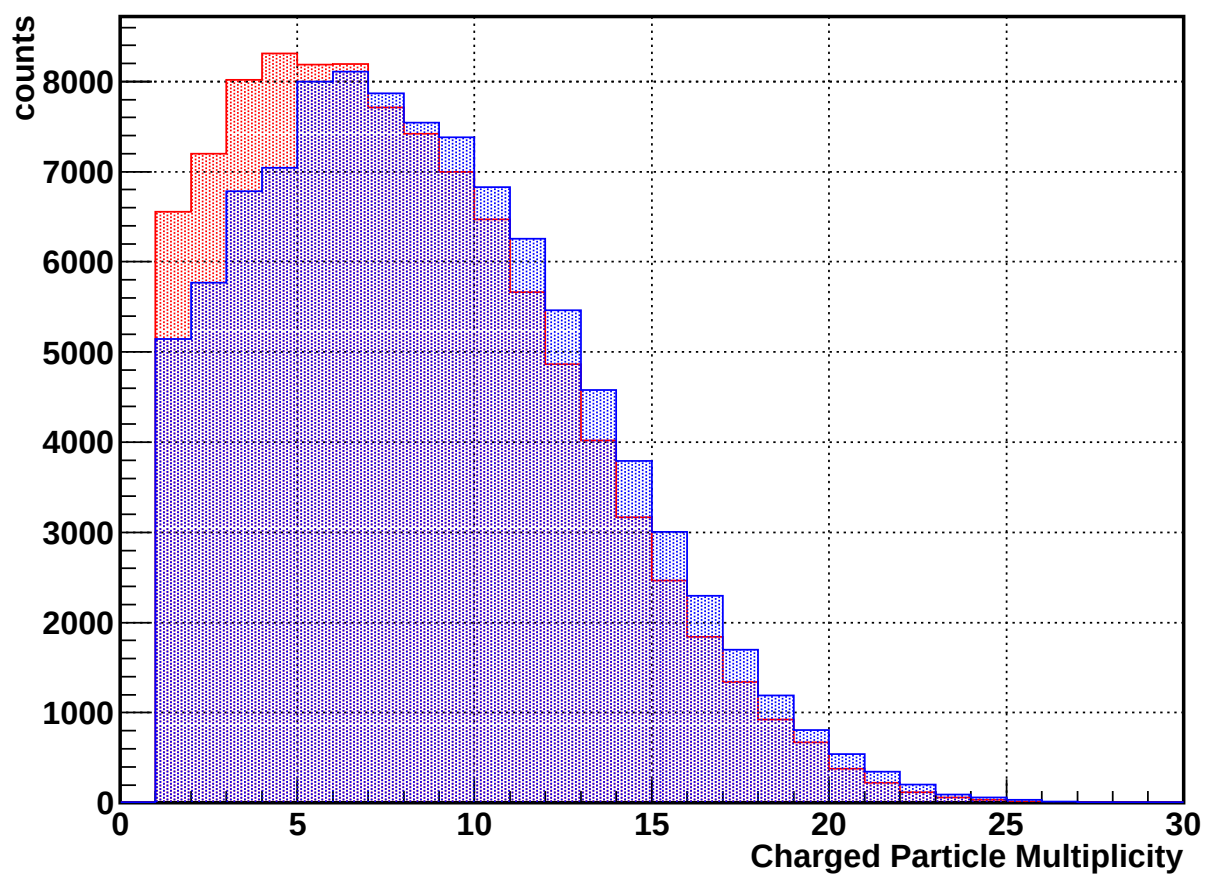


図 4.14 $^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の荷電粒子の多重度分布と $^{112}\text{In} + ^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の荷電粒子の多重度分布の形状の違い

第 5 章

考察

5.1 誤差伝搬の法則を用いた粒子識別能の評価

$B\rho$ - ΔE -TOF 法における粒子識別能は、ある陽子数 Z のアイソトープに対して、 A/Q ピークの幅で評価する。誤差伝搬の法則を用いて、 A/Q の分解能に寄与する誤差要因の分析を行った。 A/Q は、次式であらわされるように速度 β と磁気硬度の中心値からのずれ δ の関数であり、これらは 5 つの測定量、飛行時間 TOF と焦点面での位置 $F10X, F10A, F11X, F11A$ の関数である。

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho_0(1+\delta)}{\gamma m_u v} = f(\beta, \delta) \quad (5.1)$$

TOF と $F10X, F11X, A$ は独立した観測量であるから、誤差伝搬の法則を用いると A/Q の誤差は、

$$\left(\Delta \frac{A}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial \beta}\right)^2 (\Delta \beta)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \delta}\right)^2 (\Delta \delta)^2 \quad (5.2)$$

と書ける。まず、典型的な飛行時間 TOF の分解能が 200psec、典型的な焦点面検出器 PPAC の位置分解能が $400\mu\text{m}$ 、角度分解能が 2mrad として、これらの検出器の分解能の速度 β 、磁気硬度の中心値からのずれ δ への伝搬を調べる。まず速度 β については、 L_{TOF} を TOF 飛行長さとして、

$$\beta = \frac{L_{\text{TOF}}}{\text{TOF} \times c} \quad (5.3)$$

である。これから、飛行時間 TOF の時間分解能は速度 β に対して、

$$\Delta \beta = \sqrt{\frac{L}{c \times \text{TOF}^2}} \Delta \text{TOF} \quad (5.4)$$

と伝搬する。一方の磁気硬度の中心値からのずれ δ は、

$$\begin{pmatrix} F10A \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|a) & (x|\delta) \\ (a|a) & (a|\delta) \end{pmatrix}^{-1} \left[\begin{pmatrix} F11X \\ F11A \end{pmatrix} - F10X \begin{pmatrix} (x|x) \\ (a|x) \end{pmatrix} \right] \quad (5.5)$$

で与えられる。輸送行列の逆行列の各要素を $(a|a)^{-1}$ などと書くことにすると、磁気硬度の中心値からのずれ δ は次式であらわされる $F10X, F11X, F11A$ の 1 次関数で与えられる。

$$\delta = (a|a)^{-1} \times F11X + (a|\delta)^{-1} \times F11A - (a|x)^{-1} \times F10X \quad (5.6)$$

これから、焦点面検出器 PPAC の位置分解能は、磁気硬度の中心値からのずれ δ に対して

$$\Delta \delta = \sqrt{((a|a)^{-1} \Delta F11X)^2 + ((a|\delta)^{-1} \Delta F11A)^2 - ((a|x)^{-1} \Delta F10X)^2} \quad (5.7)$$

と伝搬する。以下に挙げた本実験の典型的なパラメーターを代入すると、

$$\begin{aligned} m_\mu &= 931.49432[\text{MeV}/c^2] & \beta &= 0.35 \\ c &= 299.794258[\text{m}/\mu\text{sec}] & \gamma &= 1.07 \\ B\rho_0 &= 2.41[\text{T} \cdot \text{m}] & L &= 35294.8[\text{mm}] \end{aligned} \quad (5.8)$$

速度の測定誤差 $\Delta\beta$ 、磁気硬度の中心値からのずれの測定誤差 $\Delta\delta$ は、

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \beta}\right) (\Delta\beta) \simeq 0.00140 \quad (5.9)$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \delta}\right) (\Delta\delta) \simeq 0.00414 \quad (5.10)$$

となる、これから A/Q 分解能を求めると、

$$\Delta \frac{A}{Q} = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial \beta}\right)^2 (\Delta\beta)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \delta}\right)^2 (\Delta\delta)^2} \simeq 0.0044 \quad (5.11)$$

となる。このことから、 A/Q の分解能に対して、飛行時間 TOF の分解能と磁気硬度の中心値からのずれ δ の分解能はおよそ 2:8 の割合で寄与していることがわかる。この A/Q の分解能は、焦点面検出器 PPAC の位置分解能と飛行時間 TOF 分解能を含む、ZeroDegree の磁気スペクトロメータとしての全体の性能である。図 5.1 に $Z = 40$ のアイソトープについて、 A/Q の測定結果を示した。左が $^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータの $Z = 40$ のアイソトープの A/Q 、右が $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータの $Z = 40$ のアイソトープの A/Q である。実験データの A/Q の評価は、統計の最も多い 1 つのアイソトープのピークをガウシアンでフィットし、そのシグマを分解能として行った。これを誤差解析から求めた A/Q の分解能と比較してみたところ、無矛盾であり、おおむね検出器の性能は期待通り得られているといえる。

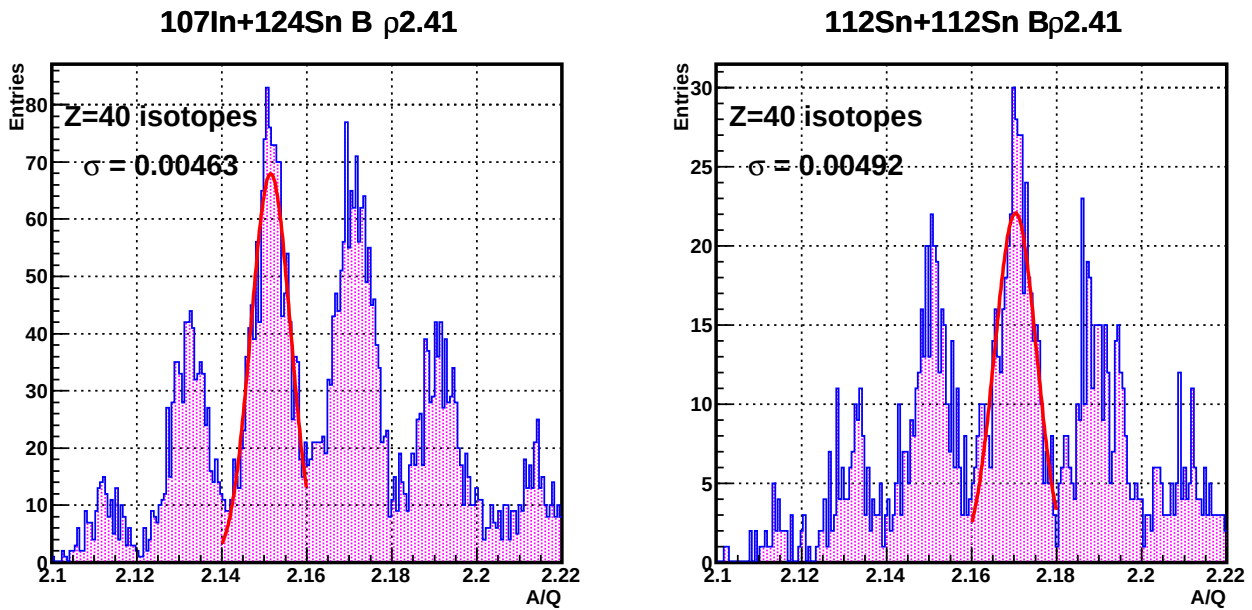


図 5.1 実験データから評価した陽子数 $Z = 40$ のアイソトープの A/Q 分解能

5.1.1 飛行時間 TOF8-11 の安定性の確認

誤差解析から、飛行時間 TOF8-11 の分解能は A/Q 全体の分解能に対し、20% の寄与をしていることが分かった。飛行時間 TOF 測定用プラスチックシンチレータは放射線損傷により、発光量の低下を起こす。発光量が低下した結果、飛行時間 TOF8-11 の分解能に影響を与える可能性がある。そこで飛行時間 TOF8-11 の分解能が全時間にわたって安定しているか調べることにした。飛行時間 TOF8-11 の安定性を調べるために、各データセットについてアイソトープを選び、その飛行時間 TOF8-11 のスペクトルをガウシアンでフィットして、そのシグマを時間に対してプロットした。図 5.2 に示したのがその結果である。時系列順に、左上: $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41、右下: $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.52、右上: $^{112}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41、左下: $^{112}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータである。横軸はランの番号で時間に対応する。縦軸がガウシアンでフィットした時のシグマである。エラーバーはフィットのエラーでつけた。飛行時間 TOF の分解能はエラーの範囲内で安定しているものと考えられる。エラーの大きなランは短時間しかとらなかったために、統計が低くフィッティングのエラーが大きいランである。また、各アイソトープは運動量広がりを持っており、運動量広がり由来する時間分解能の広がりもこのシグマに寄与している。そのため、シグマの値はディテクターに intrinsic なものではなくアイソトープの運動量分布と検出器の性能をコンボリユートしたものであると考えられるが、これ以上の評価は困難である。

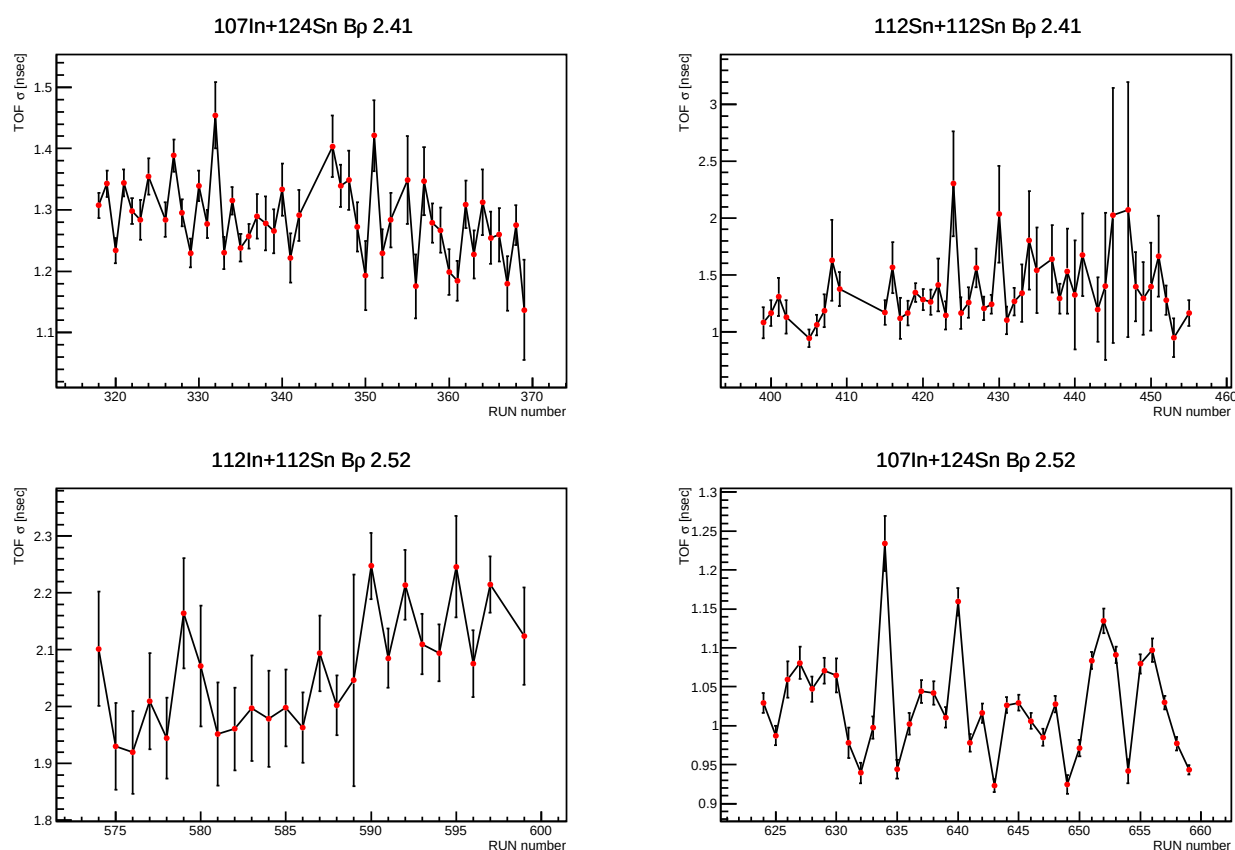


図 5.2 TOF3-8 分解能の安定性の確認

5.2 荷電状態 Q の磁気硬度 $B\rho$ と分岐比の測定

$^{86}\text{Zr}^{40+}$ キャリブレーションデータを用いて、標的通過後の荷電状態 Q の磁気硬度 $B\rho$ とその分岐比を測定した。測定は図 3.23 に示したものと同一セットアップで行った。F9 焦点面での座標位置 X から計算した磁気硬度分布を図 5.3 に横軸を磁気硬度 $B\rho[\text{T}\cdot\text{m}]$ として示した。左から順に、 ^{112}Sn 標的、 ^{124}Sn 標的、F8 焦点面飛行時間検出用プラスチックシンチレータを通過した後の荷電状態分布の測定結果である。1 つのピークが 1 つの荷電状態 Q に対応し、一番左のピークがフルストリップである。Sn 標的の通過後は、H-like を中心に分布し、He-like まで存在することが分かった。これらのピークの面積比から、荷電状態 Q の分岐比を求めた。 ^{112}Sn 標的を通過した後のフルストリップの分岐比は 15% であった。ただし、荷電状態分布の全体が取れなかった ^{124}Sn 標的と F8 焦点面飛行時間検出用プラスチックシンチレータについては、分岐比を決定できなかった。結果は表 5.1 にまとめた。表中の CH はプラスチックシンチレータの意味である。

5.2.1 経験式に基づく荷電状態分岐比の計算と測定結果との比較

荷電状態の分岐比を厳密に求めることができる計算式は今のところ知られていないが、測定に基づいた経験式を用いて、荷電状態の分岐比を計算し、測定結果と比較した。計算には MSU/NSCL で開発された LISE++ を用いた [11]。LISE++ とは、入射核破砕片分析器での入射核破砕片の生成とビームライン輸送を計算するコードであり、荷電状態の分岐比を求める計算式が実装されている。測定と同じ $^{86}\text{Zr}^{40+}$ が ^{112}Sn を通過した後の荷電状態の磁気硬度と分岐比の計算結果を図 5.4 を示した。横軸は磁気硬度 $B\rho$ である。結果は図 5.3 の左端に示した測定結果とまったく異なり、フルストリップの分岐比が約 75% あることが分かる。もう一つ注意する必要があるのが、荷電状態の磁気硬度の値である。表 5.2 に、荷電状態の磁気硬度と分岐比の計算結果を示した。表 5.1 に示した測定結果と比較すると、磁気硬度の値を正しく計算できていないことがわかる。本実験の設計はこの LISE++ の計算に基づいて行ったため、荷電状態分離に関する対策を行わないまま行ってしまった。この荷電状態に関する測定データは今後の実験を設計する上で重要である。

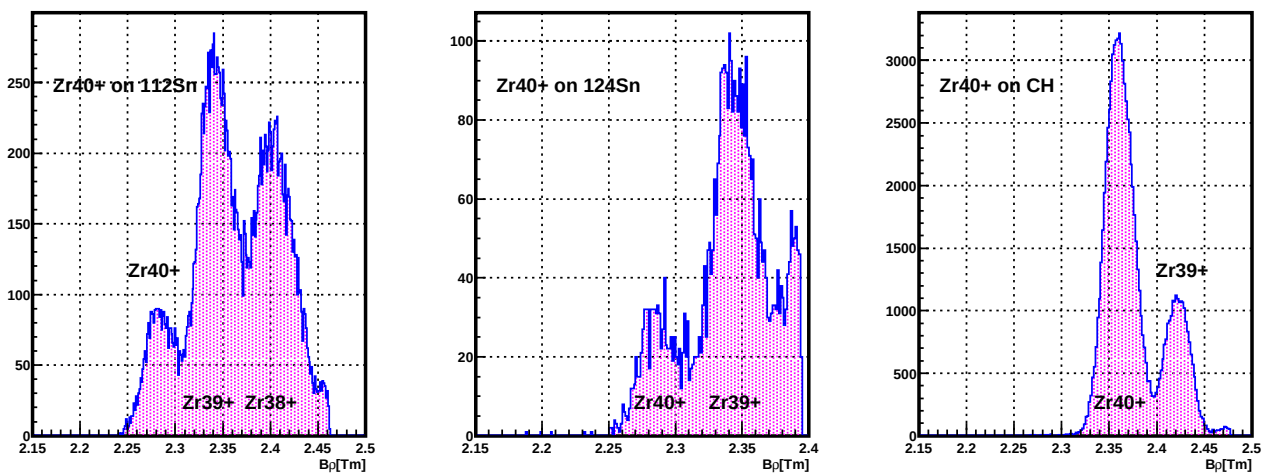


図 5.3 $^{86}\text{Zr}^{40+}$ を用いた荷電状態の磁気硬度と分岐比の測定結果

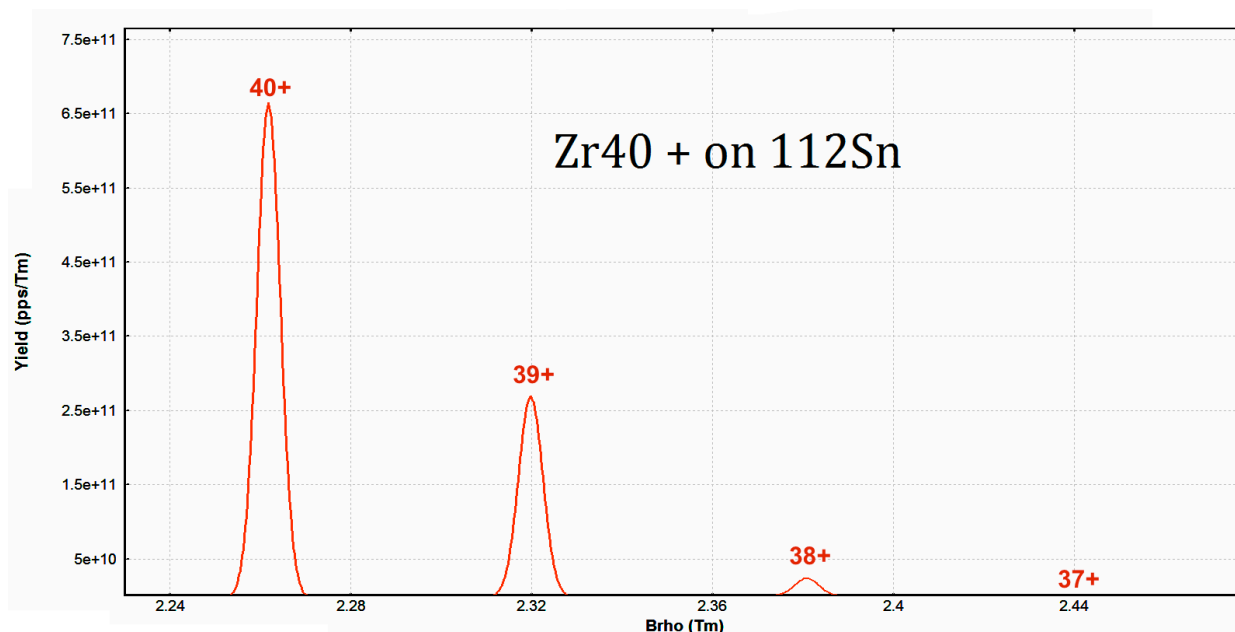
図 5.4 $^{86}\text{Zr}^{40+}$ の ^{112}Sn 標的通過後の荷電状態の磁気硬度と分岐比の計算結果

表 5.1 2 次標的通過後の磁気硬度の測定結果

ビーム	標的	標的厚さ	ビーム磁気硬度	荷電状態	F9 磁気硬度	分岐比
$^{86}\text{Zr}^{40+}$	^{112}Sn	$73.4\mu\text{m}$	2.425	40+	2.285	14.4%
$^{86}\text{Zr}^{40+}$	^{112}Sn	$73.4\mu\text{m}$	2.425	39+	2.345	47.9%
$^{86}\text{Zr}^{40+}$	^{112}Sn	$73.4\mu\text{m}$	2.425	38+	2.402	37.7%
$^{86}\text{Zr}^{40+}$	^{124}Sn	$67.9\mu\text{m}$	2.425	40+	2.288	
$^{86}\text{Zr}^{40+}$	^{124}Sn	$67.9\mu\text{m}$	2.425	39+	2.346	
$^{86}\text{Zr}^{40+}$	^{124}Sn	$67.9\mu\text{m}$	2.425	38+	存在	
$^{86}\text{Zr}^{40+}$	CH	$100\mu\text{m}$	2.425	40+	2.362	
$^{86}\text{Zr}^{40+}$	CH	$100\mu\text{m}$	2.425	39+	2.421	
$^{86}\text{Zr}^{40+}$	CH	$100\mu\text{m}$	2.425	38+	存在	
^{107}In	$^{124}\text{Sn} + \text{CH}$	$67.9\mu\text{m}, 100\mu\text{m}$	2.761	49+	2.569	
^{107}In	$^{124}\text{Sn} + \text{CH}$	$67.9\mu\text{m}, 100\mu\text{m}$	2.761	48+	2.615	
^{112}Sn	$^{112}\text{Sn} + \text{CH}$	$73.4\mu\text{m}, 100\mu\text{m}$	2.797	50+	2.558	
^{112}Sn	$^{112}\text{Sn} + \text{CH}$	$73.4\mu\text{m}, 100\mu\text{m}$	2.797	49+	2.608	

表 5.2 2 次標的通過後の磁気硬度の経験式に基づく計算結果

ビーム	標的	標的厚さ	ビーム磁気硬度	荷電状態	F9 磁気硬度	分岐比
$^{86}\text{Zr}^{40+}$	^{112}Sn	$73.4\mu\text{m}$	2.425	40+	2.26	75%
$^{86}\text{Zr}^{40+}$	^{112}Sn	$73.4\mu\text{m}$	2.425	39+	2.32	20%
$^{86}\text{Zr}^{40+}$	^{112}Sn	$73.4\mu\text{m}$	2.425	38+	2.38	5%

5.2.2 ZeroDegree における荷電状態を含むアクセプタンスの評価

$^{86}\text{Zr}^{40+}$, 70 MeV/u のビームを用いた測定では、標的通過後の荷電状態の変化は大きくフルストリップの分岐比は 15% 程度であった。入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ も一般にはフルストリップとは限らない。そのため、ZeroDegree のアクセプタンスに入った入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の荷電状態とその分岐比を求め、これを使ってアクセプタンスの外にある荷電状態の量を計算して計数に加える荷電状態の補正を行う必要がある。荷電状態は同じ標的に対しては陽子数 Z , 速度 β のゆるやかな関数であり、入射核破砕片の β はほぼ一定であるから、そのフルストリップの分岐比は Z のゆるやかな関数であると考えられる。荷電状態の分岐比の Z 依存性に関するデータを得る必要がある。荷電状態の入射核破砕片の ZeroDegree におけるアクセプタンスを調べるため、次のような考察を行った。まず ZeroDegree で測定した入射核破砕片の磁気硬度 $B\rho$ を求め、その荷電状態が H-like に変わった場合の磁気硬度 $B\rho$ を計算する。そして、H-like の入射核破砕片が ZeroDegree のアクセプタンスに含まれるかどうかを調べた。入射核破砕片の磁気硬度 $B\rho$ は、フルストリップを仮定して求めた。図 5.5 および図 5.5 に示したのが、それぞれ $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定、 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定でしらべた入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度 $B\rho$ の分布である。赤点 1 つ 1 つが (中性子数 N , 陽子数 Z) の入射核破砕片の磁気硬度に対応する。青点で示したのが、各入射核破砕片が H-like に変わった場合の磁気硬度 $B\rho$ である。紫破線で囲まれた領域が磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のアクセプタンス領域、緑破線で囲まれた領域が磁気硬度アクセプタンス 2.52 設定でのアクセプタンス領域である。青点で示した H-like 状態の多くは磁気硬度アクセプタンス 2.52 設定のアクセプタンスに入っていることが分かった。磁気硬度アクセプタンス 2.52 設定の粒子識別を成功させて H-like の荷電状態の量を調べる必要がある。また青点で示した H-like の入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ はおよそ半数が磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のアクセプタンス領域に入っていることがわかる。

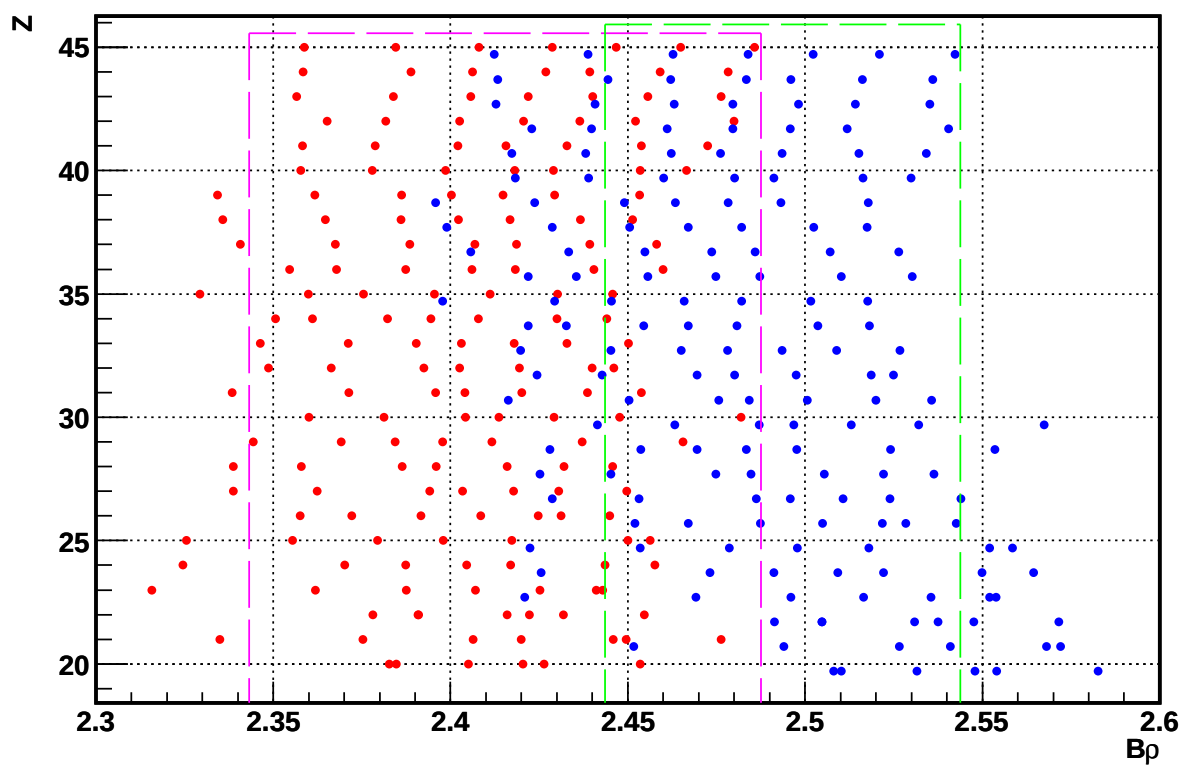


図 5.5 $^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$ データ取得設定における荷電状態の磁気硬度アクセプタンス

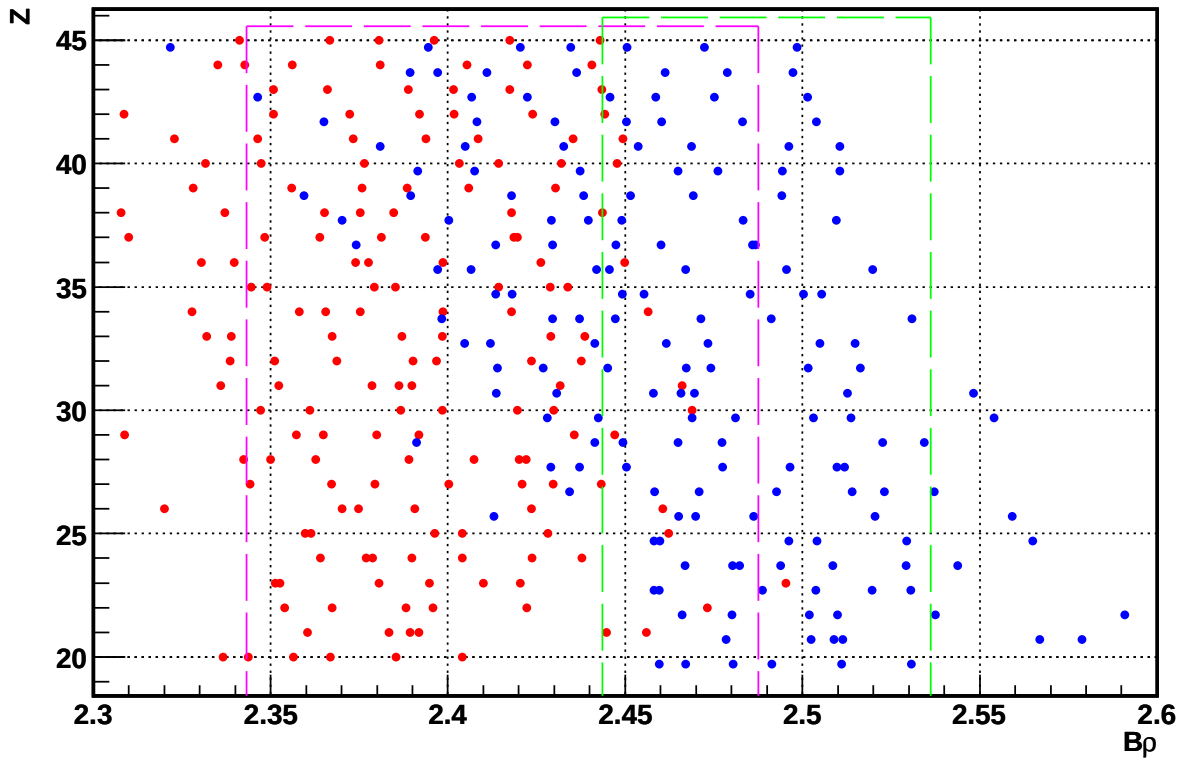


図 5.6 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ データ取得設定における荷電状態の磁気硬度アクセプタンス

入射核破砕片の磁気硬度 $B\rho$ の計算と測定結果の比較

入射核破砕反応の特徴の 1 つに、2 次ビームの速度 β と入射核破砕片の速度 β がほぼ等しいことがある。このことを用いて、入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度 $B\rho$ を計算することができる。表 5.1 の下段に示した、ビームの標的とプラスチックシンチレータ通過後の磁気硬度 $B\rho$ から 2 次ビームの速度を求め、入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度 $B\rho$ を求めた。図 5.7 に示したのが $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ データ取得設定における入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度 $B\rho$ の計算結果、図 5.8 に示したのが $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ データ取得設定における入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の磁気硬度 $B\rho$ の計算結果である。赤点 1 つ 1 つが (中性子数 N , 陽子数 Z) の入射核破砕片の磁気硬度に対応する。青点で示したのが、各入射核破砕片が H-like に変わった場合の磁気硬度 $B\rho$ である。紫破線で囲まれた領域が磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のアクセプタンス領域、緑破線で囲まれた領域が磁気硬度アクセプタンス 2.52 設定でのアクセプタンス領域である。これは、図 5.5 および図 5.5 に示した測定結果と大きくずれていることが分かった。測定が正しく行われていないものと考えられるが、計算、測定両方ともさらに吟味する必要がある。この図から、赤で示したフルストリップと、青で示した荷電状態は近接しており、分離が難しいことが読み取れる。そのため、粒子識別プロットで示した各島は、フルストリップと荷電状態の和であると考えなければならない。

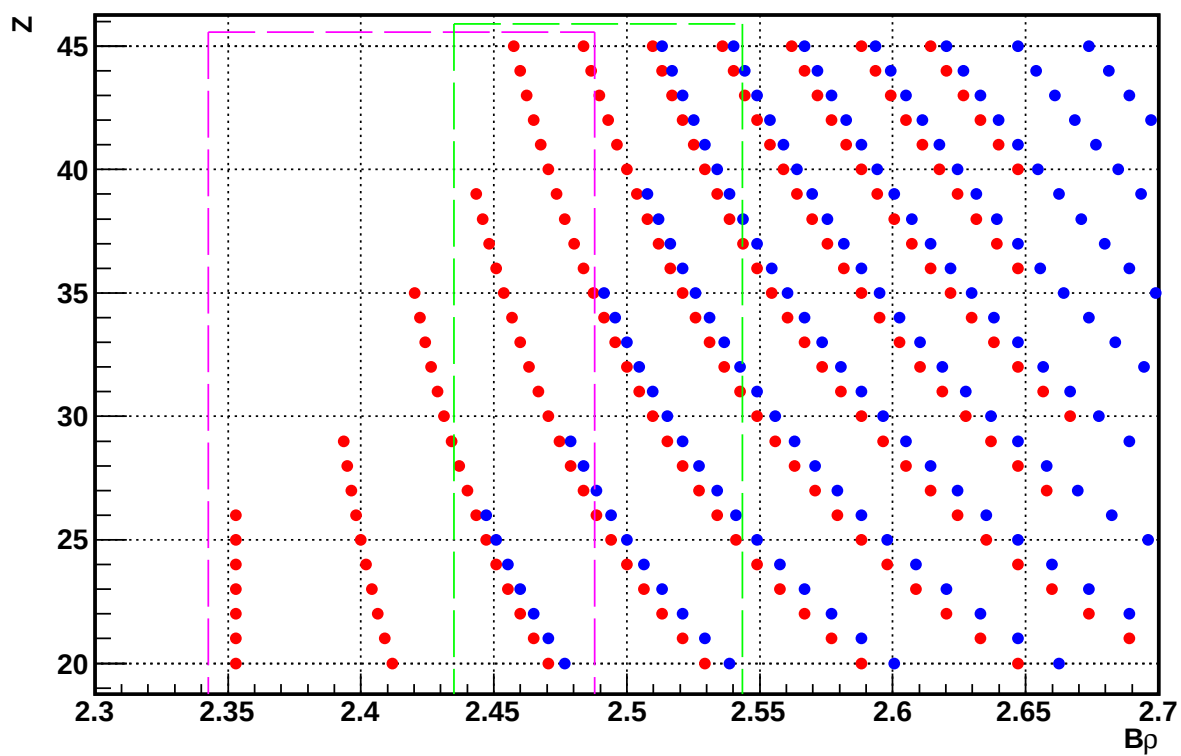


図 5.7 $^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn}$ データ取得設定における荷電状態の磁気硬度アクセプタンスの計算結果

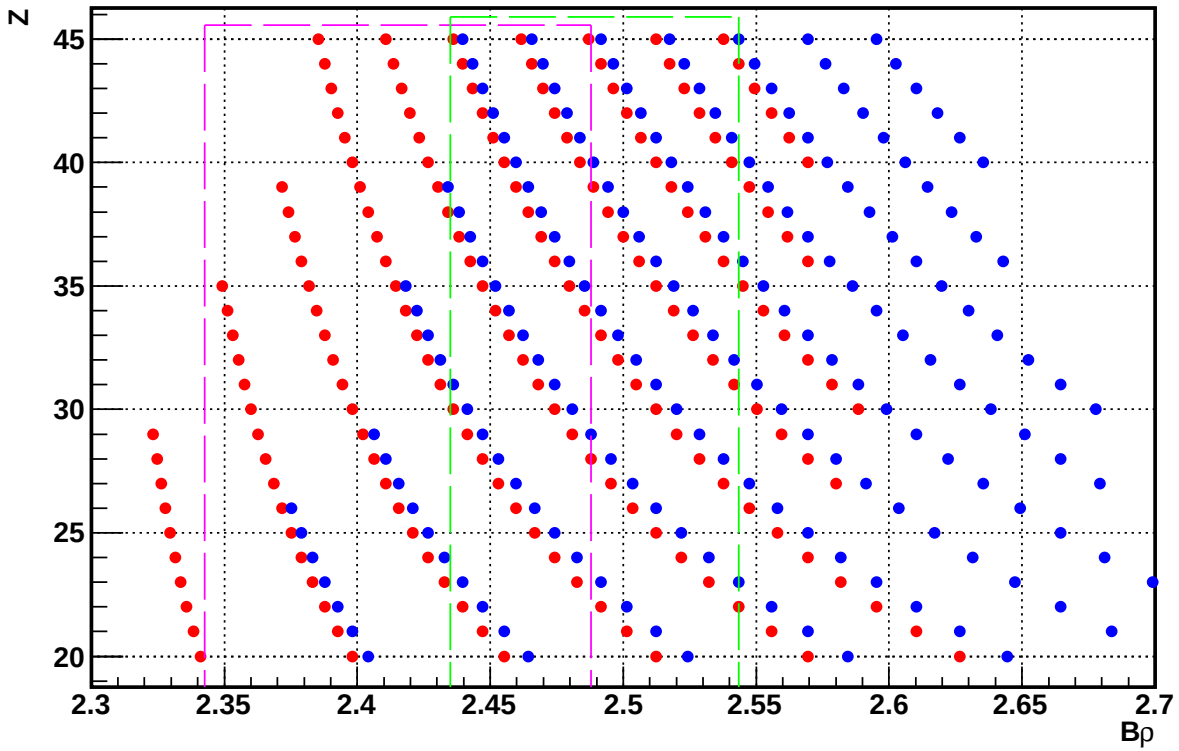


図 5.8 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ データ取得設定における荷電状態の磁気硬度アクセプタンスの計算結果

5.2.3 入射核破砕片がフルストリップかどうかの確認

入射核破砕反応の特徴の 1 つに、ビームの速度 β と入射核破砕片の速度 β がほぼ等しいがビームの速度 β を超えることはないことがある。このことを利用して、入射核破砕片がフルストリップであると仮定して速度 β を求めてビームの速度 β を超えていないかどうかを調べ、フルストリップの仮定が正しいかどうかを確認することができる。図 5.9 に示したのが $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータ、図 5.9 に示したのが $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータから求めた入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ の速度 β である。横軸が核子あたり運動量 ($=m_u\beta/\sqrt{1-\beta^2}$)、縦軸が陽子数 Z である。青で示した点 1 つ 1 つが入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ に対応する。速度 β は入射核破砕片がすべてフルストリップであることを仮定して計算した。赤破線で示したのが 2 次ビームの速度 β である。陽子数 $Z = 25$ 以下には 2 次ビームの速度 β を超えている入射核破砕片があり、これらはフルストリップではないことが分かった。同じ Z のアイソトープ同士で速度 β にばらつきがあるのは、磁気硬度分布が正しく測定できていないことを意味している。これは ZeroDegree のアクセプタンスが評価できていないからである。なお、陽子数 Z が低くなるにつれて、 $A_F(N, Z)$ ごとに速度 β がばらついているのは、衝突の中心度の高い反応は核破砕反応ではよく記述できないという物理の効果が現れているものと推定される。

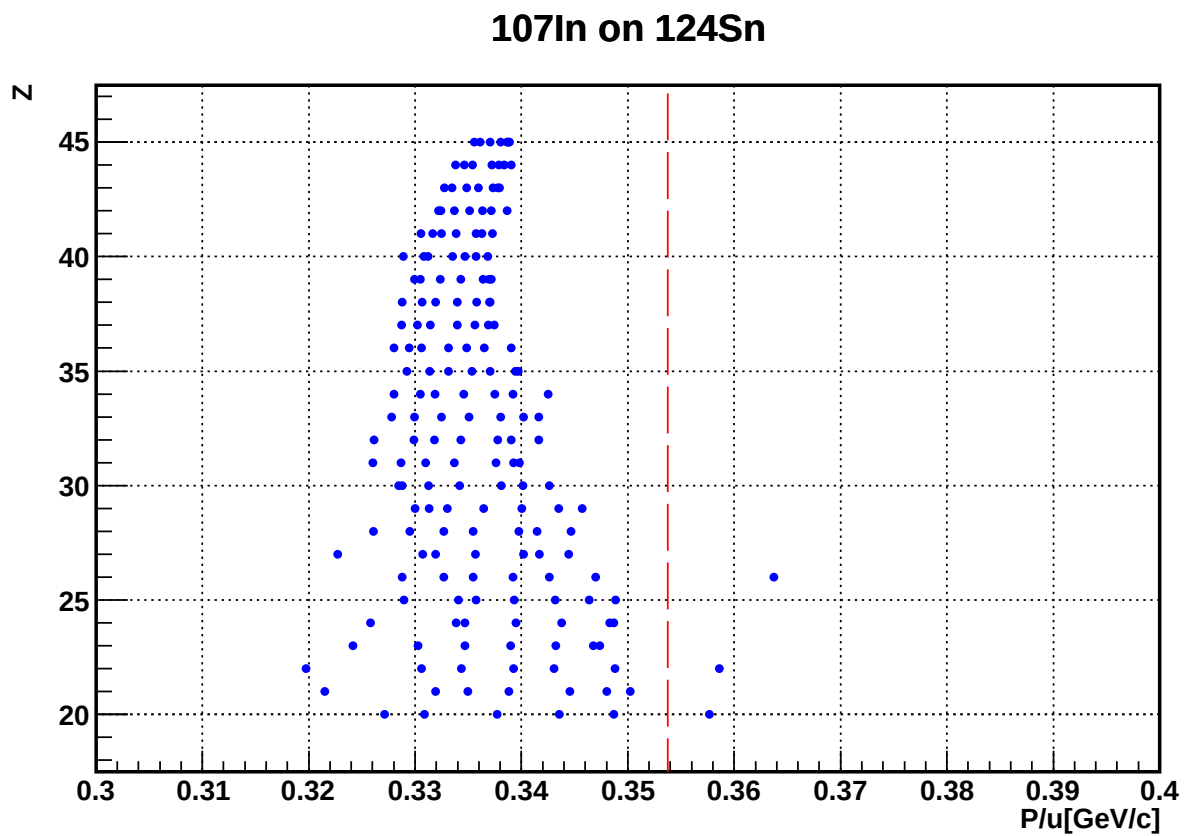


図 5.9 $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータから求めた入射核破砕片の核子あたり運動量

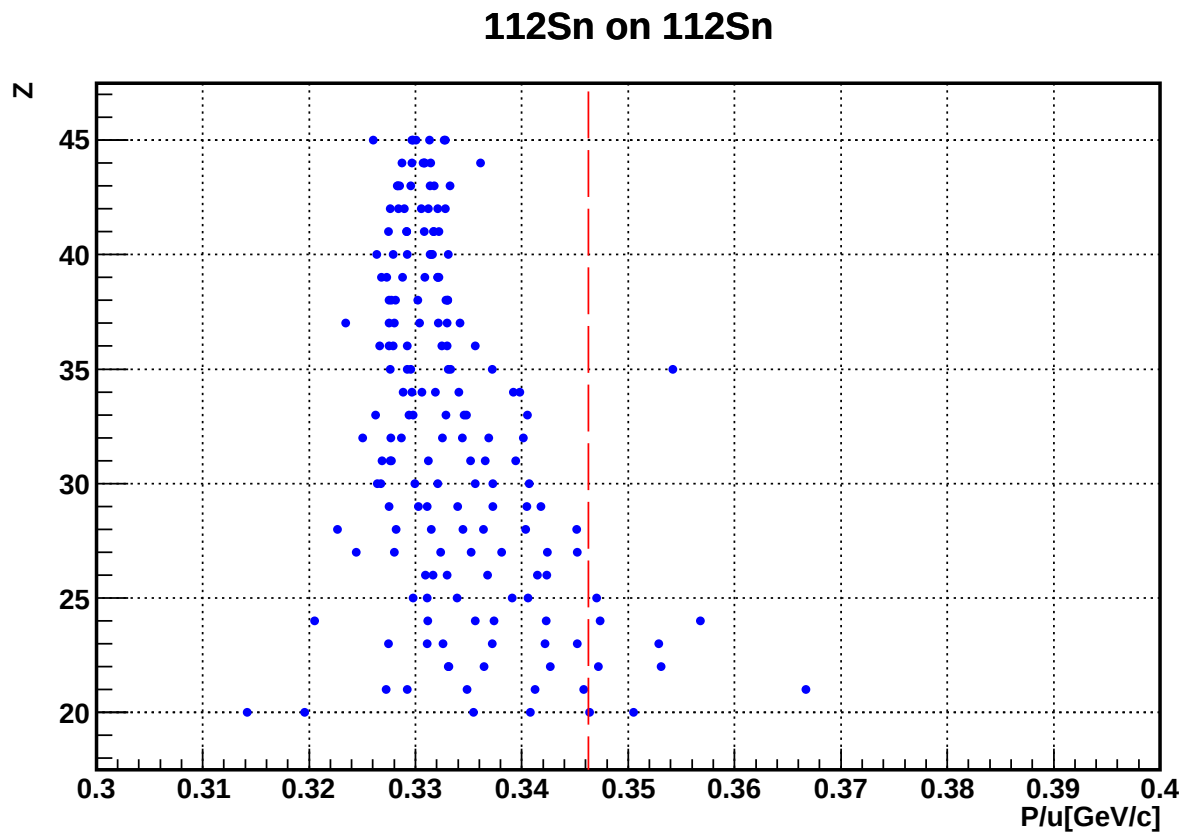


図 5.10 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定のデータから求めた入射核破砕片の核子あたり運動量

第 6 章

結論と今後の展望

6.1 検出器の性能の大まかな評価

これまでの考察の結果を踏まえて、重イオン反応計算コード PHITS によるシミュレーションを用いた検出器の性能の大まかな評価を行った。シミュレーションで ^{107}In ビーム + ^{124}Sn 標的、 ^{112}Sn ビーム + ^{112}Sn 標的の組み合わせで衝突イベントを生成して、Microball を使うことを前提に、全衝突イベントのうち Microball の角度アクセプタンスに反跳陽子が飛ぶ衝突イベントの数 $N_{(N,Z)}$ を求めた。その結果、2 つの 2 次ビーム + 2 次標的の組み合わせそれぞれについて、次の結果が得られた。

$$\frac{Y(^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn})_{(N,Z)}}{N(^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn})_{(N,Z)}} = \varepsilon_{\text{ZDS}}(Z) \times \alpha_{\text{ZDS}}(N, Z) \times \varepsilon_{\text{uBall}}(M) \times R_{\text{ChargeState}} = 1.1\% \quad (6.1)$$

$$\frac{Y(^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn})_{(N,Z)}}{N(^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn})_{(N,Z)}} = \varepsilon_{\text{ZDS}}(Z) \times \alpha_{\text{ZDS}}(N, Z) \times \varepsilon_{\text{uBall}}(M) \times R_{\text{ChargeState}} = 0.51\% \quad (6.2)$$

この値が、本実験のトータルでの検出効率である。右辺各項のうち、次に挙げたキャリブレーションが完了している補正項のおおよその値を代入する。

$$\begin{aligned} \varepsilon(^{107}\text{In} + ^{124}\text{Sn})_{\text{ZDS}} &= 100\% (\text{ZeroDegree の検出効率}) \\ \varepsilon(^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn})_{\text{ZDS}} &= 70\% (\text{ZeroDegree の検出効率}) \\ \varepsilon_{\text{uBall}} &= 50\% (\text{Microball の検出効率}) \end{aligned} \quad (6.3)$$

2 つの 2 次ビーム + 2 次標的の組み合わせそれぞれについて、ZeroDegree のアクセプタンス補正と荷電状態補正の積のおおよその値を見積もることができる。

$$\alpha_{\text{ZDS}} \times R_{\text{ChargeState}} = 0.020 \quad (6.4)$$

$$\alpha_{\text{ZDS}} \times R_{\text{ChargeState}} = 0.015 \quad (6.5)$$

荷電状態の測定結果から、本実験ではフルストリップ、H-like、He-like の 3 つの荷電状態が存在することが分かった。そのため、 $A_F(N, Z)$ の荷電状態を含むすべての計数は次式であらわされる。

$$Y(A_F(N, Z)) = Y(A_F(N, Z)^{Z+}) + Y(A_F(N, Z)^{(Z-1)+}) + Y(A_F(N, Z)^{(Z-2)+}) \quad (6.6)$$

荷電状態の測定結果から、荷電状態の分岐比は、

$$Y(A_F(N, Z)^{Z+}) : Y(A_F(N, Z)^{(Z-1)+}) : Y(A_F(N, Z)^{(Z-2)+}) = 15 : 50 : 35 \quad (6.7)$$

程度であった。荷電状態と ZeroDegree のアクセプタンスの考察から、このうち、ZeroDegree のアクセプタンスに入った割合は、

$$\begin{cases} Y(A_F(N, Z)^{Z+}) : 60\% \\ Y(A_F(N, Z)^{(Z-1)+}) : 30\% \\ Y(A_F(N, Z)^{(Z-2)+}) : 0\% \end{cases} \quad (6.8)$$

程度であると思積もる。すると、荷電状態補正 $R_{\text{ChargeState}}$ の値は、おおよそ 20% 程度であると考えられる。これから、ZeroDegree のアクセプタンスの補正 α_{ZDS} が約 20% であると考えられる。これは、 $^{86}\text{Zr}^{40+}$ キャリブレーションデータから求めた α_{ZDS} の値の 30% 程度しかない。2 次ビームのプロファイルの差によるものと考えられさらなる検証が必要であるが、現時点では十分なデータがなくこれ以上の検証は難しい。

6.2 今後の解析の方針

これまでの考察の結果から、入射核破碎片 $A_F(N, Z)$ の生成断面積の決定式、

$$N_{(N, Z)} = Y(N, Z)_{\text{ZDS}} \times \frac{1}{\varepsilon_{\text{ZDS}}(Z)} \times \frac{1}{\alpha_{\text{ZDS}}(N, Z)} \times \frac{1}{\varepsilon_{\text{uBall}}(M)} \times R_{\text{ChargeState}} \quad (6.9)$$

のそれぞれの補正係数のおおよその値が得られた。ZeroDegree の検出効率 $\varepsilon_{\text{ZDS}}(Z)$ に関しては、十分に理解できた。ZeroDegree のアクセプタンス α_{ZDS} と $R_{\text{ChargeState}}$ の値は 20% と大きいことが分かった。これらの項に関しては、その値を正確に求める必要がある。

6.2.1 現在までの解析で判明した問題点

現在までの解析で得られた問題点をまとめる。

2 次ビームのプロファイルとエネルギーの違い

図 6.1 に示したように、本実験で使用した 2 種類の 2 次ビームの 2 次標的平面内でのプロファイルは大きく異なっていた。これは ZeroDegree のアクセプタンスに差を生じるものと考えられる。

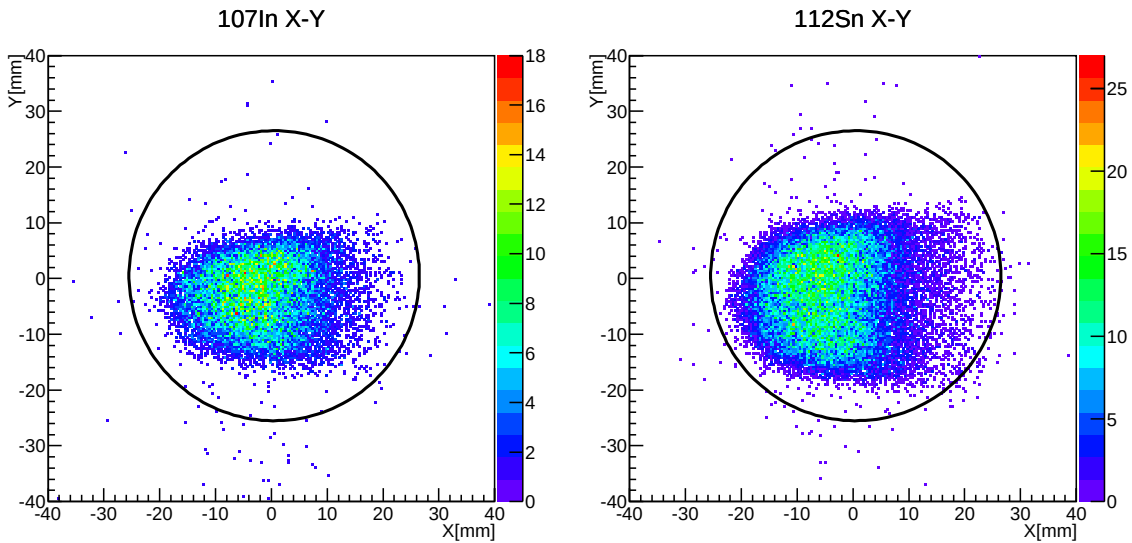


図 6.1 2 次ビームの標的平面内の X-Y プロファイル

表 6.1 に示したように、本実験で使用した 2 種類の 2 次ビームは 3% 程度、核子あたりエネルギーが違った。これは入射核破砕片の核子あたりエネルギーに違いを生じ、ZeroDegree のアクセプタンスに差を生むと考えられる。

表 6.1 ビームの仕様

同位体	純度	エネルギー	$B\rho$
^{107}In	68%	74.291MeV/u	2.761Tm
^{112}Sn	78%	72.523MeV/u	2.797Tm

Microball で測定した荷電粒子の多重度の分布の違い

図 6.2 に赤で示したのが $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$ 、青で示したのが $^{112}\text{In}+^{112}\text{Sn}$ の荷電粒子の多重度分布である。図から読み取れる通り、両者の分布は異なる。2 次ビームのプロファイルの差による Microball の角度アクセプタンスの違いから生じたと考えられる。

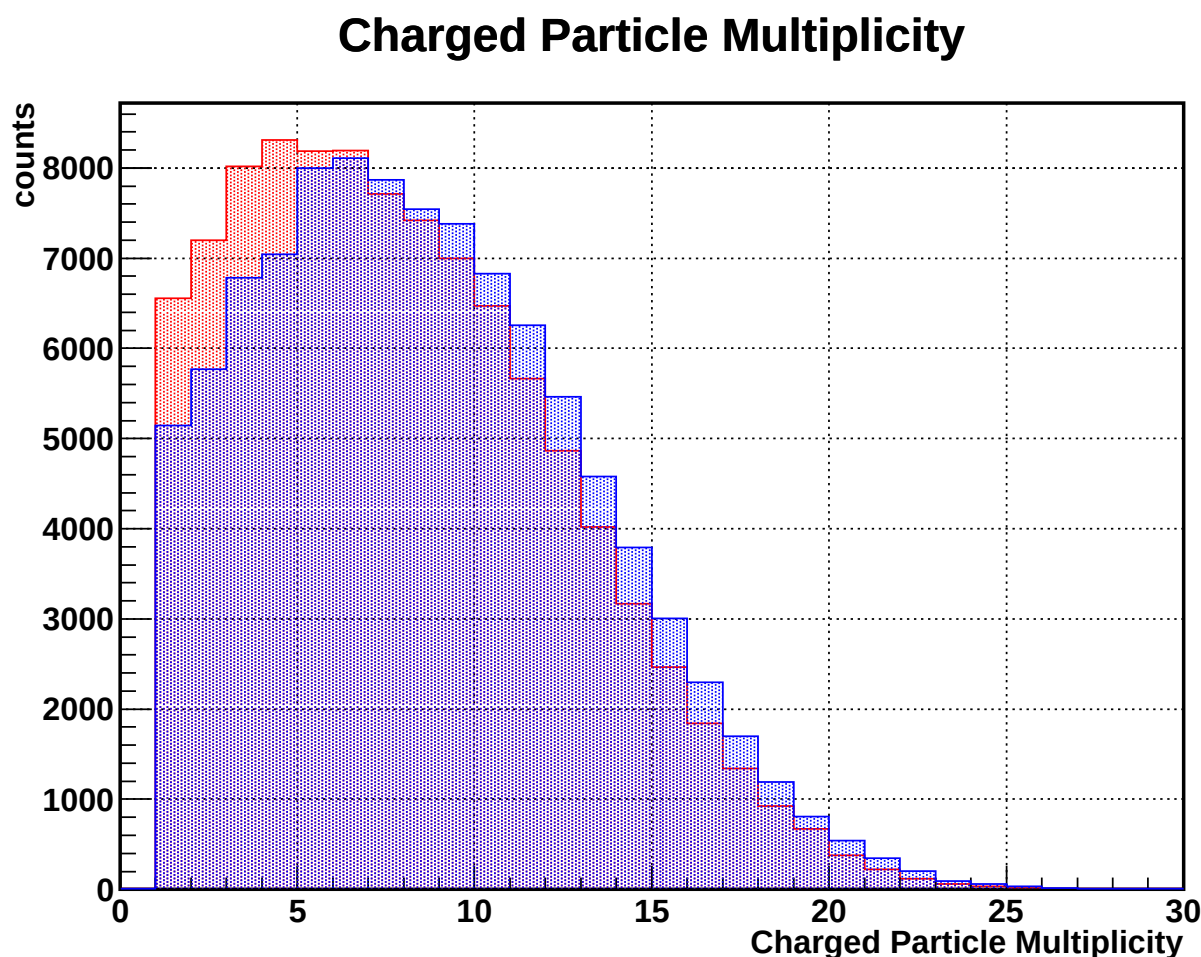


図 6.2 $^{107}\text{In}+^{124}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の荷電粒子の多重度分布と $^{112}\text{In}+^{112}\text{Sn}$, 磁気硬度アクセプタンス 2.41 設定の荷電粒子の多重度分布の形状の違い

荷電状態の広範な分岐

本実験で用いた 70MeV/u の 2 次ビームと 2 次標的の組み合わせでは、荷電状態がフルストリップ、H-like、He-like の 3 つに分岐することがわかった。さらに、どの荷電状態への分岐も同程度に存在し、無視できないことが分かった。

ZeroDegree のアクセプタンスの小ささ

ZeroDegree のアクセプタンスは、検出器校正データから求めた値よりも 30% 程度小さかった。2 次ビームのプロファイルが原因と考えられるが、アクセプタンスを調べるためのデータはなく、現時点ではさらなる検証は難しい。

6.2.2 今後の解析方針

現在までの解析で得られた以上の結果を基に、今後の解析方針を説明する。

Microball の検出効率 $\varepsilon_{\text{uBall}}(M)$ の決定方針

Microball の検出効率は、荷電粒子の多重度 M の関数 $\varepsilon_{\text{uBall}}(M)$ として求める必要がある。そのためには、2 次ビームのプロファイルを入力した原子核衝突シミュレーションを行い、荷電粒子の多重度 M の分布を求めて、Microball で測定した荷電粒子の多重度が一致するかどうかを確かめる必要がある。

ZeroDegree のアクセプタンス $\alpha_{\text{ZDS}}(N, Z)$ の決定方針

ZeroDegree のアクセプタンス $\alpha_{\text{ZDS}}(N, Z)$ を決定するためには、まず追加のデータ取得が必要である。本実験では、すべてのデータをビームライン最下流の F11 焦点面飛行時間検出用プラスチックシンチレータをトリガーとして取得したため、下流の F11 焦点面に到達しなかったイベントは取得できていない。そのためどのようなイベントがアクセプタンスに入り、どのようなイベントがアクセプタンスに入らなかったかは分からない。したがって、残念ながら今回の実験で取得したデータからは、ZeroDegree のアクセプタンス $\alpha_{\text{ZDS}}(N, Z)$ を求めることはできない。ZeroDegree のアクセプタンス $\alpha_{\text{ZDS}}(N, Z)$ を求めるには、ビームライン上流の検出器をトリガーとするデータを取得することが不可欠である。具体的に、以下のような方針で解析を進める必要がある。まず、ZeroDegree のアクセプタンス $\alpha_{\text{ZDS}}(N, Z)$ を入射粒子の角度 (A, B) および磁気硬度 $B\rho$ の関数 $\alpha_{\text{ZDS}}((A, B), B\rho)$ として求める。これは、座標位置 (X, Y) と角度 (A, B) のプロファイルの十分に分かっているビームを用いて ZeroDegree の応答を調べて決定する。そのためには、新たなデータ取得が不可欠である。次に、2 次ビームのプロファイルを入力した原子核衝突シミュレーションを用いて、入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ ごとの座標位置 (X, Y) と角度 (A, B) および磁気硬度 $B\rho$ 分布のプロファイルを求める。このシミュレーションで求めた入射核破砕片 $A_F(N, Z)$ ごとのプロファイルを用いて、ZeroDegree のアクセプタンスを $A_F(N, Z)$ ごとに求める必要がある。

荷電状態の補正 $R_{\text{ChargeState}}$ の決定方針

荷電状態の補正 $R_{\text{ChargeState}}$ に関しては、まず本実験と同じセットアップ、すなわち 2 次標的とプラスチックシンチレータを通過した後の荷電状態の分布を測定することが不可欠である。今回測定できた入射核破砕片は陽子数 $Z = 20 \sim 45$ の範囲であったから、 $Z = 20 \sim 40$ の間にあるいくつかのビームを用いて、2 次標的とプラスチックシンチレータを通過した後の荷電状態の分岐比を陽子数 Z の関数として求める必要がある。分岐比が決定できたら、それぞれの荷電状態の磁気硬度を求めて、ZeroDegree のアクセプ

タンスに入る割合を調べて荷電状態の補正 $R_{\text{ChargeState}}$ を決定する。これは ZeroDegree のアクセプタンス $\alpha_{\text{ZDS}}(N, Z)$ を求めた後に行う必要がある。

謝辞

本論文を完成させるために、たくさんの方々にお世話になりました。指導教官である村上哲也先生、磯部忠昭先生には解析のヒントを教えてくださいました。この実験のスポークスパーソンでもあるミシガン州立大学の Bill Lynch 先生、Betty Tsang 先生からは、困難な実験にめげない Optimism を学びました。限られた時間の中で必死で一緒に実験セットアップを組み上げた Rachel Hodges Showalter, Jack Winkelbauer, Justin Estee をはじめとするミシガン州立大学の皆さん、韓国大学の Genie Jhang さん、リバプール大学の William Powell さんにも大変お世話になりました。原子核ハドロン教室の新山雅之助教授を始め、永江知文教授、川畑貴裕准教授の先生方には貴重な助言を頂きました。先輩の酒向正己さん、良き友人である津村美保さん、古野達也さん、天野宣昭さん、馬場辰雄さんから重要な助言を頂きました。最後に、右も左もわからない我々実験グループに、手とり足とり実験のことを教えていただいた柳澤 善行さん、福田 直樹さん、中井陽一さん、西村美月さんをはじめとする理化学研究所仁科センターの皆様に、深く感謝します。

参考文献

- [1] P. Danielewicz, R. Lacey, and W.G. Lynch, Science 298, (2002) 1592.
- [2] Y.Z. Zhang et al., Phys. Rev. C, 85, (2012) 024602.
- [3] T.X. Liu et al., Phys. Rev. C 76, (2007) 034603.
- [4] D.G.Sarantitiesetal., Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res., Sec. A 381, (1996) 418.
- [5] T. Kubo et al., Prog. Theor. Exp. Phys. (2012) 03C003.
- [6] M.B. Tsang, W.A. Friedman, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, G. Verde, and H.S. Xu, Phys. Rev. Lett. 86, (2001) 5023.
- [7] A. S. Botvina, et al., Phys. Rev. C 65, (2002) 044610.
- [8] J. Zenihiro, et al., Phys. Rev. C 82, (2010) 044611.
- [9] K. Makino, M. Berz, Nuclear Instruments and Methods A427 (1999) 338-343.
- [10] T. Sato, K. Niita, N. Matsuda, S. Hashimoto, Y. Iwamoto, S. Noda, T. Ogawa, H. Iwase, H. Nakashima, T. Fukahori, K. Okumura, T. Kai, S. Chiba, T. Furuta and L. Sihver, Particle and Heavy Ion Transport Code System PHITS, Version 2.52, J. Nucl. Sci. Technol. 50:9, 913-923 (2013)
- [11] O.B.Tarasov, D.Bazin, Nucl. Instrum. Methods B 266 (2008) 4657-4664.
- [12] H.kumagai et al, Nucl. Instrum. Methods. A 470 (2001) 562.
- [13] Experimental Techniques in Nuclear Physics(1997)

付録