

2015 年度  
修士論文

# $^{93,94}\text{Zr}$ のクーロン分解反応による 光吸収断面積の測定

東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻  
14M01086  
四方瑞紀

指導教官 中村隆司

2016/03/24



## 概要

原子力発電所で発生する長寿命核分裂生成物 (LLFP) の短寿命化・資源化は、高レベル放射性廃棄物の処理の負担軽減や白金族・レアメタルの資源利用という点で重要である。LLFP の処理方法の一つに核変換による短寿命化、安定核化が考えられている。LLFP を短寿命核種、安定核種に変換する反応経路の確立には、核反応の基礎データの取得及び蓄積が必要である。特に、LLFP の中でも寿命の長い  $^{107}\text{Pd}$ ,  $^{93}\text{Zr}$ ,  $^{135}\text{Cs}$ ,  $^{79}\text{Se}$  に関するデータの取得が喫緊の課題となっている。本研究では  $^{93,94}\text{Zr}$  を対象とし、基礎データの一つである光吸収断面積 ( $\gamma, n$ ) の導出を目的としたクーロン分解反応実験を行った。光吸収断面積からは、詳細つり合いの原理によって逆反応である中性子捕獲反応断面積 ( $n, \gamma$ ) の推定も可能であるため、光吸収断面積の測定は非常に重要である。

通常、光吸収反応によって励起される状態は高い励起エネルギーに現れ、一般に巨大共鳴として観測される。巨大共鳴の一つに巨大双極子共鳴 (GDR) と呼ばれるものがあり、これは電気双極子 (E1) 励起によるものである。GDR はほとんどの安定核で見つかっており、陽子流体と中性子流体が逆位相で振動すると理解されている。一方、近年注目されている E1 励起の一つにピグミー共鳴 (PDR) と呼ばれるものが存在する。PDR は中性子スキンとコアの振動であると考えられていることから、PDR の強度測定から中性子スキンの厚さなどの情報が得られ、最終的には核物質の状態方程式に制限を与えることが期待されている。本研究で測定したクーロン分解反応は、実光子吸収反応よりも低エネルギー領域で高い感度を持つ。PDR は GDR より低エネルギーに存在することから、クーロン分解断面積は PDR の有無を調べる手がかりとなる。

実験は理化学研究所仁科加速器研究センターの RI ビームファクトリーにおいて行った。入射核破碎分離装置 BigRIPS を用いて  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの分離・識別を行い、ZeroDegree Spectrometer において荷電フラグメントを測定した。ビームは核子あたり 200 MeV の  $^{93,94}\text{Zr}$  を使用し、標的には鉛標的および炭素標的を用いた。解析では、粒子の飛行時間 TOF、磁気硬度  $B\rho$ 、エネルギー損失  $\Delta E$  の情報を用いて、入射ビーム及び荷電フラグメントの粒子識別を行った。これにより、 $^{93,94}\text{Zr}$  のクーロン分解反応による一中性子分離断面積  $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$  と二中性子分離断面積  $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  を求めた。 $^{93}\text{Zr}$  では  $\sigma_{\text{Coul}}(1n) = 295 \pm 27 \text{ (stat)} \pm 45 \text{ (sys) mb}$ ,  $\sigma_{\text{Coul}}(2n) = 61 \pm 18 \pm 27 \text{ mb}$ 、 $^{94}\text{Zr}$  では  $\sigma_{\text{Coul}}(1n) = 320 \pm 24 \pm 51 \text{ mb}$ ,  $\sigma_{\text{Coul}}(2n) = 51 \pm 16 \pm 28 \text{ mb}$  であった。本研究で得られた  $^{94}\text{Zr}$  のクーロン分解断面積を B. L. Berman らによる GDR の先行研究の比較を行った。 $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  の結果は一致した一方で、 $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$  は本研究で得た値の方が 93 mb 大きいことがわかった。これは、GDR 以外の状態が低エネルギー領域に存在する可能性を示唆している。その候補としては、PDR やアイソ・スカラー GQR (巨大双極共鳴) が挙げられるため、これらのクーロン分解断面積への寄与について考察を行う。

## Abstract

Long-lived fission products (LLFP) are radioactive materials, which are produced at nuclear power plants. Since dumping LLFPs is still difficult, one alternative and better way is to transform LLFP into other species which are short lived or stable. Such nuclear transmutation leads to reduce the cost to process high level radioactive wastes and to utilize resources such as platinum group metals and rare metals. The nuclear transmutation of LLFP into the short-lived or stable nuclei is proposed to be a useful method of processing LLFP. To establish the reaction path for the transmutation from LLFP into short-lived or stable nuclei, accumulation of the basic data for nuclear reaction relevant to LLFP has been call for. In particular, LLFPs such as  $^{107}\text{Pd}$ ,  $^{93}\text{Zr}$ ,  $^{135}\text{Cs}$ ,  $^{79}\text{Se}$ , which have specially long life, are important, and thus their relevant reaction cross section should be experimentally determined. In this work, the Coulomb breakup reaction experiment of  $^{93,94}\text{Zr}$  was performed. In this experiment we aim to get the photo-absorption cross section( $\gamma, n$ ), which is one of the essential data for transmutation. Photo absorption cross section is very important since neutron capture cross section( $n, \gamma$ ) can be evaluated through the principle of detailed balance.

Excited states with photo-absorption reactions appear at high excitation energies as giant resonance. These transitions correspond to electric dipole excitation (E1), which is called Giant Dipole Resonance (GDR). It is found in most stable nuclei and interpreted as the oscillation between proton fluid and neutron fluid. In addition to GDR, Pigmy Dipole Resonance (PDR) has drawn much attention recently. Since PDR is interpreted as the oscillation between neutron skin and core, the measurement of intensity for PDR may provide some information about neutron skin, and may put some constraints on the equation of state for the nuclear matter. Since PDR should appear at lower energy region than GDR and the Coulomb breakup is more sensitive at low energy region than real photon absorption experiment, Coulomb breakup is a useful experimental tool to observe the PDR for unstable nuclei.

The experiment in this work was performed at the RI beam factory in Nishina Center at RIKEN. The separation and identification of  $^{93,94}\text{Zr}$  are done with the in-flight RI beam separator BigRIPS. The charged fragments after the reaction are detected with ZeroDegree Spectrometer. The  $^{93,94}\text{Zr}$  beams impinged on lead or carbon target at about 200 MeV/nucleon.

In the analysis of the experimental data, particle identification for the incident beams and charge fragments were performed with the time of flight (TOF), magnetic rigidity ( $B\rho$ ) and energy loss ( $\Delta E$ ) of the particles. With this analysis, one neutron removal cross section  $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$  and  $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  for the Coulomb breakup of  $^{93,94}\text{Zr}$  are obtained. They are found to be  $\sigma_{\text{Coul}}(1n) = 295 \pm 27(\text{stat}) \pm 45(\text{sys})$  mb,  $\sigma_{\text{Coul}}(2n) = 61 \pm 18 \pm 27$  mb for  $^{93}\text{Zr}$  and  $\sigma_{\text{Coul}}(1n) = 320 \pm 24 \pm 51$  mb,  $\sigma_{\text{Coul}}(2n) = 51 \pm 16 \pm 28$  mb for  $^{94}\text{Zr}$ . We compared these results for  $^{94}\text{Zr}$  with the previous work by B. L. Berman. It shows that two results for  $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  are within the experimental uncertainties, while  $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$  from this work is larger than that from the previous work by 93 mb. This may suggest an enhancement of the E1 strength at lower excitation energies on top of the GDR. Candidates for such structure are PDR and isoscalar GQR (Giant Quadrupole Resonance). We discuss the contribution of these possible resonances to the Coulomb breakup cross section.

# 目次

第 1 章	序	1
1.1	長寿命核分裂生成物 (Long Lived Fission Products) と核変換技術	1
1.2	巨大双極子共鳴	1
1.3	ピグミー共鳴	3
1.4	巨大四重極共鳴	4
1.5	光吸収断面積と中性子捕獲断面積	6
1.6	直接崩壊と統計崩壊	6
第 2 章	実験手法と測定原理	9
2.1	光吸収断面積とクーロン分解断面積	9
2.2	エクスクルーシブな測定とインクルーシブな測定	10
2.3	断面積の導出方法	11
第 3 章	実験	15
3.1	二次ビームの生成と識別	16
3.2	反応後の荷電フラグメントの粒子識別	17
3.3	反応標的	19
3.4	検出器	19
3.5	トリガー	20
3.6	データセット	22
第 4 章	解析	23
4.1	時間情報の解析	23
4.2	エネルギー損失 $\Delta E$ の解析	27
4.3	位置情報の解析	28
4.4	入射ビームの解析	32
4.5	荷電フラグメントの解析	33
4.6	$^{93,94}\text{Zr}$ ビームの純度	37
4.7	F9- F11 間で電荷の変化するイベントの評価	41
4.8	ZeroDegree Spectrometer のアクセプタンス	44
4.9	解析で得られた $^{93,94}\text{Zr}$ ビームの数及び荷電フラグメントの数	49
4.10	クーロン分解断面積の導出	51
4.11	系統誤差の見積り	52

---

第 5 章	結果と議論	55
5.1	結果 . . . . .	55
5.2	議論 . . . . .	55
第 6 章	まとめと展望	61
Appendix.A		63
Appendix.B		65
B.1	粒子の電荷の変化過程 . . . . .	65
B.2	電荷分布の計算モデル . . . . .	65
B.3	Global と実験値との比較 . . . . .	66
B.4	Global の短所 . . . . .	67
参考文献		69

# 目次

1.1.1	使用済み核燃料の処理後経過時間 (年) と放射能 (Bq) の関係	2
1.2.1	$^{94}\text{Zr}$ の光吸収断面積	3
1.3.1	縦軸に陽子数 ( $Z$ )、横軸に中性子数 ( $N$ ) とした核図表	4
1.3.2	PDR の観測された $^{130}\text{Sn}$ の光吸収断面積	5
1.4.1	$^{90}\text{Zr}$ の ( $\alpha$ , $\alpha'$ ) による GQR のスペクトル [16]。	6
1.6.1	直接崩壊と統計崩壊の模式図	7
2.1.1	$^{94}\text{Zr}$ の光吸収断面積と仮想光子数、微分クーロン分解断面積	10
2.2.1	$^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$ 反応を例にしたクーロン分解反応の概念図	11
2.3.1	K. Yoshida et al による中性子ハロー核の炭素と鉛の核力分解断面積の比 $\Gamma$ [19]	12
3.0.1	BigRIPS、ZeroDegree Spectrometer の概観図	15
3.1.1	LISE++ で計算した F1 での運動量分布	17
3.2.1	F8, F9, F11 の焦点面と検出器の位置	18
3.4.1	PPAC の構造	21
3.5.1	Beam トリガー、F11 トリガー、DALI トリガーの論理	21
3.5.2	DSB + Beam $\times$ F11 $\times$ $\gamma$ トリガーの論理	22
4.1.1	PMT シグナルの波高によりウォークが生じる様子	24
4.1.2	$\text{TOF}_{\text{F3-F7}}$ のスルー補正前後の比較	24
4.1.3	スルー補正前後の $\text{TOF}_{\text{F3-F7}}$ と $1/\sqrt{Q_{\text{F3L,R}}}$ の相関	25
4.1.4	スルー補正前後の $\text{TOF}_{\text{F3-F7}}$ と $1/\sqrt{Q_{\text{F7L,R}}}$ の相関	26
4.1.5	$\text{TOF}_{\text{F8-F11}}$ のスルー補正前後の比較	26
4.2.1	イオンチェンバーのエネルギー較正	27
4.2.2	F11IC の $\Delta E$ 値の時間変動の補正	28
4.3.1	座標軸の定義	29
4.3.2	F8 でのトラッキング	30
4.3.3	F8, F9, F11 での $x-a$ 分布	30
4.3.4	F8 の反応標的位置での $x-y$ 分布	31
4.3.5	F8 の反応標的位置での $x$ 分布、 $a$ 分布、 $y$ 分布	31
4.4.1	BigRIPS の PID	33
4.5.1	$\Delta x_{\text{F11}}$ と $\Delta x_{\text{F9}}$ , $\Delta a_{\text{F9}}$ の相関	34
4.5.2	$\delta$ と $\Delta x_{\text{F9}}$ , $\Delta a_{\text{F9}}$ の相関	35
4.5.3	C 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合の荷電フラグメントの粒子識別図	36

4.5.4	Pb 標的での $^{93,94}\text{Zr}$ ビーム ( $B\rho_0 = 0\%$ , $-3\%$ ) の粒子識別図の $Z = 40$ 部分を $x$ 軸方向に射影したスペクトル . . . . .	38
4.6.1	empty( $B\rho_0 = 0\%$ ) と Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の粒子識別図 . . . . .	38
4.6.2	empty ( $B\rho_0 = 0\%$ ) での $2.320 < A/Q < 2.333$ 部分と $2.340 < A/Q < 2.361$ 部分の $Z$ 分布。 . . .	39
4.6.3	Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) での $2.320 < A/Q < 2.333$ 部分と $2.340 < A/Q < 2.361$ 部分の $Z$ 分布。 . .	40
4.6.4	Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) のときの ZDS での粒子識別図 . . . . .	41
4.7.1	$^{94}\text{Zr}$ ビーム、Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合の F11 の $x - a$ 分布 . . . . .	42
4.7.2	F9- F11 間で電荷の変化したイベントをカットする前後の粒子識別図 . . . . .	42
4.7.3	Pb 標的、C 標的、empty での F11PPAC-1 おける $x$ 分布 . . . . .	43
4.8.1	$^{94}\text{Zr}$ ビーム、empty の場合の F9 の $x$ 分布 . . . . .	45
4.8.2	$^{94}\text{Zr}$ ビーム、empty の場合の F9 の $x$ 分布 ( $B\rho_0 = -3\%$ の分布を $x$ 方向に 75.0 mm シフトさせた) .	46
4.8.3	$^{93,94}\text{Zr}$ ビームの Pb 標的、C 標的、empty の場合の $R_{03}$ と $x_{9,mean}$ の相関。 . . . . .	47
4.8.4	C 標的、empty と Pb 標的の $R_{03}$ をそれぞれフィットした結果 . . . . .	48
4.8.5	$R_{03}$ と $x_{9,mean}$ の相関を式 (4.8.6) でフィットした結果 . . . . .	49
5.1.1	本研究で得られた鉛標的による断面積 $\sigma_{\text{Pb}}$ 、炭素標的による断面積 $\sigma_{\text{C}}$ 、クーロン分解断面積 $\sigma_{\text{Coul}}$ . .	56
5.2.1	B. L. Berman らによる実験 [5] において観測された $^{94}\text{Zr}$ の GDR のスペクトル . . . . .	56
5.2.2	E1 遷移、E2 遷移での仮想光子数 . . . . .	57
5.2.3	先行研究で得られた GDR と PDR のスペクトル . . . . .	58
5.2.4	先行研究の GDR と計算から得た QR のスペクトル . . . . .	59
A.1	$^{93}\text{Zr}$ ビームを選んだときの ZDS における粒子識別図 . . . . .	63
A.2	$^{94}\text{Zr}$ ビームを選んだときの ZDS における粒子識別図 . . . . .	64
B.1	薄い標的に粒子を入射させた時の非平衡状態での電荷分布 . . . . .	66
B.2	厚い標的に粒子を入射させた場合の平衡状態での電荷分布 . . . . .	67



# 表目次

1.2.1	$(\gamma, n), (\gamma, pn), (\gamma, 2n)$ 反応における光吸収断面積のエネルギー積分値 (MeV·mb)	3
3.1.1	BigRIPS の検出器、楔形減衰板およびスリット位置の設定	16
3.1.2	BigRIPS の双極磁石の中心磁気硬度 $B\rho_0$ の設定	17
3.2.1	ZDS の各設定でのアクセプタンス、最大磁気硬度、運動量分散、運動量分解能	17
3.3.1	鉛、炭素標的の厚さと $^{93,94}\text{Zr}$ の反応標的中心でのエネルギー	19
3.3.2	各標的における D7, D8 の $B\rho_0$ の設定	19
3.4.1	使用したプラスチックシンチレーターの情報	20
3.6.1	解析で使用したデータセット	22
4.1.1	Pb 標的、C 標的、empty でのスルー補正前後の $\text{TOF}_{\text{F8-F11}}$ の広がり $\sigma$ の変化	25
4.1.2	スルー補正後の $\text{TOF}_{\text{F3-F7}}, \text{TOF}_{\text{F8-F11}}$ の時間分解能 ( $\text{TOF}/\sigma$ )	27
4.2.1	F11-IC の検出効率	28
4.3.1	F8 の反応標的位置での $x$ 分布、 $a$ 分布、 $y$ 分布をガウス関数でフィットして得られた中心値と幅 ( $\sigma$ )	32
4.4.1	BigRIPS での $Z, A/Q$ の分解能	33
4.5.1	標的、ZDS 設定ごとに求めた行列要素	35
4.5.2	各実験設定での粒子識別図を $A/Q$ 方向に射影する際の $Z$ の領域	37
4.5.3	各標的での $Z = 40$ のイベントの $A$ の分解能と $Z$ の分解能	37
4.6.1	各設定でのビーム中の $^{93,94}\text{Zr}$ の純度 (%)	39
4.6.2	BigRIPS、ZDS の粒子識別図から得られた $^{93,94}\text{Zr}$ ビームの純度 (%)	41
4.7.1	F9-F11 間で電荷の変化したイベントのカット条件	42
4.7.2	平衡荷電状態に達する厚さ $D_{eq}$ と $^{93,94}\text{Zr}$ の反応標的直後の $40+, 39+$ の割合	44
4.7.3	F11PPAC-1 直前での $^{93,94}\text{Zr}^{40+}, ^{93,94}\text{Zr}^{39+}$ の割合 (%) の実験データ解析と Global の計算の比較	44
4.8.1	二つの異なる関数を使用して求めたアクセプタンス $A_{M1}$ と $A_{M2}$ の比較	49
4.9.1	$^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}, ^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$ 反応のビームの数と純度、荷電フラグメントの数と ZDS のアクセプタンスと検出効率	50
4.9.2	$^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}, ^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$ 反応のビームの数と純度、荷電フラグメントの数と ZDS のアクセプタンスと検出効率	50
4.9.3	$^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}, ^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$ 反応の $^{93}\text{Zr}$ ビームの数 $N_{b,corr}$ と荷電フラグメント $^{92,91}\text{Zr}$ の検出数 $N_{r,corr}$	51
4.9.4	$^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}, ^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$ 反応の $^{94}\text{Zr}$ ビームの数 $N_{b,corr}$ と荷電フラグメント $^{93,92}\text{Zr}$ の検出数 $N_{r,corr}$	51
4.10.1	Pb 標的による分解断面積 $\sigma_{\text{Pb}}$ 、C 標的による分解断面積 $\sigma_{\text{C}}$ 、クーロン分解断面積 $\sigma_{\text{Coul}}$	52

---

4.11.1	前節で求めた断面積 $\sigma_{\text{Coul,st}}$ とアクセプタンスの関数、核力分解断面積の比 $\Gamma$ を変えた場合のクーロン分解断面積 $\sigma_{\text{Coul,acc1,2}}$ , $\sigma_{\text{Coul,\Gamma min,max}}$ (mb) . . . . .	53
4.11.2	系統誤差 $\Delta_{\text{prt}}$ , $\Delta_{\text{acc}}$ , $\Delta_{\Gamma}$ . . . . .	53
5.1.1	$B\rho = 0\%$ と $-3\%$ の結果を合わせた Pb 標的による分解断面積 $\sigma_{\text{Pb}}$ , C 標的による分解断面積 $\sigma_{\text{C}}$ , クーロン分解断面積 $\sigma_{\text{Coul}}$ . . . . .	55

# 第 1 章

## 序

### 1.1 長寿命核分裂生成物 (Long Lived Fission Products) と核変換技術

原子力発電所の使用済み燃料を再処理した際に発生する高レベル放射性廃棄物は、ガラス固化し、地層深く処分することとされている。高レベル放射性廃棄物には、半減期が数万年のマイナーアクチノイド (MA: Minor Actinoid) や長寿命核分裂生成物 (LLFP: Long Lived Fission Products) が含まれ、長期間の保管に対する不安が払拭されないことから、高レベル放射性廃棄物の処分は大きな社会問題となっている。図 1.1.1 に使用済み核燃料の処理後経過時間 (年) と放射能 (Bq) の関係を示す [1]。 $^{237}\text{Np}$ ,  $^{243}\text{Am}$  などの MA、 $^{107}\text{Pd}$ ,  $^{93}\text{Zr}$  などの LLFP は寿命が長いので、使用済み核燃料の放射能は 1 万年経過しても 1/1000 程度にしか減少しない。そのため、MA、LLFP とともに原子核反応によって短寿命化または安定核化する技術 (核変換技術) による低減が検討されている。また、燃料として活用できる MA に対しては、加速器駆動炉を用いた処理の研究も進められている。また、白金族やレアメタルを多く含む LLFP は、核変換技術で安定核種に変換することによって資源となりうるため、海外市場に左右されない供給源の確保が期待できる。LLFP に核変換技術を適用するためには、さまざまな原子核反応が考えられるが、特に寿命の長い  $^{107}\text{Pd}$  (半減期  $T_{1/2} \sim 650$  万年)、 $^{135}\text{Cs}$  ( $T_{1/2} \sim 230$  万年)、 $^{93}\text{Zr}$  ( $T_{1/2} \sim 160$  万年)、 $^{79}\text{Se}$  ( $T_{1/2} \sim 30$  万年) に関する核反応のデータは少ない。LLFP を効率的に変換するための経路を確率するためには、これらの LLFP に関連する核反応の基礎データ取得及び蓄積が重要である。本研究では、LLFP の一つである  $^{93}\text{Zr}$  の光吸収反応断面積取得を目的とし、 $^{93,94}\text{Zr}^1$  のクーロン分解断面積の測定を行った。光吸収反応断面積取得は詳細釣り合いの原理によって、核変換手法の一つである中性子捕獲反応断面積と関係付けられる。

### 1.2 巨大双極子共鳴

光吸収反応によって励起される状態は高い励起エネルギーに現れ、巨大共鳴として観測される。巨大共鳴の一つに巨大双極子共鳴 (GDR: Giant Dipole Resonance) がある。これは、巨大共鳴の中で最も良く知られた励起モードで、これまでほとんどの安定核で確認されている。GDR の共鳴エネルギー  $E_m$  は質量数  $A$  に依存し、共鳴エネルギー  $E_m \sim 80 \times A^{-1/3}$  MeV、共鳴幅  $\Gamma = 3-4$  MeV であることがわかっている [3]。巨視的には中性子流体と陽子流体が逆位相で振動する集団的な振動モードと理解される一方で、微視的にはそれぞれの核子が励起された 1 粒子-1 空孔状態の重ね合わせと解釈されている。GDR は電気双極子 (E1) 応答であり、1 つの始状態からすべての終状態に至る E1 遷移強度の総和が特別なモデルに依らず一定値となることが知られている。これは、和則と呼ばれ、その一つである

<sup>1</sup> Zr 同位体の天然存在比は  $^{90}\text{Zr}$ :51.45 %,  $^{91}\text{Zr}$ :11.22 %,  $^{92}\text{Zr}$ :17.15 %,  $^{94}\text{Zr}$ :17.38 %,  $^{96}\text{Zr}$ :2.80 % である [2]。

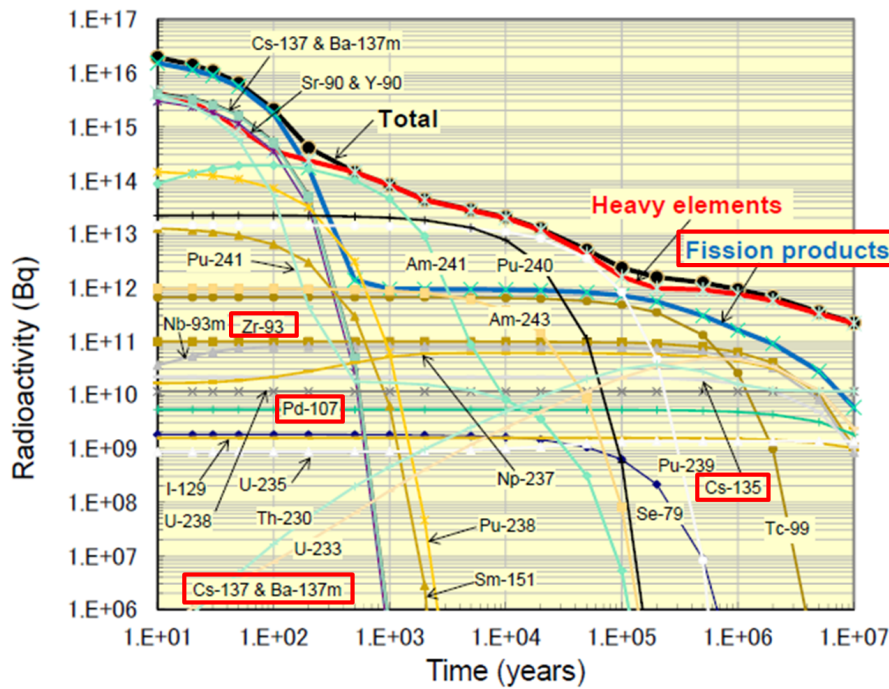


図 1.1.1 使用済み核燃料の処理後経過時間 (年) と放射能 (Bq) の関係 [1]。 $^{237}\text{Np}$ ,  $^{243}\text{Am}$  などの MA や  $^{107}\text{Pd}$ ,  $^{93}\text{Zr}$  などの LLFP は寿命が長いので、使用済み核燃料の放射能は 1 万年経過しても 1/1000 程度にしか減少しない。

TRK(Thomas-Reiche-Kuhn) 和則では、

$$\frac{2M}{\hbar^2} \sum_b (E_b - E_a) |Q_{1,0}(a, b)|^2 = \frac{3}{4\pi} \sum_{k=1}^A (e'_k)^2 = \frac{3}{4\pi} \frac{NZ}{A} e^2 \quad (1.2.1)$$

が成り立つ。左辺の  $M$  は核子の質量、 $E_a$ ,  $E_b$  は始状態  $a$  と終状態  $b$  のエネルギー、 $Q_{1,0}(a, b)$  は  $a \rightarrow b$  の E1 遷移の核遷移行列要素を表す。 $e'_k$  は核子の有効電荷、添字  $k$  は核子の番号であり、右辺の  $N$ ,  $Z$ ,  $A$  は原子核の中子数、原子番号、質量数を表す。実験で観測される GDR の強度の積分値はこの和則値のほぼ 100 % を占める [3, 4]。

本研究の対象である  $^{93,94}\text{Zr}$  のうち安定核である  $^{94}\text{Zr}$  は B. L. Berman らによって光吸収断面積の測定が行われ、共鳴エネルギー  $E_m=16.20(4)$  MeV、半値全幅  $\Gamma=5.20(6)$  MeV、ピーク位置での断面積が 161(4) mb の共鳴構造が観測されている [5, 6]。図 1.2.1 に  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  反応の光吸収断面積のスペクトルを示す。それぞれのスペクトルは (a)  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  反応を合せた光吸収断面積、(b)  $(\gamma, n)+(\gamma, pn)$ , (c)  $(\gamma, 2n)$ , (d)  $(\gamma, 3n)$  の光吸収断面積を示す。(a) の実線はデータ点をローレンツ関数でフィットした結果であり、(b) の点線は測定された中子数の不定性による系統誤差である。ただし、GDR 領域ではクーロン障壁の効果により  $(\gamma, pn)$  の寄与は無視できるほど小さいと考えられる。この実験から得られた光吸収断面積のエネルギー積分値を表 1.2.1 に示す [5, 6]。積分範囲は一中性子分離エネルギー、二中性子分離エネルギーから測定を行った 31 MeV までであり、 $\sigma_{int}(\gamma, \text{total})$  は  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  反応を合せた断面積、 $\sigma_{int}[(\gamma, n) + (\gamma, pn)]$ ,  $\sigma_{int}(\gamma, 2n)$  は各反応の断面積の積分値である。

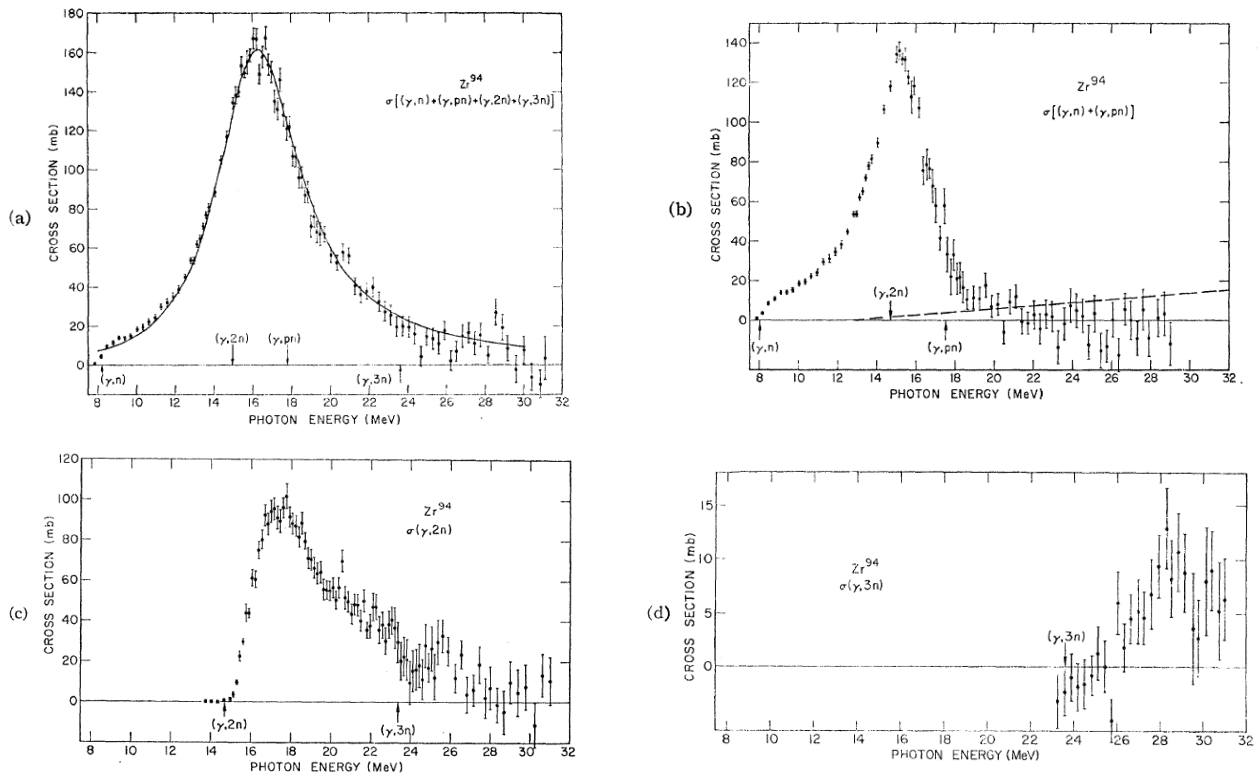


図 1.2.1 B. L. Berman らによって測定された  $^{94}\text{Zr}$  の光吸収断面積。(a)  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  反応を合せた断面積、(b)  $(\gamma, n) + (\gamma, pn)$ , (c)  $(\gamma, 2n)$ , (d)  $(\gamma, 3n)$  の各反応の断面積を示す。(a) の実線はデータ点をローレンツ関数でフィットした結果であり、(b) の点線は測定された中性子数の不定性による系統誤差である。 $^{94}\text{Zr}$  共鳴エネルギー  $E_m = 16.20(4)$  MeV、半値全幅  $\Gamma = 5.20(6)$  MeV、ピーク位置での断面積が  $161(4)$  mb の共鳴構造を持つ [5, 6]。

表 1.2.1  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, 2n)$  反応における光吸収断面積のエネルギー積分値 (MeV·mb) [5, 6]

$\sigma_{int}(\gamma, \text{total})$	$\sigma_{int}[(\gamma, n) + (\gamma, pn)]$	$\sigma_{int}(\gamma, 2n)$
1121	508	580

### 1.3 ピグミー共鳴

1950-60 年代には、GDR よりエネルギーの低い 5-7 MeV に小さな共鳴が発見され、ピグミー共鳴 (PDR: Pigmy Dipole Resonance) と名付けられた [7]。1970 年代以降には、バレンス中性子の振動であるという理論的な説明もなされた [8]。PDR は巨視的には中性子スキンとコアの振動であると考えられることから、PDR の強度測定からは中性子スキンの厚さなどの情報が得られ、最終的には核物質の状態方程式に制限を与えることが期待されている。近年の加速器技術の発達によりバレンス中性子の多い原子核も生成可能となり、より中性子スキンが厚いと期待される中性子過剰核にもアクセスできるようになった。図 1.3.1 に縦軸に陽子数 ( $Z$ )、横軸に中性子数 ( $N$ ) を取った核図表を示す [9]。核種が四角で表された部分は実験的に生成されている領域を表す。水色の広い領域は理論的に存在が予測されている原子核を表し、黒の安定線の右下側の中性子が過剰な領域は中性子過剰領域である。

PDR は主に中性子過剰核で観測され、中重核の不安定核では  $^{130,132}\text{Sn}$ ,  $^{68}\text{Ni}$  に見つかっている [10, 11, 12]。例として  $^{130}\text{Sn}$  の光吸収断面積を図 1.3.2 に示す。縦軸が光吸収断面積、横軸が光のエネルギーである。黒点が実験値、緑線

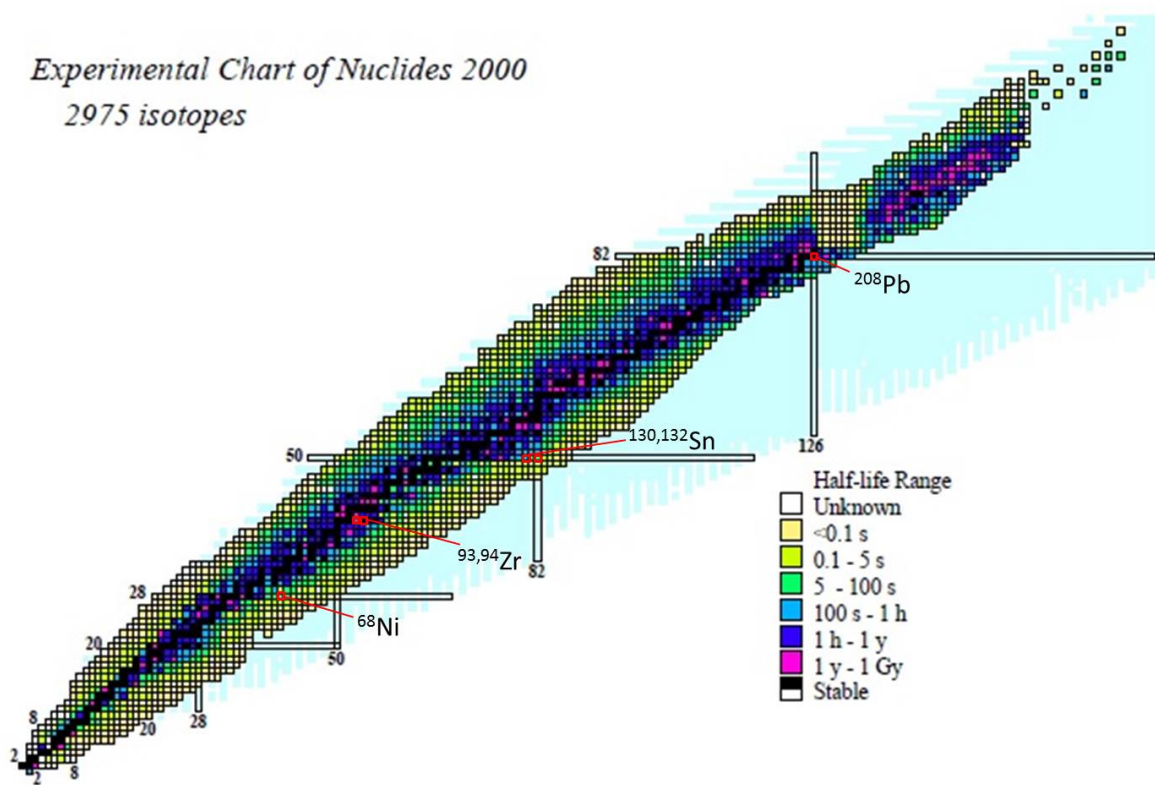


図 1.3.1 縦軸に陽子数 ( $Z$ )、横軸に中性子数 ( $N$ ) とした核図表 [9]。核種が四角で表された部分は実験的に生成されている領域を表し、水色の広い領域は理論的に存在が予測されている原子核を表し、黒の安定線の右下側の中性子が過剰な領域を中性子過剰領域と呼ぶ。

が GDR、赤線が GDR と PDR の合計を表し、10 MeV 付近の小さなピークが PDR、15 MeV 付近の大きなピークが GDR である。 $^{130,132}\text{Sn}$ 、 $^{68}\text{Ni}$  の PDR の励起エネルギーは、10.1(7) MeV、9.8(7) MeV、9.55(17) MeV であり、遷移強度の TRK 和則に占める割合が 7(3) %、4(3) %、2.8(5) % と観測された。この遷移強度を再現する平均場を用いた理論的計算から、 $^{78}\text{Ni}$  は中性子スキン厚が 0.17(2) fm と推定されている。また、安定核では  $^{208}\text{Pb}$  [13, 14] に PDR が見つかっている。図 1.3.1 にこれまでに PDR が観測されている  $^{130,132}\text{Sn}$ 、 $^{68}\text{Ni}$ 、 $^{208}\text{Pb}$  及び本研究の対象である  $^{93,94}\text{Zr}$  を示した。

## 1.4 巨大四重極共鳴

これまでに説明した双極共鳴の他に、巨大共鳴には巨大四重極共鳴 (GQR: Giant Quadrupole Resonance) が存在する。これは、巨視的には原子核が四重極に振動する形状振動と理解される。GQR には、陽子と中性子が同位相で振動するアイソ・スカラー (IS) 型と逆位相で振動するアイソ・ベクター (IV) 型が存在する。GQR は電気四重極 (E2) 応答であり、その強度はエネルギー重荷和則 (EWSR: Energy Weighted Sum Rule) では、

$$S = \int \frac{\sigma_{\gamma}^{E2}(E)}{E^2} dE = \frac{\pi^2}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{Zr^2}{mc^2} \quad (\text{fm}^2/\text{MeV}) \quad (1.4.1)$$

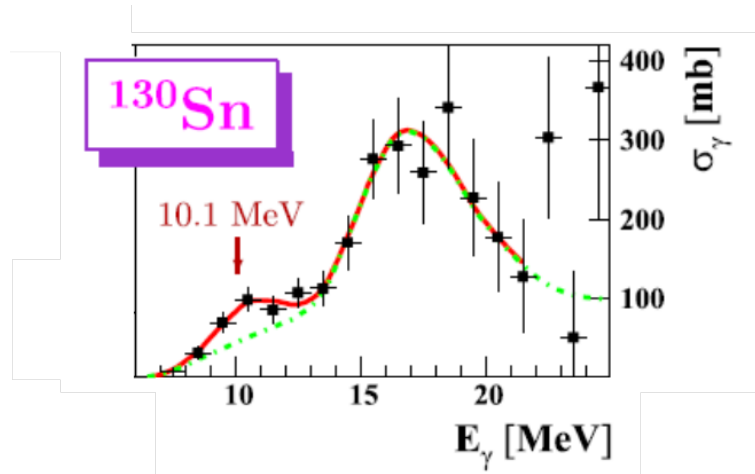


図 1.3.2  $^{130}\text{Sn}$  の光吸収断面積 [10]。縦軸が光吸収断面積、横軸が光のエネルギーである。黒点が実験値、緑線が GDR、赤線が GDR と PDR の合計を表し、10 MeV 付近の小さなピークが PDR、15MeV 付近の大きなピークが GDR である。

を満たす [27] と考えられる。ここで、 $e^2/\hbar c = 1/137$ 、 $Z$  は原子番号、 $m$  は核子の質量、 $r^2$  は電荷分布の平均自乗半径である。 $S$  は、ISGQR と IVGQR それぞれの光吸収断面積の和で

$$S = S(IS) + S(IV) = S \cdot \frac{Z}{A} + S \cdot \frac{A-Z}{A} \quad (1.4.2)$$

と表せる。

ISGQR は、1970 年代に電子散乱及び陽子散乱実験によって発見された。これまでに、主に  $(\alpha, \alpha')$ 、 $(^3\text{He}, ^3\text{He}')$  散乱実験によって研究されている [15]。 $A > 90$  の原子核では ISGQR の共鳴エネルギー  $E_m$ 、幅  $\Gamma$  は、質量数  $A$  の関数として、

$$E_m^{IS} = (64.0 \pm 1.7) \cdot A^{-1/3} \text{MeV} \quad (1.4.3)$$

$$\Gamma^{IS} = (16.0 \pm 1.8) \cdot A^{-1/3} \text{MeV} \quad (1.4.4)$$

と表せる。これまでに行われた実験結果から ISGQR の強度は EWSR の 50-100 % を満たすことが知られている。Zr 同位体では  $^{90}\text{Zr}$  で観測されている。図 1.4.1 に  $^{90}\text{Zr}$  の  $(\alpha, \alpha')$  による ISGQR のスペクトルを示す [16]。スペクトルは ISGQR と IS 巨大単極共鳴 (GMR) を足し合わせたもので、実線が ISGMR が最も大きい散乱角  $0^\circ$  でのスペクトル (左縦軸)、点線が ISGMR が小さい散乱角  $4^\circ$  でのスペクトル (右縦軸) である。このスペクトルから  $^{90}\text{Zr}$  の ISGQR は共鳴エネルギー  $E_m = 14.0 \pm 0.2 \text{ MeV}$ 、幅  $\Gamma = 3.4 \pm 0.2 \text{ MeV}$ 、EWSR に占める割合は  $66 \pm 17 \%$  と求められた。

IVGQR は、ISGQR に比べ高いエネルギーに現れ、共鳴エネルギーは、

$$E_m^{IV} = 127 \cdot A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (1.4.5)$$

と計算できる [15]。共鳴エネルギーが高い、励起断面積が非常に小さいこと、幅が広いことが知られているが、実験的研究が進んでいないため詳しい性質は明らかになっていない。

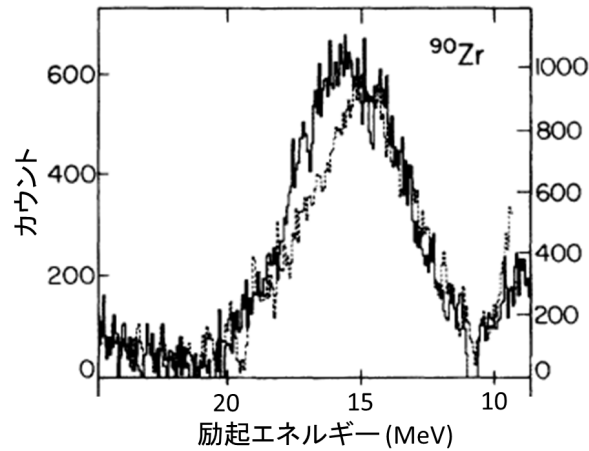


図 1.4.1  $^{90}\text{Zr}$  の  $(\alpha, \alpha')$  による GQR のスペクトル [16]。スペクトルは GQR と巨大単極共鳴 (GMR) を足し合せたもので、実線が GMR が最も大きい散乱角  $0^\circ$  でのスペクトル、点線が GMR が小さい散乱角  $4^\circ$  でのスペクトルである。

## 1.5 光吸収断面積と中性子捕獲断面積

中性子捕獲反応は光吸収分解反応の逆反応であり、詳細釣り合いの原理から基底状態間の中性子捕獲断面積と光吸収断面積の関係は

$$\frac{\sigma_{\gamma,n}}{\sigma_{n,\gamma}} = \frac{p_{^{93}\text{Zr}}^2 (2I_{^{93}\text{Zr}} + 1)(2I_n + 1)}{p_{^{94}\text{Zr}}^2 (2I_{^{93}\text{Zr}} + 1)(2I_\gamma + 1)} = \frac{p_{^{93}\text{Zr}}^2 3(2I_{^{93}\text{Zr}} + 1)}{p_{^{94}\text{Zr}}^2 2(2I_{^{93}\text{Zr}} + 1)} \quad (1.5.1)$$

で表される [3]。ここで、 $p_{^{93,94}\text{Zr}}$ ,  $I_{^{93,94}\text{Zr}}$  は、 $^{93,94}\text{Zr}$  の運動量とスピン、 $I_n, I_\gamma$  は中性子、 $\gamma$  線のスピンであり、それぞれ  $1/2, 1$  の値を持つ。光吸収反応と中性子捕獲反応では必ずしも同じ状態を経由するとは限らないが、得られた光吸収断面積から中性子捕獲断面積を推定することができる。

## 1.6 直接崩壊と統計崩壊

原子核が高励起状態に励起された場合の崩壊には、直接崩壊と統計崩壊の二種類が存在する。原子核の共鳴状態は微視的には 1 粒子-1 空孔状態の重ね合わせと考えられる。図 1.6.1 に直接崩壊と統計崩壊の模式図を示す。高励起状態から中性子が 1 個抜ける崩壊を例とすると、直接崩壊では質量数  $A$  の 1 粒子-1 空孔状態は質量数  $A-1$  の原子核の 1 空孔状態へと直接遷移をする。一方で、高励起状態からの崩壊の場合は、1 粒子-1 空孔状態は 2 粒子-2 空孔状態、3 粒子-3 空孔状態などのより複雑な状態に結びつきながら最終的には平衡状態に達し、複合核を形成する場合もある。平衡状態への遷移過程や平衡状態から原子核の崩壊が起こり、これは統計的な過程と理解できるため統計崩壊と呼ばれる。直接崩壊は非常に短い時間で起こり、 $10^{-22}$  秒程度の時間スケールであるが、統計崩壊は直接崩壊に比べて遅く  $10^{-19}$  秒程度である [15]。質量数  $A$  の 1 粒子-1 空孔状態は質量数  $A-1$  の原子核の 1 空孔状態との結びつきが強いため、二中性子分離エネルギーを越えた励起エネルギーにおいても、直接崩壊により中性子を 1 個のみ放出して崩壊する場合も多い。その結果、光吸収反応における一中性子分離断面積  $\sigma_\gamma(1n)$  は光吸収断面積の一中性子、二中性子分離エネルギー間の積分値よりも大きな値となる。



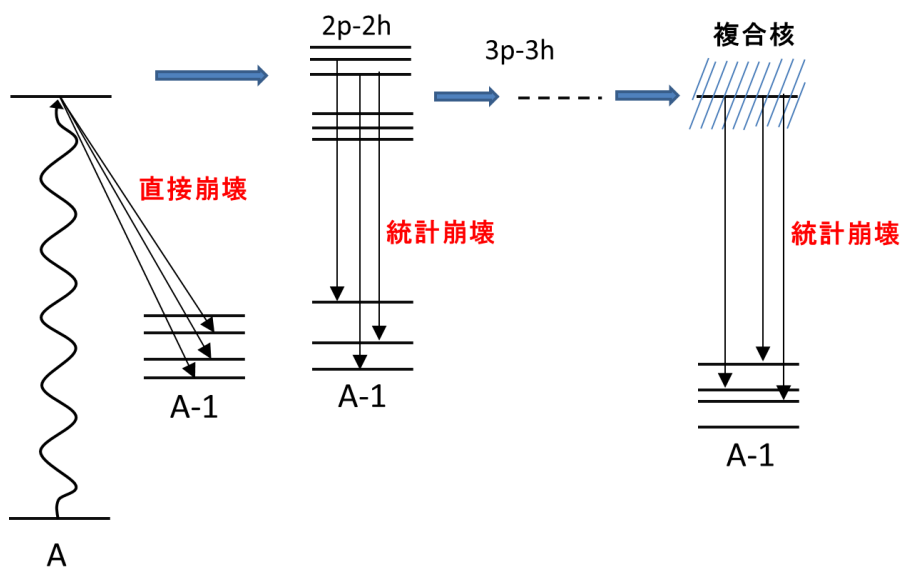


図 1.6.1 直接崩壊と統計崩壊の模式図

本論文では、 $^{93,94}\text{Zr}$  の光吸収反応断面積を目的とした  $^{93,94}\text{Zr}$  のクーロン分解断面積の測定について述べる。第 2 章では、クーロン分解断面積の測定原理及び、クーロン分解断面積と光吸収反応断面積の関係について述べる。第 3 章では、理化学研究所 RIBF で行われた実験の実験施設及び検出器の概要を記す。第 4 章では実験データの解析手法について延べ、第 5 章にその解析から得られた結果とその物理的意義の議論を行う。第 6 章で本論文のまとめと今後の展望について述べる。



## 第 2 章

# 実験手法と測定原理

本章では光吸収断面積の導出に用いられるクーロン分解断面積について述べる。また、クーロン分解反応実験の主な手法であるエクスクルーシブな測定、インクルーシブな測定及び断面積の導出方法について説明する。

### 2.1 光吸収断面積とクーロン分解断面積

$^{93,94}\text{Zr}$  は標的からクーロン相互作用を受けて励起し、励起エネルギーが 1 中性子分離エネルギーを越えると、中性子を放出して崩壊する。この分解反応をクーロン分解反応と呼ぶ。相対論的な速度 ( $\beta \sim 0.6$ ) を持つ原子核が  $Z$  の大きい鉛標的などの近傍を通過するとローレンツ収縮により強い電場パルスを受けてクーロン励起が起こる。仮想光子理論 (equivalent photon theory)[17] では、クーロン相互作用は仮想光子の吸収による励起と見なせる。光吸収断面積  $\sigma_{\gamma}^{E1}(E_x)$  とクーロン分解断面積  $\sigma_{\text{Coul}}(E_x)$  及び微分クーロン断面積  $\frac{d\sigma_{\text{Coul}}}{dE_x}$  は仮想光子理論 [17] から、

$$\sigma_{\text{Coul}} = \int_{S_{1n}}^{\infty} \frac{N_{E1}(E_x)}{E_x} \sigma_{\gamma}^{E1}(E_x) dE_x \quad (2.1.1)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{Coul}}}{dE_x} = \frac{N_{E1}(E_x)}{E_x} \sigma_{\gamma}^{E1}(E_x) \quad (2.1.2)$$

の関係で結ばれる。ここで、 $N_{E1}(E_x)$  は仮想光子数を表し、電磁気学により計算される。図 2.1.1 に横軸を励起エネルギー  $E_x$ 、縦軸を  $^{94}\text{Zr}$  の光吸収断面積  $\sigma_{\gamma}^{E1}(E_x)$  と仮想光子数  $N_{E1}(E_x)$ 、微分クーロン分解断面積  $\frac{d\sigma_{\text{Coul}}}{dE_x}$  としたグラフを示す。図 2.1.1 の光吸収断面積は  $^{94}\text{Zr}$  のこれまでの測定から得られた GDR で中心値 16.20 MeV、幅  $\Gamma = 5.2$  MeV[5] である。仮想光子は核子あたり 200 MeV の  $^{94}\text{Zr}$  を鉛標的に入射させた場合の分布を使用した。また、半径パラメーター  $r_0 = 1.5$  fm とした。図に示した中性子分離エネルギーは  $S_{1n}=8.2$  MeV,  $S_{2n}=15.0$  MeV,  $S_{3n}=25.6$  MeV である。

先行研究で測定された  $\sigma_{\gamma}[(\gamma, n) + (\gamma, pn)]$  と  $\sigma_{\gamma}[(\gamma, 2n)]$  のスペクトルと仮想光子数から計算されるクーロン分解断面積は、 $\sigma_{\text{Coul}}(1n)=227 \pm 14$  mb,  $\sigma_{\text{Coul}}(2n)=58 \pm 5$  mb である。これをもとに計算すると、 $^{94}\text{Zr}$  ビームの強度が 150 cps、標的が  $1.0$  mg/cm<sup>2</sup> の Pb 標的の場合、クーロン相互作用によって測定 1 時間当たり  $^{93}\text{Zr}$  が約 354 個、 $^{92}\text{Zr}$  が約 91 個を生成される。クーロン分解反応では、図 2.1.1 中段に示すように仮想光子数が励起エネルギーに応じて指数関数的に減少する。そのため、低い励起エネルギー部分でより強く励起され、クーロン分解断面積はピグミー共鳴領域の光吸収断面積を強く反映する。そのため、PDR が存在する場合には GDR のみの場合と比べて大きなクーロン分解断面積となる。そのため、クーロン分解断面積は PDR の有無を調べるてがかりとなる。

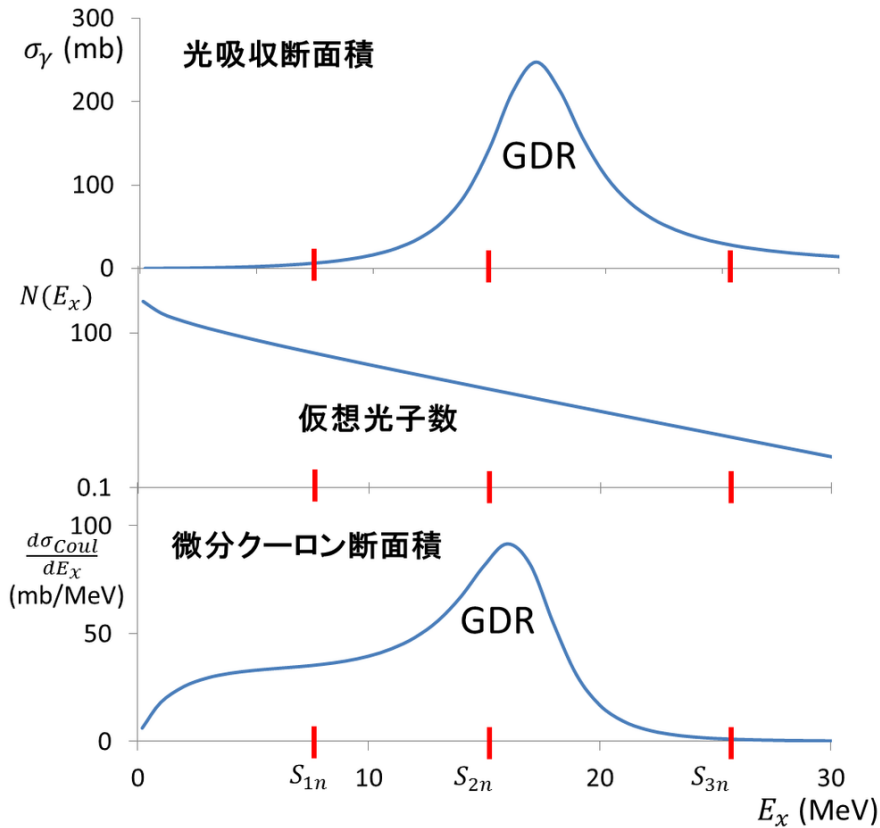


図 2.1.1 横軸を励起エネルギー  $E_x$ 、縦軸を  $^{94}\text{Zr}$  の光吸収断面積  $\sigma_{\text{Coul}}(E_x)$  と仮想光子数  $N_{E1}(E_x)$ 、微分クーロン分解断面積  $\frac{d\sigma_{\text{Coul}}}{dE_x}$  としたグラフ。光吸収断面積は先行研究で測定された GDR であり、微分クーロン分解断面積は光吸収断面積と仮想光子数から計算されている。

## 2.2 エクスクルーシブな測定とインクルーシブな測定

クーロン分解断面積の測定手法としてはエクスクルーシブな測定とインクルーシブな測定がある。エクスクルーシブな測定では、クーロン分解反応により放出される荷電フラグメントと全ての中性子の運動量を測定し、不変質量法により励起エネルギー  $E_x$  を導出する。図 2.2.1 に  $^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$  反応を例にした測定の概念図を示す。赤線で囲んだ部分はエクスクルーシブな測定での測定範囲である。不変質量法では、分解前の静止質量 (不変質量) を分解後の全粒子の四元運動量から導出する。ここで、分解後の各粒子のエネルギーを  $E_i$ 、運動量を  $\mathbf{P}_i$  とすると、不変質量  $M^*$  は

$$M^* = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \mathbf{P}_i\right)^2} \quad (2.2.1)$$

と表せる。また、相対エネルギー  $E_{rel}$  は、分解後の各粒子の質量  $m_i$  を用いて以下のように求められる。

$$E_{rel} = M^* - \sum_i m_i \quad (2.2.2)$$

励起エネルギー  $E_x$  は、相対エネルギー  $E_{rel}$  と中性子分離エネルギー  $S_n$ 、 $\gamma$  線のエネルギー  $E_{\gamma,i}$  から

$$E_x = E_{rel} + E_s + \sum_i E_{\gamma,i} \quad (2.2.3)$$

と求められる。これにより、図 2.1.1 上段に示したエネルギー微分クーロン分解断面積を求めることができる。しかし、エクスクルーシブな実験では、放出される全粒子を測定する必要がある、中性子の検出効率を高めることが難しいことから、次に説明するインクルーシブな実験に比べ高いビーム強度が必要となる。

一方、インクルーシブな測定では図 2.2.1 の青線で囲んだ荷電フラグメントのみを測定する。この実験手法では、不変質量を導出することができないため、エネルギー微分クーロン分解断面積を得ることはできないが、式 (2.1.1) の積分されたクーロン分解断面積が得られる。また、エクスクルーシブな実験に比べて低いビーム強度での実験が可能である。本実験ではこの手法を採用し、クーロン分解断面積を測定した。

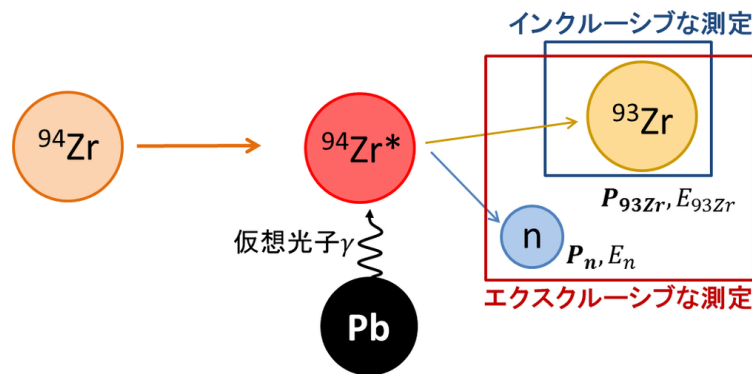


図 2.2.1  $^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$  反応を例にしたクーロン分解反応の概念図

## 2.3 断面積の導出方法

クーロン分解断面積を測定するには鉛標的による分解反応を使用するが、この反応には核力による寄与が含まれる。本研究では、鉛標的 ( $Z=82$ ) を用いた  $^{93,94}\text{Zr}$  の分解反応における断面積を測定し、この反応における核力分解の寄与は炭素標的 ( $Z=6$ ) を用いた測定から見積もった。

### 2.3.1 核力分解反応の寄与

クーロン分解断面積は鉛標的を用いて測定した分解断面積から導出する。 $Z$  の大きい鉛標的による分解反応では、クーロン相互作用による寄与が支配的となるが核力による寄与も含まれる。一方、 $Z$  の小さい炭素標的を用いた場合、核力による寄与が支配的となる。そのため、クーロン分解断面積を求めるためには、核力による寄与を差し引く必要がある。本研究では  $Z$  が小さく核力の寄与が支配的となる炭素標的を用いた測定を行った。クーロン分解断面積は、鉛、炭素標的による分解断面積  $\sigma_{\text{Pb}}$ ,  $\sigma_{\text{C}}$  から、

$$\sigma_{\text{Coul}} = \sigma_{\text{Pb}} - \Gamma\sigma_{\text{C}} \quad (2.3.1)$$

と求める。 $\Gamma$  は炭素と鉛の核力分解断面積の比を表す。 $\Gamma$  は入射核の半径  $R(^{93,94}\text{Zr})$  及び標的核の半径  $R(^{208}\text{Pb})$ ,  $R(^{12}\text{C})$  から幾何学的に

$$\Gamma_{\min} = \frac{R(^{93,94}\text{Zr}) + R(^{208}\text{Pb})}{R(^{93,94}\text{Zr}) + R(^{12}\text{C})} = \frac{A(^{93,94}\text{Zr})^{1/3} + A(^{208}\text{Pb})^{1/3}}{A(^{93,94}\text{Zr})^{1/3} + A(^{12}\text{C})^{1/3}} = 1.53 \quad (2.3.2)$$

$$\Gamma_{\max} = \frac{R(^{208}\text{Pb})}{R(^{12}\text{C})} = \frac{A(^{208}\text{Pb})^{1/3}}{A(^{12}\text{C})^{1/3}} = 2.59 \quad (2.3.3)$$

と二種類の方法で見積もることができる。本研究では、 $\Gamma_{max}$ ,  $\Gamma_{min}$  の平均値

$$\Gamma = \frac{\Gamma_{max} + \Gamma_{min}}{2} = 2.06 \quad (2.3.4)$$

$$(2.3.5)$$

を用いてクーロン分解断面積を導出し、 $\Gamma$  と  $\Gamma_{max}$ ,  $\Gamma_{min}$  の違いによるクーロン分解断面積の差を系統誤差とした。

K. Yoshida et al, による理論計算 [19] では、 $^{11}\text{Be}$ ,  $^{15}\text{C}$ ,  $^{19}\text{C}$ ,  $^{31}\text{Ne}$  などの中性子ハロー核の炭素と鉛の核力分解断面積の比  $\Gamma$  が計算されている。図 2.3.1 に横軸を一中性子分離エネルギー  $S_{1n}$  の関数、縦軸を  $\Gamma$  としたグラフを示す。各プロットが入射核ごとの  $\Gamma$  と  $S_{1n}$  の相関を表し、実線、破線が相関をフィットした関数

$$\Gamma = (2.30 \pm 0.41)e^{-S_{1n}} + (2.43 \pm 0.21) \quad (2.3.6)$$

の中心値と誤差を表す。また、赤線は入射核ごとに幾何学的に計算した  $\Gamma_{min} - \Gamma_{max}$  の範囲である。

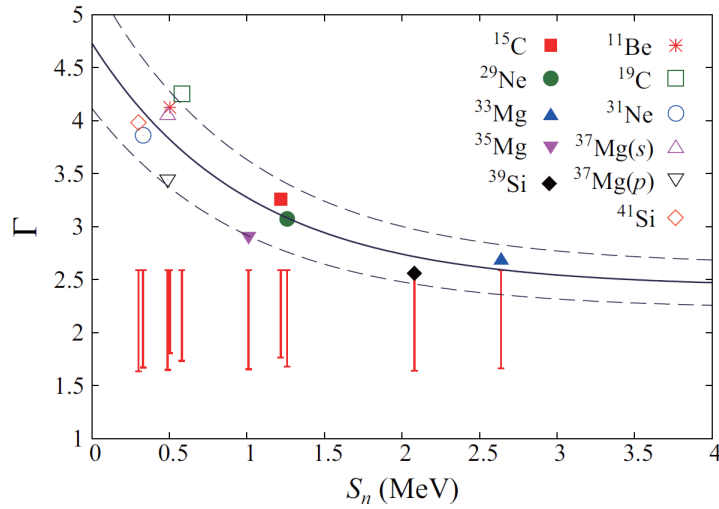


図 2.3.1 K. Yoshida et al による中性子ハロー核の炭素と鉛の核力分解断面積の比  $\Gamma$ [19]

この計算による  $\Gamma$  はさらにハローを形成する中性子の s 波、p 波ごとに一中性子分離エネルギーの関数として

$$\Gamma_s = 3.12e^{-S_{1n}} + 2.27 \quad (2.3.7)$$

$$\Gamma_p = 2.46e^{-2S_{1n}} + 2.58 \quad (2.3.8)$$

と表される。中性子ハロー核は非常に中性子過剰な不安定核で  $S_{1n}$  が 0-2.7 MeV と低い。一方、本研究でクーロン断面積を導出した  $^{94}\text{Zr}$  は安定核で  $S_{1n}=8.2$  MeV、 $^{93}\text{Zr}$  は安定核の間に位置する不安定核で  $S_{1n}=6.7$  MeV である。そのため、式 (2.3.7), (2.3.8) を  $^{93,94}\text{Zr}$  に適用することはできない。しかし、式 (2.3.7), (2.3.8) で得られる  $\Gamma$  は、 $S_{1n}$  が大きくなると幾何学的に求めた  $\Gamma_{min}$  と  $\Gamma_{max}$  間の値に収束することから、本研究で  $\Gamma$  の値をこれらの平均値とすることが大きく間違っていないと考えられる。

### 2.3.2 鉛、炭素標的による分解断面積 $\sigma_{\text{Pb}}$ , $\sigma_{\text{C}}$ の導出

式 (2.3.1) の鉛、炭素標的による分解断面積  $\sigma_{\text{Pb}}$ ,  $\sigma_{\text{C}}$  は反応前のビームの数  $N_b$  及び、反応で生成された粒子の数  $N_r$  から求める。分解断面積導出の際には、標的以外の寄与を差し引くため標的を使用せずに測定 (empty) を行い、

$$\sigma_{\text{Pb,C}} = \left\{ \left( \frac{N_r}{N_b} \right)_{\text{Pb,C}} - \left( \frac{N_r}{N_b} \right)_{\text{empty}} \right\} \times \frac{1}{ndx} \times \frac{1}{\epsilon} \quad (2.3.9)$$

のように分解断面積を導出した。ただし、 $ndx$  は Pb, C 標的の単位面積あたりの粒子数、 $\epsilon$  は標的下流に設置された検出器のアクセプタンスを示す。





## 第3章

# 実験

実験は理化学研究所の RI ビームファクトリー (RIBF) の入射核破碎分離装置 (BigRIPS) 及び ZeroDegree Spectrometer (ZDS) を用いて行った。図 3.0.1 に概観図を示す [20]。一次ビームの  $^{238}\text{U}$  を Be 標的に入射させ、飛行核分裂で生成される  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームを BigRIPS で分離・識別した。さらに、BigRIPS で得られた二次ビームを F8 に置いた反応標的 (鉛、炭素) に入射させ、反応後の荷電粒子フラグメントを下流の ZDS で検出し、粒子識別を行った。二次ビームとして得られた  $^{93,94}\text{Zr}$  を用いて実験を行うことで、他の核種の影響の小さい非常に純度の高い  $^{93,94}\text{Zr}$  のデータを取得することができる。

BigRIPS と ZDS は、運動量分散焦点、achromatic 焦点の二種類の焦点面を持つ。運動量分散焦点は粒子の運動量に応じて位置が分布する焦点面のことであり、achromatic 焦点は角度や運動量に依らず粒子が一点に集められる焦点面のことである。後に述べる焦点面のうち今回の設定では、F1, F5, F9, F10 が運動量分散焦点、F2, F3, F7, F8, F11 が achromatic 焦点である。

本章では、二次ビームの生成と識別、反応後の荷電フラグメントの識別、反応標的及び検出器について説明する。

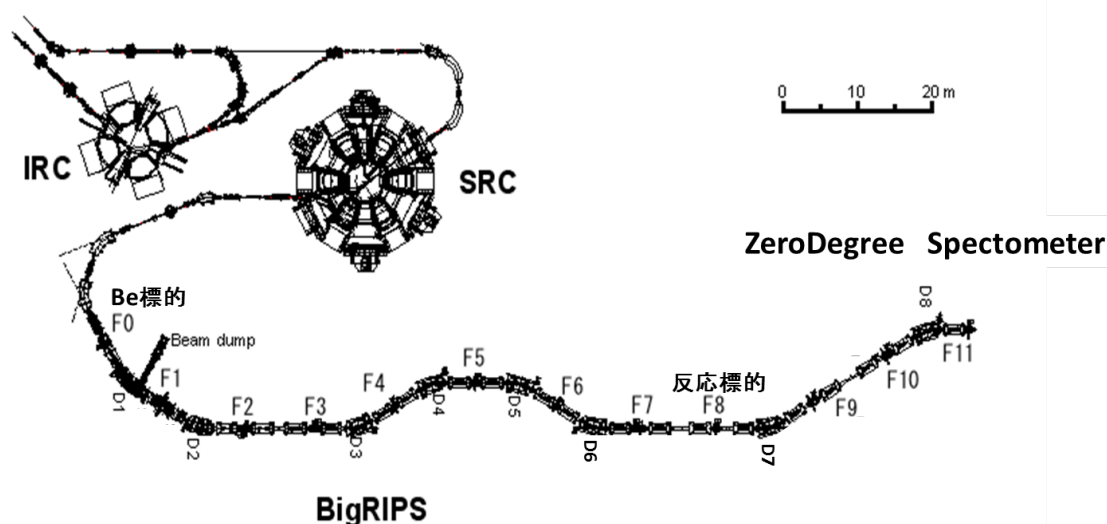


図 3.0.1 BigRIPS、ZeroDegree Spectrometer の概観図 [20]。前段の SRC から得られる  $^{238}\text{U}$  ビームを F0 のベリリウム標的に入射し、飛行核分裂で生じるフラグメントを BigRIPS で分離・識別した。さらに、BigRIPS で得られた二次ビームを F8 の反応標的に入射させ、反応後の荷電フラグメントを下流の ZeroDegree Spectrometer で検出した。

### 3.1 二次ビームの生成と識別

本実験で  $^{238}\text{U}$  は飛行核分裂を用いて  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームを生成した。イオン源で生成した一次ビーム  $^{238}\text{U}$  を線形加速器及び複数のサイクロトロンで加速し、さらに超伝導リングサイクロトロン SRC (Superconducting Ring Cyclotron) により核子あたり 345 MeV まで加速する。その後、F0 に置いた Be 標的 (1 mm) に入射させ、飛行核分裂により二次ビームである  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームを生成した。

#### 3.1.1 入射核破碎分離装置 (BigRIPS)[21]

BigRIPS は二つのステージを持ち、第一ステージ (F0- F2) では二次ビームの分離を行う。Be 標的との反応で生成される二次ビームは磁気硬度  $B\rho$  及び F1 焦点面に設置された楔形エネルギー減衰板でのエネルギー損失  $\Delta E$  の違いを利用して分離される。F0 で生成された粒子は核子当たりの運動量が核種によらずほぼ同じであるため、質量電荷比  $A/Z$  の近い粒子は磁気硬度  $B\rho$  だけでは分離できない。そこで、楔形エネルギー減衰板で粒子の  $Z$  に応じたエネルギー損失をさせてから磁場による再分離をすることで、粒子の  $A/Z$ ,  $Z$  による核種の分離を行うことができる。本実験では F1 のスリットを  $\pm 1.0$  mm に設定し、ビームの運動量の広がりを  $\Delta P/P = 0.047\%$  に設定した。また、 $^{93,94}\text{Zr}$  のデータを同時に取得するため、 $^{93,94}\text{Zr}$  カクテルビームとなるよう双極磁石及びスリットを調整した。

第二ステージ (F2- F7) では、第一ステージで分離された二次ビームの核種の識別を行う。粒子識別には、F3, F7 に置かれたプラスチックシンチレーター間の飛行時間 (TOF) 及び F7 のイオンチェンバー (IC) でのエネルギー損失  $\Delta E$  を用いて行う。使用した検出器の詳細については後述する。

BigRIPS の検出器、アルミニウム製の楔形エネルギー減衰板およびスリット位置の設定を表 3.1.1、双極磁石の中心軌道磁気硬度  $B\rho_0$  を表 3.1.2 にそれぞれ示す。BigRIPS は TOF のみで粒子の質量電荷比  $A/Q$  の分離が可能であるため、設置された PPAC は使用していない。また、本実験では  $^{93,94}\text{Zr}$  のカクテルビームの純度を上げるために双極電磁石 D1、F1 楔形減衰板に以下のような工夫を行った。D1 の  $B\rho_0$  は、 $^{93,94}\text{Zr}$  の中で低運動量側のイベントが F1 スリット位置で  $|x| < 1.0$  mm に分布するよう設定した。図 3.1.1 に LISE++ で計算した F1 での  $^{93,94}\text{Zr}$ ,  $^{92,93}\text{Y}$ ,  $^{94,95}\text{Nb}$  の運動量分布を下流から見た図を示す。F1 は運動量分散焦点面であるため位置  $x$  が運動量に対応し、 $x$  の大きい部分が低運動量側のイベントである。緑線がスリット位置である。さらに、F1 楔形エネルギー減衰板には薄いものを使用し、F2 での  $^{93,94}\text{Zr}$  の  $x$  分布を近付けることで、他の核種の割合を抑えた。F1 楔形エネルギー減衰板の厚さを選択したのちに、標的での  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームのエネルギーが核子あたり 200 MeV となるよう F5 楔形エネルギー減衰板の厚さを決定した。LISE++ による計算では、標的位置での  $^{93,94}\text{Zr}$  の割合はそれぞれ 28.9%, 16.1% である。

表 3.1.1 BigRIPS に設置された検出器、楔形エネルギー減衰板およびスリット位置の設定。PPAC は測定には使用されていない

焦点面	スリット位置 (mm)	楔形エネルギー減衰板	検出器
F1	L:-1.00 R:1.00	厚さ 2 mm、角度 2.44 mrad	-
F2	L:-5.00 R:4.60	-	-
F3	-	-	プラスチックシンチレーター、PPAC1,2
F5	L:-30.0 R:30.0	厚さ 3.5 mm、角度 2.8 mrad	PPAC1,2
F7	L:-4.00 R:4.00	-	プラスチックシンチレーター、PPAC1,2、IC

表 3.1.2 BigRIPS の双極磁石の中心磁気硬度  $B\rho_0$  の設定

区間	$B\rho_0$ (Tm)
D1 (F0-F1 間)	6.2643
D2 (F1-F2 間)	5.9438
D3 (F3-F4 間)	5.9169
D4 (F4-F5 間)	5.9172
D5 (F5-F6 間)	5.2549
D6 (F6-F7 間)	5.2550

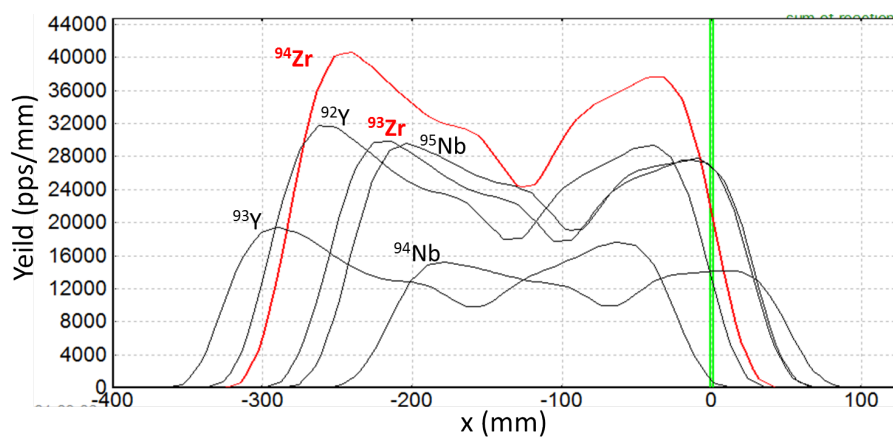


図 3.1.1 LISE++ で計算した F1 での  $^{93,94}\text{Zr}$ ,  $^{92,93}\text{Y}$ ,  $^{94,95}\text{Nb}$  の運動量分布を下流側から見た図を示す。F1 は運動量分散焦点面であるため位置  $x$  が運動量に対応し、 $x$  の大きい部分が低運動量側のイベントである。緑線がスリット位置である。

## 3.2 反応後の荷電フラグメントの粒子識別

F8 の反応標的での分解反応によって放出される荷電フラグメントの粒子識別は、ZeroDegree Spectrometer(ZDS)で行った。ZDS には、“Large acceptance mode”, “High resolution mode”, “Dispersive spectrometer mode”の3つの設定がある。各設定のアクセプタンス、最大磁気硬度、運動量分散、運動量分解能を表 3.2.1 に示す。本実験では、“Large acceptance mode”において実験を行った。

表 3.2.1 ZDS の各設定でのアクセプタンス、最大磁気硬度、運動量分散、運動量分解能

	Large acceptance mode	High resolution mode	Dispersive spectrometer mode
運動量アクセプタンス (%)	6	6	4
角度アクセプタンス (水平) (mrad)	90	40	40
角度アクセプタンス (垂直) (mrad)	60	60	60
最大磁気硬度 (Tm)	7.3	9.0	9.0
運動量分散 (cm/%)	2.24	2.12	4.13
運動量分解能	1240	2120	4130

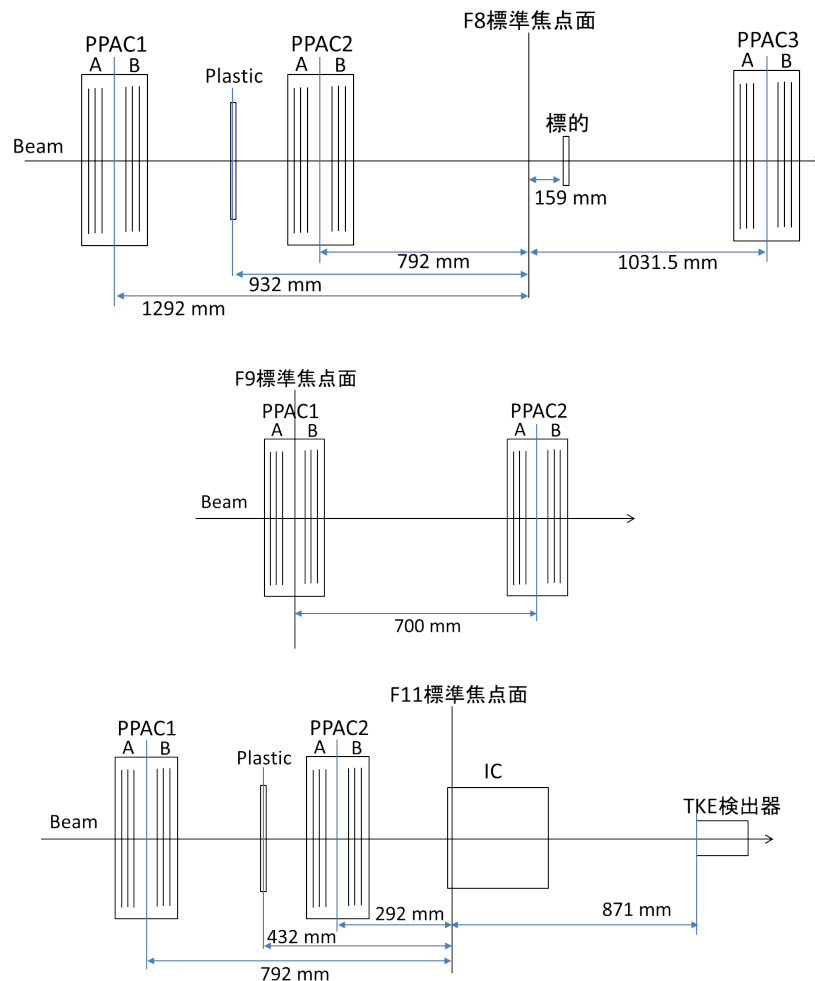


図 3.2.1 F8, F9, F11 の焦点面と検出器の位置。解析で用いた各焦点面での位置  $x$  と角度  $a$  は、F8 は標準焦点面から 159 mm 下流の反応標的位置、F9 は標準焦点面、F11 は標準焦点面から 871 mm 下流の TKE (Total Kinetic Energy) 検出器位置での  $x, a$  である。

粒子識別はプラスチックシンチレーターで測定した F8- F11 間での TOF、F11 のイオンチェンバーでの  $\Delta E$  と粒子の磁気硬度  $B\rho$  を用いる。ここで、磁気硬度  $B\rho$  は F8- F9 間に置かれた双極磁石 D7 の中心軌道磁気硬度  $B\rho_0$  と平行平板雪崩検出器 (PPAC) を用いて測定した F9, F11 での位置  $x$  と角度  $a$  の値から得られる。F8, F9, F11 の焦点面と検出器の位置を図 3.2.1 に示す。解析で用いた各焦点面での位置  $x$  と角度  $a$  は、F8 は標準焦点面から 159 mm 下流の反応標的位置、F9 は標準焦点面、F11 は標準焦点面から 871 mm 下流の TKE (Total Kinetic Energy) 検出器位置での  $x, a$  である。

測定は標的より下流で  $^{94}\text{Zr}$  が中心軌道となる設定と中心磁気硬度  $B\rho_0$  をその  $-3\%$  とした設定の二種類を行った。ZDS のアクセプタンスは、 $\pm 3\%$  程度であるため、中心を通る  $^{94}\text{Zr}$  と  $B\rho$  が  $\pm 3\%$  以上異なる粒子の測定には、異なる  $B\rho$  設定の測定が必要となる。本実験では、 $^{93,94}\text{Zr}$  から複数中性子の放出されるイベントを測定するため、 $B\rho_0 = -3\%$  の設定での測定を行った。また、 $B\rho_0 = -3\%$  の測定データはアクセプタンスの評価にも使用された。

### 3.3 反応標的

本実験では、直径 38 mm の鉛及び炭素標的を反応標的として使用した。標的の厚さと  $^{93,94}\text{Zr}$  の反応標的中心でのエネルギーを表 3.3.1 に示す。ピグミー共鳴のエネルギー領域での仮想光子数のゆらぎが統計誤差より小さくなること、その中で反応率をできるだけ高くすることを考慮して標的厚を決定した。

表 3.3.1 鉛、炭素標的の厚さと  $^{93,94}\text{Zr}$  の反応標的中心でのエネルギー

標的	標的厚 (mg/cm <sup>2</sup> )	反応標的中心でのエネルギー (MeV/u)	
		$^{93}\text{Zr}$	$^{94}\text{Zr}$
Pb	1019.2	186.2	180.6
C	606.5	189.2	183.5
empty	-	208.7	203.3

各標的における D7, D8 の中心軌道磁気硬度  $B\rho_0$  を表 3.3.2 に示す。ここで ZDS 設定の "0 %", "-3 %" は、 $^{94}\text{Zr}$  が中心軌道となる設定と中心軌道磁気硬度  $B\rho_0$  をその -3 % とした設定を表す。

表 3.3.2 各標的における D7, D8 の  $B\rho_0$  の設定

標的	ZDS 設定	$B\rho_0(\text{D7})(\text{Tm})$	$B\rho_0(\text{D8})(\text{Tm})$
Pb	0 %	4.3740	4.3693
	-3 %	4.2442	4.2406
C	0 %	4.4657	4.4624
	-3 %	4.3342	4.3314
empty	0 %	5.0640	5.0621
	-3 %	4.9137	4.9121

### 3.4 検出器

本実験で使用した検出器の詳細について以下に示す。

#### 3.4.1 プラスチックシンチレーター

BigRIPS 及び ZeroDegree Spectrometer におけるプラスチックシンチレーターでは、粒子の飛行時間 (TOF) を測定する。本実験では BigRIPS の F3, F7、ZDS の F8, F11 のプラスチックシンチレーター間の TOF を粒子識別に利用した。F3-F7 間、F8-F11 間の距離はそれぞれ 46.98 m と 36.48 m である。左右の光電子増倍管 (PMT) でシンチレーション光を検出する両読みタイプのものを使用しており、解析では左右の PMT の時間情報の平均から TOF を得た。表 3.4.1 に本実験で用いたプラスチックシンチレーターの情報を示す。

表 3.4.1 使用したプラスチックシンチレーターの情報

焦点面	厚さ (mm)	有感領域 (mm <sup>2</sup> )
F3	0.2	120 × 100
F7	0.2	120 × 100
F8	0.1	120 × 100
F11	0.2	120 × 100

### 3.4.2 イオンチェンバー (IC)

イオンチェンバーは、荷電粒子のエネルギー損失  $\Delta E$  を測定するガス検出器である。F7, F11 に置かれ、BigRIPS、ZDS での陽子数  $Z$  の識別に使用された。イオンチェンバーはハウジングとその中の電極と内部ガスからなる。電極は 12 枚のアノードと 13 枚のカソードからなり、信号読み出しは、2 枚のアノードを 1 つにまとめて読み出す。有感領域はそれぞれ  $232 \text{ mm}\phi$ (F7) と  $260 \times 170 \text{ mm}^2$ (F11)、経路長は 586 mm(F7)、600 mm(F11) である。また、内部ガスには P10 ガス (Ar(90 %) + CH<sub>4</sub>(10 %)) が使用されており、圧力は F7-IC が 650 Torr、F11-IC が 760 Torr である。

### 3.4.3 平行平板雪崩検出器 (PPAC)

図 3.4.3 に示すように PPAC は各焦点面での荷電粒子の位置を検出するガス検出器である。1 つの PPAC は 3 枚の電極から構成され、1 枚の陽極の前後に粒子位置 X, Y を検出する陰極が 1 枚ずつある。陰極は幅 2.40 mm、間隔 0.15 mm のストリップを持つ。それぞれのストリップは delay-line でつながっており、delay-line の両端から 2 つの信号が出力される。この信号の時間差から位置情報が得られる [24]。本実験では、2 つの PPAC を一つの箱に入れた Double-PPAC を使用し、高い検出効率を得た。使用された PPAC は全て有感領域が  $240 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$  である。F8 には標的前に 2 個、標的後に 1 個の PPAC が置かれ、X, Y 面がそれぞれ 6 面ずつである。F9, F11 には 2 個ずつ Double-PPAC が置かれ、X, Y 面をそれぞれ 4 面ずつ持つ。これにより、F8, F9, F11 での粒子のトラックが得られる。

## 3.5 トリガー

実験データ取得に用いたトリガーは、各検出器からの信号をディスクリミネーターに入れて論理信号を得た上で、それらの論理和、積をとった。トリガー回路についての簡易な図を図 3.5.1, 3.5.2 に示す。図 3.5.1 は (a) Beam トリガー、(b) F11 トリガー、(c)  $\gamma$  トリガーの論理である。Beam トリガー、F11 トリガーはそれぞれ F7, F11 のプラスチックシンチレーターの左右の PMT の信号の論理積をとる。 $\gamma$  トリガーは、 $\gamma$  線検出器 (DALI2) の全ての NaI(Tl) 結晶からの信号の論理和をとって生成する。

本実験では、Beam トリガーと DSB + (Beam  $\times$  F11  $\times$   $\gamma$ ) トリガーの 2 つの条件で測定を行った。DSB は Beam トリガーをダウンスケールしたトリガーであり、ダウンスケールファクターは 1/100 とした。図 3.5.2 は DSB + (Beam  $\times$  F11  $\times$   $\gamma$ ) トリガーの生成回路である。このトリガーは  $\gamma$  線のデータ取得のため、Pb 標的かつ ZDS 設定が  $B\rho_0 = 0 \%$  の場合に使用した。その他の実験設定では、Beam トリガーを使用してデータ取得を行った。

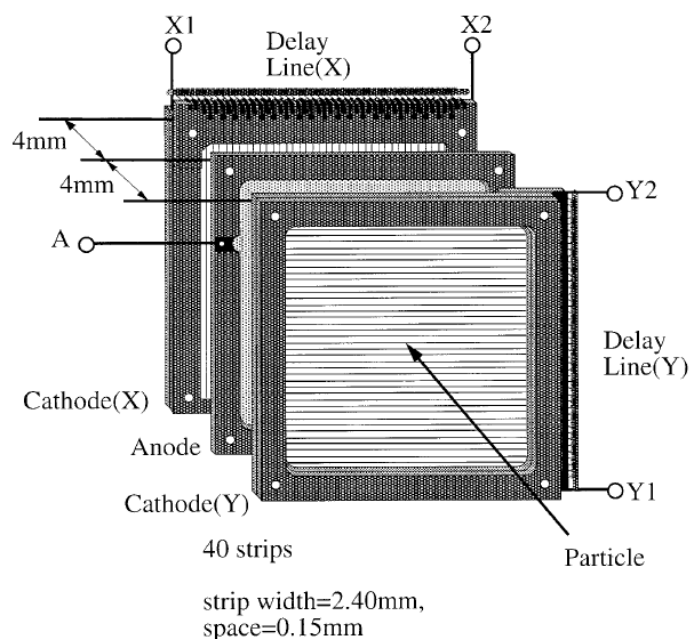


図 3.4.1 1つのPPACは3枚の電極から構成され、1枚の陽極の前後に粒子位置X, Yを検出する陰極が1枚ずつある。陰極は幅2.40mm、間隔0.15mmのストリップを持ち、それぞれのストリップはdelay-lineでつながっており、delay-lineの両端から2つの信号が出力される。この信号の時間差から位置情報が得られる [24]。

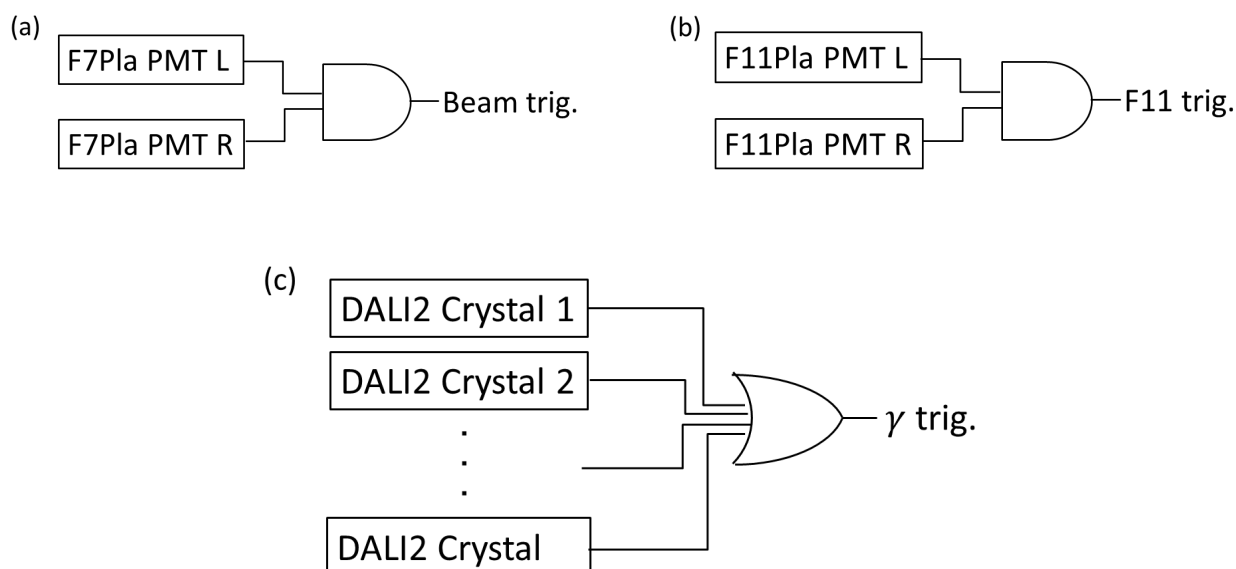


図 3.5.1 (a) Beam トリガー、(b) F11 トリガー、(c)  $\gamma$  トリガーの論理。Beam トリガー、F11 トリガーはそれぞれ F7, F11 のプラスチックシンチレーターで生成し、左右の PMT の信号の論理積をとる。 $\gamma$  トリガーは  $\gamma$  検出器 (DALI2) の全ての NaI(Tl) 結晶からの信号の論理和を取って生成する。

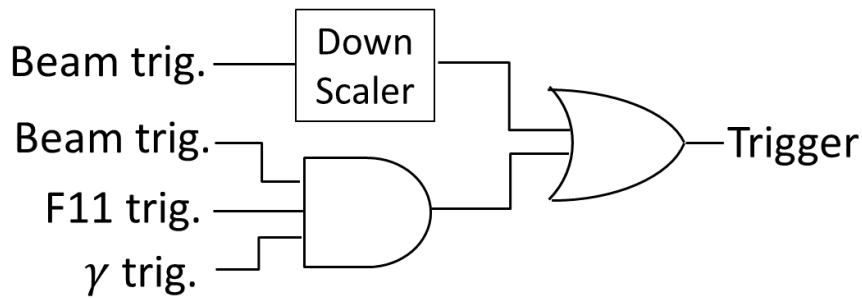


図 3.5.2 DSB + Beam × F11 ×  $\gamma$  トリガーの論理。このトリガーは  $\gamma$  線のデータ取得のため、Pb 標的かつ ZDS 設定が  $B\rho_0 = 0\%$  の場合に使用した。

### 3.6 データセット

表 3.6.1 に解析で使用したデータセットをまとめた。実験時の run 番号、ビームの種類、標的種類、ZDS での  $B\rho$  設定、一次ビームの F0 での平均強度、二次ビーム強度を示す。Pb 標的かつ ZDS 設定が  $B\rho_0 = 0\%$  の場合は、 $\gamma$  線データ取得のためビーム強度を上げ、トリガーを変えてデータ取得を行った。このとき、二次ビーム全体の強度は他の設定の 10 倍だが、イオンチェンバーのパイルアップの影響などにより、 $^{93,94}\text{Zr}$  と識別された粒子数は 4 倍程度となっている。

表 3.6.1 解析で使用したデータセット。実験時の run 番号、ビームの種類、標的種類、ZDS での  $B\rho$  設定、F0 での平均ビーム強度、二次ビーム強度を示す。

データセット	run	ビーム	標的	ZDS 設定	平均ビーム強度 @F0(enA)	二次ビーム強度 (cps)		
						total	$^{93}\text{Zr}$	$^{94}\text{Zr}$
1	3-26	$^{93,94}\text{Zr}$	Pb	0 %	88	15000	400	590
2	27-29	$^{93,94}\text{Zr}$	Pb	-3 %	9.1	1500	110	150
3	30-33	$^{93,94}\text{Zr}$	C	0 %	9.1	1500	110	150
4	34-35	$^{93,94}\text{Zr}$	C	-3 %	9.1	1500	110	150
5	42-46	$^{93,94}\text{Zr}$	empty	0 %	9.1	1500	110	150
6	47-49	$^{93,94}\text{Zr}$	empty	-3 %	9.1	1500	110	150



## 第 4 章

# 解析

本章では、実験データの解析手法について述べる。実験データ解析では、はじめに BigRIPS のデータを使って粒子識別を行い  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームを選び出す。次に反応後に放出された荷電フラグメントの粒子識別を ZeroDegree Spectrometer のデータを用いて行った。解析で得られた情報をもとに、 $^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$  の 4 つの反応チャンネルについてクーロン分解断面積の導出を行った。4.1- 4.3 節では検出器で測定した時間情報、エネルギー損失、位置情報の解析について説明する。4.4, 4.5 節では入射ビーム、荷電フラグメントの粒子識別について述べる。また、4.6-4.8 節で断面積導出の際に必要な  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの純度の評価、Zr 同位体の荷電状態の割合とアクセプタンスの評価を行い、4.9 節に得られた  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの数、荷電フラグメントの数を示す。4.10, 4.11 節ではクーロン分解断面積を導出し、その系統誤差の評価を行う。

### 4.1 時間情報の解析

飛行時間 (TOF: Time Of Flight) は、二つのプラスチックシンチレーターで測定した時間情報の差によって導出する。本実験では、BigRIPS の F3 と F7、ZDS の F8 と F11 に置いたプラスチックシンチレーターを用いた。

各プラスチックシンチレーターの時間情報取得には、TDC のチャンネル  $t_{PMT}(\text{ch})$  から時間  $T_{PMT}(\text{ns})$  への変換を行った後、プラスチックの両端に設置された PMT の時間情報の平均  $T_{pla}$  を取る。 $A_{PMT}$  は変換係数を表す。

$$T_{PMT} = A_{PMT} \cdot t_{PMT} \quad (4.1.1)$$

$$T_{pla} = \frac{T_{L,PMT} + T_{R,PMT}}{2} \quad (4.1.2)$$

さらに、各プラスチックの時間情報から

$$\text{TOF}_{F3-F7} = T_{F7,pla} - T_{F3,pla} + \text{offset}_{F3-F7} \quad (4.1.3)$$

$$\text{TOF}_{F8-F11} = T_{F11,pla} - T_{F8,pla} + \text{offset}_{F8-F11} \quad (4.1.4)$$

と TOF を求める。ここで  $\text{offset}_{F3-F7, F8-F11}$  は、 $^{94}\text{Zr}$  ビーム、empty ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合に測定値が LISE++ で計算値 ( $\text{TOF}_{F3-F7}=256.5 \text{ ns}$ ,  $\text{TOF}_{F8-F11}=213.5 \text{ ns}$ ) と一致するように  $\text{offset}_{F3-F7} = -298.8 \text{ ns}$ ,  $\text{offset}_{F8-F11} = -170.5 \text{ ns}$  とした。

#### 4.1.1 スルー補正

両端の PMT シグナルの波高によってディスクリミネーターの閾値を越えるタイミングが ns 単位で変わる。この時間差をウォーク、立ち上がり波形の傾斜の変動のことをスルーと呼ぶ。その補正を QDC で得られる発光量  $Q$  の情報を用いて行った。図 4.1.1 に PMT シグナルの波高によりウォークが生じる様子を示す。この図からシグナルの波高が低いほど、ディスクリミネーターの閾値を越えるタイミングは遅くなることがわかる。スルー補正には以下のような関数

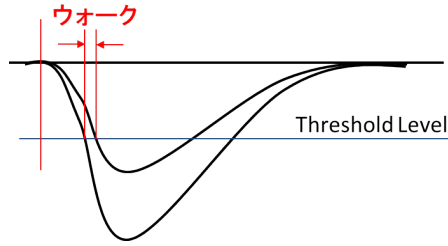


図 4.1.1 PMT からのシグナルの波高によりウォークが生じる様子。シグナルの波高が低いほど、ディスクリミネーターの閾値を越えるタイミングは遅くなる。

$$\text{TOF}'_{F3-F7} = \text{TOF}_{F3-F7} + \frac{A_{F3L}}{\sqrt{Q_{F3L}}} + \frac{A_{F3R}}{\sqrt{Q_{F3R}}} + \frac{A_{F7L}}{\sqrt{Q_{F7L}}} + \frac{A_{F7R}}{\sqrt{Q_{F7R}}} \quad (4.1.5)$$

$$\text{TOF}'_{F8-F11} = \text{TOF}_{F8-F11} + \frac{A_{F8L}}{\sqrt{Q_{F8L}}} + \frac{A_{F8R}}{\sqrt{Q_{F8R}}} + \frac{A_{F11L}}{\sqrt{Q_{F11L}}} + \frac{A_{F11R}}{\sqrt{Q_{F11R}}} \quad (4.1.6)$$

を用いた。ここで、 $\text{TOF}_{F3-F7}$ ,  $\text{TOF}_{F8-F11}$  は補正前、 $\text{TOF}'_{F3-F7}$ ,  $\text{TOF}'_{F8-F11}$  は補正後の TOF を示す。

### TOF<sub>F3-F7</sub> の補正

はじめに、 $\text{TOF}_{F3-F7}$  の補正について述べる。図 4.1.2 にスルー補正前 (a) と補正後 (b) の  $\text{TOF}_{F3-F7}$  を示す。補正により TOF の広がり、 $\sigma = 242$  ps から  $\sigma = 161$  ps に改善した。図 4.1.3 にスルー補正前後の  $\text{TOF}_{F3-F7}$  と  $1/\sqrt{Q_{F3L,R}}$  の相関を示す。(a), (b) 補正前の  $\text{TOF}_{F3-F7}$  と  $1/\sqrt{Q_{F3L,R}}$  の相関が一次関数であると仮定し、この相関が小さくなるように式 (4.1.5) のパラメーター  $A_{F3L,R}$  を決定した。補正後の相関を (c), (d) の図に示す。F7 のパラメーター  $A_{F7L,R}$  も同様に決定した。図 4.1.4 に (a), (b) スルー補正前と (c), (d) 補正後の  $\text{TOF}_{F3-F7}$  と  $1/\sqrt{Q_{F7L,R}}$  の相関を示す。スルー補正後の図は全てのパラメーターを決定後の相関の図である。

F7 のプラスチックシンチレーターでは、発光量の小さい部分に筋が見られる。これらのイベントは他のイベントに比べて TOF 分布が広く、F7IC のエネルギー損失とも相関を持たない。そのため、解析では  $\sqrt{Q_{F7L} \cdot Q_{F7R}} < 200$  ch のイベントを取り除いて  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの定義を行った。

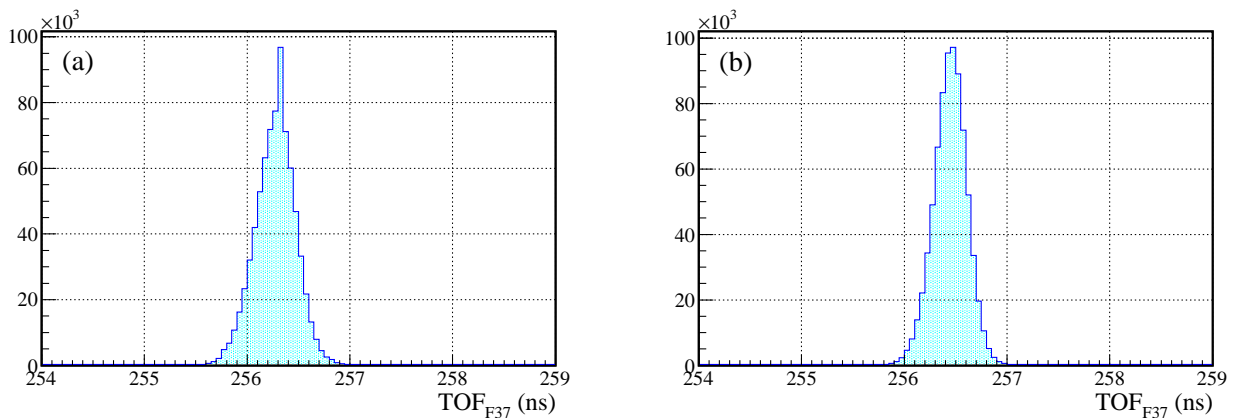


図 4.1.2  $\text{TOF}_{F3-F7}$  の (a) スルー補正前と (b) 補正後の比較。補正により TOF の広がり、 $\sigma = 242$  ps から  $\sigma = 161$  ps に改善した。

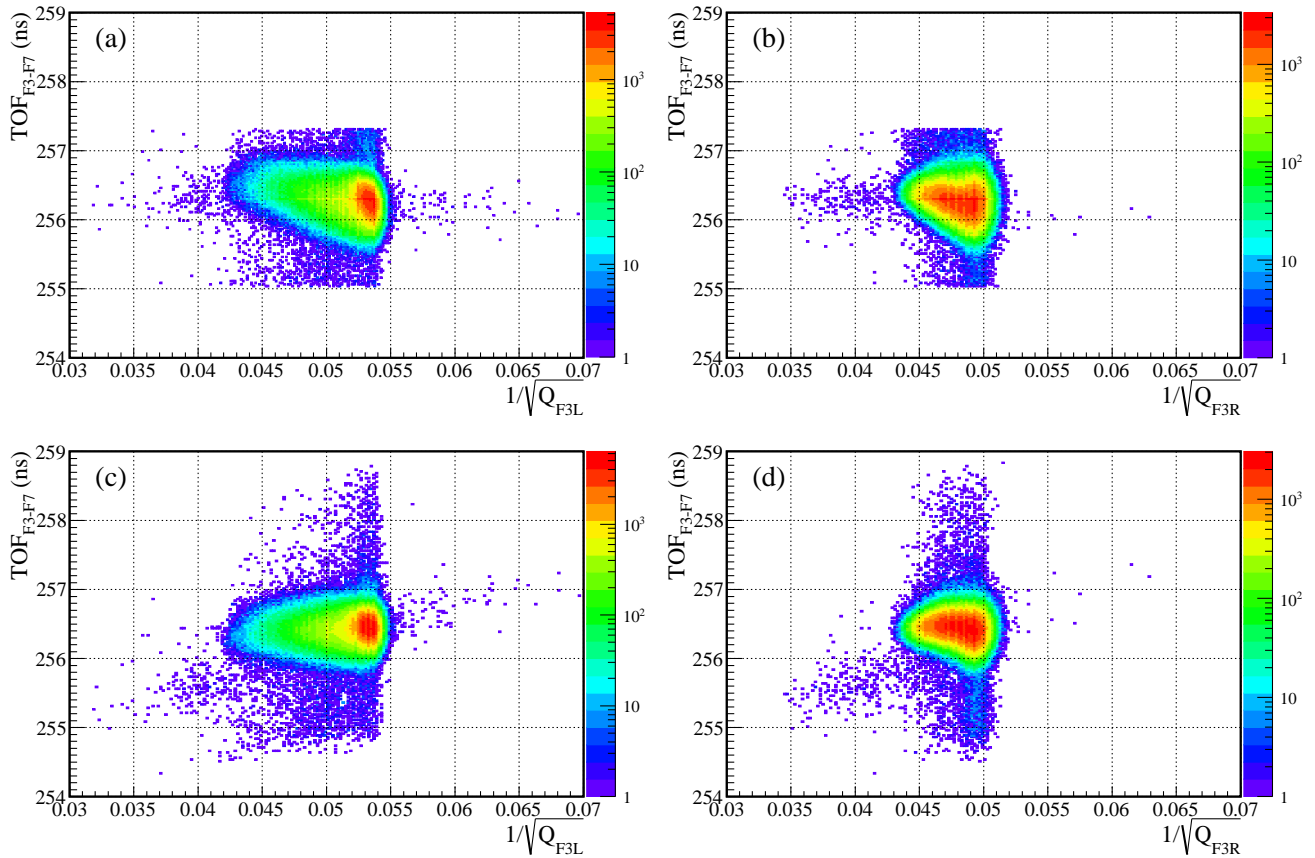


図 4.1.3 (a), (b) スルー補正前と (c), (d) 補正後の  $\text{TOF}_{F3-F7}$  と (a), (c)  $1/\sqrt{Q_{F3L}}$ 、(b), (d)  $1/\sqrt{Q_{F3R}}$  の相関。

### TOF<sub>F8-F11</sub> の補正

TOF<sub>F8-F11</sub> も同様に、TOF<sub>F8-F11</sub> と  $Q_{F8L,R}$ 、 $Q_{F11L,R}$  の一次の相関を小さくするパラメーター  $A_{F8L,R}$ 、 $A_{F11L,R}$  を求め、補正を行った。補正は標的ごとに行っており、empty の場合の補正前後の TOF 分布を図 4.1.5 に示した。補正により TOF の広がり  $\sigma = 183$  ps から  $\sigma = 142$  ps に改善した。Pb 標的、C 標的、empty それぞれのスルー補正前後の TOF の広がり  $\sigma$  を表 4.1.1 に示す。スルー補正により、TOF 分布の広がりがそれぞれ 25-45 ps 程度改善した。

表 4.1.1 Pb 標的、C 標的、empty でのスルー補正前後の TOF<sub>F8-F11</sub> の広がり  $\sigma$  の変化

標的	TOF <sub>F8-F11</sub> (補正前)(ps)	TOF <sub>F8-F11</sub> (補正後)(ps)
Pb	439	393
C	527	505
empty	183	142

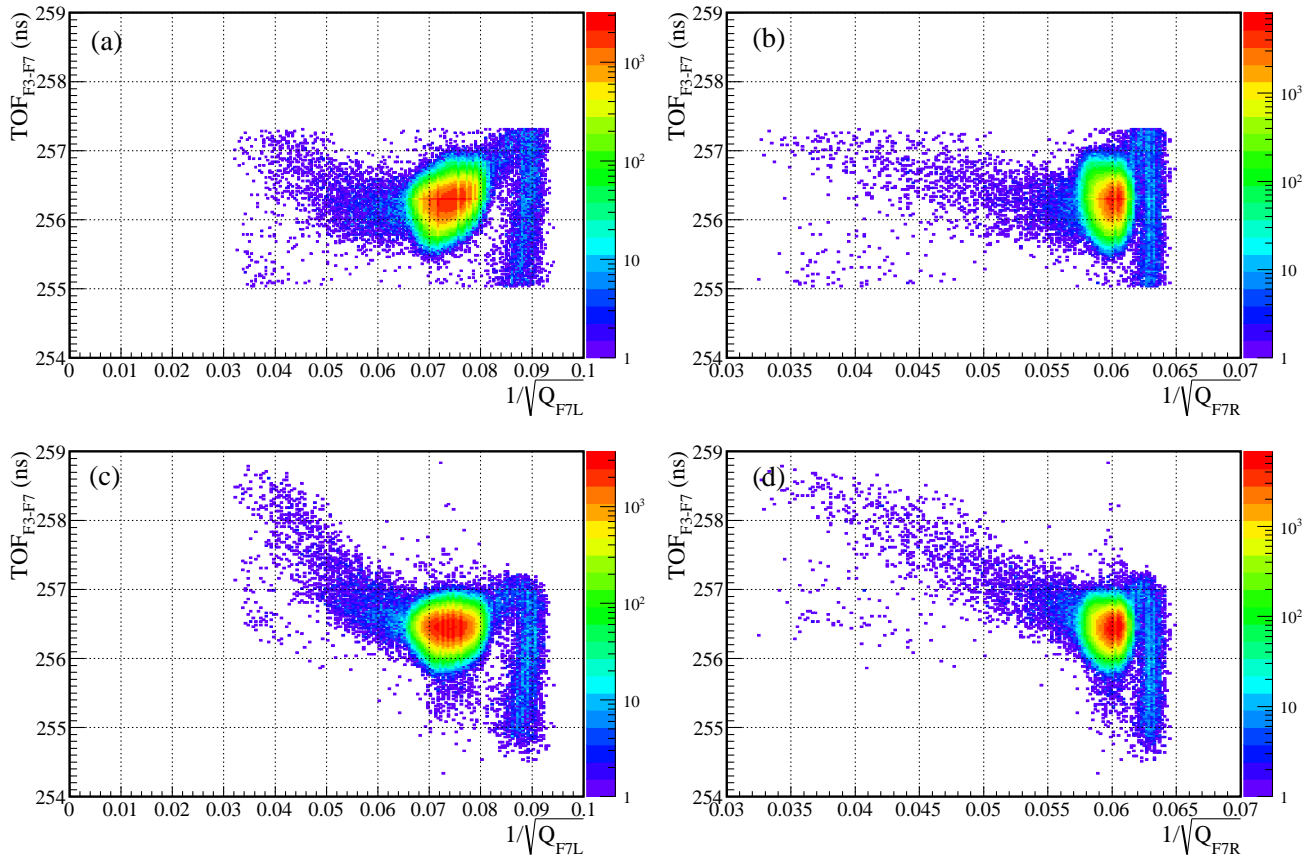


図 4.1.4 (a), (b) スルー補正前、(c), (d) 補正後の  $\text{TOF}_{F3-F7}$  と (a), (c)  $1/\sqrt{Q_{F7L}}$ 、(c), (d)  $1/\sqrt{Q_{F7R}}$  の相関。

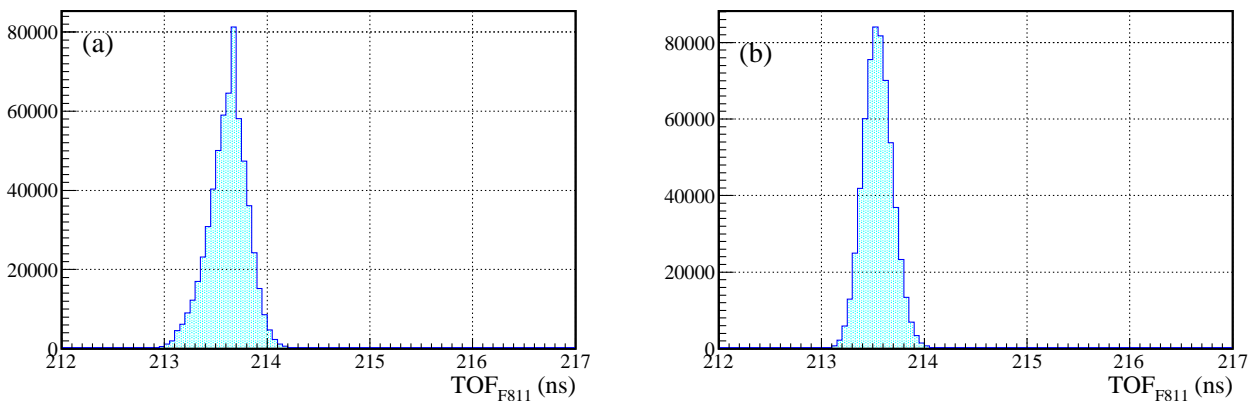


図 4.1.5  $\text{TOF}_{F8-F11}$  の (a) スルー補正前と (b) 補正後の比較。補正により TOF の広がり  $\sigma = 183$  ps から  $\sigma = 142$  ps に改善した。

標的ごとのスルー補正後の  $\text{TOF}_{F3-F7}$ 、 $\text{TOF}_{F8-F11}$  の時間分解能 ( $\text{TOF}/\sigma$ ) を表 4.1.2 に示す。Pb 標的、C 標的の場合は標的によって  $^{94}\text{Zr}$  のエネルギーの広がりが大きくなるため、empty に比べて  $\text{TOF}_{F8-F11}$  の時間分解能が悪くなっている。

表 4.1.2 スルー補正後の  $\text{TOF}_{F3-F7}$ ,  $\text{TOF}_{F8-F11}$  の時間分解能 ( $\text{TOF}/\sigma$ )

標的	$\text{TOF}_{F3-F7}/\sigma$	$\text{TOF}_{F8-F11}/\sigma$
Pb	1590	602
C		461
empty		1500

## 4.2 エネルギー損失 $\Delta E$ の解析

荷電粒子のエネルギー損失  $\Delta E$  の測定は BigRIPS の F7、ZDS の F11 に置かれたイオンチェンバー (IC) を用いて行った。

各 IC は 6 つの読み出しを持ち、解析ではすべての読み出しのチャンネル値の相乗平均を使用した。また、チャンネル  $\Delta e$  (ch) からエネルギー  $\Delta E$  (MeV) への較正には、標的なしの場合に  $^{93,94}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Nb}$  の LISE++ による計算値と測定値が一致するようパラメータを決定した。図 4.2 にエネルギー較正図を示す。横軸が較正前のエネルギー損失の中心値 (ch)、縦軸が LISE++ で計算した荷電粒子のエネルギー損失 (MeV) である。F7, F11-IC それぞれ  $^{93,94}\text{Zr}$  の値からパラメータを決定した。決定したパラメータからエネルギー較正の式は、

$$\Delta E_{F7} = 3.03472 \times 10^{-2} \Delta e_{F7} + 25.80 \quad (4.2.1)$$

$$\Delta E_{F11} = 3.04412 \times 10^{-2} \Delta e_{F11} + 21.51 \quad (4.2.2)$$

とした。

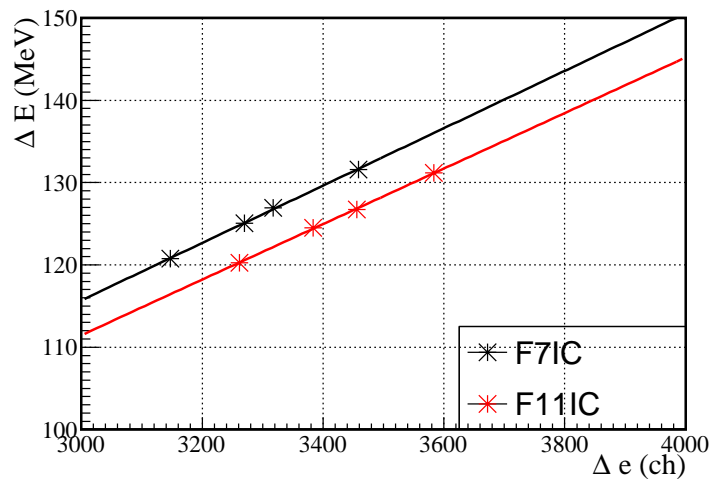


図 4.2.1 イオンチェンバーのエネルギー較正。横軸が較正前のエネルギー損失の中心値 (ch)、縦軸が LISE++ で計算した荷電粒子のエネルギー損失 (MeV) である。F7, F11IC それぞれ  $^{93,94}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Nb}$  の値からパラメータを決定した。

### 4.2.1 F11IC のゲイン変動の補正

F11IC は内部ガスの量が自動的に調節されないため、 $\Delta E$  値に時間変動が起こる。特に測定時間の長い Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) のデータの run ごとに変動が大きいため、補正を行った。図 4.2.2 に  $^{94}\text{Zr}$  ビームを選んだときの Pb 標

的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の (a) 補正前、(b) 補正後の IC の  $\Delta E$  値の run ごとの変動を示す。補正では  $^{93,94}\text{Zr}$  のピーク位置が run3 の場合と一致するよう  $\Delta E$  値を定数倍した。この補正により、 $\Delta E$  の広がり、 $\sigma=1.52$  MeV から  $\sigma=1.33$  MeV に改善した。

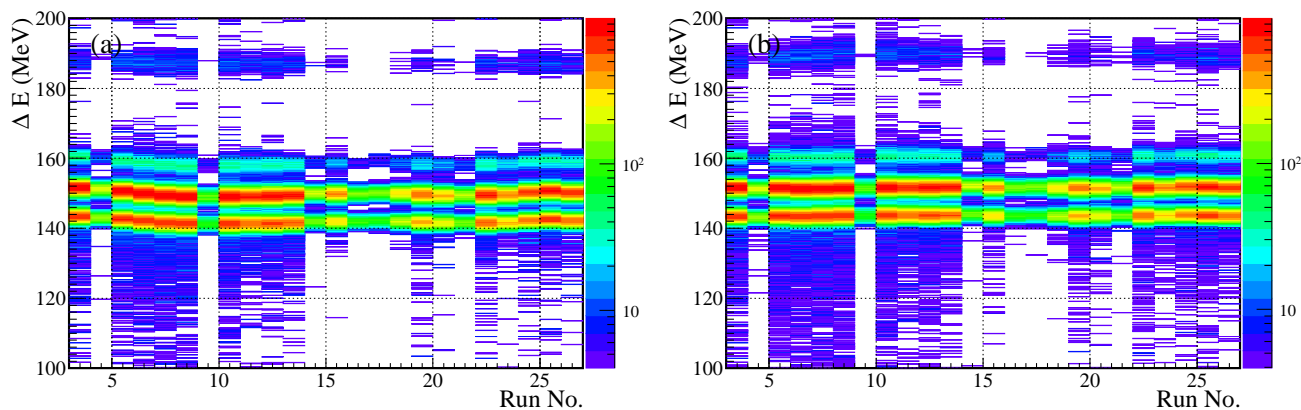


図 4.2.2 Pb 標的、 $B\rho_0 = 0\%$  の F11IC の  $\Delta E$  値の時間変動の補正。(a) 補正前、(b) 補正後の IC の  $\Delta E$  値の変動を run ごとに示す。補正では  $^{93,94}\text{Zr}$  のピーク位置が run3 の場合と一致するよう  $\Delta E$  値を定数倍した。

#### 4.2.2 検出効率

F11-IC はチェンバーに入った全て粒子のエネルギー損失  $\Delta E$  を検出する。しかし、直前のプラスチックシンチレーターの左右の端を通過した粒子はシンチレーター中で多くのエネルギーを失い、IC でのエネルギー損失  $\Delta E$  も他のイベントに比べ大きくなる。その結果、ZDS で正しく粒子識別のできないイベントが 0-3 % 程度あり、この割合を F11-IC の検出効率として考慮した。検出効率は F11 での荷電フラグメントの分布により異なるため、ビームの種類、実験設定ごとに検出効率を求める必要がある。表 4.2.1 に F11-IC の検出効率を示す。

表 4.2.1 F11-IC の検出効率

標的	ZDS 設定	検出効率 (%)	
		$^{93}\text{Zr}$ ビーム	$^{94}\text{Zr}$ ビーム
Pb	0 %	97.46	98.41
	-3 %	96.66	97.83
C	0 %	98.41	99.09
	-3 %	98.77	99.62
empty	0 %	99.25	99.54
	-3 %	99.35	99.78

#### 4.3 位置情報の解析

本解析では、PPAC で得られた位置情報から標的でのヒット位置の確認や、F9- F11 間での粒子の磁気硬度  $B\rho$  導出を行った。解析で使用する座標軸を図 4.3 に示す。 $y$  軸は鉛直上向き、 $z$  軸はビーム方向とし、 $x$  軸は右手系となる方向に定義した。ここで、 $x, y$  の原点はビーム軸の中心である。 $z$  の原点は F8, F9, F11 の標準焦点面の位置とした。

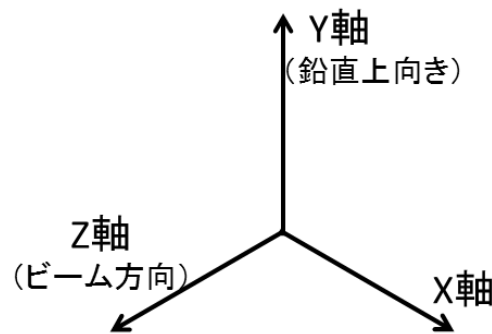


図 4.3.1 座標軸の定義。y 軸は鉛直上向き、z 軸はビーム方向とし、x 軸は右手系となる方向に定義した。

PPAC は  $x, y$  それぞれ 2 つの読み出しを持ち、2 つの信号の時間差から

$$x = A (t_1 - t_2 - \text{offset}_t) + \text{offset}_x \quad (4.3.1)$$

のように位置が得られる。ここで、 $t_1, t_2$  は 2 つの信号の時間であり、 $A, \text{offset}_t, \text{offset}_x$  はキャリブレーションパラメータである。

#### 4.3.1 検出効率

図 3.2.1 の F8, F9, F11 の検出器構成の模式図で示したように本実験で使用した PPAC は Double-PPAC であり、1A, 1B, 2A, 2B の 4 面から焦点面での位置情報を導出した。PPAC1 つずつの検出効率は、陽極に信号があったときに、両隣の陰極 (X, Y 面) にも信号が検出される確率とし、焦点面全体の検出効率はトラッキングの条件  $((1A \oplus 1B) \otimes (2A \oplus 2B))$  を満たす確率を各 PPAC の検出効率から計算した。各焦点面の検出効率は F8 が 91 %、F9 が 99 %、F11 が 91 % である。

#### 4.3.2 トラッキング

式 (4.3.1) から得られた各 PPAC での粒子の位置  $x$  を用いて F8, F9, F11 でのトラッキングを行い、焦点面での粒子の位置  $x_f$  及び角度  $a_f$  を求めた。図 4.3.2 に F8PPAC-1,2 を用いた 7 イベント分のトラッキングを示す。横軸は  $z$  (mm)、縦軸は  $x$  (mm) である。黒点が PPAC で測定された粒子の位置、赤線が各イベントごとに測定点を一次関数でフィットして得られた粒子の飛跡、青線は実際に標的を置いた位置 ( $z=159$  mm) を表す。トラックには  $x, y$  それぞれ 1A, 1B, 2A, 2B の 4 面での位置情報を使用し、 $(1A \oplus 1B) \otimes (2A \oplus 2B)$  を条件とした。

#### 4.3.3 焦点面での $x - a$ 分布と標的位置での $x - y$ 分布

図 4.3.3 にトラッキングの結果を元にした F8, F9, F11 での  $x - a$  分布を示す。横軸は粒子の位置  $x$  (mm)、縦軸は角度  $a$  (mrad) であり、(a)F8 の反応標的位置、(b)F9 標準焦点面、(c)F11TKE 検出器位置 ( $z=871$  mm) での分布である。 $^{94}\text{Zr}$  ビーム、empty ( $B\rho_0 = 0$  %) のデータを使用した。F8 は achromatic 焦点面であるため粒子の角度によら

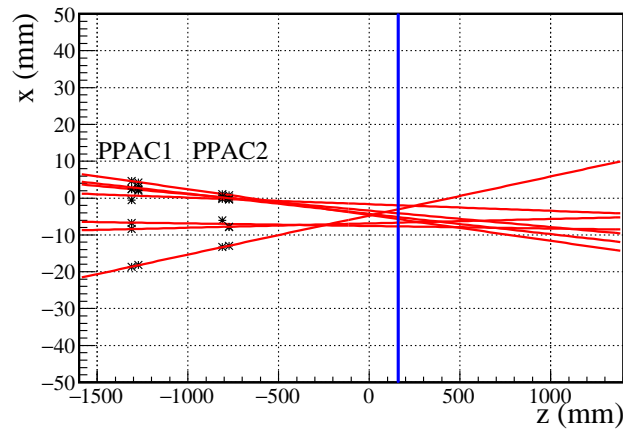


図 4.3.2 F8 でのトラッキング。横軸は  $z$  (mm)、縦軸は  $x$  である。黒点が PPAC で測定された粒子の位置、赤線がイベントごとに測定点をフィットして得た粒子の飛跡、青線は実際に標的を置いた位置 ( $z=159$  mm) を表す。

ず  $x = 0$  に収束している。また、F9 は運動量分散焦点であるため、粒子の運動量により  $x$  が広く分布する。F11 は achromatic 焦点であるが、実際には TKE 検出器より 200 mm 程度下流側で収束しているため、 $x - a$  が相関を持つ。三角形 A, B で囲んだ部分は F9- F11 間で電荷の変わったイベントである。このイベントの詳細は 4.7 節で述べる。

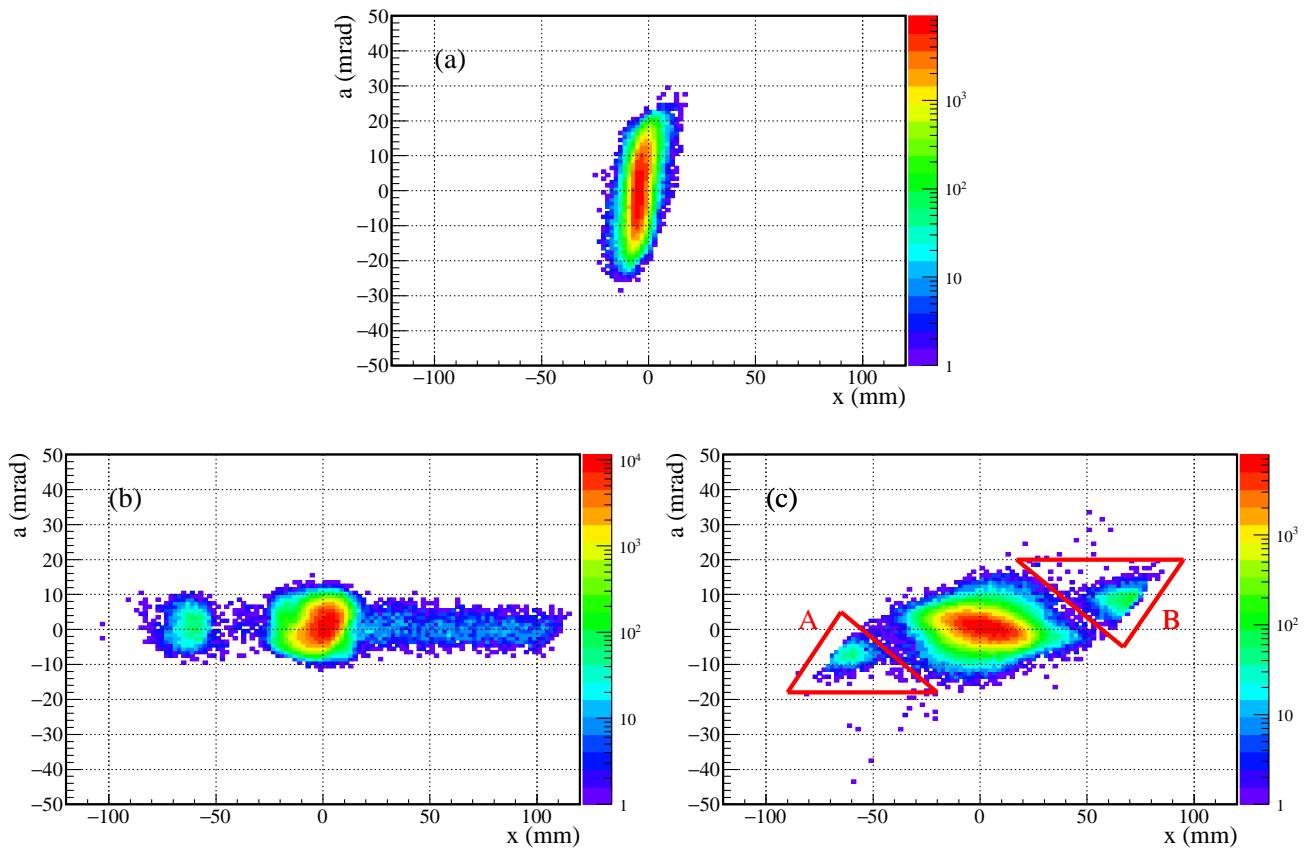


図 4.3.3 F8, F9, F11 での  $x - a$  分布。(a)F8 の反応標的位置、(b)F9 標準焦点面、(c)F11TKE 検出器位置 ( $z=871$  mm) での分布である。横軸は粒子の位置  $x$  (mm)、縦軸は角度  $a$  (mrad) である。 $^{94}\text{Zr}$  ビーム、empty ( $B\rho_0 = 0\%$ ) のデータを使用した。



さらに、図 4.3.4 に F8 の反応標的位置での  $x - y$  分布を示す。赤丸が 38 mm $\phi$  の標的の範囲であり、ほとんど  $^{94}\text{Zr}$  ビームが標的を通過していることがわかる。また、図 4.3.5 に (a) $x$  分布、(b) $a$  分布、(c) $y$  分布を示し、表 4.3.1 にはそれぞれの分布をガウス関数でフィットして得られた中心値と幅 ( $\sigma$ ) を示す。

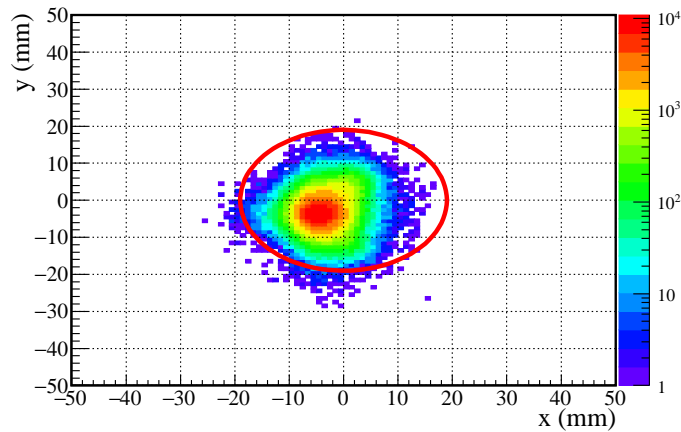


図 4.3.4 F8 の反応標的位置での  $x - y$  分布。赤丸が 38 mm $\phi$  の標的の範囲を示す。

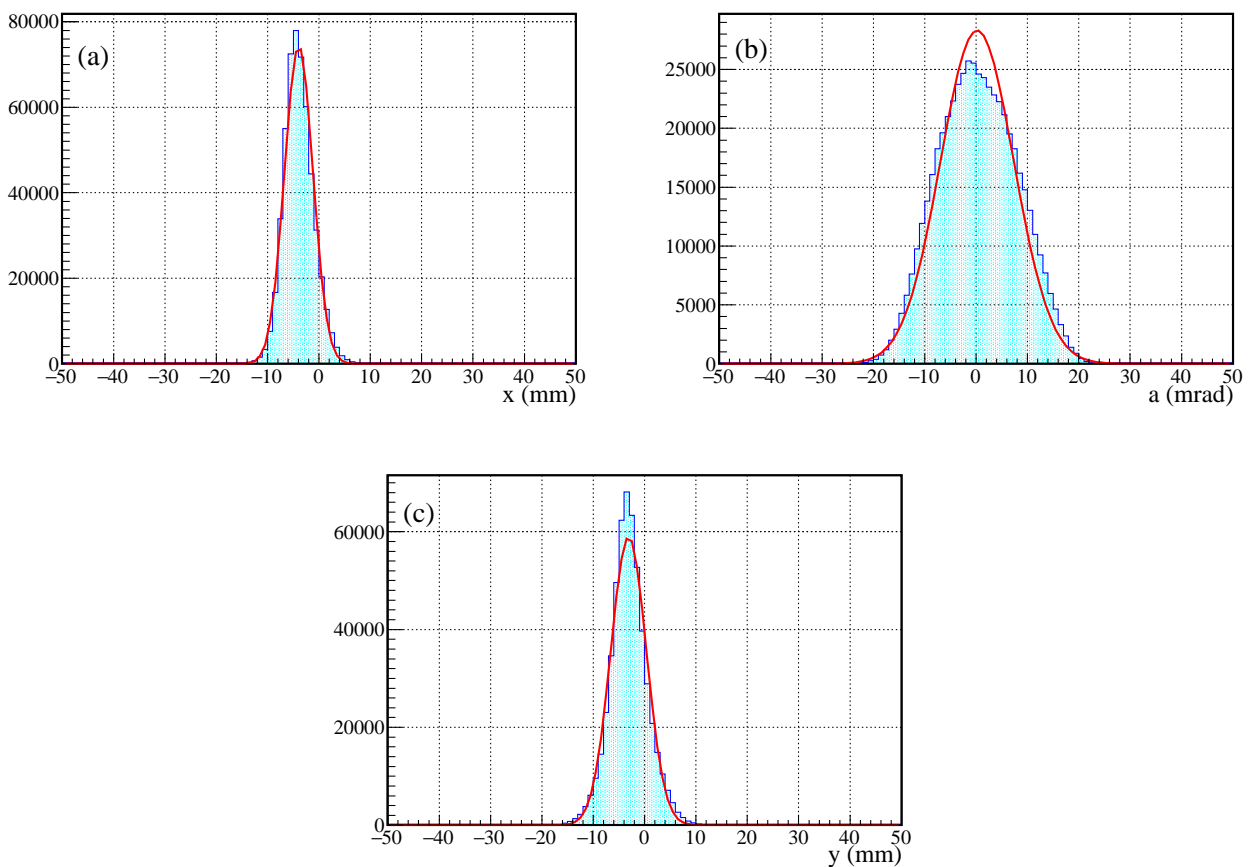


図 4.3.5 F8 の反応標的位置での (a) $x$  分布、(b) $a$  分布、(c) $y$  分布。ガウス関数でフィットし、中心値と幅 ( $\sigma$ ) を求めた。

表 4.3.1 F8 の反応標的位置での  $x$  分布、 $a$  分布、 $y$  分布をガウス関数でフィットして得られた中心値と幅 ( $\sigma$ )

	中心値	幅 ( $\sigma$ )
F8x	-3.9 mm	2.7 mm
F8a	1.6 mrad	7.1 mrad
F8y	-3.1 mm	3.5 mm

## 4.4 入射ビームの解析

### 4.4.1 $Z$ 、 $A/Q$ の導出

入射ビームの粒子識別には  $\text{TOF}_{\text{F3-F7}}$  と F7-IC の  $\Delta E$  を用いた。質量電荷比  $A/Q$  は相対論的電磁気学により

$$\frac{A}{Q} = B\rho \times \frac{e}{m_u c} \frac{1}{\beta\gamma} \quad (4.4.1)$$

と計算される。ここで  $B\rho$  は粒子の磁気硬度を表し、BigRIPS の場合は双極磁石 D5 の中心軌道磁気硬度  $B\rho_0$  を使用する。 $e$ 、 $m_u$ 、 $c$  はそれぞれ素電荷、原子質量単位、光速であり、 $\beta$ 、 $\gamma$  は各粒子の速度から計算される。また、陽子数  $Z$  は Bethe-Bloch 方程式を用いて

$$Z = C_{z1} \sqrt{\frac{\Delta E}{de_v}} \cdot \beta + C_{z2} \quad (4.4.2)$$

$$de_v = C_{z3} + \ln\left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2}\right) - 2\beta^2 \quad (4.4.3)$$

と計算される。 $C_{z1}$ 、 $C_{z2}$ 、 $C_{z3}$  は粒子のエネルギー損失  $\Delta E$ 、速度  $\beta$  に依存しない定数であり、 $^{93,94}\text{Zr}$  が  $Z=40$  となるよう決定した。

### 4.4.2 入射ビームの粒子識別

図 4.4.1 に BigRIPS の粒子識別図を示す。 $Z = 40$ 、 $A/Q = 2.325, 2.35$  のイベントがそれぞれ  $^{93,94}\text{Zr}$  である。図 4.4.1 から、 $^{93,94}\text{Zr}$  ビームを以下のように定義した。

- $^{93}\text{Zr}$  :  $2.320 < A/Q < 2.333$  かつ  $39.5 < Z < 40.5$  (Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) 以外)  
:  $2.320 < A/Q < 2.333$  かつ  $39.5 < Z < 40.35$  (Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ))
- $^{94}\text{Zr}$  :  $2.340 < A/Q < 2.361$  かつ  $39.5 < Z < 40.5$

表 4.4.1 に BigRIPS での  $Z$ 、 $A/Q$  の分解能を示す。 $Z$  は  $^{93,94}\text{Zr}$ 、 $A/Q$  は  $^{93}\text{Zr}$  と  $^{95}\text{Nb}$ 、 $^{92}\text{Y}$  と  $^{94}\text{Zr}$  の隣合った核種の分布の分解能を求めた。分解能は、2つの分布をガウス関数でフィットした中心値の差  $\Delta m$  と  $\sigma$  の比  $\Delta m/\sigma$  とした。分解能の評価は Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) と empty ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の二つの実験設定について行った。F7 でのビーム強度はそれぞれ 15 kcps と 1.5 kcps である。ビーム強度が高いほど F7-IC のパイルアップの効果で  $\Delta E$  の分解能が悪化するため、 $Z$  の分解能にも違いが現れる。その他の設定での分解能はビーム強度の同じ empty ( $B\rho_0 = 0\%$ ) と等しい。

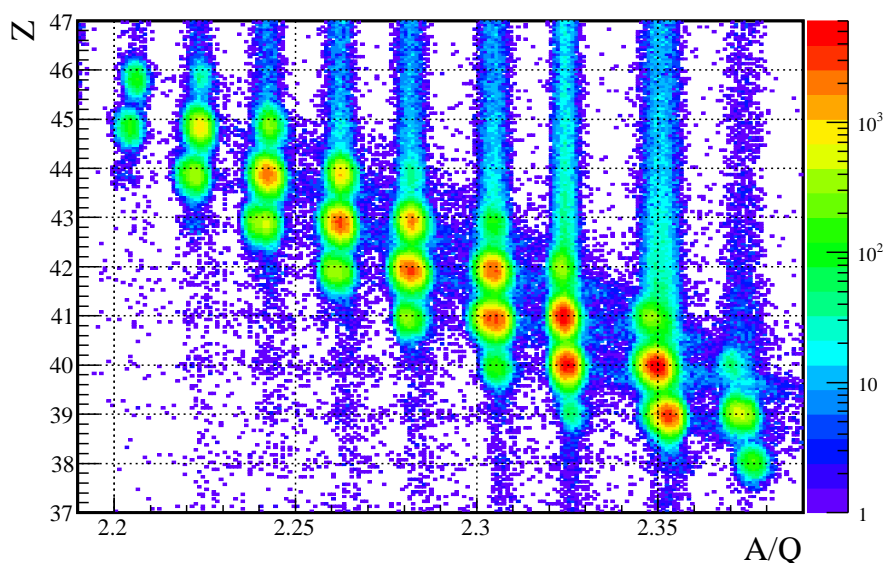


図 4.4.1 BigRIPS の粒子識別図。  $Z = 40$ ,  $A/Q = 2.325, 2.35$  のイベントがそれぞれ  $^{93,94}\text{Zr}$  である。

表 4.4.1 BigRIPS での  $Z$ ,  $A/Q$  の分解能。  $Z$  は  $^{93,94}\text{Zr}$ ,  $A/Q$  は  $^{93}\text{Zr}$  と  $^{95}\text{Nb}$ ,  $^{92}\text{Y}$  と  $^{94}\text{Zr}$  の隣合った分布の分解能を求めた。

標的	ZDS 設定	$\Delta m/\sigma$		
		$Z$ ( $^{93}\text{Zr}$ - $^{94}\text{Zr}$ )	$A/Q$ ( $^{93}\text{Zr}$ - $^{95}\text{Nb}$ )	$A/Q$ ( $^{92}\text{Y}$ - $^{94}\text{Zr}$ )
Pb	0 %	15.1	4.06	3.97
empty	0 %	15.5	5.70	5.89

## 4.5 荷電フラグメントの解析

本節では荷電フラグメントの解析について述べる。解析では、入射ビームと同様に式 (4.4.1), (4.4.2) を用いて  $A/Q$ ,  $Z$  を導出した。ただし、荷電フラグメントの磁気硬度  $B\rho$  は、D8 の中心軌道磁気硬度  $B\rho_0$  及び F9, F11 の  $x$ ,  $a$  を用いてイベントごとに求めた値を使用した。

### 4.5.1 磁気硬度解析

荷電フラグメントの磁気硬度  $B\rho$  は

$$B\rho = B\rho_0(1 + 0.01\delta) \quad (4.5.1)$$

と求められる。ここで、 $\delta$  は粒子の磁気硬度  $B\rho$  の中心軌道磁気硬度  $B\rho_0$  からのずれ  $(B\rho - B\rho_0)/B\rho_0$  (%) であり、1 次の輸送行列を用いて導出した。1 次の輸送行列  $A$  は

$$A \begin{pmatrix} \Delta x_{F9} \\ \Delta a_{F9} \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta x_{F9} \\ \Delta a_{F9} \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta x_{F11} \\ \Delta a_{F11} \\ \delta \end{pmatrix} \quad (4.5.2)$$

- $\Delta x_{F9}$  :  $x_{F9}$  と F9 における中心軌道  $x_{0F9}$  の差 (mm)  
 $\Delta a_{F9}$  :  $a_{F9}$  と F9 における中心軌道  $a_{0F9}$  の差 (mrad)  
 $\Delta x_{F11}$  :  $x_{F11}$  と F11 における中心軌道  $x_{0F11}$  の差 (mm)  
 $\Delta a_{F11}$  :  $a_{F11}$  と F11 における中心軌道  $a_{0F11}$  の差 (mrad)  
 $\delta$  : 中心軌道磁気硬度  $B\rho_0$  からの差  $(B\rho - B\rho_0)/B\rho_0$  (%)

と表される 3 行 3 列の行列である。この式を用いると  $\delta$  は

$$\delta = \frac{1}{M_{13}}(\Delta x_{F11} - M_{11}\Delta x_{F9} - M_{12}\Delta a_{F9}) \quad (4.5.3)$$

$$\delta = \frac{1}{M_{23}}(\Delta a_{F11} - M_{21}\Delta x_{F9} - M_{22}\Delta a_{F9}) \quad (4.5.4)$$

の二通りで計算できる。本解析では、式 (4.5.3) の  $\delta$  のみを使用して荷電フラグメントの磁気硬度  $B\rho$  を導出した。

### 輸送行列の導出

輸送行列は  $^{94}\text{Zr}$  ビームのデータを用いて、実験設定ごとに導出した。

解析では、式 (4.5.3) のみを使用するため、行列要素は  $M_{11}, M_{12}, M_{13}$  のみを求めた。式 (4.5.3) より、 $\Delta a_{F9} \sim 0$  かつ  $\delta \sim 0$  のとき

$$\Delta x_{F11} = M_{11}\Delta x_{F9} \quad (4.5.5)$$

が成り立つ。また、 $\Delta x_{F9} \sim 0$  かつ  $\delta \sim 0$  のとき

$$\Delta x_{F11} = M_{12}\Delta a_{F9} \quad (4.5.6)$$

が成り立つ。図 4.5.1 に Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) のときの  $\Delta x_{F11}$  と  $\Delta x_{F9}$ ,  $\Delta a_{F9}$  の相関を示す。(a)  $\Delta x_{F11}$  と  $\Delta x_{F9}$  の相関図は、" $|\Delta a_{F9}| < 1.0 \text{ mrad} \wedge |\delta| < 0.1\%$ "、(b)  $\Delta x_{F11}$  と  $\Delta a_{F9}$  の相関図は" $|\Delta x_{F9}| < 1.0 \text{ mm} \wedge |\delta| < 0.1\%$ "という条件を課した。ここで、 $\delta$  は  $\text{TOF}_{F8-F11}$  から導出した  $\delta_{\text{TOF}}$  を使用している。この相関を 1 次関数でフィットすることにより、 $M_{11}, M_{12}$  を得た。

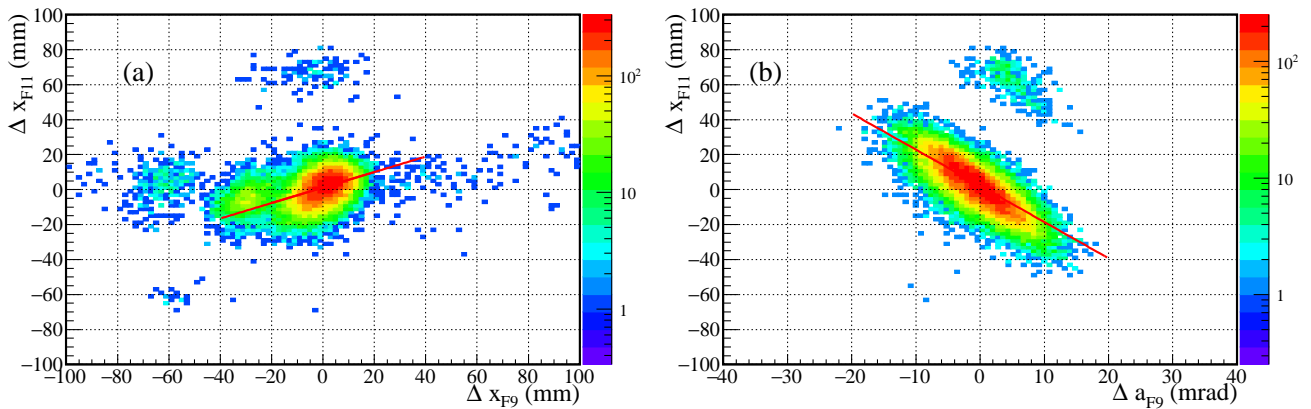


図 4.5.1 (a)  $\Delta x_{F11}$  と  $\Delta x_{F9}$  の相関図は、" $|\Delta a_{F9}| < 1.0 \text{ mrad} \wedge |\delta| < 0.1\%$ "、(b)  $\Delta x_{F11}$  と  $\Delta a_{F9}$  の相関図は" $|\Delta x_{F9}| < 1.0 \text{ mm} \wedge |\delta| < 0.1\%$ "という条件を課した。この相関を 1 次関数でフィットすることにより、 $M_{11}, M_{12}$  を得た。

また、 $M_{13}$  は運動量分散焦点面である F9 の  $\Delta x_{F9}$ ,  $\Delta a_{F9}$  と  $\delta$  の相関から輸送行列の逆行列  $A^{-1}$  を用いて導出した。逆行列  $A^{-1}$  は、

$$A^{-1} \begin{pmatrix} \Delta x_{F11} \\ \Delta a_{F11} \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M'_{11} & M'_{12} & M'_{13} \\ M'_{21} & M'_{22} & M'_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta x_{F11} \\ \Delta a_{F11} \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta x_{F9} \\ \Delta a_{F9} \\ \delta \end{pmatrix} \quad (4.5.7)$$

となり、 $\Delta x_{F11} \sim 0$  かつ  $\Delta a_{F11} \sim 0$  のとき

$$\delta = \frac{1}{M'_{13}} \Delta x_{F9} \quad (4.5.8)$$

$$\delta = \frac{1}{M'_{23}} \Delta a_{F9} \quad (4.5.9)$$

が成り立つ。図 4.5.2 に  $\delta$  と  $\Delta x_{F9}$ ,  $\Delta a_{F9}$  の相関を示す。(a), (b) とも " $|\Delta x_{F11}| < 2.0 \text{ mm} \wedge |\Delta a_{F11}| < 1.0 \text{ mrad}$ " の条件を課した。この相関を 1 次関数でフィットすることにより、 $M'_{13}$ ,  $M'_{23}$  を得た。

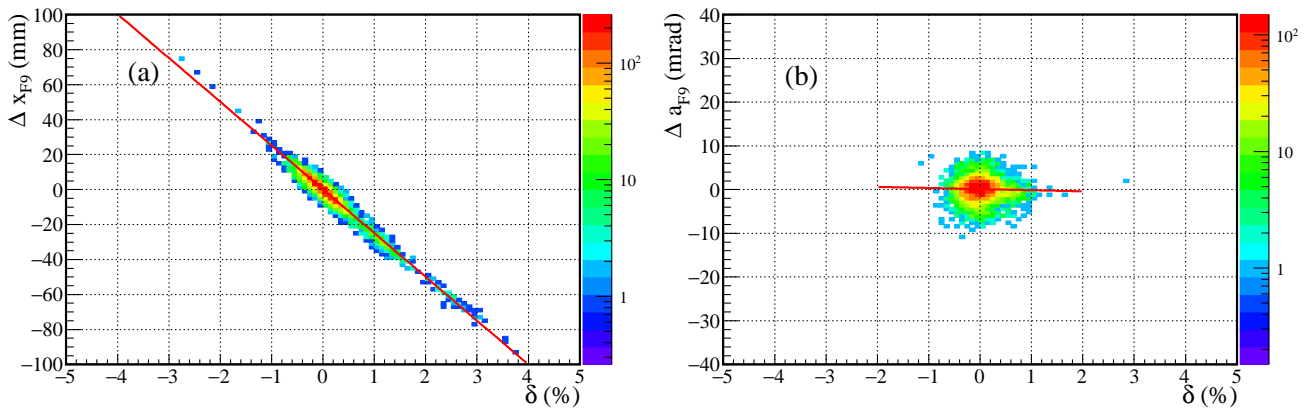


図 4.5.2  $\delta$  と  $\Delta x_{F9}$ ,  $\Delta a_{F9}$  の相関を示す。(a), (b) とも " $|\Delta x_{F11}| < 2.0 \text{ mm} \wedge |\Delta a_{F11}| < 1.0 \text{ mrad}$ " の条件を課した。この相関を 1 次関数でフィットすることにより、 $M'_{13}$ ,  $M'_{23}$  を得た。

$A$ ,  $A^{-1}$  の行列要素は

$$M_{13} = -(M_{11}M'_{13} + M_{12}M'_{23}) \quad (4.5.10)$$

という関係で結ばれることを用いて、 $M_{13}$  を得た。フィッティングで得られた行列要素をもとに荷電フラグメントの  $A/Q$  の分解能が最も高くなるようにそれぞれの値を少しずつ変えながら最終的な行列要素を求めた。標的、ZDS 設定ごとに求めた行列要素の 1 列目を表 4.5.1 に示す。

表 4.5.1 標的、ZDS 設定ごとに求めた行列要素

標的	ZDS 設定	$M_{11}$	$M_{12}$ (mm/mrad)	$M_{13}$ (%/mm)
Pb	0 %	2.627	-3.197	56.11
	-3 %	1.642	-3.197	38.64
C	0 %	1.751	-2.906	41.33
	-3 %	1.751	-2.906	41.33
empty	0 %	1.642	-3.197	38.64
	-3 %	1.642	-3.197	38.64

## 4.5.2 荷電フラグメントの粒子識別

荷電フラグメントの粒子識別では、 $\text{TOF}_{\text{F8-F11}}$  と  $\text{F11IC}$  の  $\Delta E$ 、4.5.1 節の  $\delta$  から求めた  $B\rho$  を式 (4.4.1), (4.4.2) に代入して、 $Z$ 、 $A/Q$  を導出した。図 4.5.3 に  $^{93}\text{Zr}$  ビーム、C 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合の荷電フラグメントの粒子識別図を示す。(a) 横軸を  $A/Q$ 、縦軸を  $Z$  とした粒子識別図であり、最もカウント数が多い  $Z = 40$ 、 $A/Q = 2.325$  の領域が標的で反応しなかった  $^{93}\text{Zr}^{40+}$  ビームである。 $Z = 40$ 、 $A/Q < 2.325$  の領域は Pb 標的との反応で生成された  $^{89,90,91,92}\text{Zr}^{40+}$ 、 $Z = 40$ 、 $A/Q = 2.39$  の領域が  $^{93}\text{Zr}^{39+}$  である。また、 $Z = 41$ 、 $A/Q = 2.32$  の領域が  $^{93}\text{Zr}$  ビームに混ざっていた  $^{95}\text{Nb}$  である。(b) (a) の  $39.4 < Z < 40.6$  部分を  $x$  軸方向に射影した図、(c) (a) を  $y$  軸方向に射影した図である。

(b) を複数のガウス関数でフィットし、 $^{91,92,93}\text{Zr}^{40+}$  と  $^{93}\text{Zr}^{39+}$  のピーク面積を得た。実験設定ごとに  $Z$  分布が異なるため、射影する  $Z$  の領域は  $Z$  分布に合わせて決定した。各実験設定での射影の領域をまとめて表 4.5.2 に示す。 $^{94}\text{Zr}^{40+}$  と  $^{94}\text{Zr}^{39+}$  の間のイベントは  $^{93}\text{Zr}^{39+}$  と  $^{94}\text{Zr}$  のうち F9-F11 間で電荷の変化したイベントである。後者は 4.7 節で述べるように F11 の  $x - a$  分布を用いてカットするが、境界部分のイベントが残っていると考えられる。荷電状態のイベントの割合は後述の計算コード Global の計算結果を用いるため、この部分の粒子数の導出は行っていない。

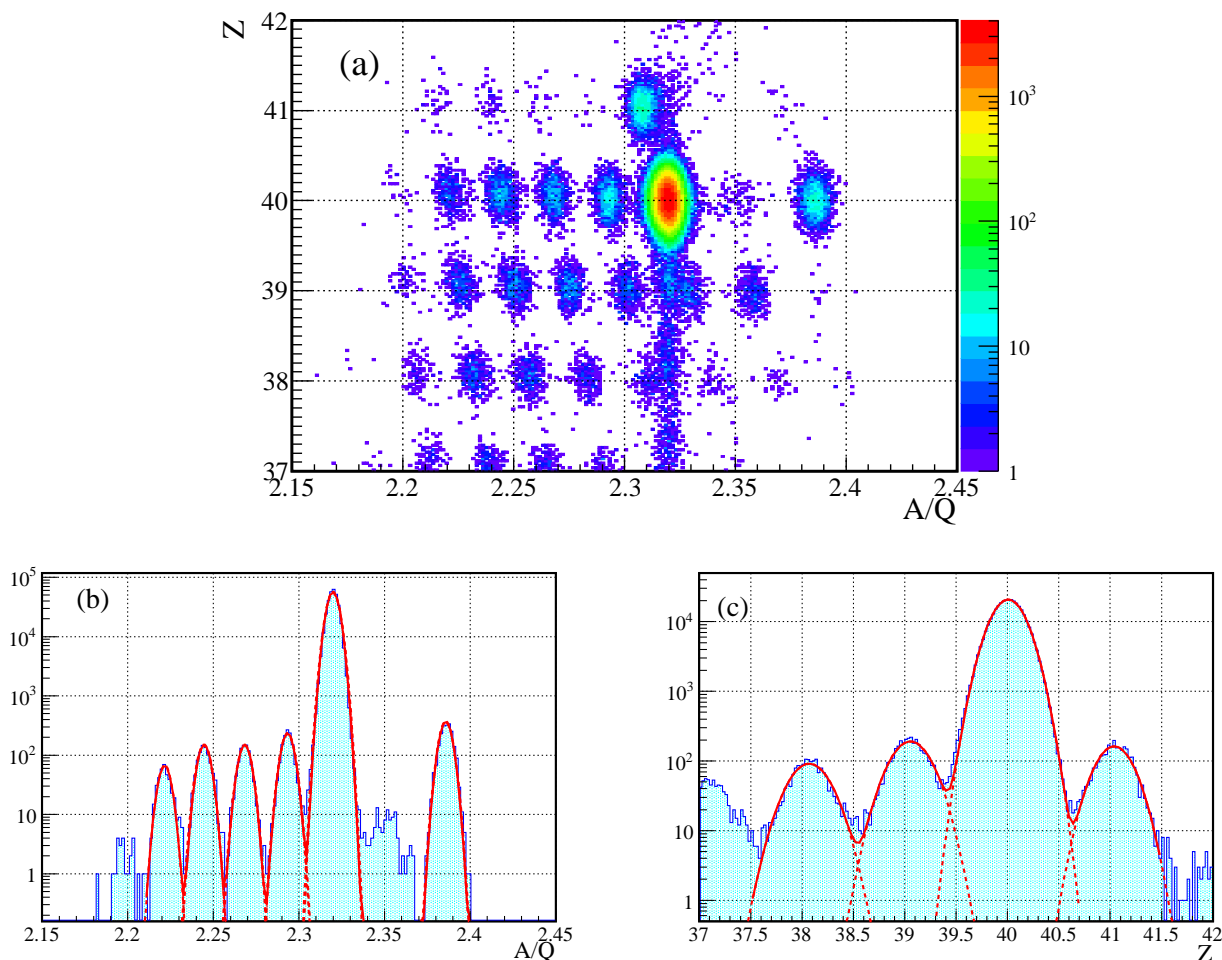


図 4.5.3 C 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合の荷電フラグメントの粒子識別図を示す。(a) 横軸を  $A/Q$ 、縦軸を  $Z$  とした粒子識別図、(b) (a) の  $39.4 < Z < 40.6$  部分を  $x$  軸方向に射影した図、(c) (a) を  $y$  軸方向に射影した図。

表 4.5.2 各実験設定での粒子識別図を  $A/Q$  方向に射影する際の  $Z$  の領域。実験設定ごとに  $Z$  分布が異なるため、射影する  $Z$  の領域は  $Z$  分布に合わせて決定した。

標的	ZDS 設定	射影領域	
		$^{93}\text{Zr}$ ビーム	$^{94}\text{Zr}$ ビーム
Pb	0%	$39.4 < Z < 40.55$	$39.4 < Z < 40.8$
	-3%	$39.3 < Z < 40.6$	$39.3 < Z < 40.7$
C	0%	$39.4 < Z < 40.6$	$39.4 < Z < 40.6$
	-3%	$39.4 < Z < 40.7$	$39.4 < Z < 40.7$
empty	0%	$39.4 < Z < 40.6$	$39.4 < Z < 40.7$
	-3%	$39.4 < Z < 40.6$	$39.4 < Z < 40.6$

さらに、(b), (c) のフィットから  $A, Z$  の分解能 ( $\sigma_A, \sigma_Z$ ) を評価した。(b) は  $^{91,92,93}\text{Zr}^{40+}$ 、 $^{93}\text{Zr}^{39+}$  で全て共通の  $\sigma_A$  を持つようフィット関数を定義し、 $Z = 40$  のイベントの分解能を求めた。また、(c) は  $Z = 39, 40, 41$  の  $\sigma_Z$  のうち最大のものを用いた。 $^{93}\text{Zr}$  ビーム ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の Pb 標的、empty についても同様に分解能を求めた結果を表 4.5.3 に示す。 $\Delta A = 1$ 、 $\Delta Z = 1$  であることから、 $A$  は最も分解能の悪い Pb 標的では  $4.9\sigma_A$ 、最も分解能の良い empty では、 $7.2\sigma_A$  で分離できている。 $Z$  は最も分解能の悪い Pb 標的では  $3.6\sigma_Z$ 、最も分解能の良い empty では、 $5.3\sigma_Z$  で分離できている。 $^{93}\text{Zr}$  ビームは他の核種に比べて分布領域が広く  $^{92}\text{Y}$ 、 $^{95}\text{Nb}$  と重なっているが、断面積導出に必要となる  $^{91,92}\text{Zr}^{40+}$  は他の核種と良く分離できている。また本解析では  $(\gamma, n)$ 、 $(\gamma, 2n)$  反応の断面積のみを導出するが、(c) からは実際には中性子数だけでなく陽子数が減少する反応も起こっていることがわかる。

表 4.5.3 各標的での  $Z = 40$  のイベントの  $A$  の分解能と  $Z$  の分解能

	Pb 標的	C 標的	empty
$\sigma_A$	0.194	0.138	0.141
$\sigma_Z$	0.253	0.178	0.209

次に、図 4.5.4 に Pb 標的での粒子識別図を各実験設定について示す。これらの図は  $Z = 40$  部分を  $x$  軸方向に射影したものである。(a)  $^{93}\text{Zr}$  ビーム ( $B\rho_0 = 0\%$ )、(b)  $^{94}\text{Zr}$  ビーム ( $B\rho_0 = 0\%$ )、(c)  $^{93}\text{Zr}$  ビーム ( $B\rho_0 = -3\%$ )、(d)  $^{94}\text{Zr}$  ビーム ( $B\rho_0 = -3\%$ ) のスペクトルである。 $^{94}\text{Zr}$  ビームの場合、 $A/Q = 2.35$  の領域が標的で反応しなかった  $^{94}\text{Zr}^{40+}$  ビーム、 $A/Q < 2.35$  の領域は標的との反応で生成された  $^{91,92,93}\text{Zr}^{40+}$  である。 $A/Q = 2.41$  の領域が  $^{94}\text{Zr}^{39+}$  である。また、 $B\rho_0 = -3\%$  の測定は、各核種の  $Z, A/Q$  は  $B\rho_0 = 0\%$  の場合と同様であるが、低運動量の粒子を中心に測定する設定であるため、 $A/Q$  の大きい  $^{93,94}\text{Zr}^{39+}$  は検出されず、 $A/Q$  の小さい  $^{88,89,90}\text{Zr}$  が検出された。

## 4.6 $^{93,94}\text{Zr}$ ビームの純度

4.4.2 節では、TOF、 $\Delta E$  からの  $Z, A/Q$  の導出を行った。TOF の分解能が高いため、 $A/Q$  は隣の核種とよく分離出来ている。一方で、 $\Delta E$  は分解能が十分高くないため、 $Z=39, 41$  の核種の混じりが生じる。解析では、ビームとして定義した領域内での  $^{93,94}\text{Zr}$  の純度を評価した。図 4.6.1 に (a) empty ( $B\rho_0 = 0\%$ ) と (b) Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の粒子識別図を示す。この図は、飛行時間  $\text{TOF}_{\text{F3-F7}}$  でゲートすることで  $^{93,94}\text{Zr}$  と  $A/Q$  の近いイベントのみをプロットした。

ビーム強度が高い場合、F7-IC のパイルアップの効果で  $Z$  の分解能が悪化し、 $^{92}\text{Y}$ 、 $^{95}\text{Nb}$  の混ざり込みが増加する。

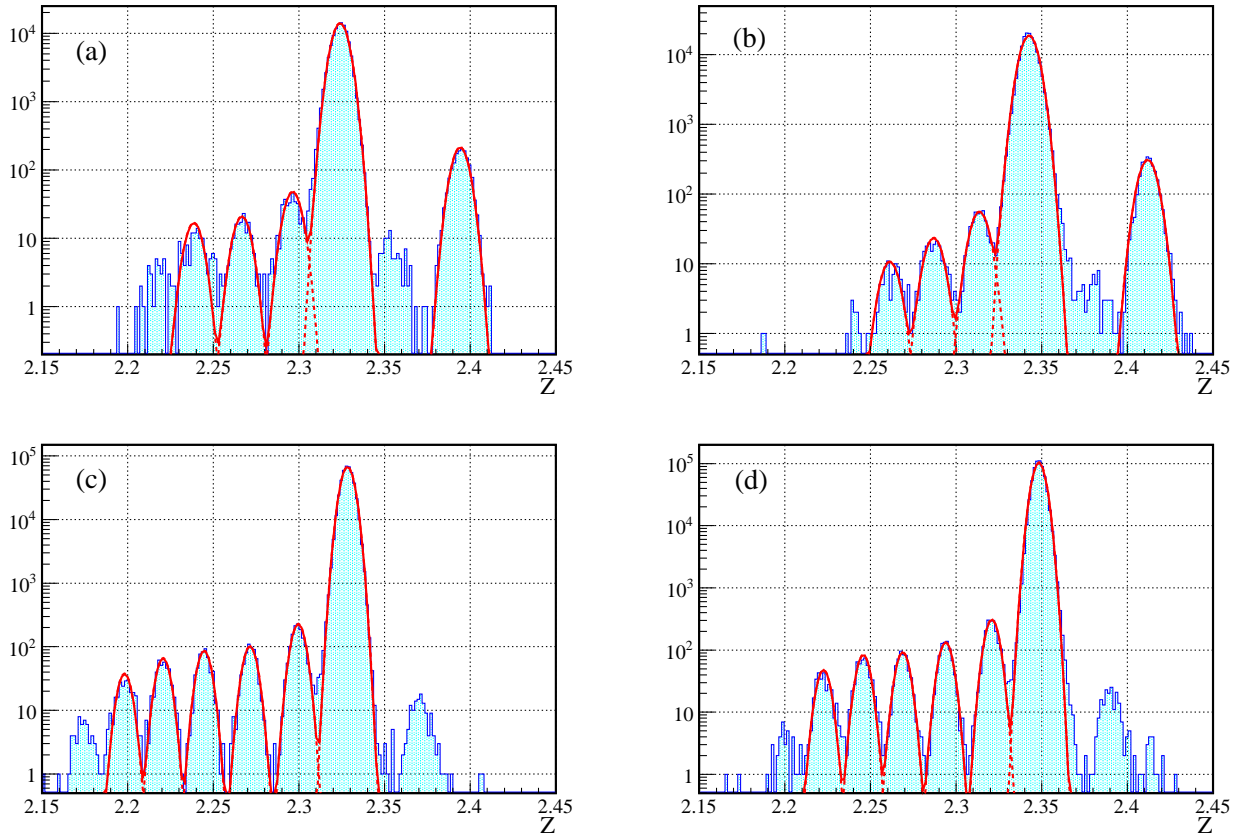


図 4.5.4 Pb 標的での  $^{93,94}\text{Zr}$  ビーム ( $B\rho_0 = 0\%$ ,  $-3\%$ ) の粒子識別図の  $Z = 40$  部分を  $x$  軸方向に射影したスペクトル。(a)  $^{93}\text{Zr}$  ビーム ( $B\rho_0 = 0\%$ )、(b)  $^{94}\text{Zr}$  ビーム ( $B\rho_0 = 0\%$ )、(c)  $^{93}\text{Zr}$  ビーム ( $B\rho_0 = -3\%$ )、(d)  $^{94}\text{Zr}$  ビーム ( $B\rho_0 = -3\%$ ) のスペクトルである。

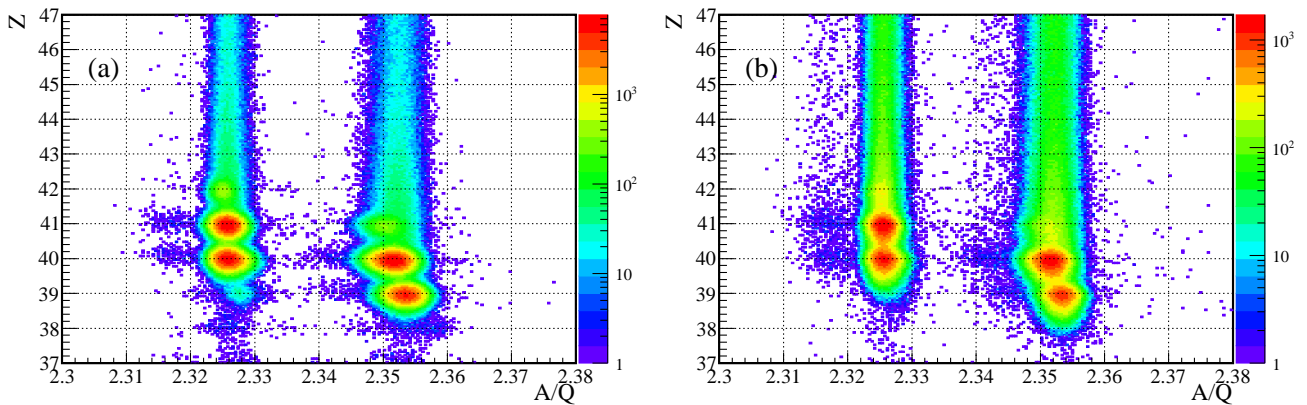


図 4.6.1 (a) empty ( $B\rho_0 = 0\%$ ) と (b) Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の粒子識別図。飛行時間  $\text{TOF}_{\text{F3-F7}}$  でゲートすることで  $^{93,94}\text{Zr}$  と  $A/Q$  の近いイベントのみをプロットした。



(a) empty ( $B\rho_0 = 0\%$ ) では、F7 のビーム強度が 1.5 kcps と高くないため、パイルアップが少なく核種ごとのピークがよく分離されている。一方で、(b) Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合は F7 のビーム強度が 15 kcps と高く、 $^{92}\text{Y}$ 、 $^{95}\text{Nb}$  の分布が  $^{93,94}\text{Zr}$  の分布と重なっている。そのため、 $^{92}\text{Y}$ 、 $^{95}\text{Nb}$  の割合が 1% 以下となる領域にビームを定義した。Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) 以外の実験設定では F7 のビーム強度が 1.5 kcps であるので、ビームを  $39.5 < Z < 40.5$  としたとき  $^{92}\text{Y}$ 、 $^{95}\text{Nb}$  の割合は 0.5% 未満である。

#### 4.6.1 Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) 以外の実験設定でのビームの純度

図 4.6.2 に empty ( $B\rho_0 = 0\%$ ) での (a)  $2.320 < A/Q < 2.333$  部分、(b)  $2.340 < A/Q < 2.361$  部分の  $Z$  分布を示す。(a) は  $Z$  の小さい順に  $^{93}\text{Zr}$ 、 $^{95}\text{Nb}$ 、 $^{97}\text{Mo}$ 、(b) は  $^{92}\text{Y}$ 、 $^{94}\text{Zr}$ 、 $^{95}\text{Nb}$  である。3 つのピークをガウス関数でフィットし、定義したビーム領域に含まれる  $^{93,94}\text{Zr}$  の純度を評価した。ビームの定義領域は、 $^{93}\text{Zr}$  ビームは  $2.320 < A/Q < 2.333$  かつ  $39.5 < Z < 40.5$ 、 $^{94}\text{Zr}$  ビームは  $2.340 < A/Q < 2.361$  かつ  $39.5 < Z < 40.5$  である。F7 のビーム強度が 1.5 kcps の実験設定 (Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) 以外) について同様にビームの純度を求めた結果を表 4.6.1 に示す。

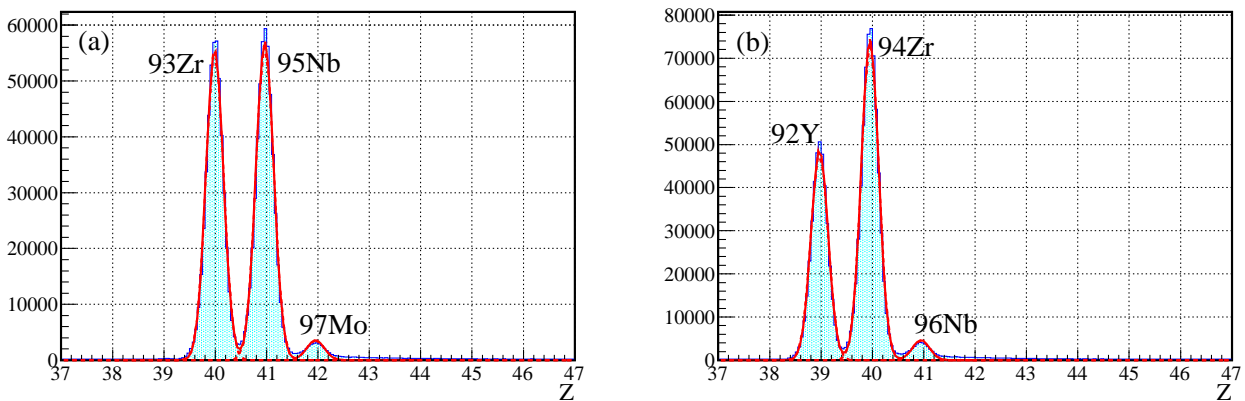


図 4.6.2 empty ( $B\rho_0 = 0\%$ ) での (a)  $2.320 < A/Q < 2.333$  部分、(b)  $2.340 < A/Q < 2.361$  部分の  $Z$  分布。(a) は  $Z$  の小さい順に  $^{93}\text{Zr}$ 、 $^{95}\text{Nb}$ 、 $^{97}\text{Mo}$ 、(b) は  $^{92}\text{Y}$ 、 $^{94}\text{Zr}$ 、 $^{95}\text{Nb}$  である。

表 4.6.1 各設定でのビーム中の  $^{93,94}\text{Zr}$  の純度 (%)

標的	ZDS 設定	$^{93}\text{Zr}$ の純度 (%)	$^{94}\text{Zr}$ の純度 (%)
Pb	-3 %	99.5	99.9
C	0 %	99.7	99.9
	-3 %	99.6	99.9
empty	0 %	99.7	99.9
	-3 %	99.6	99.9

## 4.6.2 Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) でのビームの純度

### BigRIPS の粒子識別図を用いた評価

図 4.6.3 に Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合の (a)  $2.320 < A/Q < 2.333$  部分、(b)  $2.340 < A/Q < 2.361$  部分の  $Z$  分布を示す。この実験設定では、F7 でのビーム強度が 1.5 kcps と高いため、3 つのピークが分離できていない。本解析では、ピークを 3 つのガウス関数とバックグラウンドを合わせた

$$f(Z) = \text{gaussian}_1 + \text{gaussian}_2 + \text{gaussian}_3 + \frac{a}{1 + \exp(-c(Z - b))} \quad (4.6.1)$$

という関数でフィットし、 $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの純度を評価した。得られたビームの純度は  $^{93}\text{Zr}$  が 85.3 %、 $^{94}\text{Zr}$  が 89.0 % であった。

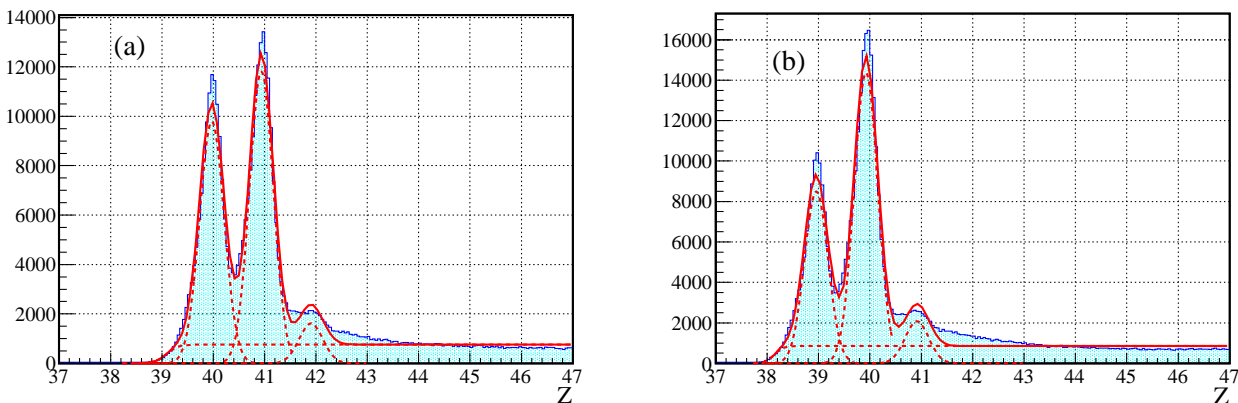


図 4.6.3 Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) での (a)  $2.320 < A/Q < 2.333$  部分、(b)  $2.340 < A/Q < 2.361$  部分の  $Z$  分布。F7 でのビーム強度が 15 kcps と高いため、3 つのピークが分離できていない。

### ZeroDegree Spectrometer の粒子識別図を用いた評価

BigRIPS による純度の見積りを確認するために、ZDS による粒子識別と比較して純度の評価を行った。図 4.6.4 に Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) のときの ZDS での粒子識別図を示す。(a)  $^{93}\text{Zr}$  ビームを選んだときの粒子識別図、 $Z = 40$  のイベント数の多い領域が反応しなかった  $^{93}\text{Zr}$  であり、その左上の  $Z = 41$  の領域が  $^{95}\text{Nb}$  である。(b)  $^{94}\text{Zr}$  ビームを選んだときの粒子識別図、 $Z = 40$  のイベント数の多い領域が反応しなかった  $^{94}\text{Zr}$  であり、その右下の  $Z = 39$  の領域が  $^{92}\text{Y}$  である。ZDS の粒子識別図から得られた  $^{93}\text{Zr}$  と  $^{95}\text{Nb}$  のイベント数、 $^{94}\text{Zr}$  と  $^{92}\text{Y}$  のイベント数から  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの純度を求めた。得られたビームの純度は  $^{93}\text{Zr}$  が 91.4 %、 $^{94}\text{Zr}$  が 90.4 % であった。

表 4.6.2 に BigRIPS, ZDS の粒子識別図から導出されたビーム純度をまとめて示す。 $^{93}\text{Zr}$  ビームの純度は、ZDS で求めた純度は、BigRIPS で求めたものよりも 6.1 % 高い。これは図 4.6.3 のフィッティングで得られたバックグラウンドを全て  $^{93}\text{Zr}$  ビーム以外のイベントとしたためと考えられる。BigRIPS での  $Z$  は F7-IC のパイルアップによりそれぞれの核種の分布は  $Z$  の大きい領域にテールを引いており、これがバックグラウンドを形成している。しかし、 $^{93}\text{Zr}$  は図 4.6.3 (a) の中では最も  $Z$  の小さいピークであるため、 $39.5 < Z < 40.35$  部分のバックグラウンドは、実際には  $^{93}\text{Zr}$  起源のイベントが大部分を占めると考えられる。そのため、バックグラウンドは全て  $^{93}\text{Zr}$  でないとすると、ビーム純度を低く見積もることとなり、BigRIPS と ZDS で求めた純度に大きな差が生まれる原因となる。 $^{94}\text{Zr}$  の場合は、より  $Z$  の小さい  $^{92}\text{Y}$  のテールによってバックグラウンドが形成されるため、BigRIPS と ZDS で求めた純度の差は小さい。このことから、BigRIPS の  $Z$  分布から導出した  $^{93,94}$  ビームの純度は 6 % 程度の不定性を持つと考えられる。

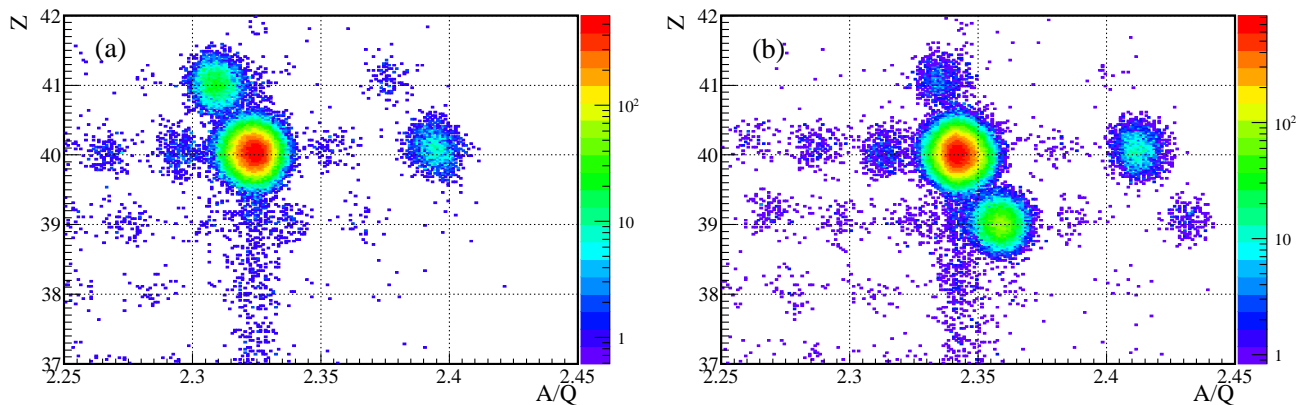


図 4.6.4 Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) のときの ZDS での粒子識別図。(a)  $^{93}\text{Zr}$  ビームのときの粒子識別図、 $Z = 40$  のイベント数の多い領域が  $^{93}\text{Zr}$  であり、その左上の  $Z = 41$  の領域が  $^{95}\text{Nb}$  である。(b)  $^{94}\text{Zr}$  ビームのときの粒子識別図、 $Z = 40$  のイベント数の多い領域が反応しなかった  $^{94}\text{Zr}$  であり、その右下の  $Z = 39$  の領域が  $^{92}\text{Y}$  である。

表 4.6.2 BigRIPS、ZDS での粒子識別図から得られた  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの純度 (%)

	$^{93}\text{Zr}$	$^{94}\text{Zr}$
BigRIPS	85.3	89.0
ZeroDegree Spectrometer	91.4	90.4

## 4.7 F9- F11 間で電荷の変化するイベントの評価

4.3 節で説明した PPAC の解析において、図 4.3.3 の F11PPAC の  $x-a$  分布の三角形 A、B で囲まれたイベントは F9- F11 間で電荷の変化したイベントであると述べた。図 4.3.3 の F11PPAC の  $x-a$  分布の左下の三角形 A の領域は電荷が  $39+$  から  $40+$  に変化したイベント、右上の三角形 B の領域は電荷が  $40+$  から  $39+$  に変化したイベントである。ただし、電荷分布計算コード Global[26] の計算から電荷が  $38+$  以下のイベントは  $0.1\%$  未満とわかっているため、検出された Zr 同位体の電荷は  $39+$  または  $40+$  とした。これらのイベントは F9- F11 間で電荷が変化することで  $B\rho$  も変化する。そのため、最終焦点面 F11 で  $x = 0$  に収束せずに  $|x|$  の大きい位置に分布し、F11 プラスチックシンチレーターの有感領域 ( $|x| < 60\text{ mm}$ ) からはずれてしまう。その結果、 $\text{TOF}_{\text{F8-F11}}$  による粒子識別が出来ないイベントも多いため、これらのイベントを取り除いた上で粒子識別を行った。一方で、電荷の変化したイベントも含めて反応粒子数を導出する必要があるため、F9- F11 間で電荷の変化したイベント数の評価を行った。評価は実験データの解析と Global による計算を行い、二つを比較した。

### 4.7.1 F9-F11 間で電荷の変化したイベントの除去

F9- F11 間で電荷の変化したイベントの除去は、F11 での  $x-a$  分布を用いて実験設定ごと、ビームごとに行った。図 4.7.1 に  $^{94}\text{Zr}$  ビーム、Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合の F11 での  $x-a$  分布を示す。二本の赤線の外側のイベントをカットすることで左下、右上の F9- F11 間で電荷の変化したイベントを除去した。図 4.7.2 にカット前後の粒子識別図を示す。(a) カット前は  $^{94}\text{Zr}^{40+}$  と  $^{94}\text{Zr}^{39+}$  の間に粒子識別のできないイベントが見られるが、(b) F9- F11 間で電荷の変化したイベントをカット後はこのイベントは現れない。他の実験設定についても同様にカット条件を決定した。表 4.7.1 に各設定での F9- F11 間で電荷の変化したイベントのカット条件を示す。

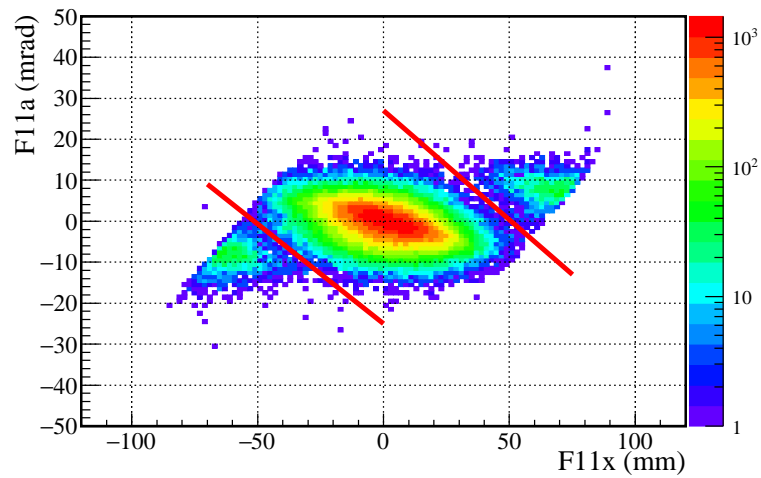


図 4.7.1  $^{94}\text{Zr}$  ビーム、Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合の F11 の  $x-a$  分布。二本の赤線の外側のイベントをカットすることで、F9- F11 間で電荷の変化したイベントを除去した。

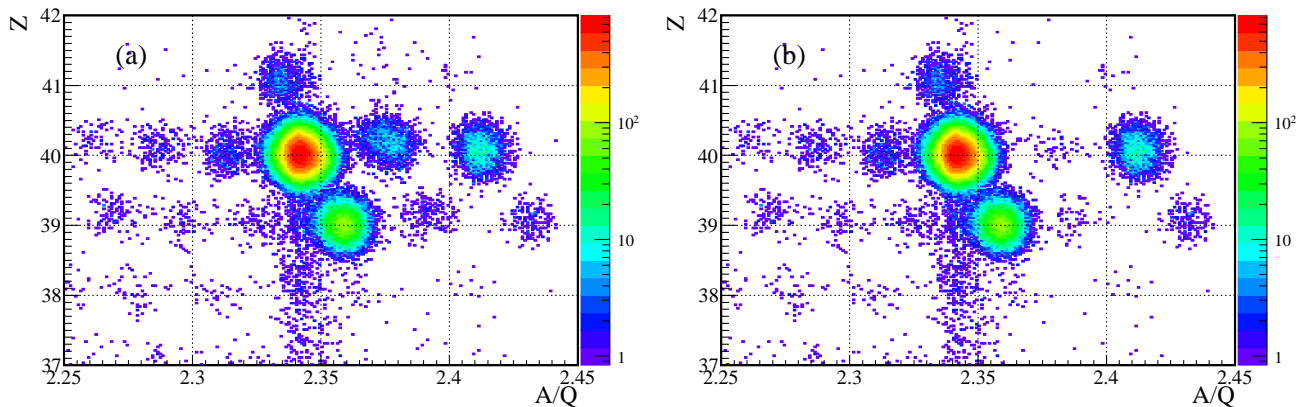


図 4.7.2 F9- F11 間で電荷の変化したイベントをカットする前後の粒子識別図。 $^{94}\text{Zr}$  ビーム、Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合の図である。(a) カット前は  $^{94}\text{Zr}^{40+}$  と  $^{94}\text{Zr}^{39+}$  の間に粒子識別のできないイベントが見られるが、(b) F9- F11 間で電荷の変化したイベントをカット後はこのイベントは現れない。

表 4.7.1 F9-F11 間で電荷の変化したイベントのカット条件。実験設定、ビームごとに決定した。

標的	ZDS 設定	$^{93}\text{Zr}$	$^{94}\text{Zr}$
Pb	0%	$a < -0.4x - 23 \oplus -0.4x + 20 < a$	$a < -0.5x - 26 \oplus -0.5x + 26 < a$
	-3%	$a < -0.3x - 20 \oplus -0.25x + 17 < a$	$a < -0.3x - 20 \oplus -0.25x + 17 < a$
C	0%	$a < -0.5x - 30 \oplus -0.5x + 24 < a$	$a < -0.8x - 38 \oplus -0.75x + 38 < a$
	-3%	$a < -0.4x - 25 \oplus -0.35x + 23 < a$	$a < -0.4x - 22 \oplus -0.35x + 25 < a$
empty	0%	$a < -0.6x - 35 \oplus -0.5x + 26 < a$	$a < -0.6x - 30 \oplus -0.6x + 33 < a$
	-3%	$a < -0.5x - 33 \oplus -0.4x + 25 < a$	$a < -0.5x - 25 \oplus -0.3x + 22 < a$

## 4.7.2 実験データの解析による荷電状態の評価

実験データ解析による評価には、F11PPAC-1 の  $x$  を用いた。F11PPAC-1 は F11 プラスチックシンチレーターの上流に位置し、 $x$  方向の有感領域は  $|x| < 120$  mm であるため、F9- F11 間で電荷の変化したイベントの多くを検出できる。図 4.7.3 に  $^{94}\text{Zr}$  ビーム ( $B\rho_0 = 0$  %) の Pb 標的、C 標的、empty での F11PPAC-1 おける  $x$  分布を示す。左側は電荷が 39+ から 40+ に、右側は 40+ から 39+ に変化したイベントであり、中央は電荷の変化のないイベントである。3 つのピークをガウス関数でフィットし、ピーク面積から割合を求めた。4.7.3 節で述べる Global の計算結果を合せ、表 4.7.3 に結果を示す。

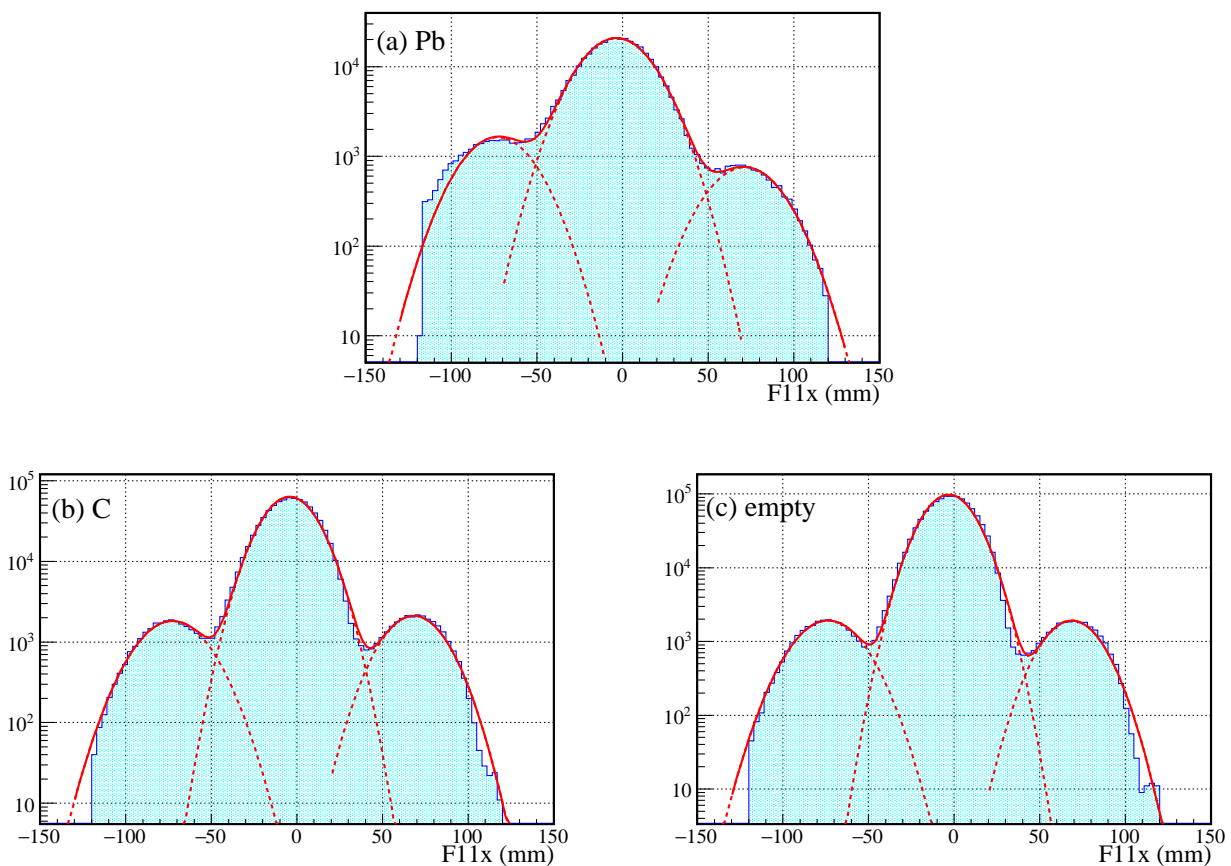


図 4.7.3 (a) Pb 標的、(b) C 標的、(c) empty での F11PPAC-1 おける  $x$  分布。左側は 39+ から 40+ に、右側は 40+ から 39+ に変化したイベント、中央は電荷の変化のないイベントである。3 つのピークをガウス関数でフィットし、ピーク面積から割合を求めた。

## 4.7.3 Global の計算による荷電状態の割合評価

電荷分布計算コード Global を使用し、BigRIPS, ZDS の全ての実験装置を配置した状態で F9, F11 における  $^{93,94}\text{Zr}^{39+}$ ,  $^{93,94}\text{Zr}^{40+}$  の割合を計算した。表 4.7.2 に反応標的直後の  $^{93,94}\text{Zr}^{40+}$ ,  $^{93,94}\text{Zr}^{39+}$  の割合と平衡荷電状態に達する厚さ  $D_{eq}$  を示す。使用した Pb 標的、C 標的は平衡荷電状態に達する厚さ  $D_{eq}$  に対して十分厚いため、F8 の反応標的で平衡状態に達したのちの F8PPAC-3, F9PPAC-1, 2 での電荷の変化を計算した。また、empty の場合は F8PPAC-3 直前で  $^{93,94}\text{Zr}^{40+}$  の割合が 100 % であると仮定した。表 4.7.2 の結果を元に F11PPAC-1 直前での電荷の

割合を計算した結果を実験データ解析の結果と合わせ、表 4.7.3 に示す。C 標的、empty 標的の場合は解析と Global による計算結果が良く一致している。Pb 標的の場合は、解析結果の方が F9- F11 間で電荷の変化したイベントの割合が高いが、これはアクセプタンスの効果などが考えられる。実験データ解析の結果と Global による計算結果は一致していると判断し、分解断面積の導出には Global による計算結果を用いた。

表 4.7.2 平衡荷電状態に達する厚さ  $D_{eq}$  と  $^{93,94}\text{Zr}$  の反応標的直後の 40+,39+ の割合。

ビーム	標的直前のエネルギー	標的	$D_{eq}$ (mg/cm <sup>2</sup> )	40+ の割合 (%)	39+ の割合 (%)
$^{93}\text{Zr}$	209 MeV/u	Pb	3.90	90.7	9.08
		C	41.7	97.7	2.52
		empty	-	100	0
$^{94}\text{Zr}$	203 MeV/u	Pb	3.48	90.0	9.73
		C	41.2	97.6	2.36
		empty	-	100	0

表 4.7.3 F11PPAC 直前での  $^{93,94}\text{Zr}^{40+}$ ,  $^{93,94}\text{Zr}^{39+}$  の割合 (%) を実験データ解析の結果と Global の計算結果の比較を行った。

		解析結果			Global		
ビーム	標的	39+→40+	40+→40+ 39+→39+	40+→39+	39+→40+	40+→40+ 39+→39+	40+→39+
$^{93}\text{Zr}$	Pb	10.4	86.2	3.40	5.61	90.3	4.07
	C	4.27	92.4	3.31	3.50	92.6	3.93
	empty	3.19	94.8	2.02	2.69	94.5	2.74
$^{94}\text{Zr}$	Pb	7.81	88.8	3.36	5.28	90.1	4.63
	C	3.37	93.2	3.45	4.09	92.3	4.05
	empty	2.42	95.5	2.09	2.83	94.5	2.81

## 4.8 ZeroDegree Spectrometer のアクセプタンス

本実験では ZDS は”Large acceptance achromatic mode”を使用した。この設定におけるアクセプタンスの設計値は、角度アクセプタンスは水平方向が 90 mrad、垂直方向が 60 mrad、運動量アクセプタンスは 6 % である。ZDS のアクセプタンスには角度と運動量の二つがある。鉛のような重い標的の場合には、角度分布が大きく角度アクセプタンスの効果が大きくなる。そのため、本節では鉛標的の場合と炭素標的、empty の場合に分けてアクセプタンスを導出する。以下、角度、運動量のアクセプタンスを合わせて ZDS のアクセプタンスとし、その導出方法を述べる。

### 4.8.1 $B\rho_0 = 0\%$ と $B\rho_0 = -3\%$ の核種ごとの F9 の位置分布の比較

ZDS における荷電フラグメントのアクセプタンスは  $B\rho_0 = 0\%$  と  $-3\%$  の場合の F9 での粒子の位置  $x$  を用いて評価した。F9 は運動量分散焦点面であるため、荷電フラグメントは運動量に応じて核種ごとに  $x$  方向に分布する。そのため、F9 での位置  $x$  を用いたアクセプタンスの評価を行うことで、核種ごとにアクセプタンスの効果の補正を行うことができる。

アクセプタンスの評価では、荷電フラグメントの核種ごとに  $B\rho_0 = 0\%$  と  $-3\%$  で検出されたイベント数の比  $R_{03}$  と F9 の  $x$  分布の中心値  $x_{9,mean}$  の相関を求めた。 $R_{03}$  は

$$R_{03} = \frac{\text{核種ごとの検出イベント数 } (B\rho_0 = 0\%)}{\text{核種ごとの検出イベント数 } (B\rho_0 = -3\%)} \quad (4.8.1)$$

のように求めた。F9 の  $x$  分布の中心値  $x_{9,mean}$  は  $B\rho_0 = 0\%$  の場合の  $x$  分布の中心値とした。

図 4.8.1 に  $^{94}\text{Zr}$  ビーム、empty の場合の F9 の  $x$  分布を示す。荷電フラグメントの核種ごとに  $B\rho_0 = 0\%$  と  $-3\%$  の分布を重ねてプロットしたもので、(a)  $^{94}\text{Zr}$ 、(b)  $^{93}\text{Zr}$ 、(c)  $^{92}\text{Zr}$ 、(d)  $^{91}\text{Zr}$ 、(e)  $^{90}\text{Zr}$  の分布である。 $^{94}\text{Zr}$  ビームの数が  $B\rho_0 = 0\%$  と  $-3\%$  で等しくなるようスケールを行った。

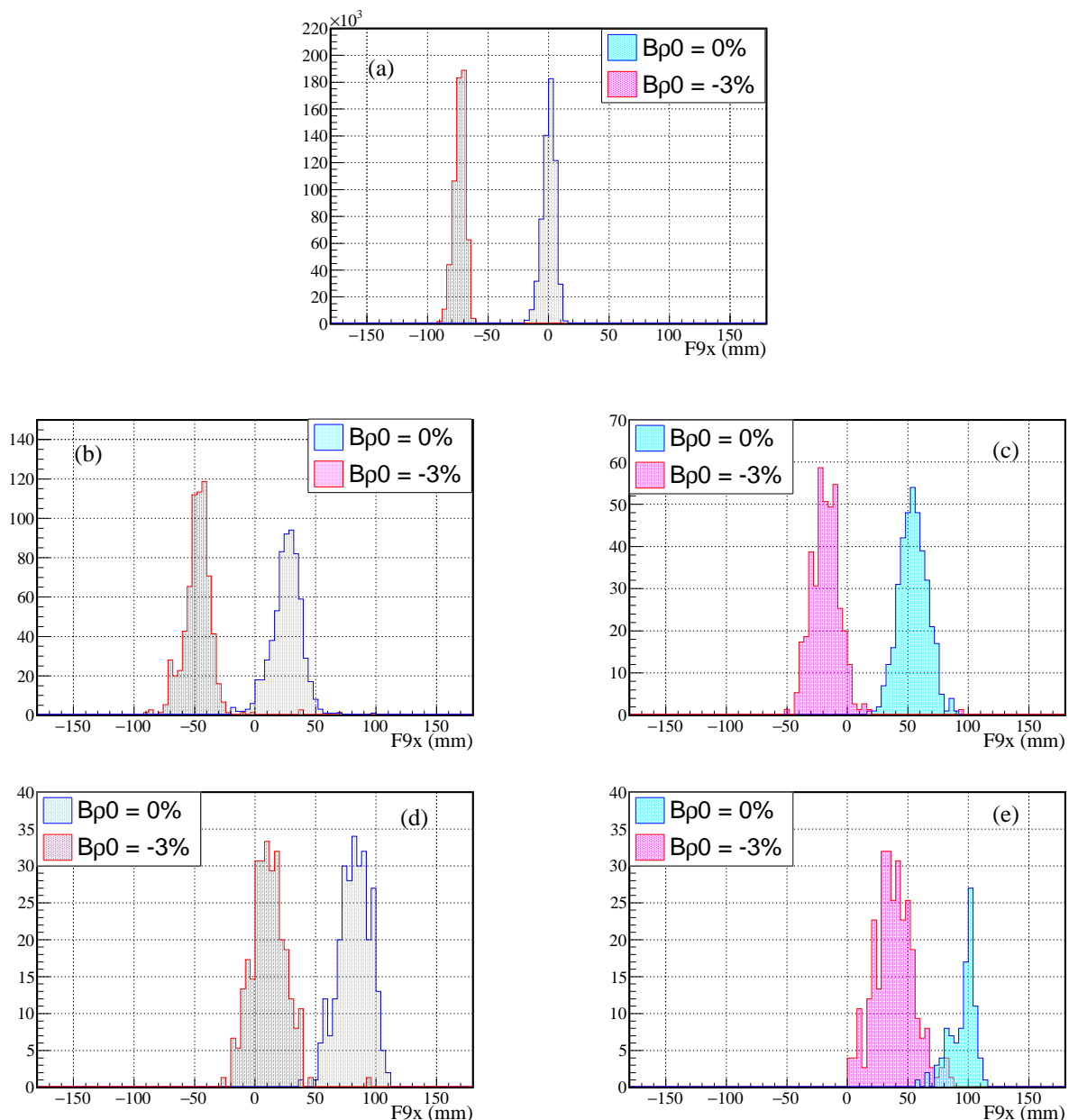


図 4.8.1  $^{94}\text{Zr}$  ビーム、empty の場合の F9 の  $x$  分布。荷電フラグメントの粒子ごとに  $B\rho_0 = 0\%$  と  $-3\%$  の分布を重ねてプロットした。それぞれの図は (a)  $^{94}\text{Zr}$ 、(b)  $^{93}\text{Zr}$ 、(c)  $^{92}\text{Zr}$ 、(d)  $^{91}\text{Zr}$ 、(e)  $^{90}\text{Zr}$  の分布である。 $^{94}\text{Zr}$  ビームの数が  $B\rho_0 = 0\%$  と  $-3\%$  で等しくなるようスケールを行った。

さらに、図 4.8.1 の  $B\rho_0 = -3\%$  の分布を  $x$  方向に 75.0 mm シフトさせ、 $^{94}\text{Zr}$  のピーク位置を  $B\rho_0 = 0\%$  と  $-3\%$  で一致させることで、ピーク形状を比較した。図 4.8.2 に荷電フラグメントの核種ごとに  $B\rho_0 = 0\%$  と  $-3\%$  のときの分布を重ねてプロットした結果を示す。 $^{92,93,94}\text{Zr}$  の場合は、2つの分布の形状に大きな違いは見られない。一方で、 $^{90,91}\text{Zr}$  では、 $x > 100$  mm の領域で  $B\rho_0 = 0\%$  において検出イベント数が急激に減少することが分かる。他の実験設定の場合も同様の結果が得られた。

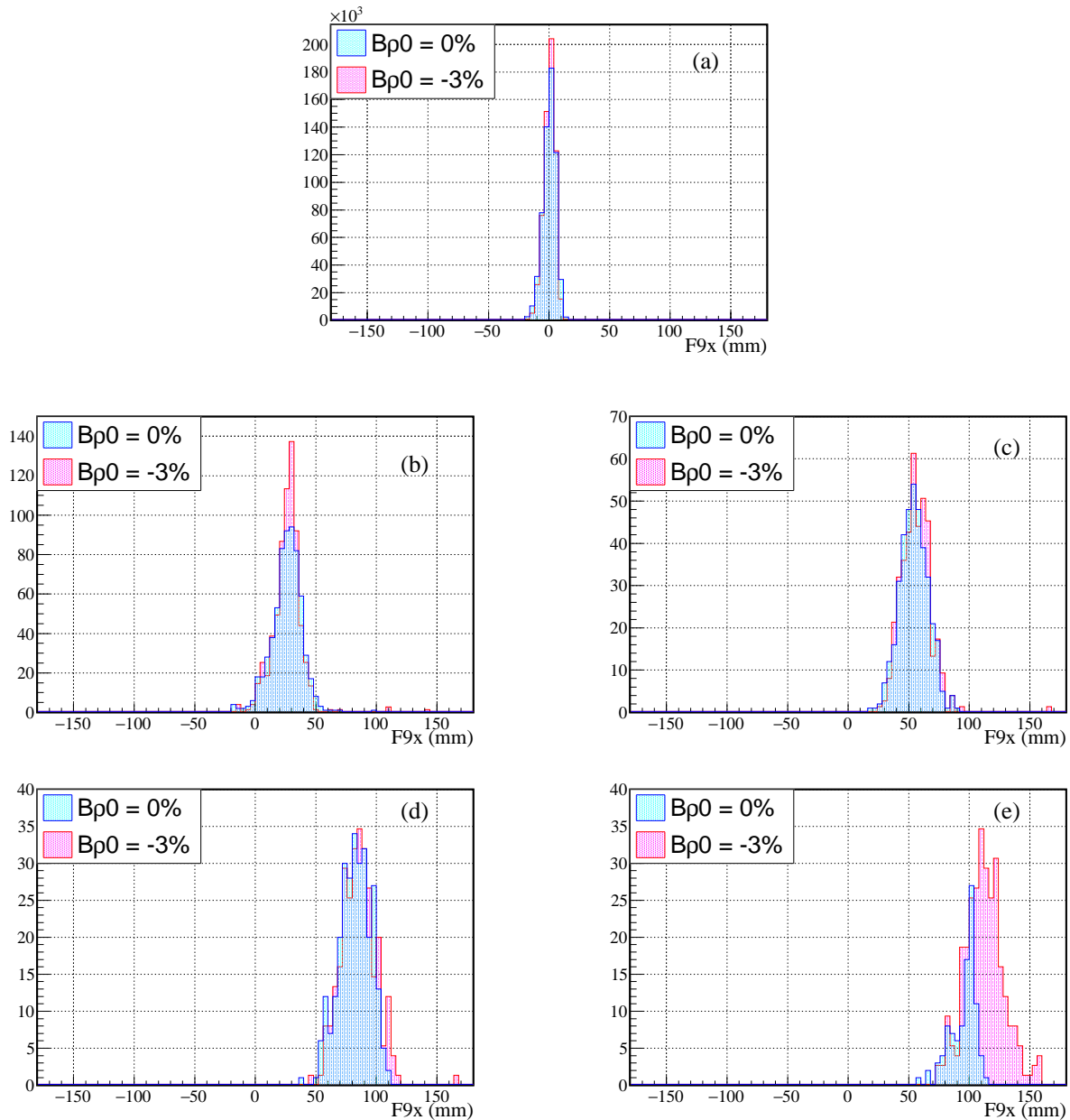


図 4.8.2  $B\rho_0 = -3\%$  の分布を  $x$  方向に 75.0 mm シフトさせたときの F9 の  $x$  分布。 $^{94}\text{Zr}$  ビーム、empty のデータを使用し、荷電フラグメントの粒子ごとに  $B\rho_0 = 0\%$  と  $-3\%$  のときの分布を重ねてプロットした。それぞれの図は (a)  $^{94}\text{Zr}$ , (b)  $^{93}\text{Zr}$ , (c)  $^{92}\text{Zr}$ , (d)  $^{91}\text{Zr}$ , (e)  $^{90}\text{Zr}$  の分布である。



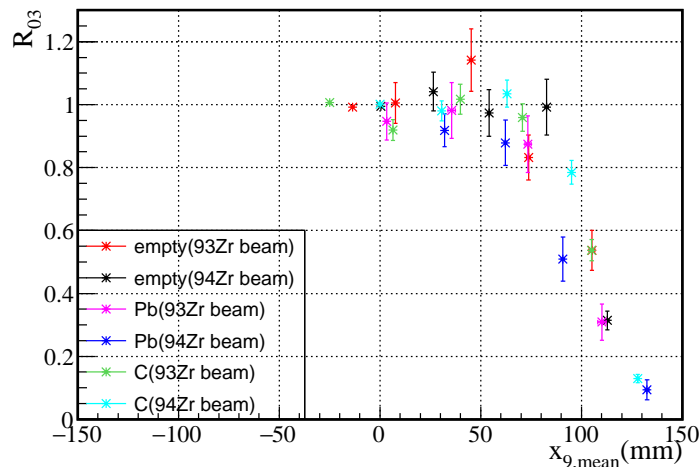


図 4.8.3  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの Pb 標的、C 標的、empty の場合の  $R_{03}$  と  $x_{9,mean}$  の相関。

#### 4.8.2 運動量アクセプタンスの定量的な評価

図 4.8.1, 4.8.2 と式 (4.8.1) から  $R_{03}$  を求め、 $x_{9,mean}$  との相関を調べた。ただし、図 4.8.1, 4.8.2 の  $^{90,91}\text{Zr}$  のようにピークの右側が切れている場合も考慮する必要があるため、図 4.8.2 のシフト後の  $B\rho_0 = -3\%$  の  $x$  分布の中心値を使用した。ここで、 $B\rho_0 = -3\%$  では、アクセプタンスによる検出イベント数の減少はないと仮定した。図 4.8.1 では  $^{94}\text{Zr}$  は  $B\rho_0 = 0\%$  では  $x = 0$  を中心に分布し、 $B\rho_0 = -3\%$  では最も外側に分布する。 $^{94}\text{Zr}$  の場合に  $R_{03} = 0.99$  であることから、 $B\rho_0 = -3\%$  では、より内側に分布する  $^{90,91,92,93}\text{Zr}$  はアクセプタンスによって検出イベント数は減少していないと考えられる。

図 4.8.3 に  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの Pb 標的、C 標的、empty の場合の  $R_{03}$  と  $x_{9,mean}$  の相関を示す。C 標的、empty の場合は、 $x = 0$  周辺では  $R_{03} \sim 1$  であり、 $|x|$  が大きい部分で  $R_{03}$  が減少している。一方、Pb 標的では、 $x = 0$  周辺で  $^{93}\text{Zr}$  ビームの場合  $R_{03} \sim 1.05$ 、 $^{94}\text{Zr}$  ビームの場合  $R_{03} \sim 0.95$  である。これは、Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合のみ BigRIPS での  $^{93,94}\text{Zr}$  と他の核種の分離が完全ではなく、ビームの数の不定性が大きいためである。

まず、角度分布の小さい C 標的、empty の  $R_{03}$  を用いてフィッティングを行い、アクセプタンスを決定した。フィッティング関数には以下のような関数

$$f(x) = C \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}(t) \text{gauss}(x - t) dt \quad (4.8.2)$$

$$\text{rect}(t) = \begin{cases} 1 & (-\Gamma \leq t \leq \Gamma) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (4.8.3)$$

$$\text{gauss}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.8.4)$$

を使用した。図 4.8.4(a) にフィット結果を示す。フィットの結果得られたパラメーターは、

$$C = 1.00, \quad \Gamma = 107 \text{ mm}, \quad \sigma = 36.8 \text{ mm}$$

である。また、Pb 標的の  $R_{03}$  も式 (4.8.2)-(4.8.4) を用いてフィッティングを行った。Pb 標的の場合は C 標的、empty に比べて荷電フラグメントの角度分布が大きいことから、パラメーターは  $\Gamma$  を 107 mm と固定し、 $\sigma$ ,  $C$  をフリーパラメーターとした。ただし、反応しなかった  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームは角度分布の広がりや他の荷電フラグメントに比べて小

さいため、フィッティングには使用していない。図 4.8.4 (b) にフィット結果を示す。パラメーターは、

$$C = 0.95, \quad \sigma = 45.60 \text{ mm} \quad (4.8.5)$$

と得られた。これらのフィット結果から、 $^{93,94}\text{Zr}$  ビームから生成された  $^{91,92,93}\text{Zr}$  は全ての実験設定でアクセプタンスの曲線がほぼ平らな位置に分布し、運動量アクセプタンスの影響は小さいことがわかる。本解析では、図 4.8.4 のフィットで得られた  $\Gamma, \sigma$  を用いて運動量アクセプタンスの補正を行った。

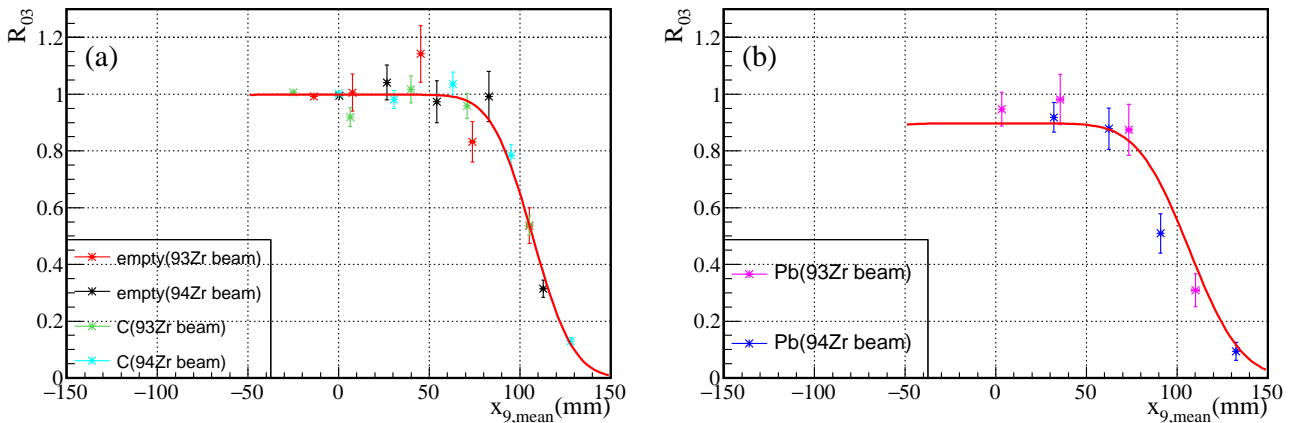


図 4.8.4 (a) C 標的、empty、(b) Pb 標的の  $R_{03}$  と  $x_{9,mean}$  の相関をフィットした結果である。C 標的、empty の場合は  $\Gamma, \sigma, C$  全てをフリーパラメーターとし、Pb 標的の場合は  $\Gamma$  を 107 mm と固定し、 $\sigma, C$  をフリーパラメーターとしてフィッティングを行った。

### 異なるアクセプタンス関数を用いた場合との比較

前節では、アクセプタンス関数を式 (4.8.2)-(4.8.4) を用いた。アクセプタンス関数はこの関数以外にも多くの関数が考えられる。そのため、式 (4.8.2)-(4.8.4) で表したアクセプタンス関数の不定性の評価のために、以下の関数

$$f(x) = \frac{C}{1 + \exp\left(\frac{|x| - \Gamma}{a}\right)} \quad (4.8.6)$$

を用いてアクセプタンスを求め、比較を行った。図 4.8.5 に  $R_{03}$  と  $x_{9,mean}$  の相関を式 (4.8.6) でフィットした結果を示す。前節と同様に Pb 標的は C 標的、empty と分けてフィットした。得られたパラメーターは C 標的、empty では、

$$C = 1.00, \quad \Gamma = 107 \text{ mm}, \quad a = 10.4 \text{ mm} \quad (4.8.7)$$

であり、Pb 標的の場合は、

$$C = 0.90, \quad \Gamma = 107 \text{ mm}, \quad a = 13.4 \text{ mm} \quad (4.8.8)$$

である。

式 (4.8.2)-(4.8.4) 使用した場合のアクセプタンス  $A_{M1}$  と、式 (4.8.6) を使用した場合のアクセプタンス  $A_{M2}$  を表 4.8.1 を反応チャンネルごとに示す。この表から、二種類の関数を使用したアクセプタンス  $A_{M1}, A_{M2}$  は差が最も大きい  $^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$  反応の Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合で、約 1% の違いがあることがわかる。分解断面積導出の際には、 $A_{M1}, A_{M2}$  の平均を運動量アクセプタンス  $A_M$  とし、2 つの違いをアクセプタンス関数の不定性として系統誤差の評価に使用した。

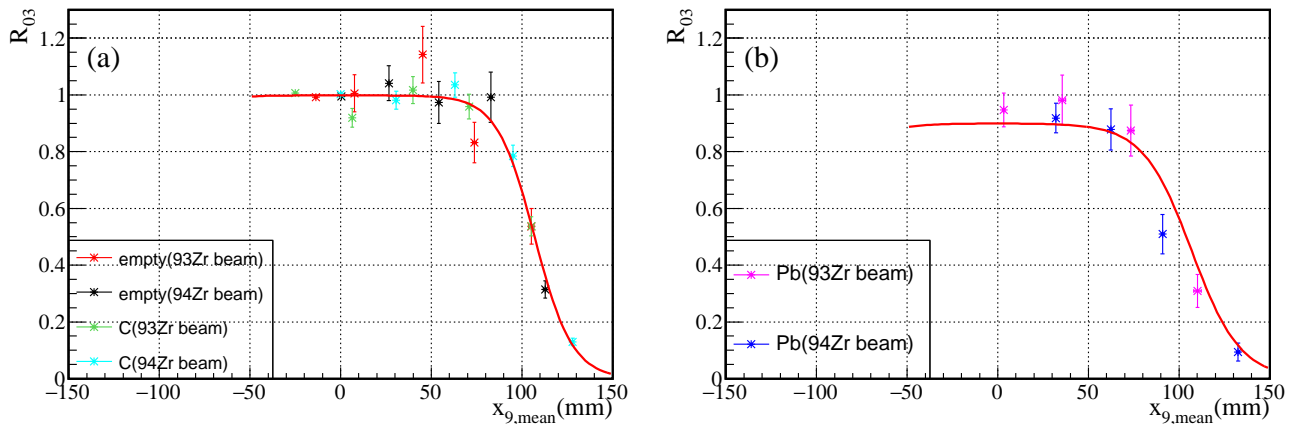


図 4.8.5  $R_{03}$  と  $x_{9,\text{mean}}$  の相関を式 (4.8.6) でフィットした結果。(a) C 標的、empty と (b) Pb 標的は分けてフィットした。

表 4.8.1 二つの異なる関数を使用して求めたアクセプタンス  $A_{M1}$  と  $A_{M2}$  の比較

標的	ZDS 設定	$^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}$		$^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$		$^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$		$^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$	
		$A_{M1}$ (%)	$A_{M2}$ (%)	$A_{M1}$ (%)	$A_{M2}$ (%)	$A_{M1}$ (%)	$A_{M2}$ (%)	$A_{M1}$ (%)	$A_{M2}$ (%)
Pb	0 %	100.0	100.0	99.9	99.6	99.9	99.6	97.5	96.5
	-3 %	94.9	94.2	99.9	99.5	99.7	99.2	100.0	99.9
C	0 %	100.0	100.0	100.0	99.8	100.0	99.9	99.3	98.5
	-3 %	98.7	97.9	100.0	99.9	100.0	99.8	100.0	100.0
empty	0 %	100.0	100.0	100.0	99.7	100.0	100.0	99.8	99.4
	-3 %	99.7	99.0	100.0	100.0	100.0	99.7	100.0	100.0

## 4.9 解析で得られた $^{93,94}\text{Zr}$ ビームの数及び荷電フラグメントの数

### 4.9.1 補正前の粒子数

表 4.9.1 に BigRIPS、ZeroDegree Spectrometer での粒子識別図から求めた  $^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$  反応における  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの数  $N_{b,\text{raw}}$ 、荷電フラグメントの数  $N_{r,\text{raw}}$  を示す。 $N_{b,\text{raw}}$  はビームとして定義した領域に含まれるイベント数であり、ビームの純度は考慮されていない。 $N_{r,\text{raw}}$  も ZDS のアクセプタンスの効果、検出効率を考慮する前の粒子数である。表 4.9.1 には  $N_{b,\text{raw}}$ ,  $N_{r,\text{raw}}$  に加え、ビームの純度、運動量アクセプタンス  $A_M$  及び ZDS の検出効率  $eff_{\text{ZDS}}$  と F9- F11 間で電荷が 40+ から電荷の変化のないイベントの割合  $R_{40+}$  を示す。また、同様に表 4.9.2 に  $^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$  の結果を示す。

ZDS の検出効率は、F8, F11 のプラスチックシンチレーター、F9PPAC, F11PPAC, F11-IC の検出効率から計算した。F8, F11 のプラスチックシンチレーターの検出効率はほぼ 100 % である。また、F9, F11PPAC の検出効率は、全ての実験設定で共通に 99 %, 91 % である。F11-IC の検出効率はビームの種類、実験設定ごとに求めた。

表 4.9.1  $^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$  反応のビームの数と純度、荷電フラグメントの数と ZDS のアクセプ  
タンスと検出効率

反応チャンネル	標的	ZDS 設定	$N_{b,raw}$	純度 (%)	$N_{r,raw}$	$A_M(\%)$	$eff_{ZDS}(\%)$	$R_{40+}(\%)$
$^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}$	Pb	0 %	$1.72 \times 10^5$	85.3	$449 \pm 22$	100.0	88.5	89.8
		-3 %	$7.63 \times 10^5$	99.5	$1381 \pm 37$	94.6	87.8	89.8
	C	0 %	$4.56 \times 10^5$	99.6	$1303 \pm 36$	100.0	89.4	92.2
		-3 %	$6.39 \times 10^5$	99.6	$1849 \pm 43$	98.3	89.7	92.2
	empty	0 %	$5.99 \times 10^5$	99.6	$565 \pm 24$	100.0	90.1	94.2
		-3 %	$4.68 \times 10^5$	99.6	$434 \pm 21$	99.3	90.2	94.2
$^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$	Pb	0 %	$1.72 \times 10^5$	85.3	$189 \pm 14$	99.7	88.5	89.8
		-3 %	$7.63 \times 10^5$	99.5	$618 \pm 25$	99.7	87.8	89.8
	C	0 %	$4.56 \times 10^5$	99.6	$830 \pm 29$	99.9	89.4	92.2
		-3 %	$6.39 \times 10^5$	99.6	$1071 \pm 33$	99.9	89.7	92.2
	empty	0 %	$5.99 \times 10^5$	99.6	$333 \pm 18$	99.9	90.1	94.2
		-3 %	$4.68 \times 10^5$	99.6	$223 \pm 15$	100.0	90.2	94.2

表 4.9.2  $^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$  反応のビームの数と純度、荷電フラグメントの数と ZDS のアクセプ  
タンスと検出効率

反応チャンネル	標的	ZDS 設定	$N_{b,raw}$	純度 (%)	$N_{r,raw}$	$A_M(\%)$	$eff_{ZDS}(\%)$	$R_{40+}(\%)$
$^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$	Pb	0 %	$2.39 \times 10^5$	89.0	$453 \pm 22$	99.8	94.8	89.4
		-3 %	$9.45 \times 10^5$	99.9	$1849 \pm 43$	99.5	91.9	89.4
	C	0 %	$5.60 \times 10^5$	99.9	$1626 \pm 40$	100.0	98.4	91.9
		-3 %	$8.03 \times 10^5$	99.9	$2385 \pm 49$	99.9	96.6	91.9
	empty	0 %	$7.63 \times 10^5$	99.9	$702 \pm 27$	100.0	98.8	94.1
		-3 %	$5.78 \times 10^5$	99.9	$504 \pm 22$	99.8	95.4	94.1
$^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$	Pb	0 %	$2.39 \times 10^5$	89.0	$190 \pm 14$	97.0	83.5	89.4
		-3 %	$9.45 \times 10^5$	99.9	$801 \pm 28$	100.0	97.8	89.4
	C	0 %	$5.60 \times 10^5$	99.9	$1043 \pm 32$	98.9	89.0	91.9
		-3 %	$8.03 \times 10^5$	99.9	$1445 \pm 38$	100.0	99.6	91.9
	empty	0 %	$7.63 \times 10^5$	99.9	$387 \pm 20$	99.6	93.0	94.1
		-3 %	$5.78 \times 10^5$	99.9	$298 \pm 17$	100.0	99.3	94.1

#### 4.9.2 補正後の粒子数

前節の  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの数  $N_{b,raw}$  及び荷電フラグメントの数  $N_{r,raw}$  にビームの純度、アクセプタンス、荷電状態のイベントの割合、検出効率の補正を行い、分解断面積導出に使用する  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの数  $N_{b,corr}$  及び荷電フラグメントの数  $N_{r,corr}$  を求めた。表 4.9.3 に  $^{93}\text{Zr}$  ビームを選んだ場合の  $^{93}\text{Zr}$  ビームの数  $N_{b,corr}$  と荷電フラグメント  $^{92,91}\text{Zr}$  の検出数  $N_{r,corr}$  を示す。 $^{94}\text{Zr}$  ビームの場合も同様に表 4.9.4 に示す。ただし、 $N_{r,corr}$  の誤差は統計誤差である。

表 4.9.3  $^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$  反応の  $^{93}\text{Zr}$  ビームの数  $N_{b,corr}$  と荷電フラグメント  $^{92,91}\text{Zr}$  の検出数  $N_{r,corr}$ 

標的	ZDS 設定	$N_{b,corr}$	$N_{r,corr}$	
			$^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}$	$^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$
Pb	0 %	$1.47 \times 10^5$	$514 \pm 29$	$244 \pm 20$
	-3 %	$7.59 \times 10^5$	$2700 \pm 70$	$1121 \pm 45$
C	0 %	$4.54 \times 10^5$	$1862 \pm 52$	$1193 \pm 41$
	-3 %	$6.37 \times 10^5$	$2931 \pm 67$	$1637 \pm 50$
empty	0 %	$5.97 \times 10^5$	$754 \pm 32$	$445 \pm 24$
	-3 %	$4.46 \times 10^5$	$620 \pm 30$	$313 \pm 21$

表 4.9.4  $^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$  反応の  $^{94}\text{Zr}$  ビームの数  $N_{b,corr}$  と荷電フラグメント  $^{93,92}\text{Zr}$  の検出数  $N_{r,corr}$ 

標的	ZDS 設定	$N_{b,corr}$	$N_{r,corr}$	
			$^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$	$^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$
Pb	0 %	$2.13 \times 10^5$	$641 \pm 31$	$285 \pm 20$
	-3 %	$9.45 \times 10^5$	$2973 \pm 69$	$1278 \pm 45$
C	0 %	$5.60 \times 10^5$	$2192 \pm 54$	$1446 \pm 44$
	-3 %	$8.03 \times 10^5$	$3327 \pm 68$	$2008 \pm 53$
empty	0 %	$7.62 \times 10^5$	$883 \pm 34$	$492 \pm 25$
	-3 %	$5.78 \times 10^5$	$656 \pm 29$	$387 \pm 22$

## 4.10 クーロン分解断面積の導出

第 2 章で示したように、クーロン分解断面積  $\sigma_{\text{Coul}}$  は、Pb 標的による分解断面積  $\sigma_{\text{Pb}}$ 、C 標的による分解断面積  $\sigma_{\text{C}}$  を用いて

$$\sigma_{\text{Coul}} = \sigma_{\text{Pb}} - \Gamma \sigma_{\text{C}} \quad (\text{ただし、}\Gamma = 2.06) \quad (4.10.1)$$

と計算する。ここで、 $\sigma_{\text{Pb}}$ 、 $\sigma_{\text{C}}$  は Pb 標的、C 標的、empty での入射ビームの数  $N_b$ 、荷電フラグメントの数  $N_r$  から、

$$\sigma_{\text{Pb}} = \left\{ \left( \frac{N_r}{N_b} \right)_{\text{Pb}} - \left( \frac{N_r}{N_b} \right)_{\text{empty}} \right\} \times \frac{1}{ndx} \times \frac{1}{\epsilon} \quad (4.10.2)$$

$$\sigma_{\text{C}} = \left\{ \left( \frac{N_r}{N_b} \right)_{\text{C}} - \left( \frac{N_r}{N_b} \right)_{\text{empty}} \right\} \times \frac{1}{ndx} \times \frac{1}{\epsilon} \quad (4.10.3)$$

と求められる。

表 4.10.1 に解析から得られた  $B\rho_0 = 0\%$  と  $-3\%$  での Pb 標的による分解断面積  $\sigma_{\text{Pb}}$ 、C 標的による分解断面積  $\sigma_{\text{C}}$ 、クーロン分解断面積  $\sigma_{\text{Coul}}$  を示す。標的の厚さは、Pb 標的では  $1019.2 \text{ mg/cm}^2$ 、C 標的では  $606.5 \text{ mg/cm}^2$  であり、炭素と鉛の核力分解断面積の比  $\Gamma$  は  $^{93,94}\text{Zr}$  とともに  $\Gamma = 2.06$  とした。ここでの誤差は統計誤差のみを含む。

表 4.10.1 Pb 標的による分解断面積  $\sigma_{\text{Pb}}$ 、C 標的による分解断面積  $\sigma_{\text{C}}$ 、クーロン分解断面積  $\sigma_{\text{Coul}}$ 

反応チャンネル	ZDS 設定	鉛分解断面積 $\sigma_{\text{Pb}}$ (mb)	炭素分解断面積 $\sigma_{\text{C}}$ (mb)	クーロン分解断面積 $\sigma_{\text{Coul}}$ (mb)
$^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}$	0 %	$587 \pm 57$	$78 \pm 4$	$427 \pm 57$
	-3 %	$467 \pm 29$	$83 \pm 3$	$295 \pm 27$
$^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$	0 %	$235 \pm 39$	$52 \pm 3$	$129 \pm 39$
	-3 %	$161 \pm 19$	$49 \pm 2$	$61 \pm 18$
$^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$	0 %	$541 \pm 46$	$80 \pm 3$	$376 \pm 45$
	-3 %	$493 \pm 25$	$84 \pm 3$	$320 \pm 24$
$^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$	0 %	$199 \pm 31$	$56 \pm 3$	$83 \pm 30$
	-3 %	$157 \pm 17$	$51 \pm 2$	$51 \pm 16$

## 4.11 系統誤差の見積り

系統誤差は以下の3点に起因すると仮定した。

1.  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの純度の不定性
2. アクセプタンス関数の不定性
3. 炭素と鉛の核力分解断面積の比  $\Gamma$  の不定性

本解析では、 $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの純度は BigRIPS での  $Z$  分布をガウス関数でフィットして求めた。ビーム強度が十分に低い実験設定の場合は、隣り合ったピークがよく分離できており、ビーム純度の不定性は統計誤差に比べて無視できるほど小さい。一方で、ビーム強度の強い Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合、F7-IC のパイルアップにより  $Z$  の分解能が悪く、 $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの純度の不定性が大きい。本節では、Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) のときのビームの純度を BigRIPS の粒子識別図から求めた場合と、ZDS から求めた場合の断面積の差を  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの純度の不定性による系統誤差  $\Delta_{\text{prt}}$  とした。

また、4.8 節では、ZeroDegree Spectrometer の運動量アクセプタンスを式 (4.8.2)-(4.8.4) と式 (4.8.6) の二種類の関数で表現し比較をした。本解析では、式 (4.8.2)-(4.8.4) を用いてアクセプタンス補正を行った場合と、式 (4.8.6) を用いて補正を行った場合の差をアクセプタンス関数の不定性による系統誤差  $\Delta_{\text{acc}}$  とした。

本解析では、炭素と鉛の核力分解断面積の比  $\Gamma$  は、幾何学的に計算される  $\Gamma_{\text{min}}$ ,  $\Gamma_{\text{max}}$  の平均値を用いた。 $\Gamma$  は  $\Gamma_{\text{min}} - \Gamma_{\text{max}}$  の不定性を持つことから、 $(\Gamma_{\text{min}} + \Gamma_{\text{max}})/2$  を使用した場合と  $\Gamma_{\text{min}}$ ,  $\Gamma_{\text{max}}$  を使用した場合のクーロン分解断面積の差を  $\Gamma$  の不定性による系統誤差  $\Delta_{\Gamma}$  とした。

### 4.11.1 系統誤差のまとめ

表 4.11.1 に 4.9 節で求めた断面積  $\sigma_{\text{Coul,st}}$  (mb) とビーム純度の導出方法とアクセプタンスの関数、核力分解断面積の比  $\Gamma$  を変えた場合のクーロン分解断面積 (mb) を示す。 $\sigma_{\text{Coul,prt}}$  は、ビームの純度を ZDS から導出した場合、 $\sigma_{\text{Coul,acc1}}$ ,  $\sigma_{\text{Coul,acc2}}$  はアクセプタンスに  $A_{M1}$ ,  $A_{M2}$  をそれぞれ用いた場合、 $\sigma_{\text{Coul,\Gammamin}}$ ,  $\sigma_{\text{Coul,\Gammamax}}$  は  $\Gamma$  に  $\Gamma_{\text{min}}$ ,  $\Gamma_{\text{max}}$  を用いた場合のクーロン分解断面積である。

$\sigma_{\text{Coul,prt}}$ ,  $\sigma_{\text{Coul,acc}}$ ,  $\sigma_{\text{Coul,\Gamma}}$  を示す。さらに、表 4.11.2 に表 4.11.1 から求めた各要素による系統誤差  $\Delta_{\text{prt}}$ ,  $\Delta_{\text{acc}}$ ,  $\Delta_{\Gamma}$  を示す。ここで、 $\Delta_{\text{prt}}$ ,  $\Delta_{\text{acc}}$ ,  $\Delta_{\Gamma}$  は  $\sigma_{\text{Coul,prt}}$ ,  $\sigma_{\text{Coul,acc1,2}}$ ,  $\sigma_{\text{Coul,\Gammamin,max}}$  と  $\sigma_{\text{Coul,st}}$  の差である。

表 4.11.1 前節で求めた断面積  $\sigma_{\text{Coul,st}}$  とアクセプタンスの関数、核力分解断面積の比  $\Gamma$  を変えた場合のクーロン分解断面積  $\sigma_{\text{Coul,acc1,2}}$ ,  $\sigma_{\text{Coul},\Gamma\text{min,max}}$  (mb)

反応チャンネル	ZDS 設定	$\sigma_{\text{Coul,st}}$	$\sigma_{\text{Coul,prt}}$	$\sigma_{\text{Coul,acc1}}$	$\sigma_{\text{Coul,acc2}}$	$\sigma_{\text{Coul},\Gamma\text{min}}$	$\sigma_{\text{Coul},\Gamma\text{max}}$
$^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}$	0 %	427	363	432	422	468	386
	-3 %	295	-	294	297	339	252
$^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$	0 %	129	98	129	128	101	156
	-3 %	61	-	59	62	86	35
$^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$	0 %	376	361	376	376	418	334
	-3 %	320	-	313	326	364	275
$^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$	0 %	83	76	82	83	113	53
	-3 %	51	-	51	52	78	24

表 4.11.2 系統誤差  $\Delta_{\text{prt}}$ ,  $\Delta_{\text{acc}}$ ,  $\Delta_{\Gamma}$

反応チャンネル	ZDS 設定	$\Delta_{\text{prt}}$ (mb)	$\Delta_{\text{acc}}$ (mb)	$\Delta_{\Gamma}$ (mb)
$^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}$	0 %	-64	$\pm 5$	$\pm 41$
	-3 %	-	$\pm 1$	$\pm 44$
$^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$	0 %	-30	$\pm 1$	$\pm 27$
	-3 %	-	$\pm 2$	$\pm 26$
$^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$	0 %	-15	$\pm 0$	$\pm 42$
	-3 %	-	$\pm 6$	$\pm 44$
$^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$	0 %	-7	$\pm 1$	$\pm 30$
	-3 %	-	$\pm 1$	$\pm 27$

表 4.11.1, 4.11.2 から、 $^{93}\text{Zr}(B\rho_0 = 0 \%)$  の場合、系統誤差  $\Delta_{\text{prt}}$  は、他の要因による系統誤差や統計誤差に比べて大きいことがわかる。これは、Pb 標的の測定での  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームの純度が 5-6 % の大きな不定性を持つことによる。このことから、最終的なクーロン分解断面積の導出には、 $B\rho_0 = -3 \%$  の結果のみを使用した。





## 第 5 章

# 結果と議論

### 5.1 結果

第 4 章の解析結果から Pb 標的による分解断面積  $\sigma_{\text{Pb}}$ 、C 標的による分解断面積  $\sigma_{\text{C}}$ 、クーロン分解断面積  $\sigma_{\text{Coul}}$  を求めた。Pb 標的 ( $B\rho_0 = 0\%$ ) の場合の  $^{93,94}\text{Zr}$  ビーム数の不定性が大きいことから、 $B\rho_0 = -3\%$  の結果のみを使用した。結果を表 5.1.1 と図 5.1.1 に示す。図 5.1.1 では、横軸を反応チャンネル、縦軸を断面積として、 $\sigma_{\text{Pb}}$ 、 $\sigma_{\text{C}}$ 、 $\sigma_{\text{Coul}}$  をそれぞれプロットした。表 5.1.1 に示した誤差は、誤差は 1 つ目の値が統計誤差、2 つめの値が系統誤差である。

表 5.1.1  $B\rho = 0\%$  と  $-3\%$  の結果を合わせて Pb 標的による分解断面積  $\sigma_{\text{Pb}}$ 、C 標的による分解断面積  $\sigma_{\text{C}}$ 、クーロン分解断面積  $\sigma_{\text{Coul}}$  を求めた。

反応チャンネル	鉛分解断面積 $\sigma_{\text{Pb}}$ (mb)	炭素分解断面積 $\sigma_{\text{C}}$ (mb)	クーロン分解断面積 $\sigma_{\text{Coul}}$ (mb)
$^{93}\text{Zr}(\gamma, n)^{92}\text{Zr}$	$467 \pm 29 \pm 1$	$83 \pm 3 \pm 0$	$295 \pm 27 \pm 45$
$^{93}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{91}\text{Zr}$	$161 \pm 19 \pm 1$	$49 \pm 2 \pm 0$	$61 \pm 18 \pm 27$
$^{94}\text{Zr}(\gamma, n)^{93}\text{Zr}$	$493 \pm 25 \pm 6$	$84 \pm 3 \pm 0$	$320 \pm 24 \pm 51$
$^{94}\text{Zr}(\gamma, 2n)^{92}\text{Zr}$	$157 \pm 17 \pm 0$	$51 \pm 2 \pm 0$	$51 \pm 16 \pm 28$

### 5.2 議論

本実験で得られたクーロン分解断面積及び光吸収断面積に関する議論を行う。B. L. Berman らによる実験 [5, 6] において、 $^{94}\text{Zr}$  の GDR (Giant Dipole Resonance) は共鳴エネルギー  $E_x = 16.2$  MeV、半値幅  $\Gamma = 5.2$  MeV と測定されている。これは、 $(\gamma, n)$ 、 $(\gamma, 2n)$ 、 $(\gamma, 3n)$ 、 $(\gamma, pn)$  の反応チャンネルを合わせたスペクトルの値である。ただし、GDR 領域ではクーロン障壁の効果により  $(\gamma, pn)$  の寄与は無視できるほど小さいと考えられる。この実験では、 $(\gamma, n)$ 、 $(\gamma, 2n)$  反応のそれぞれの光子吸収断面積  $\sigma_{\gamma}(1n)$ 、 $\sigma_{\gamma}(2n)$  も励起エネルギーの関数として得られている。第 1 章に示した  $^{94}\text{Zr}$  の GDR のスペクトルを図 5.2.1 に再度示す。(a) の実線はデータ点をローレンツ関数でフィットした結果であり、(b) の点線は測定された中性子数の不定性による系統誤差である。ここで示した  $^{94}\text{Zr}$  の中性子分離エネルギーは  $S_{1n} = 8.2$  MeV、 $S_{2n} = 15.0$  MeV、 $S_{3n} = 25.6$  MeV である。

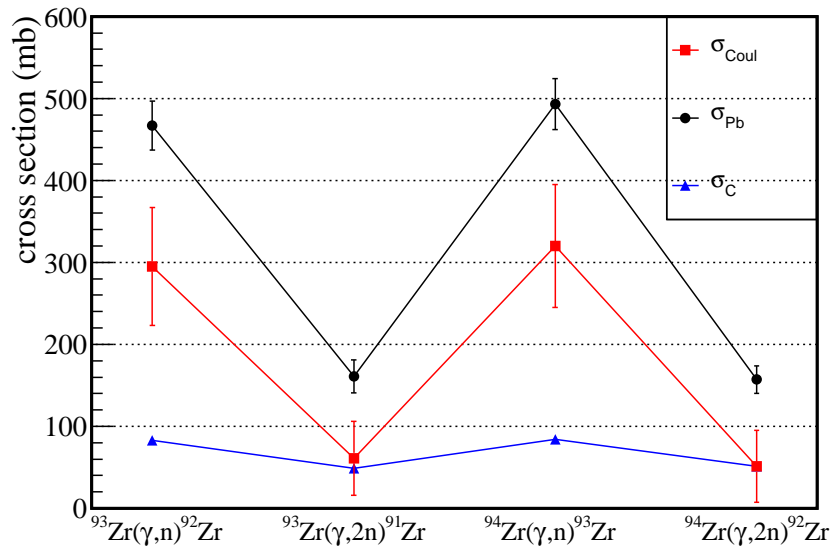


図 5.1.1 本研究で得られた鉛標的による断面積  $\sigma_{\text{Pb}}$ 、炭素標的による断面積  $\sigma_{\text{C}}$ 、クーロン分解断面積  $\sigma_{\text{Coul}}$ 。表 5.1.1 の結果を横軸を反応チャンネル、縦軸を分解断面積 (mb) としてプロットした。

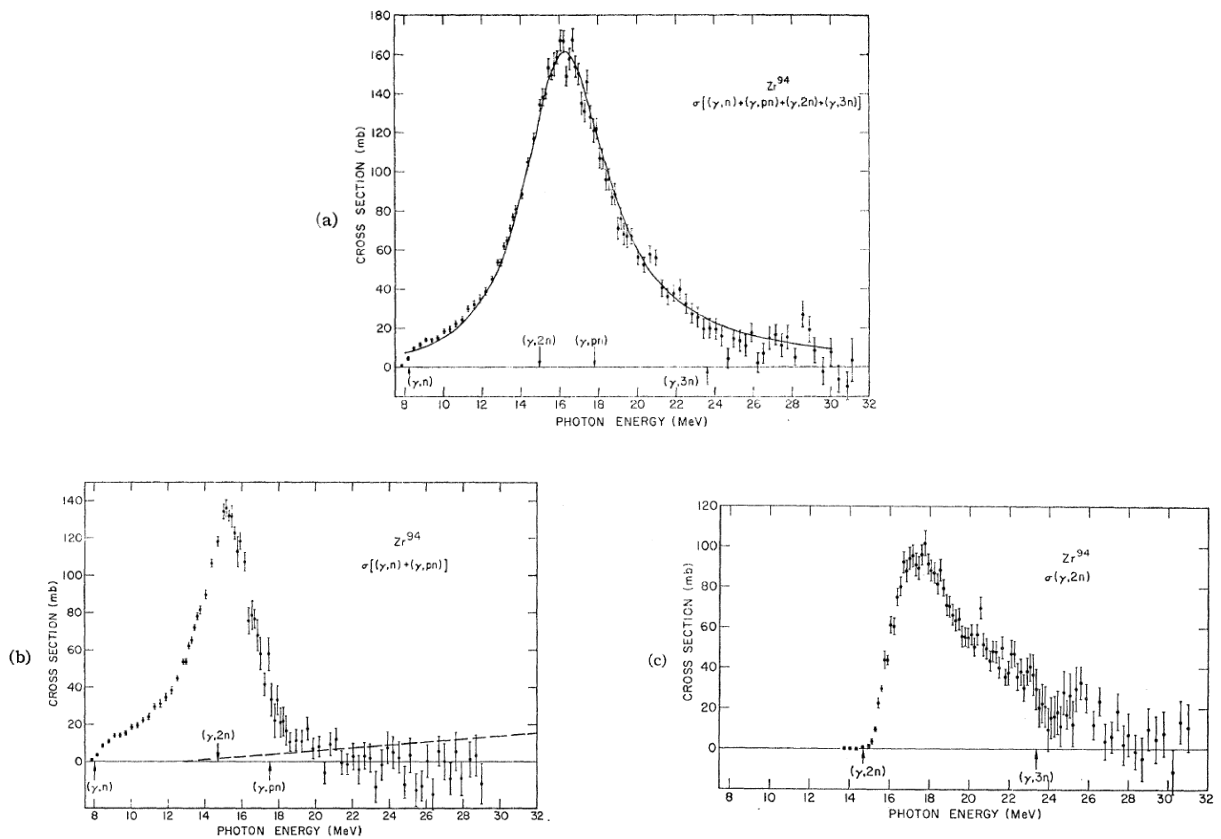


図 5.2.1 B. L. Berman らによる実験 [5] において観測された  $^{94}\text{Zr}$  の GDR のスペクトル。(a)  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  を合せた断面積、(b)  $(\gamma, n) + (\gamma, pn)$ 、(c)  $(\gamma, 2n)$  の断面積を示す。

先行研究で得られた  $\sigma_\gamma(1n)$ ,  $\sigma_\gamma(2n)$  からクーロン分解断面積  $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$ ,  $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  を以下の式

$$\sigma_{\text{Coul}} = \int_{S_{1n}}^{\infty} \frac{N_{E1}(E_x)}{E_x} \sigma_\gamma^{E1}(E_x) dE_x \quad (5.2.1)$$

を用いて計算した。積分範囲は  $E_x = 8.0 - 30.0$  MeV とした。  $N_{E1}$  は、E1 遷移の仮想光子数である。核子あたり 200 MeV の  $^{94}\text{Zr}$  を Pb 標的に入射させたときの E1 遷移、E2 遷移の仮想光子数を合わせて図 5.2.2 に示す。ここで、半径パラメーターは  $r_0 = 1.5$  fm とした。

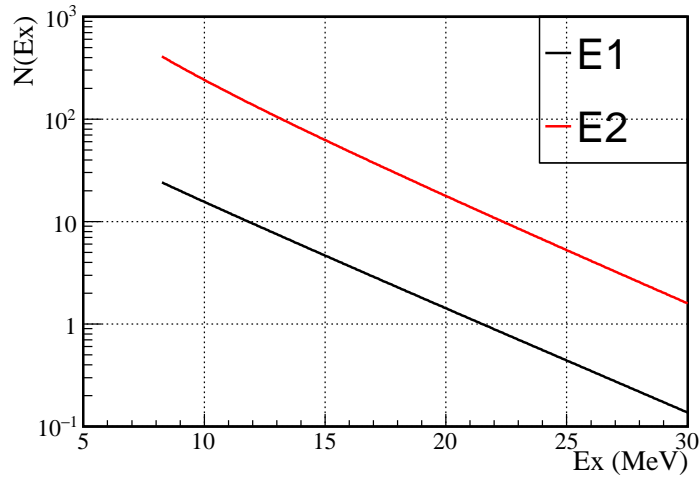


図 5.2.2 E1 遷移、E2 遷移での仮想光子数。核子あたり 200 MeV の  $^{94}\text{Zr}$  を Pb 標的に入射させた。

先行研究の光吸収断面積から計算したクーロン分解断面積と本研究で得られたクーロン分解断面積を以下に示す。

$$\sigma_{\text{Coul}}(1n) = \begin{cases} 227 \pm 14 \text{ mb (先行研究)} \\ 320 \pm 24 \pm 51 \text{ mb (本実験値)} \end{cases} \quad (5.2.2)$$

$$\sigma_{\text{Coul}}(2n) = \begin{cases} 58 \pm 5 \text{ mb (先行研究)} \\ 51 \pm 16 \pm 28 \text{ mb (本実験値)} \end{cases} \quad (5.2.3)$$

式 (5.2.2), (5.2.3) から  $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$ ,  $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  の和は以下ようになった。

$$\sigma_{\text{Coul}}(1n) + \sigma_{\text{Coul}}(2n) = \begin{cases} 285 \pm 19 \text{ mb (先行研究)} \\ 371 \pm 40 \pm 78 \text{ mb (本実験値)} \end{cases} \quad (5.2.4)$$

式 (5.2.2)-(5.2.4) から本実験で得られたクーロン分解反応の中心値は先行研究に比べて大きな値を持つことが分かる。特に、 $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  は実験値と先行研究がよく一致している一方で、 $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$  は本実験で得られた値は先行研究と誤差の範囲では一致しているが中心値を比べると 93 mb 大きい。これは、 $^{94}\text{Zr}$  の共鳴構造が GDR だけでは説明できず、GDR より低エネルギー領域に別の構造を持つことを示唆する。GDR より低エネルギー領域に存在する構造の候補として、ピグミー共鳴 (PDR) や巨大四重極共鳴 (GQR) が考えらえる。

### 5.2.1 ピグミー共鳴 (PDR) の影響

まず、PDR が存在した場合のクーロン分解断面積への影響を考える。PDR が共鳴エネルギー  $E_m=9.2$  MeV,  $\Gamma=1.0$  MeV の場合を仮定し [18]、光吸収断面積の強度は E1 遷移の TRK 和則の 1% を占めると仮定したときの計算を

行った。PDR の共鳴エネルギー  $E_x$  は、 $S_{1n} < E_x < S_{2n}$  であるため、 $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$  への影響を考える。図 5.2.3 に Berman らによる先行研究 [5, 6] で得られた  $\sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn)]$  と計算した PDR のスペクトルを示す。(a) 光吸収断面積 (mb), (b) 微分クーロン分解断面積 (mb/MeV) であり、それぞれのプロットは (黒)GDR のみ、(青)PDR のみ、(赤)GDR と PDR を足し合わせたスペクトルである。(a) の光吸収断面積では PDR の効果は非常に小さいが、(b) の微分クーロン分解断面積では  $E_x=8-11$  MeV の領域で PDR の効果が現れる。

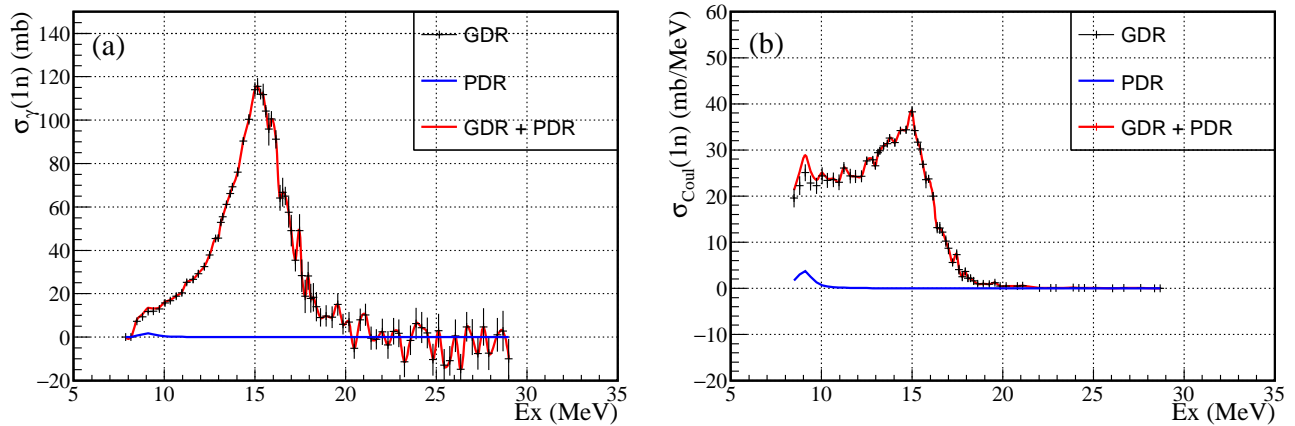


図 5.2.3 先行研究で得られた GDR と PDR のスペクトル。(a) 光吸収断面積 (mb), (b) 微分クーロン分解断面積 (mb/MeV) であり、それぞれのプロットは (黒)GDR のみ、(青)PDR のみ、(赤)GDR と PDR を足し合わせたスペクトルである。

GDR と PDR を足し合わせたスペクトルからクーロン分解断面積を計算した結果は、

$$\sigma_{\text{Coul}}(1n) = 232 \pm 14 \text{ mb} \quad (5.2.5)$$

と得られた。この計算で用いた  $E_x$ ,  $\Gamma$  を仮定する場合、PDR が TRK 和則に占める割合が 1% 増加するごとにクーロン分解断面積  $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$  は 4.4 mb 増加する。このことから、本研究と先行研究で得られた  $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$  の差 92 mb を PDR によって説明するためには、 $^{94}\text{Zr}$  の PDR は TRK 和則の 21% を占める必要がある。これほど大きな PDR が存在した場合、光吸収断面積のスペクトルにピーク位置での高さが 37 mb 程度のピークが現れることとなる。先行研究のスペクトルにはこれほど大きなピークは存在しないことから、余剰分を説明するためには PDR 以外の共鳴の存在を考慮する必要がある。

## 5.2.2 巨大四重極共鳴 (GQR) の影響

次に巨大四重極共鳴 (GQR) の影響について考察する。GQR には陽子と中性子が同位相で振動するアイソ・スカラー (IS) 型と逆位相で振動するアイソ・ベクター (IV) 型が存在する。ISGQR の共鳴エネルギーと幅は質量数  $A$  の関数として、

$$E_m^{IS} = 64 \cdot A^{-1/3} \sim 14 \text{ MeV} \quad (5.2.6)$$

$$\Gamma^{IS} = 16 \cdot A^{-1/3} \sim 3.5 \text{ MeV} \quad (5.2.7)$$

と計算される [15]。IVGQR の共鳴エネルギーは ISGQR に比べて高くクーロン分解断面積への影響が小さいため、考慮せずに議論を進める。ここでは、ISGQR がエネルギー重荷和則の 100% を占めるとした場合の ISGQR の光吸収断面積を計算した。

ISGQR の共鳴エネルギー  $E_m$  は二中性子分離エネルギーに近く、 $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$ ,  $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  両方への寄与が考えられるため、 $\sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn)]$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  のスペクトルと計算で求めた ISGQR のスペクトルの比較を行った。図 5.2.4 に

先行研究で得られた  $\sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn)]$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  と計算から得た ISGQR のスペクトルを示す。(a), (b) は光吸収断面積のスペクトルであり、(a) GDR の  $\sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn)]$  と ISGQR を合わせたもの、(b) GDR の  $\sigma(\gamma, 2n)$  と ISGQR を合わせたものである。また、(c), (d) は微分クーロン分解断面積で、それぞれ (a), (b) から求めた。

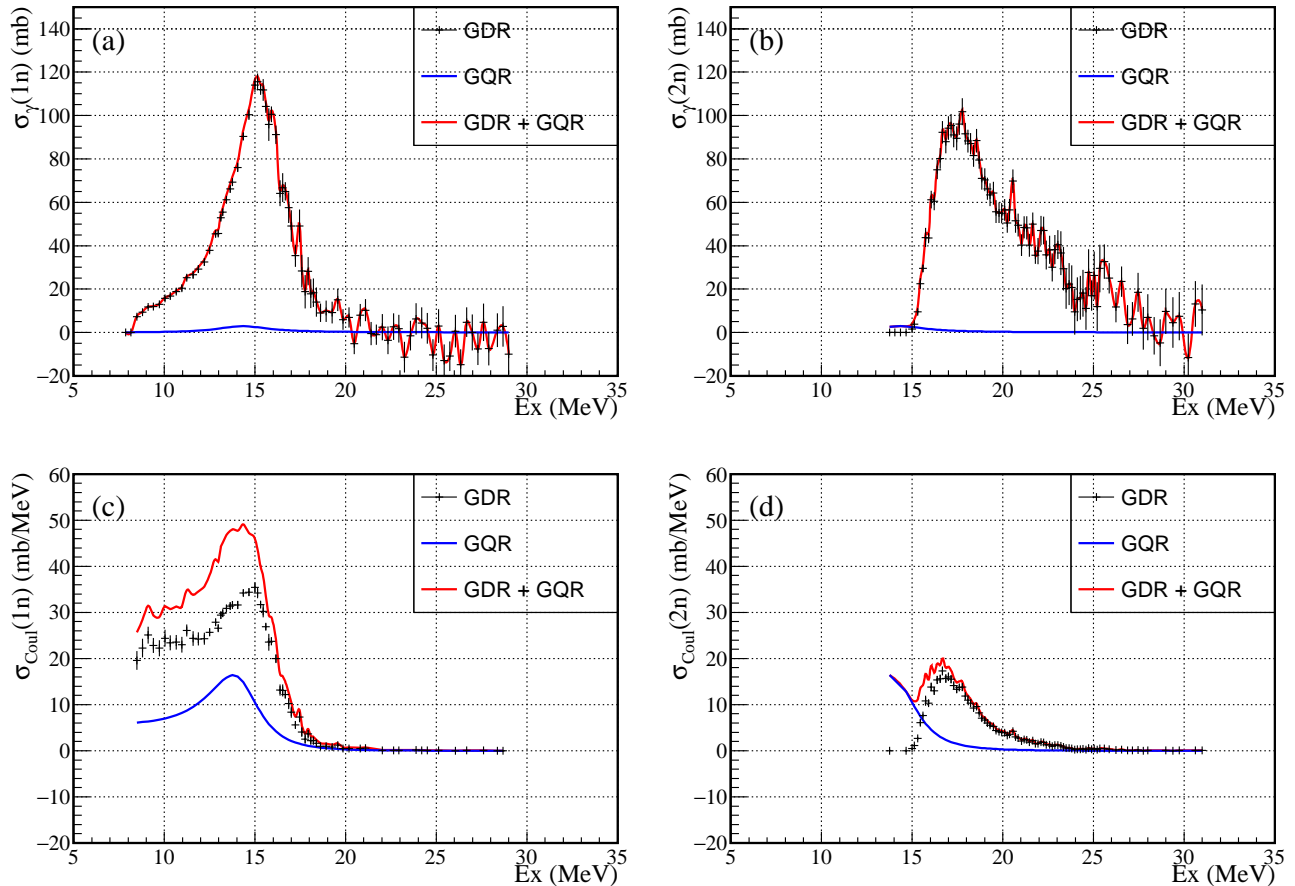


図 5.2.4 先行研究の GDR と計算から得た ISGQR のスペクトル。(a), (b) は光吸収断面積のスペクトルであり、(a) GDR の  $\sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn)]$  と ISGQR を合わせたもの、(b) GDR の  $\sigma(\gamma, 2n)$  と ISGQR を合わせたものである。また、(c), (d) は微分クーロン分解断面積で、それぞれ (a), (b) と式 (5.2.1) から求めた。

図 5.2.2 に示したように E2 遷移の仮想光子数は E1 遷移に比べて非常に大きく、クーロン分解断面積に大きく寄与することが分かる。図 5.2.4 のスペクトルからは、ISGQR の  $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$ ,  $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  への寄与を分離することはできないので、式 (5.2.1) から  $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$ ,  $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  への寄与を合わせた値を算出した。ただし、積分範囲は 8.0 -30.0 MeV である。ISGQR が E2 遷移の IS 型のエネルギー重荷和則の 100 % を占めると仮定した場合、GDR と ISGQR と合わせたクーロン分解断面積は、

$$\sigma_{\text{Coul}}(1n) + \sigma_{\text{Coul}}(2n) = 368 \pm 19 \text{ mb} \quad (5.2.8)$$

となる。本研究と先行研究で得られた  $\sigma_{\text{Coul}}(1n) + \sigma_{\text{Coul}}(2n)$  の差を ISGQR のみで説明する場合、ISGQR はエネルギー重荷和則の 103 % を占める。本研究で得られた断面積、先行研究から計算した断面積の誤差の大きさを考慮すると、ISGQR に関する先行研究 [16] と矛盾しないことから、本研究で測定されたクーロン分解断面積にある程度の寄与があると考えられる。

次に、 $^{93}\text{Zr}$  の結果について考える。 $^{93}\text{Zr}$  では光吸収断面積のスペクトル形状が  $^{94}\text{Zr}$  と同じと仮定し、Berman らの先行研究で測定された  $^{94}\text{Zr}$  のスペクトルを使用した。ただし、光吸収断面積の値は、 $^{93}\text{Zr}$  と  $^{94}\text{Zr}$  の  $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  の比

から、61/51~1.19 倍にスケールをした。得られた  $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$  は、

$$\sigma_{\text{Coul}}(1n) = \begin{cases} 270 \pm 16 \text{ mb (先行研究)} \\ 295 \pm 27 \pm 45 \text{ mb (本実験値)} \end{cases} \quad (5.2.9)$$

であり、 $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  は

$$\sigma_{\text{Coul}}(2n) = \begin{cases} 70 \pm 6 \text{ mb (先行研究)} \\ 61 \pm 18 \pm 27 \text{ mb (本実験値)} \end{cases} \quad (5.2.10)$$

である。このことから、 $^{93}\text{Zr}$  も  $^{94}\text{Zr}$  と同様に、 $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$  は本実験の結果が先行研究の結果に比べ大きな値となることがわかる。 $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$  の本実験値と先行研究の結果の差 25 mb を PDR のみで説明した場合、PDR は TRK 和則の 6 % を占める。また、 $\sigma_{\text{Coul}}(1n) + \sigma_{\text{Coul}}(2n)$  の本実験値と先行研究の結果の差 16 mb を ISGQR のみで説明した場合、EWSR の 19 % を占める。このことから  $^{93}\text{Zr}$  の場合もクーロン分解断面積への PDR による寄与は限定的であるが、ISGQR はある程度大きく寄与していると考えられる。

## 第 6 章

# まとめと展望

本研究では、 $^{93,94}\text{Zr}$  のクーロン分解断面積測定を行った。実験は理化学研究所の加速器施設 RIBF において行った。核子当たり約 200 MeV の  $^{93,94}\text{Zr}$  ビームを鉛または炭素標的に入射させ、クーロン励起による一中性子分離断面積  $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$ 、二中性子分離断面積  $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  を測定した。入射ビームの分離・識別には入射核破碎分離装置 BigRIPS を、荷電フラグメントの粒子識別には ZeroDegree Spectrometer を使用した。測定から得られたクーロン分解断面積は  $^{93}\text{Zr}$  では  $\sigma_{\text{Coul}}(1n) = 295 \pm 27 \text{ (stat)} \pm 45 \text{ (sys) mb}$ ,  $\sigma_{\text{Coul}}(2n) = 61 \pm 18 \pm 27 \text{ mb}$ 、 $^{94}\text{Zr}$  では  $\sigma_{\text{Coul}}(1n) = 320 \pm 24 \pm 51 \text{ mb}$ ,  $\sigma_{\text{Coul}}(2n) = 51 \pm 16 \pm 28 \text{ mb}$  であった。 $^{94}\text{Zr}$  は先行研究である光吸収断面積測定の結果との比較から、 $\sigma_{\text{Coul}}(2n)$  はよく一致する一方で、 $\sigma_{\text{Coul}}(1n)$  は本研究の結果の方が 90 mb 大きいことがわかった。本研究で測定したクーロン分解実験は光吸収実験に比べて励起エネルギーが小さい領域に高い感度を持つため、この結果はこれまでに良く知られている巨大双極子共鳴 (GDR) 以外の状態が低エネルギー領域に存在することを示唆している。GDR より低エネルギー領域に存在する構造の候補としては、ピグミー共鳴 (PDR) やアイソスカラー巨大四重極共鳴 (GQR) が考えられる。PDR のみで先行研究と本研究の差を説明するためには PDR は TRK 和則の 21 % を占める必要がある。これほど大きなピークは先行研究の光吸収断面積のスペクトルにも存在しないことから、PDR の寄与は限定的と考えられる。一方で、GQR のみで先行研究と本研究の差を説明する場合、ISGQR は E2 遷移のエネルギー重荷和則の 103 % を占める。これは、GQR に関する先行研究と矛盾しないことから、本研究で測定されたクーロン分解断面積にある程度の寄与があると考えられる。

本研究では、反応前のビーム及び反応後の荷電フラグメントのみを測定するインクルーシブな実験を行ったため、クーロン分解断面積のエネルギー積分値が得られた。これは、共鳴の構造を知る手がかりとなるが、共鳴スペクトルを得ることはできない。 $^{93}\text{Zr}$  は反応後の粒子を全て測定するエクスクルーシブな実験もすでに行われており、この実験データの解析により共鳴スペクトルが得られる。これにより、共鳴構造の理解につながると期待される。





## Appendix.A ZDS の粒子識別図

各実験設定での ZeroDegree Spectrometer における粒子識別図を示す。図 A.1 は  $^{93}\text{Zr}$  ビームを選んだときの粒子識別図である。(a), (c), (e) が  $B\rho_0 = 0\%$ 、(b), (d), (f) が  $B\rho_0 = -3\%$  で、標的は (a), (b) が Pb 標的、(c), (d) が C 標的、(e), (f) が empty である。

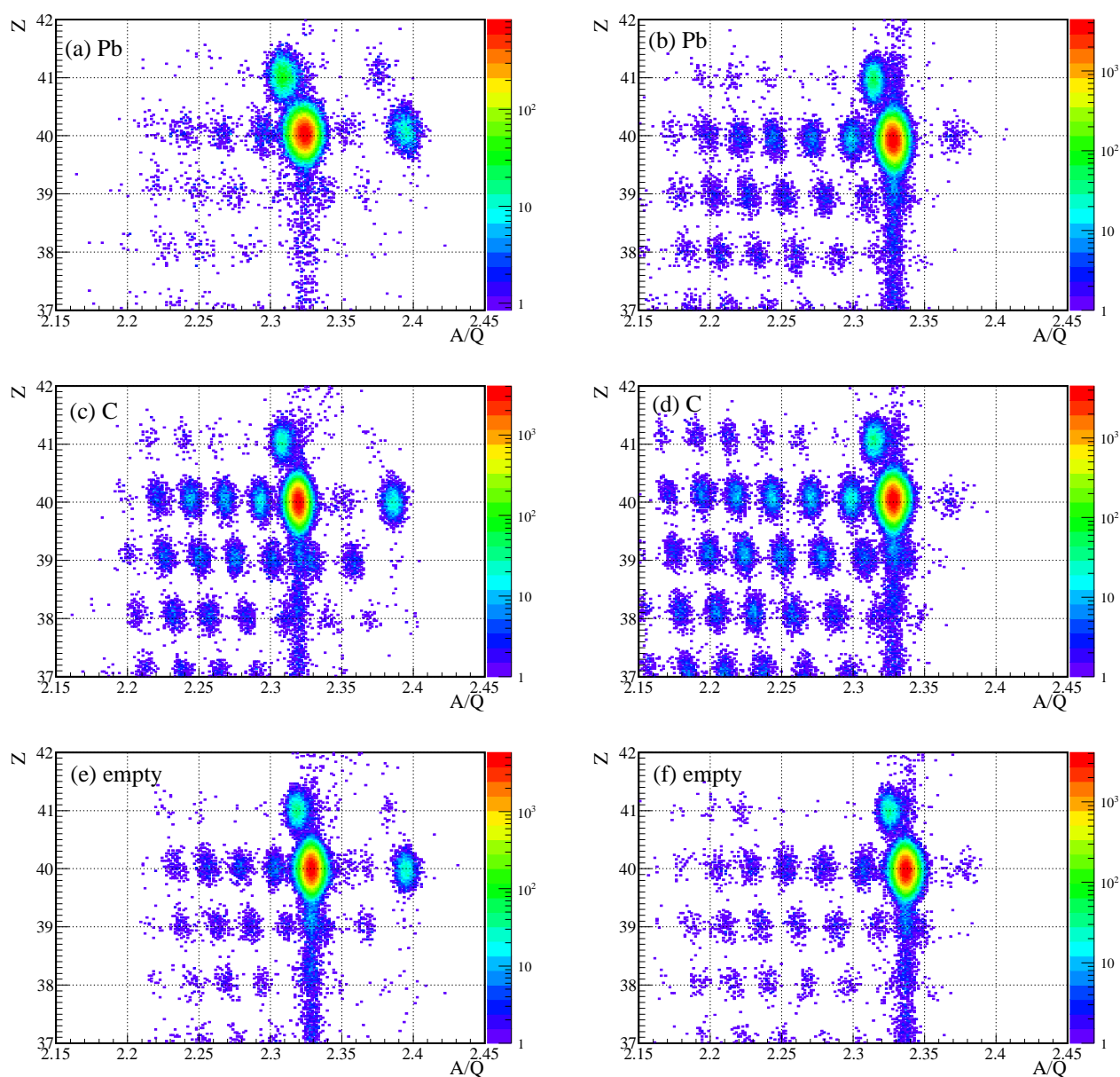


図 A.1  $^{93}\text{Zr}$  ビームを選んだときの ZDS における粒子識別図

次に、 $^{94}\text{Zr}$  ビームを選んだ時の粒子識別図を図 A.2 に示す。(a), (c), (e) が  $B\rho_0 = 0\%$ 、(b), (d), (f) が  $B\rho_0 = -3\%$  で、標的は (a), (b) が Pb 標的、(c), (d) が C 標的、(e), (f) が empty である。

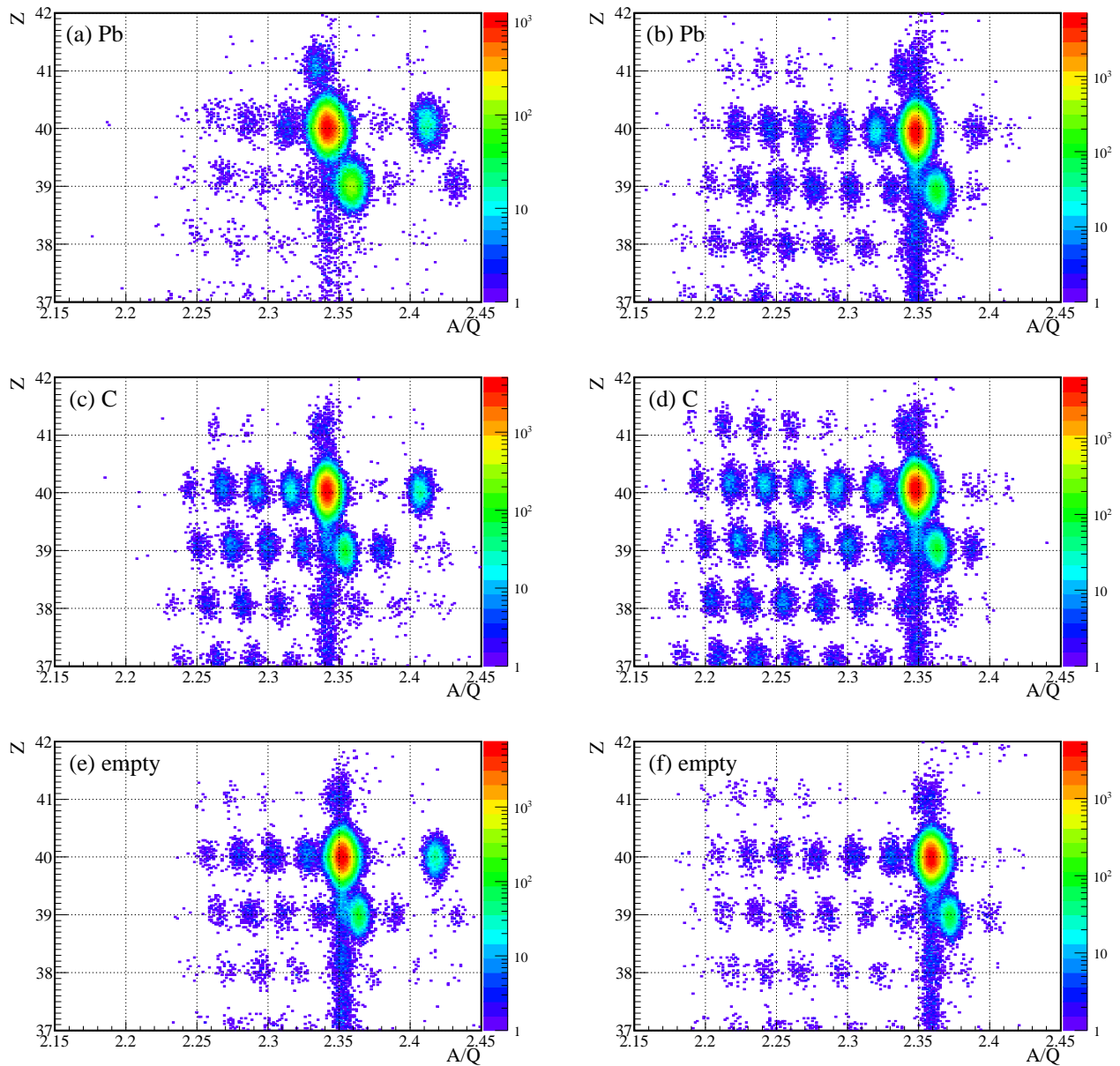


図 A.2  $^{94}\text{Zr}$  ビームを選んだときの ZDS における粒子識別図

## Appendix.B 電荷分布計算コード Global

本研究では、荷電フラグメントの電荷分布を電荷分布計算コード Global[26] で計算した。Global における電荷分布の計算方法の詳細を述べる。

### B.1 粒子の電荷の変化過程

入射粒子の電荷が変化する過程では入射粒子の電子剥離、電子捕獲や電子の励起、脱励起が起こる。電子の剥離は  $Z_T \ll Z_P$  が成り立つ場合、1 次の摂動論で良く説明できる。 $Z_T, Z_P$  は標的と入射粒子の原子数である。入射粒子の原子の波動関数のみが、標的核の電荷によって摂動を起こし、入射粒子の軌道は影響を受けていないと仮定される。また、電子捕獲には放射性中性子捕獲 (REC) と非放射性中性子捕獲 (NRC) の 2 種類がある。REC は高エネルギーかつ入射粒子の  $Z$  が大きく標的の  $Z$  が小さい場合に支配的となる。REC は光電効果の逆反応であることから、その性質がよく調べられている。一方で、NRC は標的の  $Z$  が大きいときにその効果が大きくなる。また、電子の励起、脱励起は、励起状態の寿命が電離、電子捕獲の時間間隔と同程度の場合に効果が大きくなる。そのため、密度の高い固体標的で重要となる。

### B.2 電荷分布の計算モデル

電荷分布の計算には電子を  $n$  個もつイオンが生成される確率  $Y_n(x)$  に関する方程式

$$\frac{dY_n(x)}{dx} = \sum_{n' \neq n} \sigma(n', n) Y_{n'}(x) - \left( \sum_{n' \neq n} \sigma(n, n') \right) Y_n(x) \quad (\text{B.1})$$

を解く必要がある。ここで  $\sigma(n', n)$  は、電子を  $n'$  個もつイオンから  $n$  個もつイオンへの遷移断面積であり、電子の剥離・捕獲及び全小軌道間の励起、脱励起を考慮する必要がある。 $\sigma(n', n)$  の計算には”基底状態モデル”、”純剥離モデル”、”平衡基底状態モデル”、”準基底状態モデル”、”三荷電状態モデル”などが複数のモデルが存在する。Global では、”基底状態モデル”、”準基底状態モデル”について説明する。

#### B.2.1 基底状態モデル

このモデルでは、式 (B.1) で最も重要な基底状態の原子の 1 電子の剥離・捕獲断面積を考える。剥離・捕獲断面積  $\sigma(n, n-1)$ ,  $\sigma(n, n+1)$  は、

$$\sigma(n, n-1) = n_K \sigma_K^l + n_L \sigma_L^l + n_M \sigma_M^l \quad (\text{B.2})$$

$$\sigma(n, n+1) = \frac{2-n_K}{2} \sigma_K^c + \frac{8-n_L}{8} \sigma_L^c + \frac{18-n_M}{18} \sigma_M^c + \sigma_H^c \quad (\text{B.3})$$

と表せる。ここでは、最大で 28 個の電子が M 殻まで順に詰まっていると仮定している。 $n_X$  は X 殻の電子数で、 $\sigma_X^l$  は X 殻の 1 電子が剥離する断面積、 $\sigma_X^c$  は空の X 殻に 1 電子を捕獲する断面積、 $\sigma_H^c$  は M 殻以上の殻に電子を捕獲

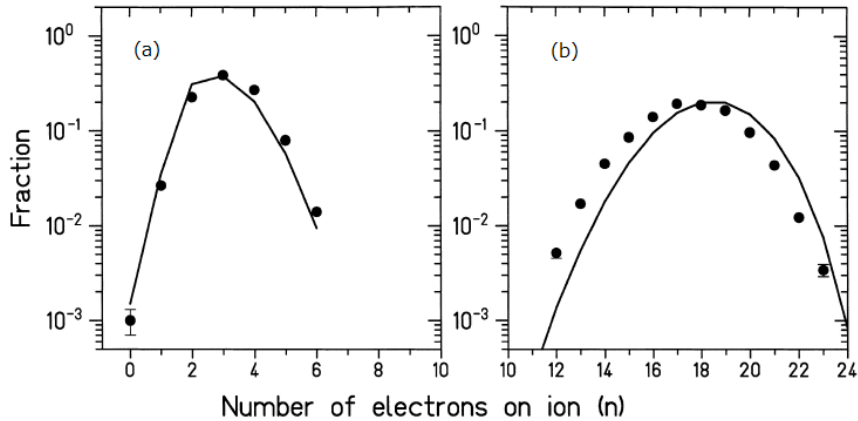


図 B.1 薄い標的に粒子を入射させた時の非平衡状態での電荷分布。(a) 1000 MeV/u の  $\text{Au}^{69+}$  を  $11 \text{ mg/cm}^2$  の Al 標的に入射させた場合、(b) 955 MeV/u の  $\text{U}^{68+}$  を  $1.13 \text{ mg/cm}^2$  の Al 標的に入射させた場合。黒点が実験値、黒線が Global による計算値である。

する断面積である。多重剥離・捕獲も式 (B.2), (B.3) と同様に表すことができるが、強度は多重度に従って減衰する。Global では、剥離断面積は 2 電子剥離まで、捕獲断面積は 2 電子、3 電子捕獲までを考慮する。

### B.2.2 準基底状態モデル

このモデルでは、励起状態の効果を考える。励起状態を扱う必要がある場合は、有効断面積  $\sigma^l(\text{eff})$ ,  $\sigma^c(\text{eff})$  を使用し、計算を行う。原子が励起状態にある場合、励起状態への有効捕獲断面積は減少する一方で、有効剥離断面積は減少する。これを定量的に表すと、有効断面積は

$$\sigma^l(\text{eff}) = \sigma_K^l + f\sigma_{ex}^{tot} \quad (\text{B.4})$$

$$\sigma^c(\text{eff}) = \sigma(0, 1) - f\sigma(1, 2) \quad (\text{B.5})$$

と表される。ここで、 $\sigma_{ex}^{tot}$  は 1 電子基底状態からの全励起断面積、因子  $f$  は、

$$f = \frac{\sigma_L^l - \sigma_K^l}{\sigma_L^l + \sigma_{de} + \sigma_{ex}^{tot}} \quad (\text{B.6})$$

と表せる。ただし、 $\sigma_{de}$  は脱励起断面積である。有効断面積による補正は平衡状態において有効である。

## B.3 Global と実験値との比較

Global で計算した電荷分布と実験結果を、非平衡状態と平衡状態において比較を行う。

図 B.1 に薄い標的に粒子を入射させた場合の非平衡状態での電荷分布を示す。(a) 1000 MeV/u の  $\text{Au}^{69+}$  を  $11 \text{ mg/cm}^2$  の Al 標的に入射させた場合、(b) 955 MeV/u の  $\text{U}^{68+}$  を  $1.13 \text{ mg/cm}^2$  の Al 標的に入射させた場合のグラフである。横軸がイオンの持つ電子数、縦軸が割合を示し、黒点が実験値、黒線が Global による計算値である。

図 B.2 に厚い標的に粒子を入射させた場合の平衡状態での電荷分布を示す。(a) 1000 MeV/u の Au を  $501 \text{ mg/cm}^2$  の Al 標的に入射させた場合、(b) 950 MeV/u の U を  $377 \text{ mg/cm}^2$  の Al 標的に入射させた場合、(c) 120 MeV/u の Bi を  $228 \text{ mg/cm}^2$  の Al 標的に入射させた場合、(d) 105 MeV/u の Au を  $43 \text{ mg/cm}^2$  の U 標的に入射させた場合のグラフである。

これらのグラフから、非平衡状態、平衡状態とも計算値は実験値の 1/2-2 倍の範囲で一致していることが分かる。

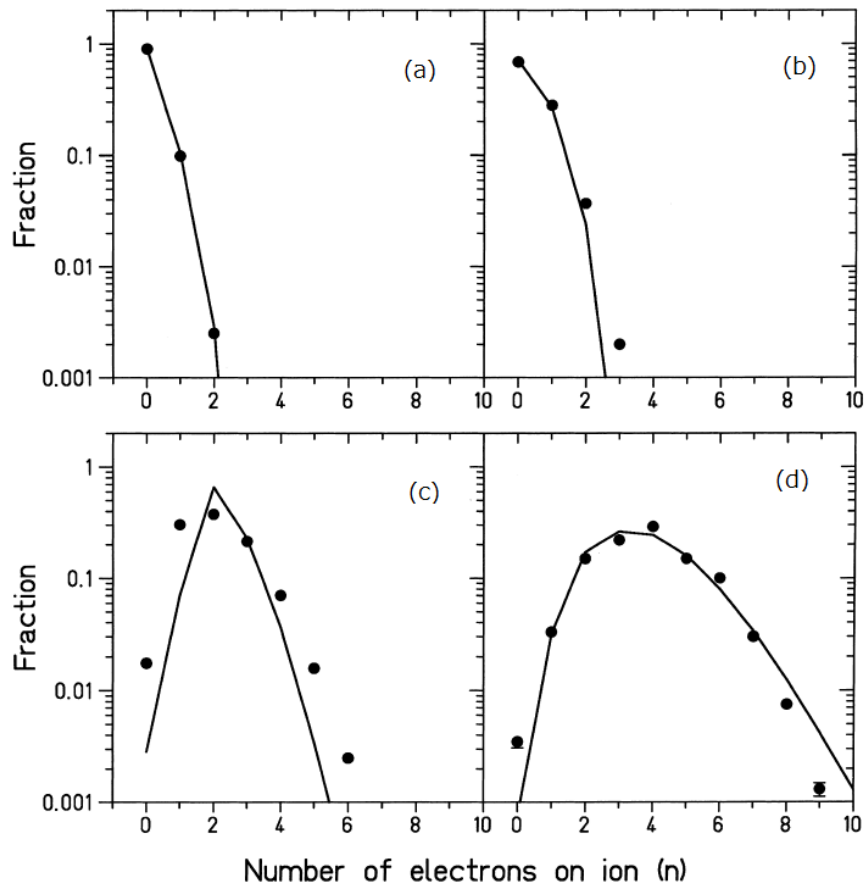


図 B.2 厚い標的に粒子を入射させた場合の平衡状態での電荷分布。(a) 1000 MeV/u の Au を 501 mg/cm<sup>2</sup> の Al 標的に入射させた場合、(b) 950 MeV/u の U を 377 mg/cm<sup>2</sup> の Al 標的に入射させた場合、(c) 120 MeV/u の Bi を 228 mg/cm<sup>2</sup> の Al 標的に入射させた場合、(d) 105 MeV/u の Au を 43 mg/cm<sup>2</sup> の U 標的に入射させた場合のグラフである。

また、Global は、標的中での入射粒子のエネルギー損失を考慮した計算を行うため、厚い標的についても計算可能である。

## B.4 Global の短所

Global は、 $Z_T \sim Z_P$  の場合や相対論の効果が特に大きい場合に信頼性が低い。これは、Global が  $Z_T \ll Z_P$  を仮定し電子の剥離を摂動論によって計算すること、電子剥離、捕獲断面積を非相対論で計算し、相対論的效果を近似的に追加することによる。これらの原因により、Global による計算値は実験値から 2 倍以上ずれる場合もある。



## 参考文献

- [1] H. Oigawa CNS Summer School 2015 講義資料
- [2] National Nuclear Data Center <http://www.nndc.bnl.gov/>
- [3] 杉本健三、村岡光男 「原子核物理学」(1988) 共立出版
- [4] J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics" (1979) Dover Publications, Inc.
- [5] B. L. Berman, et al., Phys. Rev. 162, 1098 (1967)
- [6] B. L. Berman, et al., Rev. Mod. Phys., 47 713(1975)
- [7] G. A. Bartholomew, Annual Rev. Nucl. Sci. 11, 259 (1961)
- [8] D. Savran, T. Aumann, A. Zilges, Prog. Part. Nucl. Phys 70, 210 (2013)
- [9] LBNL Isotopes Project Nuclear Structure Systematics Home Page <http://ie.lbl.gov/systematics.html>
- [10] P. Adrich et al., Phys. Rev. Lett. 95, 132501 (2005)
- [11] O. Wieland et al., Phys. Rev. Lett. 102, 092502 (2009)
- [12] D. M. Rossi et al., Phys. Rev. Lett. 111, 242503 (2013)
- [13] A. Tamii et al., Phys. Rev. Lett. 107, 062502 (2011)
- [14] S. Abrahamyan et al., Phys. Rev. Lett. 108, 112502 (2012)
- [15] M. N. Harakeh, A. van der Woude, "Giant Resonance" (2001) Oxford Science Publications
- [16] D. H. Youngblood, et al., Phys. Rev. C. 23 1997 (1981)
- [17] Carlos A. Bertulani and Gerhard Baur, Phys. Rep. 163, 299 (1988)
- [18] S. Ebata private communication
- [19] K. Yoshida et al., Prog. Theor. Exp. Phys. 2014, 053D03
- [20] 理化学研究所仁科センターホームページ <http://ribf.riken.jp/BigRIPSInfo/>
- [21] T. Kubo et al., Prog. Theor. Exp. Phys. 03C003(2012)
- [22] K. Kimura, et al., Nucl. Instr. and Meth., A538(2005)608
- [23] H. Otsu, et al., RIKEN Accel. Prog. Rep. 42(2009)163
- [24] H. Kumagai, et al., Nucl. Instr. and Meth., A470(2001)562
- [25] S. Takeuchi, et al., Nucl. Instr. and Meth., A763(2014)596
- [26] C. Scheidenberger, et al., Nucl. Instr. and Meth., B142(1998)441
- [27] A. Bohr, B. Mottelson, 有馬朗人、市村宗武、久保寺国晴訳 「原子核構造 1」 (1979) 講談社





## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方からご指導、助言をいただきました。指導教員の中村隆司教授には、専門的な内容だけでなく、研究に対する姿勢、物理的思考の基礎をご教授いただきました。産学官連携研究員である武内聡氏には本研究のための実験準備から具体的な解析の手法までたくさんのアドバイスをいただきました。特任助教の梅野泰宏氏には、本研究の物理的な背景を丁寧に説明していただき、また私のたくさんの質問にもいつも丁寧に答えてくださいました。助教の近藤洋介氏には、研究を進める中で具体的なアドバイスをいただくと同時に、何度も解析コードの作成を助けていただきました。

同期である坪田潤一氏とは三年間良き相談相手として切磋琢磨してきました。後輩である尾崎友志氏、齊藤敦美氏、斗米貴人氏、平山晃大氏とは物理の話だけでなく、何気ない話にもたくさん付き合っていていただき、研究室生活を支えていただきました。また、大津秀暁氏、王赫氏、渡辺幸信氏をはじめとする ImPACT-RIBF collaboration の方々には本研究を進める中でたくさんのご指導、ご協力をいただきました。この場を借りて感謝申し上げます。

本研究は、総合科学技術・イノベーション会議により制度設計された革新的研究開発推進プログラム (ImPACT) により、科学技術振興機構を通して委託されたものです。