

2017 年度

修士論文

$^{79,80}\text{Se}$ のクーロン分解反応断面積測定

東京工業大学 理学院 中村研究室

学籍番号 16M00621

氏名 平山晃大

指導教官 中村隆司

2018/03/06

概要

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には半減期の長い核種が含まれており、その処理の方法が問題となっている。その処理の方法の一つに原子核を他の安定な原子核や寿命の短い原子核に核反応を用いて変換する核変換が考えられている。核変換技術を実現するためには廃棄物中に含まれている長寿命核分裂廃棄物 (LLFP) の核反応データを取得することが重要である。LLFP の同位体にはレアメタルが含まれているため、核変換により LLFP の短寿命化あるいは安定核に変換することができれば廃棄物処理の負担軽減だけでなくレアメタルの資源利用にもつながる。

核反応の候補には中性子捕獲反応、ノックアウト反応、破砕反応などがあるが、我々のグループが核変換の候補として考えているのは中性子捕獲反応による核変換である。しかし、中性子捕獲反応を直接測定することは LLFP の放射能から困難である。そのため我々はクーロン分解反応による光吸収断面積測定を行った。光吸収反応の逆反応は中性子捕獲反応であり、Brink の仮説および詳細釣り合いの原理を応用することによって中性子捕獲反応断面積の導出が期待できる。

本研究では光吸収断面積を励起エネルギーの関数として導出するために ^{79}Se および ^{80}Se のクーロン分解反応を測定し、散乱粒子の運動量ベクトルから不変質量を導出する実験を行った。実験は理化学研究所の仁科加速器研究センター RIBF の SAMURAI スペクトロメーターを使用して行った。二次ビームの ^{79}Se , ^{80}Se は BigRIPS を用いて分離・識別し、それぞれ核子あたり 216MeV、218MeV で鉛および炭素標的に照射した。2 次ビームと反応粒子の識別には粒子の飛行時間 TOF、磁気硬度 $B\rho$ 、エネルギー損失 ΔE の情報を用いた。反応で生成される ^{79}Se , ^{80}Se の励起状態から放出される中性子は中性子検出器 NEBULA, NeuLAND を用いて測定した。中性子を放出した後の荷電粒子 ^{78}Se , ^{79}Se の粒子識別は入射粒子の粒子識別と同様に粒子の飛行時間 TOF、磁気硬度 $B\rho$ 、エネルギー損失 ΔE から行い運動量ベクトルを導出した。また荷電粒子の束縛励起状態から放出されるガンマ線はガンマ線検出器 DALI2 を用いて測定した。

実験結果を統計崩壊モデルで計算した結果と比較した。入射粒子の GDR の分布として Brink-Axel Lorentzian、Hartree-Fock-Bogolyubov tables、Gogny DIM HFB+QRPA を仮定し、崩壊後の粒子の準位密度として Back-shifted Fermi gas model、Microscopic level densities (Skyrme force) from Goriely's tables を仮定し最もよく実験を再現する組み合わせを決定した。強度関数は Hartree-Fock-Bogolyubov tables が最もよく実験値を再現することがわかり、準位密度の寄与は小さいことが分かった。

本研究は、総合科学技術・イノベーション会議が主導する革新的研究開発推進プログラム (ImPACT) の一環として実施したものです。

Abstract

Management of high-level radioactive wastes from spent fuel of nuclear power plant is a crucial issue because the wastes contains nuclides with a long half-life. Nuclear transmutation is one of candidates for reducing the wastes by transforming nuclides to stable or short-lived nuclides. For the transmutation, nuclear reaction data especially on Long-Lived Fission Products (LLFPs) are important. In addition to the reduction of the radioactive wastes, the transmutation leads to recycling of a resource of LLFP as rare metals.

There are some candidates of the reaction for the transmutation such as neutron capture reaction, knockout reaction and spallation reaction. Here, we focus on the neutron capture reaction of ^{79}Se . Since it is difficult to carry out the direct neutron capture measurement because of the high radioactive toxicity of LLFP. We have performed Coulomb breakup experiment for ^{79}Se and ^{80}Se in inverse kinematics to determine the photo absorption cross sections. Since the photo absorption reaction is the reverse process of the neutron capture reaction, its cross section can be obtained from the photo absorption cross section through Brink hypothesis and principle of detailed balance.

The photo absorption cross section of $^{79,80}\text{Se}$ as a function of excitation energy have been extracted from Coulomb breakup measurements by the invariant mass method. The experiment was performed using the SAMURAI spectrometer at the RIKEN Nishina Center. The secondary beams of $^{79,80}\text{Se}$ at 216MeV/nucleon and 218MeV/nucleon, respectively, are produced and purified by BigRIPS and are transported to lead target. The outgoing charged particle and neutron are detected in coincidence and their momenta are analyzed by SAMURAI spectrometer equipped with charged particle detectors and the neutron detectors NeuLAND and NEBULA. The γ rays were also detected in coincidence by the γ ray detector array DALI2.

This work was funded by ImPACT Program of Council for Science, Technology and Innovation (Cabinet Office, Government of Japan).

目次

第 1 章	序	1
1.1	長寿命核分裂生成物 (Long Lived Fission Products)	2
1.2	巨大双極子共鳴 (Giant Dipole Resonance)	3
1.3	ピグミー共鳴 (Pigmy Dipole Resonance)	4
1.4	光吸収反応断面積と中性子捕獲断面積	5
1.5	直接崩壊と統計崩壊	5
第 2 章	実験原理	7
2.1	クーロン分解反応	7
2.2	不変質量法	8
2.3	核力分解反応の寄与	9
第 3 章	$^{79}\text{Se}, ^{80}\text{Se}$ のクーロン分解実験	11
3.1	実験のセットアップ	11
3.1.1	BigRIPS	11
3.1.2	SAMURAI	12
3.1.3	トリガーロジック	18
3.1.4	データセット	20
第 4 章	解析	23
4.1	2 次ビームの解析	23
4.1.1	粒子識別	23
4.1.2	飛跡解析	24
4.1.3	標的でのビームのプロファイル	27
4.2	荷電フラグメントの解析	28
4.2.1	飛跡解析	28
4.2.2	HODS の解析	31
4.2.3	磁気硬度 $B\rho$ の解析	36
4.2.4	粒子識別	36
4.2.5	荷電粒子の運動量ベクトル	38

4.3	中性子の解析	38
4.3.1	NEBULA の解析	38
4.3.2	NeuLAND の解析	39
4.3.3	中性子イベントの選択	41
4.3.4	中性子の運動量ベクトル	42
4.4	相対エネルギー分布	42
4.5	γ 線の解析	45
4.5.1	DALI2 のエネルギー較正	45
4.5.2	ドップラー補正	46
4.5.3	ガンマ線イベントの選択	47
4.5.4	$^{79}\text{Se}, ^{78}\text{Se}$ の励起状態からのガンマ線スペクトル	48
4.6	角度分布	49
4.6.1	Grazing angle	49
4.6.2	検出器由来の分解能	50
4.6.3	multiple scattering によるばらつき	51
4.6.4	角度分解能	51
4.7	シミュレーション	51
4.7.1	Talys による計算	52
4.7.2	GEANT4 によるシミュレーション	54
第 5 章	結果と議論	55
5.1	クーロン分解断面積	55
5.2	中性子の運動エネルギー分布	56
5.3	ガンマ線スペクトル	56
5.4	実験データとシミュレーションの比較	57
第 6 章	まとめと今後の展望	61
	参考文献	63

目次

1.1	使用済み核燃料の処理後の年数 (y) と放射能 (Bq) の関係 [5]。	3
1.2	A. Makinaga らによる ^{80}Se の実光子による光吸収断面積の測定結果 [1]。	4
1.3	P. Adrich らによって測定された ^{130}Sn , ^{132}Sn のクーロン分解断面積 (左)、クーロン分解断面積を光吸収断面積に焼き直した結果 (右)、既知の ^{124}Sn の光吸収断面積 (右上)[7]。	5
1.4	^{80}Se の直接崩壊の過程。 ^{80}Se が光子を吸収して 1 粒子-1 空孔状態に遷移し (中央)、中性子を放出する (右) 過程を表している。	6
1.5	^{80}Se の統計崩壊の過程。 ^{80}Se が光子を吸収して 1 粒子-1 空孔状態に遷移し (左)、2 粒子 2 空孔状態 (中央) を経由し様々な状態へ遷移していく過程を表している。	6
2.1	^{80}Se のクーロン分解反応の概念図。 ^{80}Se が Pb 標的から仮想光子を吸収し、 ^{79}Se と中性子に分解する反応を表している。	8
2.2	^{80}Se の典型的な Lorentzian を仮定した場合の光吸収断面積 σ_{abs} (上)、仮想光子数 N_{E_1} (中)、クーロン分解断面積 $d\sigma/dE_x$ (下) の分布。	8
2.3	相対エネルギー E_{rel} と励起エネルギー E_x の関係。 S_n は一中性子分離エネルギー、 E_γ はガンマ線のエネルギーを表している。	9
3.1	BigRIPS のセットアップ。赤丸で囲まれている焦点面にはプラスチックシンチレーターが置かれている。	12
3.2	SAMURAI 全体図	12
3.3	ICB の側面図 (左) と正面図 (右)[9]。	13
3.4	BDC1,2 の正面図 (左) と側面図 (右)[9]。	14
3.5	DALI2 の概略図 [11]。	15
3.6	FDC1 の正面図 (左) と側面図 (右)[9]	15
3.7	FDC2 の側面図 (左) と上面図 (右上) 及び正面図 (右下)[9]。	16
3.8	HODS の概略図。実際にはシンチレーター全体を遮光シートで覆っている。	17
3.9	NEBULA の概略図 [10]。黒色の線で示したものが中性子検出器を表しており、青色の線で示したものが VETO を表している。	18
3.10	ビームトリガーの生成回路。SBT1 あるいは SBT2 はどの SBT の信号かをあらわし、L,R はそれぞれ左右の光電子増倍管の信号を表している。	19

3.11	HOD トリガーの生成回路。HOD1 から HOD7 はどの HODS の ID1 から 7 のどの検出器かをあらわし、U,D はそれぞれ上下の光電子増倍管の信号を表している。	19
3.12	DALI トリガーの生成回路。DALI1 から DALI140 は DALI の ID1 から 140 のどの検出器の光電子増倍管かを表している。	19
3.13	NEUT トリガーの生成回路。NEUT1 から NEUT120 は NEBULA の ID1 から 120 のどの中性子検出器かを表しており U,D はそれぞれ上下の光電子増倍管を表している。	20
3.14	NeuLAND トリガーの生成回路。NEUT1 から NEUT400 は NeuLAND の ID1 から 400 のどの中性子検出器かを表しており U,D および L,R はそれぞれ上下または左右の光電子増倍管を表している。	20
4.1	^{79}Se のセットアップの時の粒子識別図。	24
4.2	^{80}Se のセットアップの時の粒子識別図。	24
4.3	ドリフトチェンバーを粒子が通過するときの概念図。黒点がワイヤーをあらわしており、track がドリフト距離から導出した粒子の軌跡、Drift Length がドリフト距離を表している。	25
4.4	BDC1 の TDC 分布。黒線の位置がアノードワイヤーの位置に対応している。	25
4.5	BDC2 の TDC 分布。黒線の位置がアノードワイヤーの位置に対応している。	25
4.6	BDC1 全ての層の残差分布。縦軸に BDC1 のトラックと TDC の値から求めたドリフト距離の残差をとり、横軸にドリフト距離をとった。	26
4.7	BDC1 のトラックと TDC のから求めたドリフト距離の残差分布。赤線はガウス関数でフィットした結果。フィッティングの中心値は 0.0 mm、分散 σ は 0.108 mm と得られた。	26
4.8	BDC2 のトラックと TDC の値から求めたドリフト距離の残差分布。赤線はガウス関数でフィットした結果。フィッティングの中心値は 0.0 mm、分散 σ は 0.132 mm と得られた。	26
4.9	ビームトリガーの条件で解析を行った場合の標的位置でのビームの位置分布。図中の黒線の円の内側が半径 24mm の円で標的の有効領域である。	28
4.10	ビームトリガーで解析を行った場合のターゲット位置での角度の分布。	28
4.11	標的位置での X_{target} 分布。赤線はガウス関数によるフィッティングである。	28
4.12	標的位置での Y_{target} 分布。赤線はガウス関数によるフィッティングである。	28
4.13	標的位置での A_{target} 分布。赤線はガウス関数によるフィッティングである。	29
4.14	標的位置での B_{target} 分布。赤線はガウス関数によるフィッティングである。	29
4.15	FDC1 の TDC 分布。黒線の位置がアノードワイヤーの位置に対応する。	29
4.16	FDC2 の TDC 分布。黒線の位置がアノードワイヤーの位置に対応する。	29
4.17	FDC1 全ての層の残差分布とドリフト距離の相関。	30
4.18	FDC2 全ての層の残差分布とドリフト距離の相関。	30
4.19	FDC1 のトラックと TDC から求めたドリフト距離の残差分布。赤線はガウス関数でフィットした結果。フィッティングの結果分散 σ は 0.233 mm と得られた。	30

4.20	FDC2 のトラックと TDC から求めたドリフト距離の残差分布。赤線はガウス関数でフィットした結果。フィッティングの結果分散 σ は 0.126 mm と得られた。	30
4.21	HODS の概観図。荷電フラグメントの入射方向に対して左を x 軸、鉛直方向を y 軸にとった。x 軸の正の方向 (高運動量側) から負の方向に検出器の ID を 1-7 とした。 . . .	31
4.22	HODS の ID1 の上側の光電子増倍管につながれた TDC について 10ns 毎に信号を入力した場合の TDC のチャンネル値 (上図)。チャンネル (ch) の時間 (ns) に較正するための相関 (下図)。	32
4.23	HODS の ID3 を選択したときの TOF_{HOD} 。赤線はガウス関数によるフィッティング結果。	32
4.24	HODS の ID ごとの上側の PMT のペDESTAL の大きさ。	33
4.25	HODS の ID ごとの下側の PMT のペDESTAL の大きさ。	33
4.26	ID1 の上下の光電子増倍管の発光量 Q_u, Q_d の相関。	34
4.27	y 方向の中心で反応したイベントを選択したときの ID1 の上下の光電子増倍管の発光量の相関。	34
4.28	発光量を ID1 の Q_u に合わせたあとの ID1 の上下の光電子増倍管の発光量 Q_u, Q_d の相関。	34
4.29	炭素標的に ^{80}Se が入射した場合、HODS の ID=3 の発光量の Y_{HODS} 依存性。赤線は $Z = 34$ に対応する部分を Y_{HODS} の 4 次関数でフィッティングしたもの。	35
4.30	炭素標的に ^{80}Se が入射した場合、HODS の ID=3 の発光量の X_{HODS} 依存性。赤線は $Z = 34$ に対応する部分を X_{HODS} の 4 次関数でフィッティングしたもの。	35
4.31	$^{80}\text{Se} + \text{C}$ の反応において中性子トリガーを選んだ場合の荷電フラグメントの粒子識別図。縦軸に陽子数 Z , 横軸に磁気硬度 $B\rho[\text{Tm}]$ をとった。 Z が 34 で $B\rho$ が 5.17 の粒子が ^{79}Se である。	37
4.32	$^{80}\text{Se} + \text{C}$ の反応において中性子トリガーを選び 1 中性子イベントを選択した場合の荷電フラグメントの粒子識別図。縦軸に陽子数 Z , 横軸に磁気硬度 $B\rho[\text{Tm}]$ をとった。 Z が 34 で $B\rho$ が 5.17 の粒子が ^{79}Se である。	37
4.33	1 中性子のイベントを選択したときの陽子数 Z 分布。赤線は 4 つのガウス分布でフィッティングを行った結果で青線はそれぞれのガウス分布になっている。	38
4.34	$^{80}\text{Se} + \text{C} \rightarrow ^{79}\text{Se} + \text{n}$ の反応で荷電フラグメントの $Z=34$ を選び 1 中性子イベントを選んだ $B\rho$ 分布。赤線は 4 つのガウス分布でフィットした結果で青線は各ピークに対するガウス分布を示している。 $B\rho$ が 5.17 の粒子が ^{79}Se である。	38
4.35	TOF のオフセット調整前の ID ごとの TOF_γ 。	39
4.36	TOF のオフセット調整後の ID ごとの TOF_γ 。 TOF_γ が 0ns のイベントが標的位置から放出されたガンマ線である。	39
4.37	7 MeVee のスレッシュヨルド以下のイベントを除いた場合の TOF_γ の分布。赤線は標的から放出されたガンマ線イベントをガウス関数でフィッティングした結果。	40
4.38	TOF のオフセット調整前の ID ごとの TOF_γ 。縦軸に TOF_γ 、横軸に ID をとった。	40

4.39	TOF のオフセット調整後の ID ごとの TOF_γ 。縦軸に TOF_γ 、横軸に ID をとった。 TOF_γ が 0ns にあるイベントがガンマ線のイベントである。	40
4.40	7MeVee のスレッシュホールド以下のイベントを除いた場合の TOF_γ [ns] の分布。赤線は標 的から放出されたガンマ線イベントをガウス関数でフィッティングした結果。	41
4.41	$^{80}\text{Se}+\text{Pb}\rightarrow^{79}\text{Se}+\text{n}$ の反応におけるの相対エネルギー分布。左側の図には Pb 標的の場 合の相対エネルギー分布と入射ビームの数でスケールしたバックグラウンド (赤線) の相 対エネルギー分布を示した。右側の図がバックグラウンドを差し引いた後の相対エネ ルギー分布である。	42
4.42	$^{80}\text{Se}+\text{C}\rightarrow^{79}\text{Se}+\text{n}$ の反応におけるの相対エネルギー分布。左側の図には Pb 標的の場 合の相対エネルギー分布と入射ビームの数でスケールしたバックグラウンド (赤線) の相 対エネルギー分布を示した。右側の図がバックグラウンドを差し引いた後の相対エネ ルギー分布である。	43
4.43	$^{79}\text{Se}+\text{Pb}\rightarrow^{78}\text{Se}+\text{n}$ の反応におけるの相対エネルギー分布。左側の図には Pb 標的の場 合の相対エネルギー分布と入射ビームの数でスケールしたバックグラウンド (赤線) の相 対エネルギー分布を示した。右側の図がバックグラウンドを差し引いた後の相対エネ ルギー分布である。	43
4.44	$^{79}\text{Se}+\text{C}\rightarrow^{78}\text{Se}+\text{n}$ の反応におけるの相対エネルギー分布。左側の図には C 標的の場 合の相対エネルギー分布と入射ビームの数でスケールしたバックグラウンド (赤線) の相 対エネルギー分布を示した。右側の図がバックグラウンドを差し引いた後の相対エネ ルギー分布である。	44
4.45	DALI2 の ID=120 を選択した場合の ^{88}Y 線源のガンマ線スペクトル。縦軸に count 数、 横軸にガンマ線のエネルギー $A_{\text{raw}}[\text{ch}]$ をとった。DALI2 の ID=120 を選択した。赤線 がガウス関数 2 つと指数関数によるフィッティングの結果である。	45
4.46	各 ID に対する DALI の $A_{\text{raw}}(\text{ch})$ 。	46
4.47	各 ID に対する DALI の $A_{\text{cal}}(\text{keV})$ 。	46
4.48	ガンマ線の入射角度。z 軸方向がビーム軸とした。	46
4.49	縦軸にカウント数、横軸にガンマ線のエネルギーをとった。 $^{79}\text{Se} + \text{C}\rightarrow^{78}\text{Se}+\text{n}$ の反応 で測定したドップラー補正前のガンマ線スペクトル。	47
4.50	縦軸にカウント数、横軸にガンマ線のエネルギーをとった。 $^{79}\text{Se} + \text{C}\rightarrow^{78}\text{Se}+\text{n}$ の反応 で測定したドップラー補正後のガンマ線スペクトル。	47
4.51	ガンマ線のエネルギーと時間情報の相関。縦軸にガンマ線のエネルギー E_γ [keV] をと り、横軸に DALI2 の時間 T_{DALI2} [ns] をとった。 T_{DALI2} が -6.05 から +6.05 の黒線の 範囲をガンマ線のイベントとした。	48
4.52	1500 keV 以上のエネルギーのガンマ線を選んだときの時間 T_{DALI2} の分布。赤線がガウ ス関数によるフィッティング結果である。	48
4.53	$^{79}\text{Se}+\text{C}$ の反応におけるガンマ線スペクトル	49
4.54	$^{79}\text{Se}+\text{Pb}$ の反応におけるガンマ線スペクトル	49
4.55	$^{80}\text{Se}+\text{C}$ の反応におけるガンマ線スペクトル	49

4.56	$^{80}\text{Se}+\text{Pb}$ の反応におけるガンマ線スペクトル	49
4.57	標的なしの場合の角度分布。縦軸を立体角あたりの count 数にした。	50
4.58	シミュレーションの流れ。	52
4.59	^{80}Se の光吸収断面積に仮定したモデル。黒線が Brink-Axel Lorentzian、赤線が Hartree Fock Bogoliubov tables、青線が Gogny D1M HFB+QRPA である。	53
4.60	^{79}Se の準位密度。黒線が Back-shifted Fermi gas model で赤線が Microscopic level densities (Skyrm force) from Goriely's tables の準位密度である。	53
4.61	$^{80}\text{Se}+\text{Pb}\rightarrow^{79}\text{Se}+\text{n}$ の反応で ^{79}Se から放出されるガンマ線のシミュレーション結果。分布は SFM2 を用いた。	54
5.1	^{79}Se のクーロン分解微分断面積。	55
5.2	^{80}Se のクーロン分解微分断面積。	55
5.3	^{79}Se の崩壊の際に放出された中性子の運動エネルギー分布。	56
5.4	^{80}Se の崩壊の際に放出された中性子の運動エネルギー分布。	56
5.5	^{80}Se のクーロン分解して $^{79}\text{Se}+\text{n}$ に崩壊した後に ^{79}Se から放出されるガンマ線スペクトル。	57
5.6	^{79}Se のクーロン分解して $^{78}\text{Se}+\text{n}$ に崩壊した後に ^{78}Se から放出されるガンマ線スペクトル。	57
5.7	強度関数 SFM2+ 準位密度 LD4 を用いた場合の ^{80}Se の相対エネルギー分布のフィッティング結果。青点の実験値、黒線が統計崩壊、桃色の破線が直接崩壊の寄与を表しており、赤の太線がこれらを足し合わせたものである。	58
5.8	強度関数 SFM2+ 準位密度 LD4 を用いた場合の ^{79}Se の相対エネルギー分布のフィッティング結果。青点の実験値、黒線が統計崩壊、桃色の破線が直接崩壊の寄与を表しており、赤の太線がこれらを足し合わせたものである。	58
5.9	強度関数 SFM2+ 準位密度 LD4 を用いた場合の ^{80}Se の中性子の運動エネルギー分布のフィッティング結果。青点の実験値、黒線が統計崩壊、桃色の破線が直接崩壊の寄与を表しており、赤の太線がこれらを足し合わせたものである。	58
5.10	強度関数 SFM2+ 準位密度 LD4 を用いた場合の ^{79}Se の中性子の運動エネルギー分布のフィッティング結果。青点の実験値、黒線が統計崩壊、桃色の破線が直接崩壊の寄与を表しており、赤の太線がこれらを足し合わせたものである。	58
5.11	強度関数 SFM2+ 準位密度 LD4 を用いた場合の ^{80}Se のガンマ線のエネルギー分布のフィッティング結果。青点の実験値、赤の破線がアトミックバックグラウンド、緑の破線がターゲット励起によるバックグラウンド、黒線が統計崩壊の計算から得られたシミュレーション結果、赤線がこれら 3 つを足し合わせたものである。	59
5.12	強度関数 SFM2+ 準位密度 LD4 を用いた場合の ^{79}Se のガンマ線の分布のフィッティング結果。青点の実験値、赤の破線がアトミックバックグラウンド、緑の破線がターゲット励起によるバックグラウンド、黒線が統計崩壊の計算から得られたシミュレーション結果、赤線がこれら 3 つを足し合わせたものである。	59

-
- 5.13 ^{80}Se の各強度関数のモデルと準位密度の組み合わせによるフィッティングの結果の χ^2 /自由度。青の棒グラフが Back-shifted Fermi gas model、赤の棒グラフが Microscopic level densities (Skyrme force) from Goriely' s tables を表していて、各強度関数について比較を行った。 59
- 5.14 ^{79}Se の各強度関数のモデルと準位密度の組み合わせによるフィッティングの結果の χ^2 /自由度。青の棒グラフが Back-shifted Fermi gas model、赤の棒グラフが Microscopic level densities (Skyrme force) from Goriely' s tables を表していて、各強度関数について比較を行った。 60

表目次

1.1	MA とその半減期	2
1.2	代表的な LLFP とその半減期	2
2.1	^{79}Se 及び ^{80}Se の 1 中性子分離エネルギー S_n	9
3.1	F3,F7,F13 に置かれたプラスチックシンチレーターの厚さ	11
3.2	標的の情報	14
3.3	2 次ビームと各標的に対する設定。エネルギーは標的中心における核子あたりエネルギーである。トリガーは共通で $\text{B}\oplus\text{DSB}\oplus(\text{B}\otimes\text{H})\oplus(\text{B}\otimes\text{NEB})\oplus(\text{B}\otimes\text{Neu})\oplus(\text{B}\otimes\text{D})$ でデータを取得した。	21
4.1	^{79}Se および ^{80}Se のビーム強度と純度	24
4.2	BDC1 と BDC2 の検出効率	27
4.3	ターゲット位置でのビームの広がりの分散	27
4.4	FDC1 と FDC2 の検出効率	30
4.5	HODS の時間分解能	31
4.6	各設定における FDC2 での位置のシミュレーションとのズレ。+ はシミュレーションの方が実験値より大きいことを表しており、- はシミュレーションの方が小さいことを表している。	36
4.7	$^{79}\text{Se}, ^{80}\text{Se}$ の Pb,C 標的との反応における Grazing angle	50
4.8	$^{79}\text{Se}, ^{80}\text{Se}$ の Pb 標的との反応における θ_0 [deg]	51
4.9	$^{79}\text{Se}, ^{80}\text{Se}$ の Pb 標的との反応における θ_0 [deg]	51
4.10	Talys の計算に使用した強度関数のモデル (SFM)	52
4.11	Talys の計算に使用した準位密度のモデル	52

第1章

序

本研究では原子力発電所で生成される長寿命核分裂生成物 (Long-Lived Fission Products: LLFP) の処理に向けた核変換技術の研究が行われている。この核変換技術を確立するために必要な核反応データの取得を目的とし、LLFP の一つである ^{79}Se ($Z = 34, N = 45$) および近傍核 ^{80}Se ($Z = 34, N = 46$) に対して中性子捕獲反応 (n, γ) の逆反応に相当する光吸収断面積 (γ, n) の測定を行った。

中性子捕獲反応は核変換技術に必要な核反応データの一つであるためその断面積の測定が求められているが、LLFP である ^{79}Se を標的とした中性子捕獲反応実験は、LLFP の放射能のため実験的に困難である。その一方、安定核である ^{80}Se の光吸収断面積測定は ^{80}Se を標的とした実光子吸収実験が複数行われている [1, 2, 3]。光吸収断面積は対象核の高励起エネルギー領域に現れ、巨大双極子共鳴として観測される。この巨大双極子共鳴を明らかにし、Brink の仮説と詳細釣り合いの原理を応用することで中性子捕獲反応断面積の導出が可能となる。しかし、 ^{80}Se の巨大双極子共鳴測定の例は少なく、中性子分離エネルギー領域では実験によるばらつきが大きい。また、LLFP である ^{79}Se については (n, γ) および (γ, n) の断面積測定はない。

このような状況にある ^{79}Se と ^{80}Se の光吸収断面積測定を、逆運動学法を用いたクーロン分解反応測定によって導出する方法を採用した。逆運動学法は対象となる原子核を高速 (光速の約 60%) の二次ビームとして生成して標的に照射し、反応前後の入射粒子・出射粒子を事象毎に同時検出する。クーロン分解反応実験では、反応によって放出される荷電粒子・中性子・ γ 線を同時計測し、クーロン分解反応断面積をエネルギー微分断面積 (相対エネルギースペクトル) として導出する。巨大双極子共鳴を経由して粒子崩壊する場合、荷電粒子の励起状態に遷移する事象がある。そのため統計崩壊モデルによりどの励起状態からどの励起状態に遷移するかを統計崩壊モデルを用いて計算を行った。得られた断面積を統計崩壊モデルを使って荷電粒子と中性子の相対エネルギースペクトルおよび γ 線スペクトル、中性子のエネルギースペクトルを解析し、光吸収断面積を導出した。

第2章では本研究で用いた実験原理を述べ、第3章では実験に用いた検出器やセットアップについて述べる。第4章では解析手法について述べ、第5章では解析の結果の議論を行い、第6章ではまとめと今後の展望を述べる。

1.1 長寿命核分裂生成物 (Long Lived Fission Products)

原子力発電所で生成される使用済み燃料を再処理すると高レベルの放射性廃棄物が生じる。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) と半減期が数十万年から数百万年と非常に長い長寿命核分裂生成物 (LLFP:Long lived Fission Products) が含まれている。MA や LLFP は放射線を長期に渡って放出し続けるため生物の生活圏から遠ざけなければならない。LLFP および MA は長い半減期のために、図 1.1 に示すように放射線を放出し続ける。そのため現在では放射性廃棄物をガラス固化し冷却のため地上に 30 年ほど保管し、地下深くに埋没処分することが検討されている。しかし保管場所の選定が社会問題となっている。したがって放射性廃棄物を処理する新たな手法が必要である。その手法として核変換技術の研究が行われている。核変換技術により MA や LLFP を安定核に変換することや寿命の短い核に変換することが期待される。これにより長期に渡って核廃棄物を保存するリスクの低減に繋る。また、LLFP は核変換により安定核種に変換できればレアメタル等の資源としての再利用が期待できる。

MA は ^{237}Np や ^{243}Am , ^{241}Am などの核種がある。表 1.1 にそれらの半減期を示す。MA については ADSu という方法が長年に渡り研究されており [4]、この方法は陽子を鉛・ビスマスに入射し破砕反応によって中性子を発生させ、発生した中性子により MA を核分裂反応させることで核変換を行う手法である。

表 1.1 MA とその半減期

核種	^{237}Np	^{243}Am	^{241}Am
半減期	$2.1 \times 10^6 \text{ y}$	$7.3 \times 10^3 \text{ y}$	$4.3 \times 10^2 \text{ y}$

LLFP は ^{99}Tc や ^{129}I , ^{135}Cs などの核種がある。代表的な LLFP とその半減期を表 1.2 に示す。LLFP は核変換に関連するデータはほとんど取得されていないため、効率良く核変換する技術の蓄積がされていない。そのため本研究では LLFP の一つである ^{79}Se の核反応のデータを取得を目的として ^{79}Se および近傍核の ^{80}Se の光吸収断面積測定を行った。

表 1.2 代表的な LLFP とその半減期

核種	^{99}Tc	^{129}I	^{135}Cs	^{126}Sn	^{93}Zr	^{79}Se	^{107}Pd
半減期	$2.1 \times 10^5 \text{ y}$	$1.6 \times 10^7 \text{ y}$	$2.0 \times 10^6 \text{ y}$	$1.0 \times 10^5 \text{ y}$	$1.6 \times 10^6 \text{ y}$	$6.5 \times 10^4 \text{ y}$	$6.5 \times 10^6 \text{ y}$

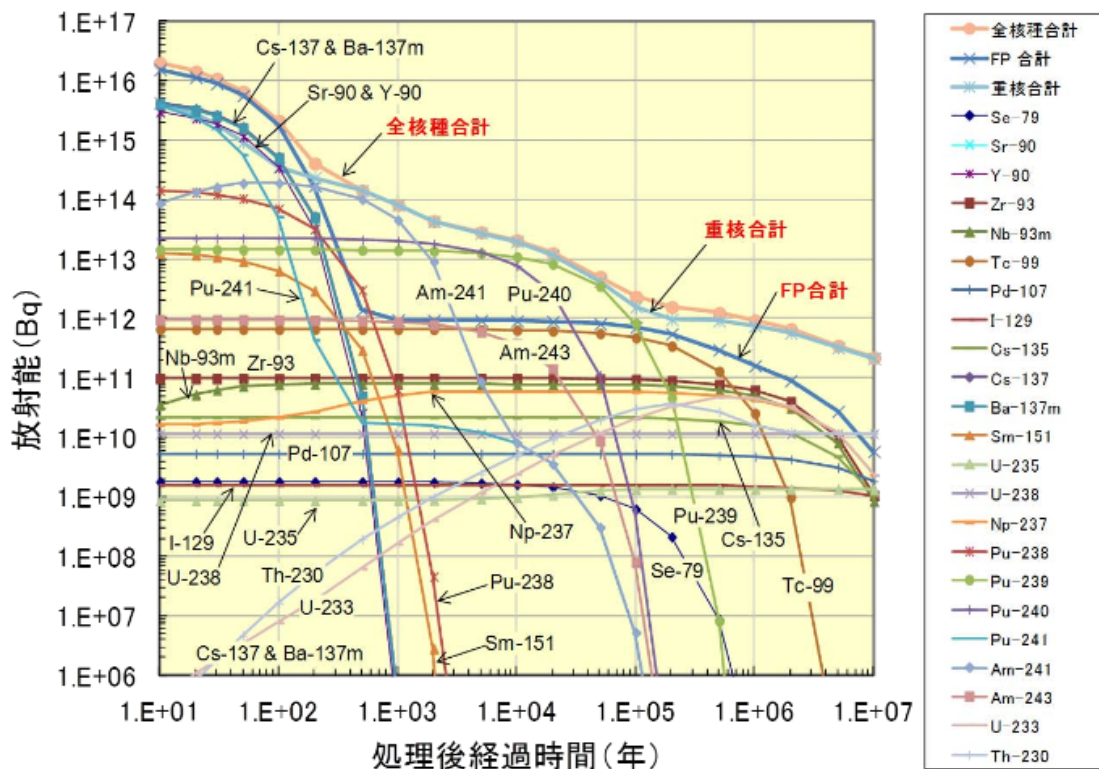


図 1.1 使用済み核燃料の処理後の年数 (y) と放射能 (Bq) の関係 [5].

1.2 巨大双極子共鳴 (Giant Dipole Resonance)

光吸収断面積で最も大きく寄与するのが巨大双極子共鳴 (GDR: Giant Dipole Resonance) である。GDR は巨視的には中性子流体と陽子流体が逆位相で振動するモードであると考えられている。GDR の励起エネルギー E_x は質量数に依存して $E_x \approx 80A^{-1/3}$ とあらわされ、共鳴幅は 3-8 MeV 程度と知られている。遷移強度の総和は、基底状態の性質で決まり、これは総和則 (sum rule) として知られている。E1 応答においては TRK(Thomas Reiche Kuhn) 和則がよく知られており、

$$\int \sigma_{\gamma}^{(E1)}(E_x) dE_x = \int \frac{16\pi^3}{9\hbar c} \frac{dB(E1)}{dE_x} E_x dE_x \approx \frac{60NZ}{A} [\text{MeV} \cdot \text{mb}] \quad (1.2.1)$$

と表される。ここで $\sigma_{\gamma}^{(E1)}(E_x)$ は光子のエネルギーが E_x のときの光吸収断面積であり、 $B(E1)$ は E1 遷移の換算遷移確率で

$$B(E1) = \frac{|\langle J_f || \hat{T}(E1) || J_i \rangle|^2}{2J_i + 1} \quad (1.2.2)$$

と表される。ここで J_f, J_i は始状態と終状態のスピンを表していて \hat{T} は遷移の演算子を表している。安定核では GDR は TRK 和則のほぼすべてを尽くしているということが知られている [6].

本研究の対象核である ^{80}Se は A. Makinaga らによって実光子による光吸収断面積測定 [1] が行われている。図 1.2 にその測定結果を示す。図の黒点が A.Makinaga らによるデータ点で実線は ^{80}Se の準

位密度に microscopic model を仮定し、強度関数として Hartree-Fock-Bogoliubov(HFB)+quasiparticle random phase approximation(QRPA) model[24] を用いてフィッティングを行った結果で、破線が準位密度に Back-shifted Fermi gas model[30, 31] を仮定し、強度関数として Brink-Axel Lorentzian[21, 22] を仮定したモデルでフィッティングを行った結果である。この研究では 1 中性子分離エネルギーの近傍では強度関数よりも準位密度のモデルの寄与が大きいことがわかったが GDR の共鳴幅や中心値などの共鳴構造を決定することは出来ていない。 ^{79}Se については光吸収断面積も中性子捕獲断面積も測定されていない。

本研究でも同様にモデルを仮定し実験結果と比較を行った。各モデルについては 4 章のシミュレーションの節で詳述する。

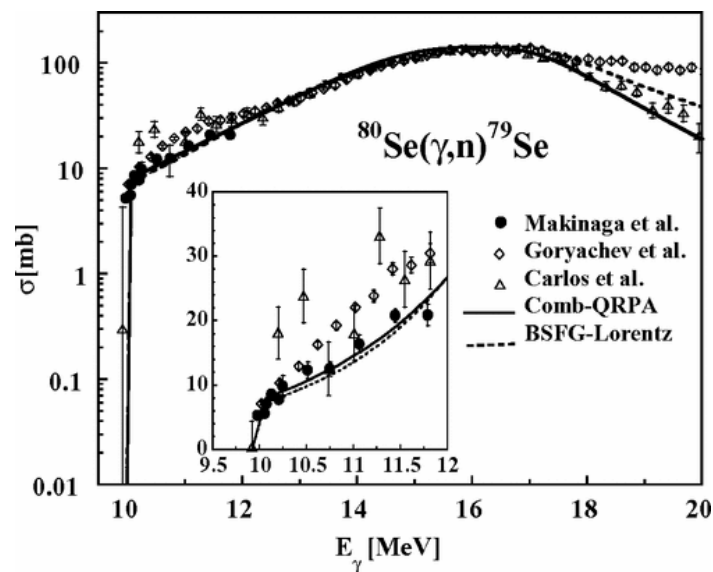


図 1.2 A. Makinaga らによる ^{80}Se の実光子による光吸収断面積の測定結果 [1]。

1.3 ピグミー共鳴 (Pigmy Dipole Resonance)

中性子が過剰な原子核では中性子スキン核が存在する。中性子の数が増えると中性子分布の半径が陽子分布の半径よりも大きくなる。この陽子分布の半径から中性子分布の半径がはみだした部分が中性子スキンと呼ばれており、中性子スキンを持つ核を中性子スキン核と呼ぶ。中性子スキン核ではピグミー共鳴がみられることがある。ピグミー共鳴 (PDR:Pigmy Dipole Resonance) とは GDR の分布の低エネルギー側の裾のあたり $E_x \simeq 8 - 10\text{MeV}$ に現れる共鳴状態である。ピグミー共鳴は巨視的にはコア部分と中性子スキン部分の振動であると考えられている。ドイツの GSI で行われた ^{130}Sn , ^{132}Sn のクーロン分解実験の結果ではこのピグミー共鳴が観測された [7]。図 1.3 に安定核である ^{124}Sn , および ^{130}Sn , ^{132}Sn の光吸収断面積とクーロン分解断面積を示す。 ^{130}Sn , ^{132}Sn では光子のエネルギー E_γ が 10 MeV 付近にピグミー共鳴によるピークが観測されている。 ^{130}Sn , ^{132}Sn はそれぞれ PDR が TRK 和則の 7(3)%, 4(3)% と明らかになった。

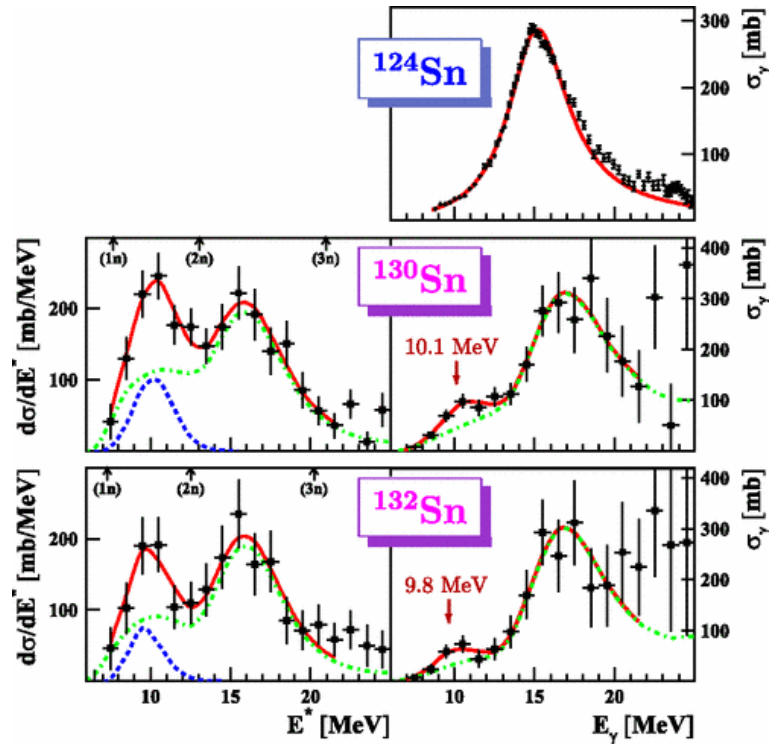


図 1.3 P. Adrich らによって測定された ^{130}Sn , ^{132}Sn のクーロン分解断面積 (左)、クーロン分解断面積を光吸収断面積に焼き直した結果 (右)、既知の ^{124}Sn の光吸収断面積 (右上)[7]。

1.4 光吸収反応断面積と中性子捕獲断面積

中性子捕獲反応は光吸収反応の逆反応である。そのため個別釣り合いの原理を用いるとこれらの断面積の比は

$$\frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(n, \gamma)} = \frac{p_n (2I_{79\text{Se}} + 1)(2I_n + 1)}{p_\gamma (2I_{80\text{Se}} + 1)(2I_\gamma + 1)} \quad (1.4.1)$$

と表すことができる。ここで p_n, p_γ はそれぞれ中性子と光子の運動量であり $I_{79\text{Se}}, I_{80\text{Se}}, I_n, I_\gamma$ はそれぞれ ^{79}Se および ^{80}Se , 中性子, 光子のスピンの値である。この関係を用いることによって中性子捕獲反応の逆反応である光吸収反応断面積から中性子捕獲断面積を求めることができる。

1.5 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 2 種類が存在する。

^{80}Se の 1 中性子分離反応を考えると、 ^{80}Se と標的の反応により 1 粒子-1 空孔の励起状態に遷移し、この状態の励起エネルギーが 1 中性子分離エネルギーより高い場合、中性子を放出して ^{79}Se へ崩壊する。このような反応を直接崩壊という。図 1.4 に直接崩壊の過程を示す。

また、1 粒子-1 空孔状態は 2 粒子-2 空孔状態以上のより複雑な状態との結合により複合核を形成する場

合がある。複合核を形成した後に核子を放出して崩壊するがこの過程は統計的な過程と理解することができるため統計崩壊と呼ばれている。図 1.5 に統計崩壊の過程を示す。

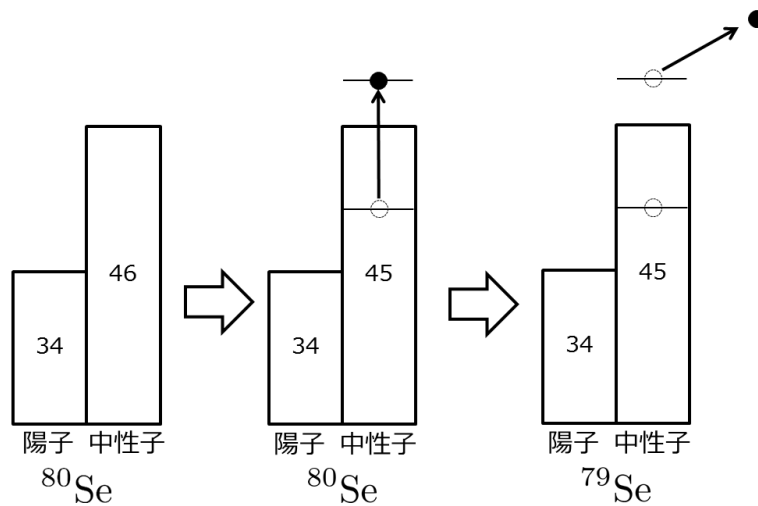


図 1.4 ^{80}Se の直接崩壊の過程。 ^{80}Se が光子を吸収して 1 粒子-1 空孔状態に遷移し (中央)、中性子を放出する (右) 過程を表している。

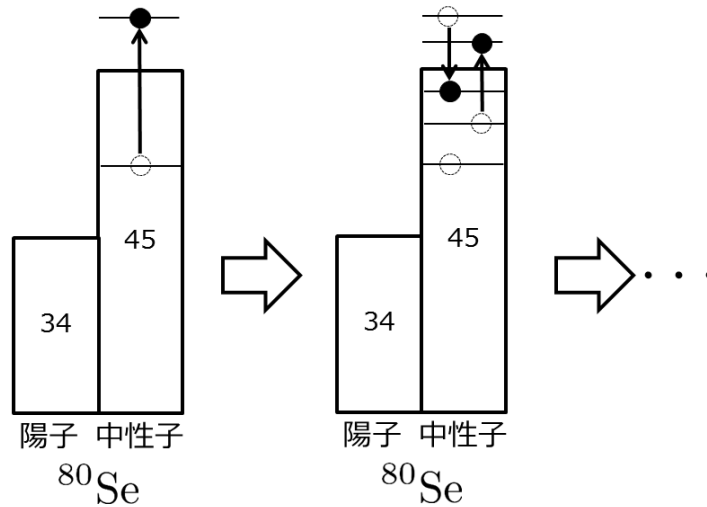


図 1.5 ^{80}Se の統計崩壊の過程。 ^{80}Se が光子を吸収して 1 粒子-1 空孔状態に遷移し (左)、2 粒子 2 空孔状態 (中央) を経由し様々な状態へ遷移していく過程を表している。

第 2 章

実験原理

本節では光吸収断面積を導出するために用いるクーロン分解断面積の測定について述べる。光吸収断面積は対象核に光子を吸収させることにより測定を行うが、本研究の対象である ^{79}Se は放射線を放出するため標的として用いることが難しい。実験的な困難を克服するために光吸収断面積測定を逆運動学法によるクーロン分解反応実験で行った。逆運動学法では対象とする原子核をビームとして生成し標的と反応させる手法である。入射粒子と反応粒子を同時計測することで不変質量を導出し、クーロン分解断面積を通して光吸収断面積を導出した。

2.1 クーロン分解反応

ビームとして $^{79,80}\text{Se}$ を供給し、Pb のような原子番号の大きな標的と反応させる。その際に $^{79,80}\text{Se}$ は標的からクーロン相互作用を受けて励起し、その励起エネルギーが中性子分離エネルギーを越えた場合には中性子を放出して崩壊する。クーロン分解反応の概念図を図 2.1 に示す。この反応は入射粒子が仮想光子を吸収することによって起きるとみなすことができ、クーロン分解断面積 σ_{Coul} は光吸収断面積 $\sigma_{\gamma}(E_x)$ を用いて次のように表すことができる。

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

ここで $N_{E1}(E_x)$ は仮想光子数を表している。ここで図 2.2 に典型的な ^{80}Se の光吸収断面積、仮想光子数、クーロン分解微分断面積を励起エネルギー E_x の関数として示す。ここで示したようにクーロン分解断面積は仮想光子数 $N(E_x)$ に比例するため低エネルギー側で感度が良いという特徴がある。これにより 1 中性子分離エネルギー近傍の領域をよく調べることができる。

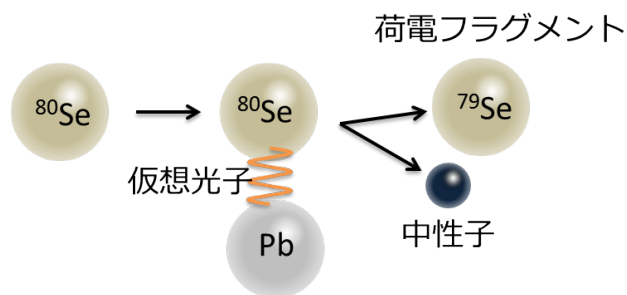


図 2.1 ^{80}Se のクーロン分解反応の概念図。 ^{80}Se が Pb 標的から仮想光子を吸収し、 ^{79}Se と中性子に分解する反応を表している。

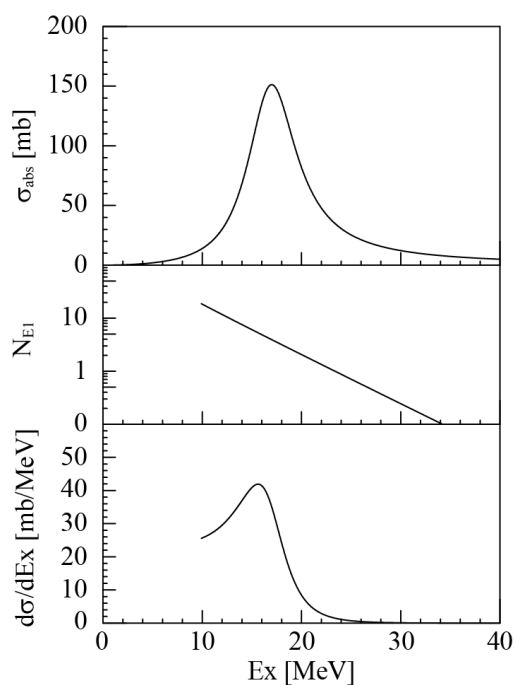


図 2.2 ^{80}Se の典型的な Lorentzian を仮定した場合の光吸収断面積 σ_{abs} (上)、仮想光子数 N_{E1} (中)、クーロン分解断面積 $d\sigma/dE_x$ (下) の分布。

2.2 不変質量法

本解析では不変質量法を用いてクーロン分解反応断面積の導出を行った。不変質量法は標的と反応して生成された中性子と荷電粒子の4元運動量を同時測定することによって分解前の粒子の不変質量を求める手法である。 ^{80}Se を例に説明を行う。

^{80}Se の不変質量を M^* は分解後の ^{79}Se と中性子のエネルギー $E_{^{79}\text{Se}}, E_n$ と運動量ベクトル $\mathbf{p}_{^{79}\text{Se}}, \mathbf{p}_n$ を用いて、

$$M^* = \sqrt{(E_{^{79}\text{Se}} + E_n)^2 - (\mathbf{p}_{^{79}\text{Se}} + \mathbf{p}_n)^2} \quad (2.2.1)$$

と表すことができる。また、分解後の ^{79}Se 、中性子の静止質量を $m_{^{79}\text{Se}}, m_n$ をもちいて分解前後の質量差である相対エネルギー E_{rel} は

$$E_{rel} = M^* - m_{^{79}\text{Se}} - m_n \quad (2.2.2)$$

と表すことができる。分解後の ^{79}Se が束縛励起状態にある場合はガンマ線も放出される。 E_{rel} と ^{80}Se の1中性子分離エネルギー S_n 、ガンマ線のエネルギー E_γ^i を用いて ^{80}Se の励起エネルギー E_x は

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

と書ける。これらの関係を図 2.3 に示す。また $^{79}\text{Se}, ^{80}\text{Se}$ の1中性子分離エネルギー S_n を表 2.1 に示す。

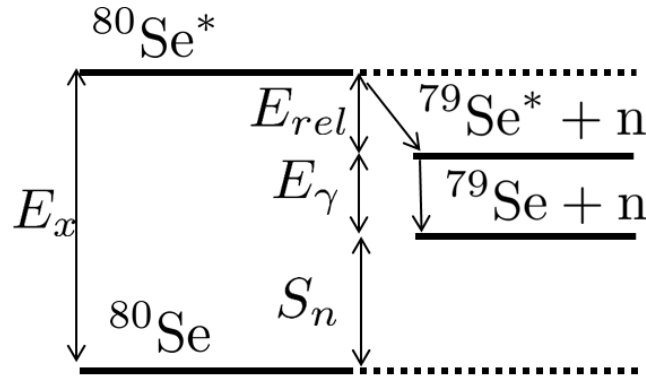


図 2.3 相対エネルギー E_{rel} と励起エネルギー E_x の関係。 S_n は一中性子分離エネルギー、 E_γ はガンマ線のエネルギーを表している。

表 2.1 ^{79}Se 及び ^{80}Se の1中性子分離エネルギー S_n

核種	^{79}Se	^{80}Se
S_n	6.96 MeV	9.91 MeV

2.3 核力分解反応の寄与

クーロン分解断面積の導出には鉛標的を用いて測定した分解断面積を用いる。鉛標的では陽子数 Z が大きいのでクーロン相互作用による寄与が大きい核力による寄与も含まれている。この核力による寄与を見積るために炭素標的による分解断面積測定も行った。炭素は陽子数 Z が小さいためクーロン相互作用よりも核力相互作用による寄与が大きくなる。そのため鉛標的を用いた分解断面積 σ_{Pb} から炭素標的を用いた分解断面積 σ_{C} を差し引くことによってクーロン分解断面積 σ_{Coul} を

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

と導出する。ここで、 Γ は炭素と鉛の核力分解断面積の比である。本研究では Γ を次のように幾何学的な計算から見積もった。入射角の半径 $R(^{79,80}\text{Se})$ と標的核の半径 $R(^{208}\text{Pb}), R(^{12}\text{C})$ から Γ を2種類の方法で見積もるとそれぞれ

$$\Gamma_0 = \frac{R(^{79,80}\text{Se}) + R(^{208}\text{Pb})}{R(^{79,80}\text{Se}) + R(^{12}\text{C})} = 1.55 \quad (2.3.2)$$

$$\Gamma_1 = \frac{R(^{208}\text{Pb})}{R(^{12}\text{C})} = 2.07 \quad (2.3.3)$$

となる。これらの平均値 $\Gamma = (\Gamma_0 + \Gamma_1)/2$ を用いて核力による寄与を差引く。

第 3 章

^{79}Se , ^{80}Se のクーロン分解実験

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[8] と SAMURAI スペクトロメーター [9] を用いて行った。一次ビームの ^{238}U を核子あたり 345MeV で Be 標的に入射させ、飛行核分裂で生成される $^{79,80}\text{Se}$ を BigRIPS で分離・識別した。BigRIPS で分離・識別された 2 次ビームを F13 焦点面に置いた反応標的に入射させ、反応後の荷電フラグメントを SAMURAI スペクトロメーターによって検出した。

3.1 実験のセットアップ

3.1.1 BigRIPS

2 次ビームの生成及び識別は BigRIPS を用いて行う。図 3.1 に BigRIPS および SAMURAI のセットアップを示す。図 3.1 中に赤丸で囲まれた焦点面にはプラスチックシンチレーターが置かれている。このプラスチックシンチレーターの厚さを表 3.1 に示す。BigRIPS の F0 焦点面から F2 焦点面の第一ステージでは 2 次ビームの分離を行う。生成された粒子ごとの磁気硬度 $B\rho$ 、エネルギー損失 ΔE の違いによって目的の $^{79,80}\text{Se}$ の数が最大になるように選択する。F2 以降の第 2 ステージで飛行時間 TOF、エネルギー損失 ΔE 、磁気硬度 $B\rho$ を測定することで粒子識別をイベント毎に行う。本実験では F7 と F13 に置かれたプラスチックシンチレーターを用いて TOF の測定を行い、F13 に置かれたイオンチェンバーを用いてエネルギー損失 ΔE を測定した。今回の設定では F1 のスリットを $\pm 1\text{mm}$ としているため momentum dispersion が $21.4\text{mm}/\%$ であることから運動量の広がり 0.04% と非常に小さい。そのため $B\rho$ は一定値とみなすことができ、TOF と ΔE によって 2 次ビームの識別が可能となる。

表 3.1 F3,F7,F13 に置かれたプラスチックシンチレーターの厚さ

焦点面	F3	F7	F13 (2 枚)
厚さ	3 mm	3 mm	0.5 mm

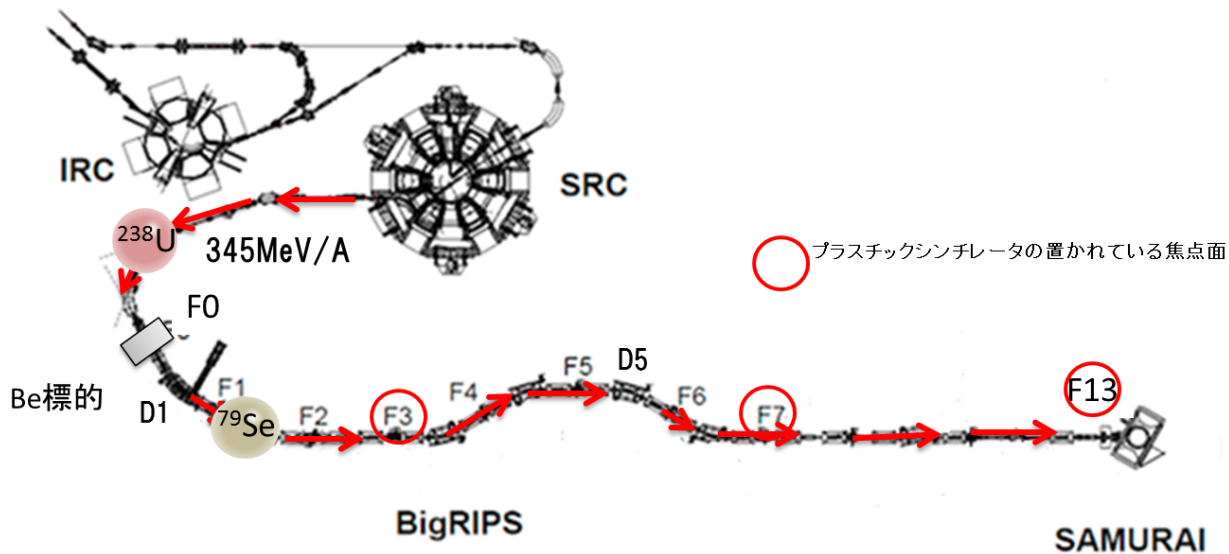


図 3.1 BigRIPS のセットアップ。赤丸で囲まれている焦点面にはプラスチックシンチレータが置かれている。

3.1.2 SAMURAI

多種粒子測定装置 SAMURAI (Superconducting Analyzer for Multi-particle from Radio Isotope Beams)[9, 10] は SAMURAI マグネットと呼ばれる超伝導双極電磁石、入射ビーム検出器、荷電粒子検出器、中性子検出器から構成されている。これらを利用して荷電粒子と中性子の運動量ベクトルを測定する。図 3.2 に SAMURAI 全体図を示す。以下では各検出器について詳細を述べる。

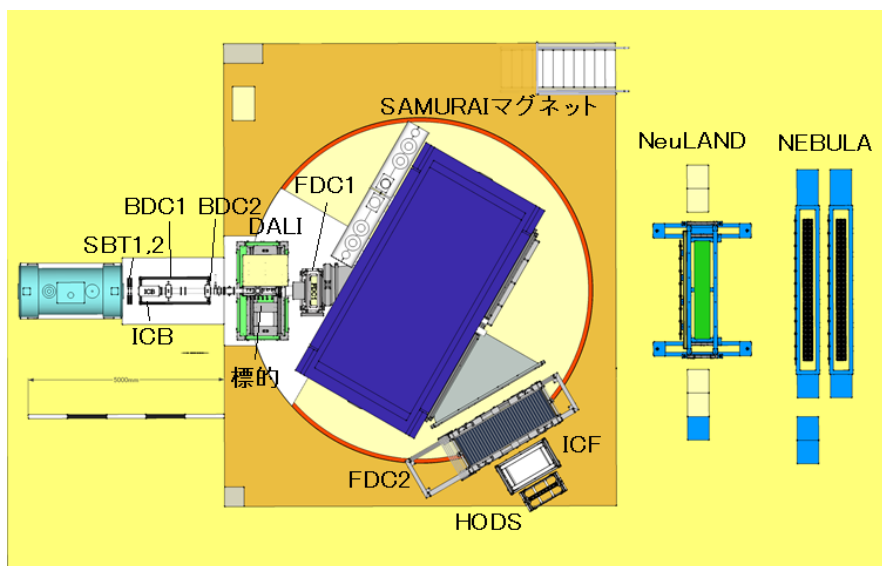


図 3.2 SAMURAI 全体図

3.1.2.1 SBT1,SBT2

SBT1,2はF13に設置されている厚さ0.5mmのプラスチックシンチレーターである。シンチレーション光はライトガイドを通して両端の光電子増倍管で検出される。これらから取得した時間を他のプラスチックシンチレーターの時間と組み合わせることにより粒子の飛行時間TOFを求める。本解析では入射粒子の識別のためにF7-F13間のTOFを求めるために使用した。またこの検出器の信号がデータ収集システムのトリガーとなっている。

3.1.2.2 ICB

ICBは10層のアノード面と11層のカソード面から構成されているイオンチェンバーである。図3.3にICBの正面図と側面図を示す。本実験では CH_4 10%+Ar90%のガスを760 Torrで封入して使用した。

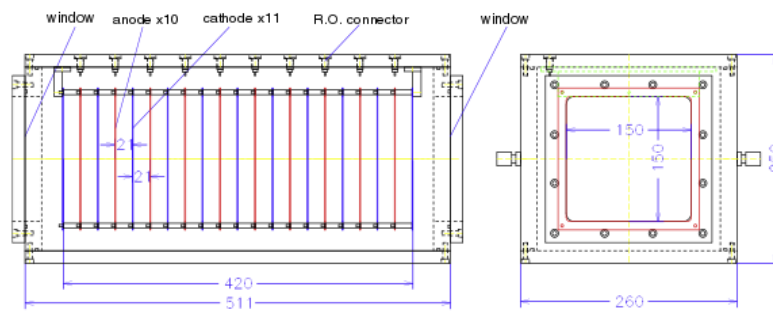


図 3.3 ICB の側面図 (左) と正面図 (右)[9]。

3.1.2.3 BDC1,BDC2

BDC1,2[9]は入射粒子の標的における位置、角度を測定するためのドリフトチェンバーである。図3.4にBDCの概略図を示す。一層あたり16本のアノードワイヤーが5mm間隔で張られている。ワイヤーが水平方向に張られた層と鉛直方向に張られた層がそれぞれ4層ある。水平方向のワイヤー面にはX,X'がありこれらはワイヤー位置が2.5mmずれた構造をしている。鉛直方向についても同様にY面とY'面が存在し、2.5mm互いにずれた構造をしている。これらの面が(XX'YY'XX'YY')という順番で並んだ構造になっている。

入射粒子が封入ガスを電離し、その際に電離した電子がアノードワイヤーに到達する時間から位置の情報を得る。本実験では $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ ガスを50 Torrの圧力で封入して使用した。

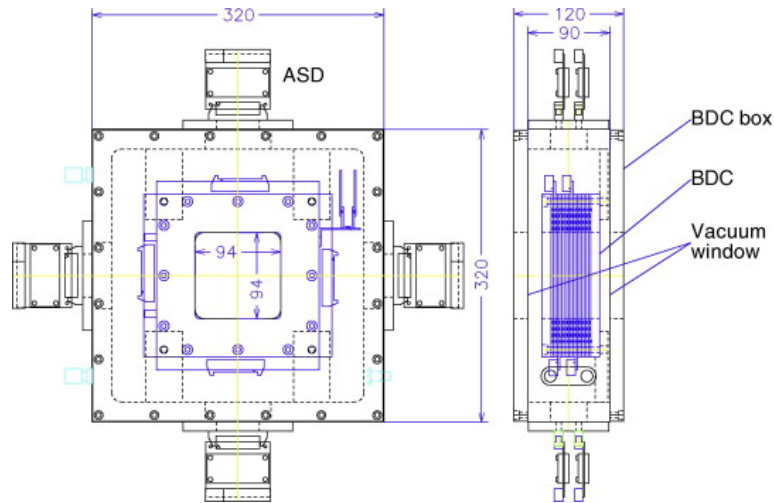


図 3.4 BDC1,2 の正面図 (左) と側面図 (右)[9]。

3.1.2.4 標的

本実験では反応標的として C,Pb 標的を用意した。各標的の厚さを表 3.2 に示す。標的は有感領域が直径 48 mm の円形のホルダーに入れて用いた。

表 3.2 標的の情報

標的	厚さ [mg/cm ²]
C	261
Pb	536

3.1.2.5 DALI2

DALI2[11] はインビーム γ 線分光実験のために設計された γ 線検出器群である。この検出器は 2 次ビームと反応して生成された荷電粒子が脱励起する際に放出されるガンマ線の測定に用いられる。図 3.5 に DALI2 の概略図を示す。図 3.5 では説明のため片側のみ描写されている。標準では 186 個の NaI(Tl) シンチレーターからなっていて反応標的を覆うように構成されている。本実験では 140 個のシンチレーターを使用した。細分化された検出器の位置から γ 線の放出角度を求めることができ、これにより光速の約 60 % の速度を持つ粒子から放出されるガンマ線のドップラー補正を行うことができる。

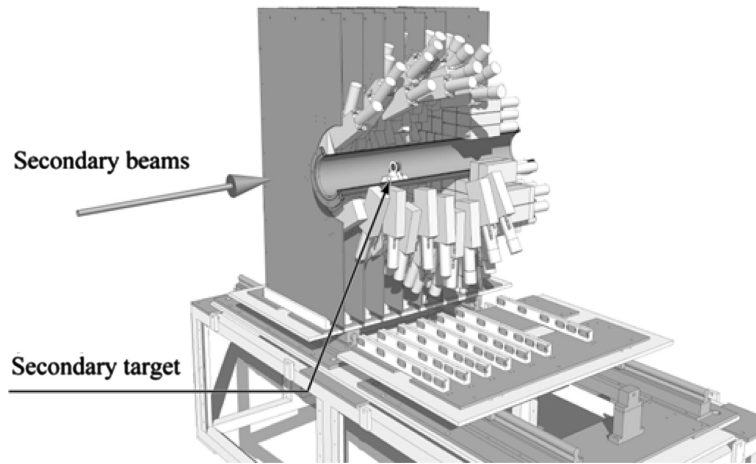


図 3.5 DALI2 の概略図 [11]。

3.1.2.6 FDC1

FDC1[9] は標的と SAMURAI マグネットの間に設置されており、荷電フラグメントの入射位置、角度を測定するドリフトチェンバーである。図 3.6 に FDC1 の概略図を示す。アノードワイヤーが 10 mm 間隔で鉛直方向に張られた層が 6 層あり、それに対して $\pm 30^\circ$ 傾けたワイヤーが張られた U, V 面がそれぞれ 4 層の計 14 層からなる。BDC と同様に各層には X, X'(U, U')(V, V') の 2 種類あり、5 mm 互いにずれた構造をしている。これらの面が (XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX') という順番で並んだ構造になっている。本実験では $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ ガスを 50 Torr の圧力で封入している。

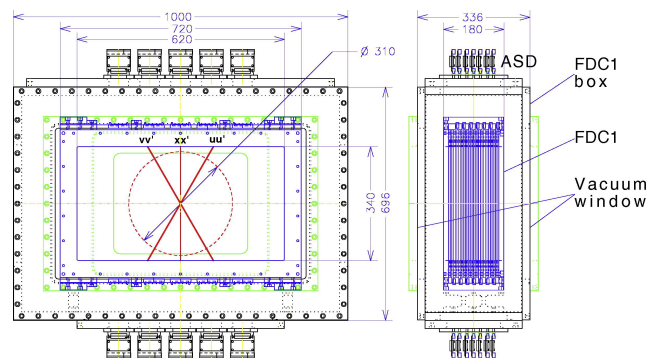


図 3.6 FDC1 の正面図 (左) と側面図 (右)[9]

3.1.2.7 SAMURAI マグネット

SAMURAI マグネット [9] は最大磁場 3.1 T の超伝導双極子磁石である。電極間の距離は 88 cm となっている。マグネットにより荷電フラグメントと中性子を分離することができる。軌道を曲げられた荷電フラグメントは荷電粒子検出器群で粒子識別を行い、軌道の解析から運動量を導出する。また中性子はマグネットの影響を受けずに中性子検出器群によって運動量ベクトルの測定が行なわれる。

3.1.2.8 FDC2

FDC2[9] はマグネットによって軌道を曲げられた荷電フラグメントの入射位置、角度を測定するドリフトチェンバーである。アノードワイヤーが 20 mm 間隔で鉛直方向に張られた層 X とそれに対して $\pm 30^\circ$ 傾けてワイヤーの張られた層 U, V がそれぞれ 4 層ある。BDC1,2 や FDC1 と同様に各層には X, X'(U, U')(V, V') の 2 種類あり互いに 10 mm ずれた構造をしている。本実験では He+60%CH₄ ガスを 760 Torr 封入して使用した。

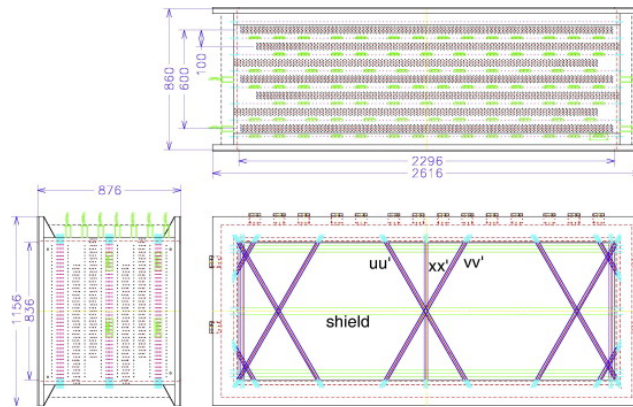


図 3.7 FDC2 の側面図 (左) と上面図 (右上) 及び正面図 (右下)[9]。

3.1.2.9 ICF

ICF[10] は FDC2 の下流側に設置されたイオンチェンバーである。入射粒子のエネルギー損失 ΔE を測定するために用いる。縦 400 mm, 横 750 mm の 12 面のアノード面と 13 面のカソード面からできており、20 mm おきに交互に並んでいる。本実験では P10 ガスを 760 Torr で封入して使用した。なお本解析では使用しない。

3.1.2.10 HODS

HODS[12] は 7 本のプラスチックシンチレーターから構成される検出器である。HODS で荷電フラグメントのエネルギー損失 ΔE と飛行時間 TOF を測定する。図 3.8 に HODS の概略図を示す。各プラスチックシンチレーターはその両端にライトガイド、光電子増倍管が取り付けられた構造をしている。プラスチックシンチレーターは厚さ 5 mm 幅 100 mm 長さ 500 mm である。

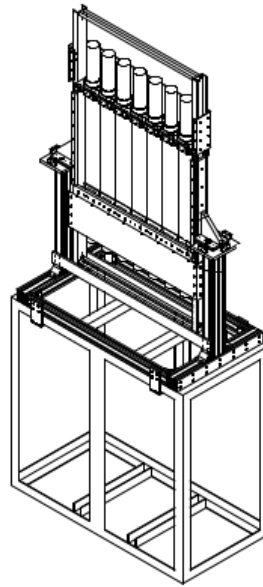


図 3.8 HODS の概略図。実際にはシンチレーター全体を遮光シートで覆っている。

3.1.2.11 NeuLAND

NeuLAND[13] は複数のプラスチックシンチレーターから構成された中性子検出器である。中性子の位置と飛行時間 TOF を測定して運動量ベクトルを導出するために用いる。NeuLAND は $50\text{mm} \times 50\text{mm} \times 2500\text{mm}$ のプラスチックシンチレーター 400 本から構成されている。50 本のシンチレーターを縦に並べた層とそれに対して 90 度回転した層が交互に組み合わされた構造になっている。

ビームの入射面には厚さ 10 mm, 幅 320 mm, 縦 1900 mm のプラスチックシンチレーターである VETO カウンターが取り付けられている。VETO は 8 本ビームに対して垂直に設置されている。VETO は荷電粒子のイベントの除去に用いる。

3.1.2.12 NEBULA

NEBULA[9, 10, 15] は複数のプラスチックシンチレーターから構成された中性子検出器である。中性子の位置と飛行時間 TOF を測定して運動量ベクトルを導出するために用いる。図 3.1.2.12 に NEBULA の概略図を示す。NEBULA は $120\text{mm} \times 120\text{mm} \times 1800\text{mm}$ のプラスチックシンチレーター 120 本から構成されてる。2つのウォールからなっていて各ウォールは 2層から成っている。各層は 30本のシンチレーターを鉛直方向に向けて水平に並べた構造になっている。

NEBULA も NeuLAND と同じように荷電粒子などのイベントを除去するために、同じ VETO が各ウォールの前面に 12 枚ずつ取り付けられている。

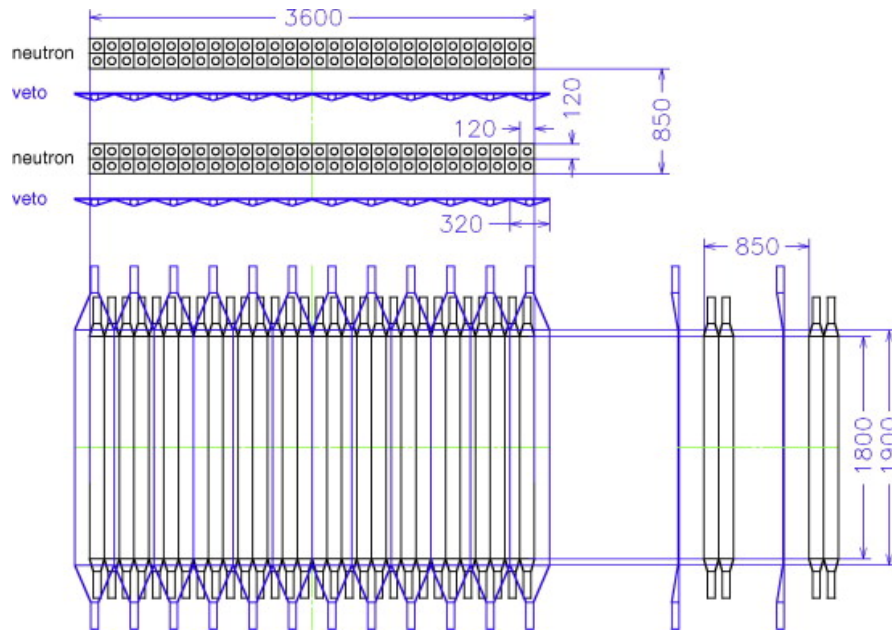


図 3.9 NEBULA の概略図 [10]。黒色の線で示したものが中性子検出器を表しており、青色の線で示したものが VETO を表している。

3.1.3 トリガーロジック

本実験でデータ取得に用いたトリガーについて述べる。用いたトリガーは次のものである。

- ビームトリガー (B) (入射ビーム用)
- ダウンスケールビームトリガー (DSB) (ビームトリガーをダウンスケールしたもの)
- HOD トリガー (H) (荷電粒子用)
- DALI トリガー (D) (ガンマ線用)
- NEBULA トリガー (NEB) (中性子用)
- NeuLAND トリガー (Neu) (中性子用)

ビームトリガーは SBT1,2 のそれぞれの左右の光電子増倍管の信号の論理積をとりさらに SBT1 と SBT2 の信号の論理積をとったものである。ビームトリガーの生成回路を図 3.10 に示す。

HOD トリガーは HODS を構成する検出器の上下の光電子増倍管の信号の論理積をとり、全検出器の論理和をとったものである。HOD トリガーの生成回路を図 3.11 に示す。

DALI トリガーは DALI2 を構成する検出器の光電子増倍管の信号の論理和をとったものである。DALI トリガーの生成回路を 3.12 に示す。

NEBULA トリガーは NEBULA を構成する中性子検出器の上下の光電子増倍管の信号の論理積をとり、全中性子検出器の論理和をとったトリガーである。NEBULA トリガーの生成回路を図 3.13 に示す。

NeuLAND トリガーは NeuLAND を構成する検出器の両端の光電子増倍管の信号の論理和をとり、各検出器に対して論理和をとったトリガーである。NeuLAND トリガーの生成回路を図 3.14 に示す。

本実験のデータ収集トリガーは DSB, B, B \otimes NEB, B \otimes H, B \otimes Neu, B \otimes D を組み合わせて用いた。

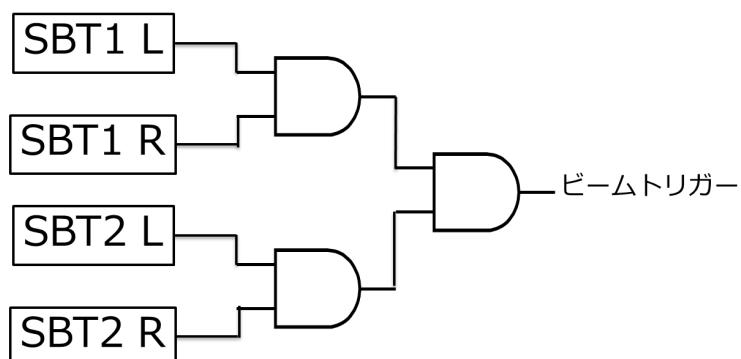


図 3.10 ビームトリガーの生成回路。SBT1 あるいは SBT2 はどの SBT の信号かをあらわし、L,R はそれぞれ左右の光電子増倍管の信号を表している。

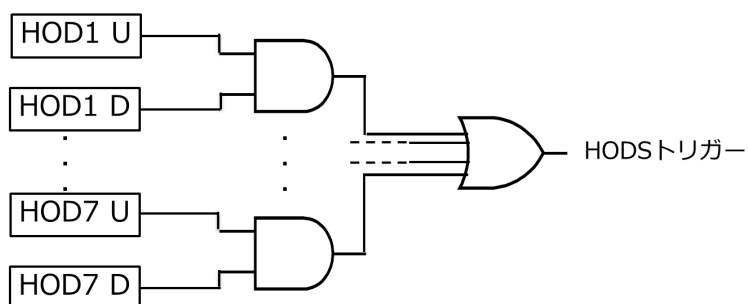


図 3.11 HOD トリガーの生成回路。HOD1 から HOD7 はどの HODS の ID1 から 7 のどの検出器かをあらわし、U,D はそれぞれ上下の光電子増倍管の信号を表している。

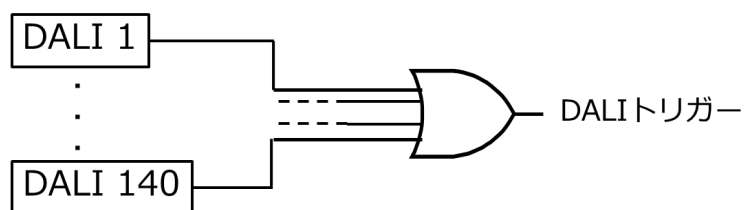


図 3.12 DALI トリガーの生成回路。DALI1 から DALI140 は DALI の ID1 から 140 のどの検出器の光電子増倍管かを表している。

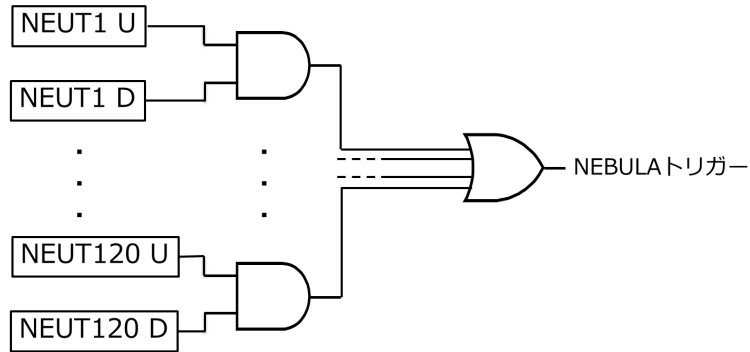


図 3.13 NEUT トリガーの生成回路。NEUT1 から NEUT120 は NEBULA の ID1 から 120 のどの中性子検出器かを表しており U,D はそれぞれ上下の光電子増倍管を表している。

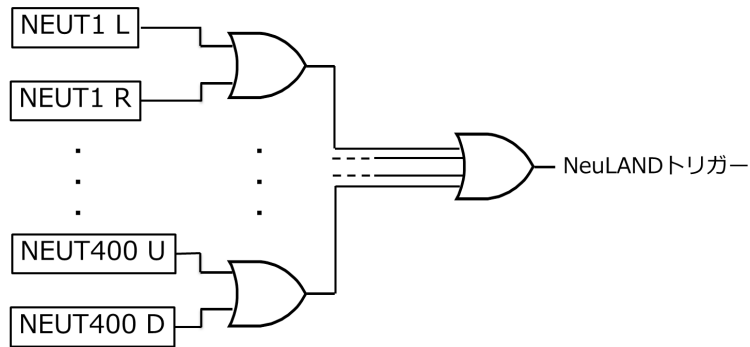


図 3.14 NeuLAND トリガーの生成回路。NEUT1 から NEUT400 は NeuLAND の ID1 から 400 のどの中性子検出器かを表しており U,D および L,R はそれぞれ上下または左右の光電子増倍管を表している。

3.1.4 データセット

表 3.3 に本実験のデータセットを示す。データセットとしてランナンバー (Run No.) と標的、2 次ビーム、SAMURAI マグネットの磁場の設定値、標的中心でのビームのエネルギー、データ取得に用いたトリガーの組み合わせを示した。標的無しのデータはバックグラウンドを見積るために使用する。

表 3.3 2次ビームと各標的に対する設定。エネルギーは標的中心における核子あたりエネルギーである。トリガーは共通で $B \oplus DSB \oplus (B \otimes H) \oplus (B \otimes NEB) \oplus (B \otimes Neu) \oplus (B \otimes D)$ でデータを取得した。

Run No.	標的	2次ビーム	磁場 [T]	エネルギー [A MeV]
232-269	炭素	^{79}Se	2.55	213.3
270-281	鉛	^{79}Se	2.55	212.0
282-286	無し	^{79}Se	2.65	220.7
337-352	炭素	^{80}Se	2.575	214.9
353-371	鉛	^{80}Se	2.575	213.6
372-376	無し	^{80}Se	2.675	222.2

第 4 章

解析

本章では実験データの解析について述べる。初めに BigRIPS のビームライン上の検出器の情報から粒子識別を行い、 $^{79,80}\text{Se}$ を選択する。上流で $^{79,80}\text{Se}$ をビームとして識別したイベントに対し、反応後に生成された荷電粒子の粒子識別を HODS 及び FDC1,2 の解析によって行う。また荷電粒子の励起状態から放出されるガンマ線を DALI2 を解析することでエネルギーを導出した。さらに NEBULA, NeuLAND の解析によって中性子の運動量ベクトルを導出した。荷電粒子及び中性子の運動量ベクトルを測定することにより相対エネルギー分布を導出した。 $^{79,80}\text{Se}$ それぞれの粒子に対し炭素および鉛標的との反応の解析を行った。

なお、本解析では座標系はビーム軸方向を Z 軸、鉛直方向を Y 軸として右手系にとった。

4.1 2 次ビームの解析

4.1.1 粒子識別

2 次ビームの粒子識別は F7 焦点面と F13 焦点面に置かれたプラスチックシンチレーターから得た飛行時間 TOF とイオンチェンバー ICB で測定した ΔE から行った。陽子数 Z は Bethe-Bloch の式からエネルギー損失 ΔE と次の関係がある。

$$Z \propto \sqrt{\Delta E} \cdot \beta \quad (4.1.1)$$

また質量電荷比 A/Z は速度 β 、ローレンツ因子 γ 、磁気硬度 $B\rho$ と

$$\frac{A}{Z} \propto \frac{B\rho}{\beta\gamma} \quad (4.1.2)$$

の関係がある。本実験では BigRIPS の運動量分散焦点面 F1 に設置された F1 のスリットを 1 mm に閉じており運動量の広がり $\pm 0.04\%$ になっているため $B\rho$ を一定と見なすことができる。そのため TOF と ΔE によって粒子識別が可能である。 ΔE は ICB の 10 枚のアノードから得られる波高の相乗平均をとり導出した。

F7 のプラスチックシンチレーターの時間情報はビーム軸からみて左右両端の光電子増倍管の時間情報 T_{F7}^L, T_{F7}^R の平均値 $\langle T_{F7} \rangle$ を用いた。また F13 のプラスチックシンチレーターは SBT1 および SBT2 の 2

枚ある。SBT1,2の時間情報についても同様に左右の時間の平均 $\langle T_{\text{SBT1}} \rangle, \langle T_{\text{SBT2}} \rangle$ を求めこれらの平均

$$\langle T_{\text{SBT}} \rangle = \frac{\langle T_{\text{SBT1}} \rangle + \langle T_{\text{SBT2}} \rangle}{2} \quad (4.1.3)$$

をSBTでの時間として導出した。これを用いて $\text{TOF}_{\text{F7-F13}}$ は

$$\text{TOF}_{\text{F7-F13}} = \langle T_{\text{F7}} \rangle - \langle T_{\text{SBT}} \rangle \quad (4.1.4)$$

として導出した。

以上のようにして得られた粒子識別図が図4.1,4.2である。図4.1が ^{79}Se の測定のセットアップの粒子識別図で、図4.2が ^{80}Se の測定のセットアップの粒子識別図である。表4.1に ^{79}Se と ^{80}Se のビーム強度と純度を示す。

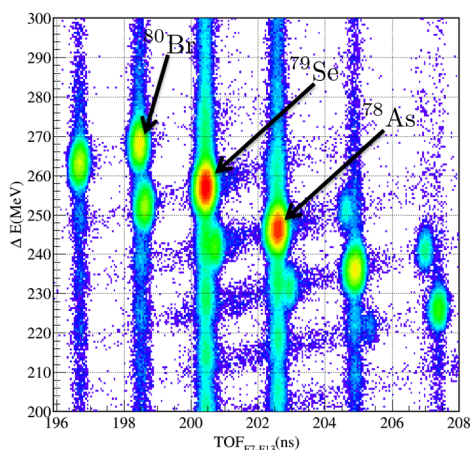


図 4.1 ^{79}Se のセットアップの時の粒子識別図。

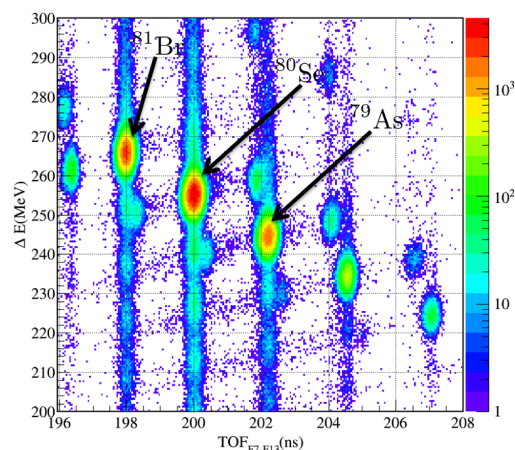


図 4.2 ^{80}Se のセットアップの時の粒子識別図。

表 4.1 ^{79}Se および ^{80}Se のビーム強度と純度

	強度 [cps]	純度 [%]
^{79}Se	2700	54
^{80}Se	2500	49

4.1.2 飛跡解析

標的に入射するの2次ビームの位置と角度をドリフトチェンバー BDC1,2によって測定した。初めにBDC1,2の較正について述べる。BDC1,2にはチェンバー中にガスが封入されている。荷電粒子がチェンバーに入射すると粒子がガスを電離する。電離された電子がアノードワイヤーに到達するまでの時間(ドリフト時間)を測定することで電子が電離された位置からワイヤーまでの距離(ドリフト距離)を導出する。各面で得られた位置から最小2乗法により粒子の飛跡を求めることができる。図4.3にドリフトチェンバー中での粒子の飛跡、ワイヤー位置、ドリフト距離を示す。

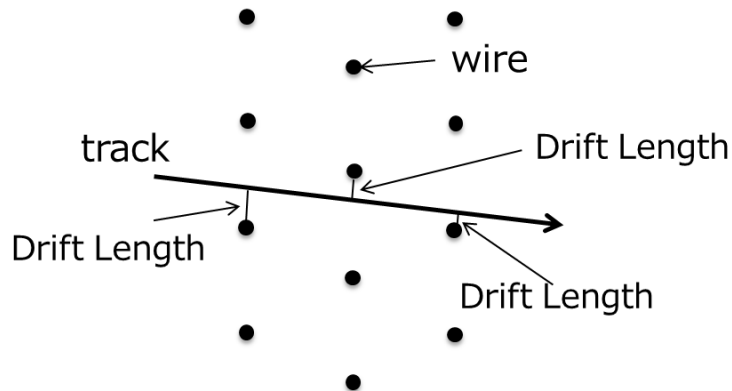


図 4.3 ドリフトチェンバーを粒子が通過するときの概念図。黒点がワイヤーをあらわしており、track がドリフト距離から導出した粒子の軌跡、Drift Length がドリフト距離を表している。

BDC1, BDC2 の TDC 分布を図 4.4, 4.5 にそれぞれ示す。コモンストップモードでデータを取得したので、ch の大きい方がアノードワイヤーに近いことに対応している。この TDC 分布から電子のドリフト距離を導出する。ドリフトチェンバーに入射するビームが一様に分布しているとする、イベント数 N はドリフト距離 x に依らず一定となる。したがって

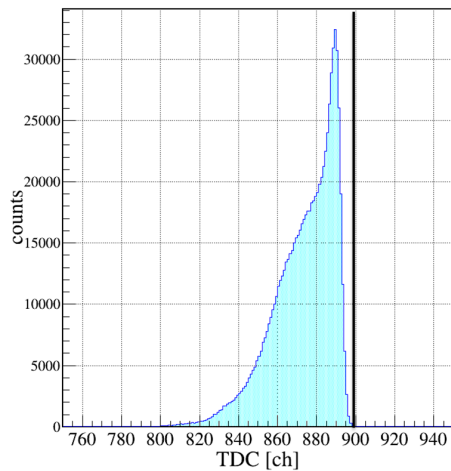


図 4.4 BDC1 の TDC 分布。黒線の位置がアノードワイヤーの位置に対応している。

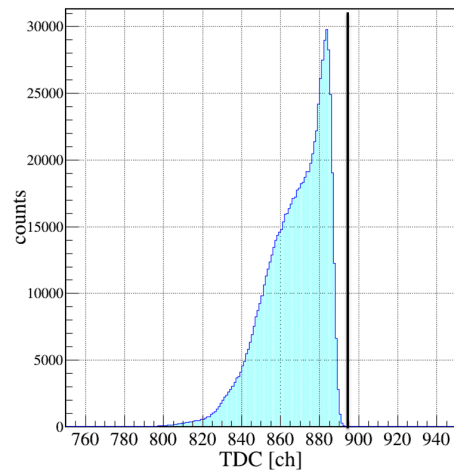


図 4.5 BDC2 の TDC 分布。黒線の位置がアノードワイヤーの位置に対応している。

$$\frac{dN}{dx} = \text{const.} \quad (4.1.5)$$

が成り立つ。この関係からドリフト距離 $x(t)$ は

$$\frac{dN}{dx} = \frac{dN}{dt} \cdot \frac{dt}{dx} = \text{const.} \quad (4.1.6)$$

$$\therefore x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt} dt \quad (4.1.7)$$

と書くことができる。よって BDC1,2 の TDC 分布を積分することでドリフト距離が得られる。図 4.6 に BDC1 のドリフト距離と残差分布 (引かれたトラックとドリフト距離の差) の相関の例を示す。残差分布の中心がドリフト距離によらず 0 付近にあることから較正が妥当であることが分かる。また、図 4.7,4.8 には BDC1 と BDC2 それぞれの残差分布を示す。ガウス関数でフィットするとそれぞれの分散は BDC1,BDC2 についてそれぞれ 0.108 mm,0.132 mm であった。

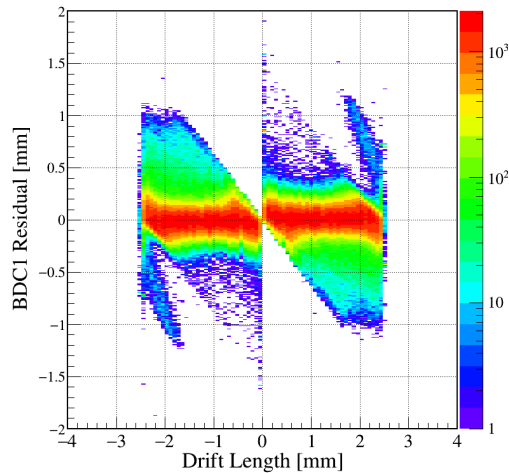


図 4.6 BDC1 全ての層の残差分布。縦軸に BDC1 のトラックと TDC の値から求めたドリフト距離の残差をとり、横軸にドリフト距離をとった。

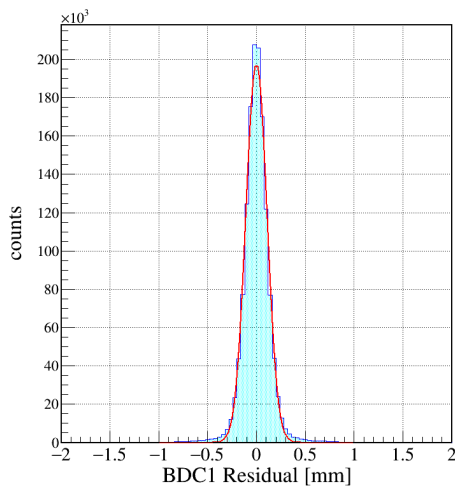


図 4.7 BDC1 のトラックと TDC のから求めたドリフト距離の残差分布。赤線はガウス関数でフィットした結果。フィッティングの中心値は 0.0 mm、分散 σ は 0.108 mm と得られた。

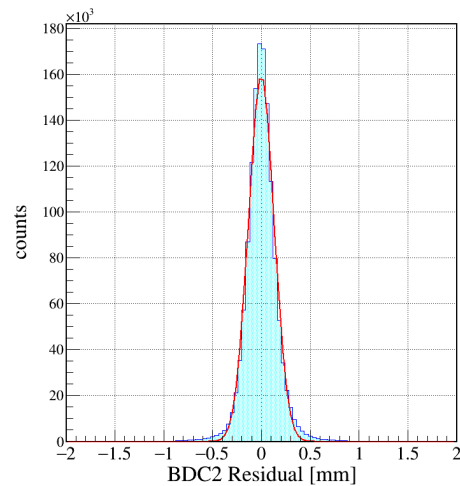


図 4.8 BDC2 のトラックと TDC の値から求めたドリフト距離の残差分布。赤線はガウス関数でフィットした結果。フィッティングの中心値は 0.0 mm、分散 σ は 0.132 mm と得られた。

また、BDC1,2 について検出効率の導出を行った。検出効率 $\epsilon_{\text{BDC1}}, \epsilon_{\text{BDC2}}$ は ^{79}Se を選びかつ BDC1,2 で X,Y のトラックを再構成できた場合のイベント数 $N(\text{BDC1} \wedge ^{79}\text{Se})$ と、 ^{79}Se のイベント数 $N(^{79}\text{Se})$

の比

$$\epsilon_{\text{BDC1}} = \frac{N(\text{BDC1} \wedge {}^{79}\text{Se})}{N({}^{79}\text{Se})} \quad (4.1.8)$$

により導出した。BDC2の検出効率 ϵ_{BDC2} も同様に導出を行った。得られた検出効率を表 4.2 に示す。

表 4.2 BDC1 と BDC2 の検出効率

	ϵ_{BDC1}	ϵ_{BDC2}
${}^{79}\text{Se}$	96.9 %	97.0%

4.1.3 標的でのビームのプロファイル

BDC1,2 から ${}^{79,80}\text{Se}$ ビームの飛跡解析を行い、反応標的での2次ビームの位置と角度を導出した。標的位置でのビームの位置 $X_{\text{target}}, Y_{\text{target}}$ は BDC1,2 の X 座標 $X_{\text{BDC1}}, X_{\text{BDC2}}$ と Y 座標 $Y_{\text{BDC1}}, Y_{\text{BDC2}}$, Z 座標 $Z_{\text{BDC1}}, Z_{\text{BDC2}}$ および標的位置 Z_{target} を用いて導出した。反応標的での X 方向の角度 A_{target} と Y 方向の角度 B_{target} は

$$\tan A_{\text{target}} = \frac{X_{\text{BDC2}} - X_{\text{BDC1}}}{Z_{\text{BDC2}} - Z_{\text{BDC1}}} \quad (4.1.9)$$

$$\tan B_{\text{target}} = \frac{Y_{\text{BDC2}} - Y_{\text{BDC1}}}{Z_{\text{BDC2}} - Z_{\text{BDC1}}} \quad (4.1.10)$$

と書ける。これを用いて標的位置での座標 $X_{\text{target}}, Y_{\text{target}}$ は

$$X_{\text{target}} = X_{\text{BDC2}} + (Z_{\text{target}} - Z_{\text{BDC2}}) \tan(A_{\text{target}}) \quad (4.1.11)$$

$$Y_{\text{target}} = Y_{\text{BDC2}} + (Z_{\text{target}} - Z_{\text{BDC2}}) \tan(B_{\text{target}}) \quad (4.1.12)$$

と書ける。このように得られた ${}^{80}\text{Se}$ ビームの反応標的における位置分布を図 4.9 に示す。本解析では反応標的に入射したイベントのみを解析するため反応標的の有効領域の外 $X_{\text{target}}^2 + Y_{\text{target}}^2 > 24^2 \text{ mm}^2$ の領域のイベントは解析から除いた。また、角度分布は図 4.10 のようになった。また $X_{\text{target}}, Y_{\text{target}}, A_{\text{target}}, B_{\text{target}}$ の分布を図 4.11, 4.12, 4.13, 4.14 にそれぞれ示す。この $X_{\text{target}}, Y_{\text{target}}, A_{\text{target}}, B_{\text{target}}$ の分布をガウス関数でフィットして分散を導出した。その結果を表 4.3 に示す。

表 4.3 ターゲット位置でのビームの広がり分散

	X_{target}	Y_{target}	A_{target}	B_{target}
分散 σ	5.01 mm	5.80 mm	4.48 mrad	5.16 mrad

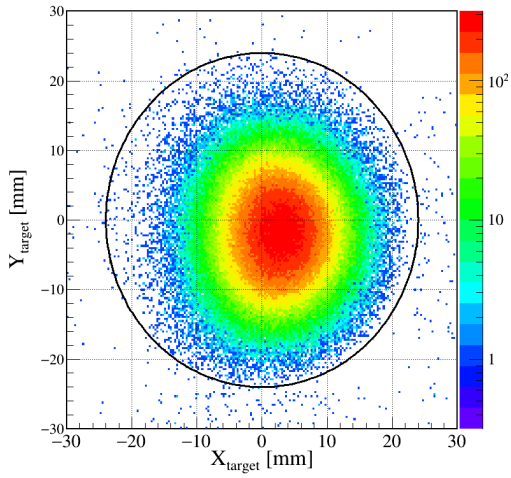


図 4.9 ビームトリガーの条件で解析を行った場合の標的位置でのビームの位置分布。図中の黒線の円の内側が半径 24mm の円で標的の有効領域である。

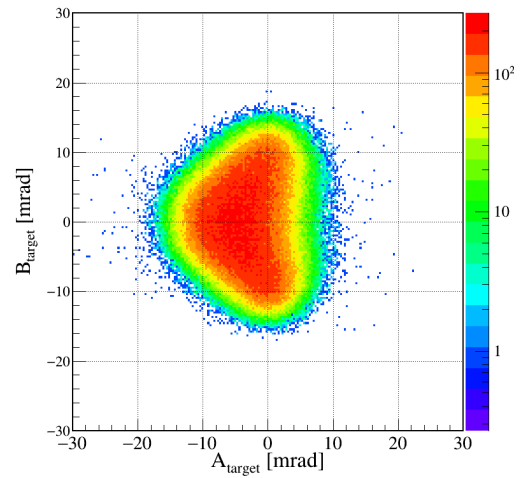


図 4.10 ビームトリガーで解析を行った場合のターゲット位置での角度の分布。

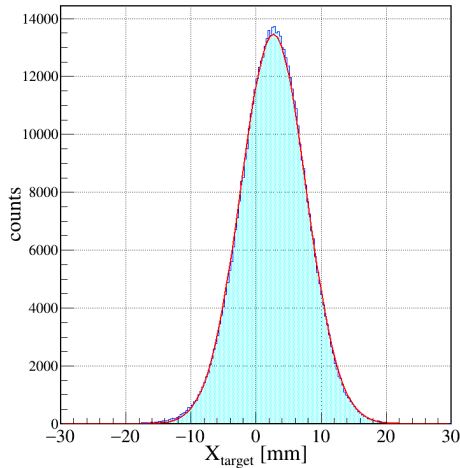


図 4.11 標的位置での X_{target} 分布。赤線はガウス関数によるフィッティングである。

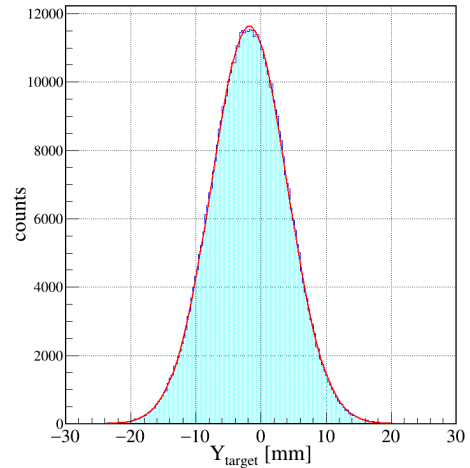


図 4.12 標的位置での Y_{target} 分布。赤線はガウス関数によるフィッティングである。

4.2 荷電フラグメントの解析

4.2.1 飛跡解析

標的と反応後の荷電フラグメントの飛跡をドリフトチェンバー FDC1,2 によって測定した。FDC1,2 の較正は BDC と同様の方法で行った。FDC1,2 の TDC 分布を図 4.15,4.16 に示す。この分布から得られたドリフト距離と飛跡との残差分布とドリフト距離の相関を FDC1,2 についてそれぞれ図 4.17,4.18 に

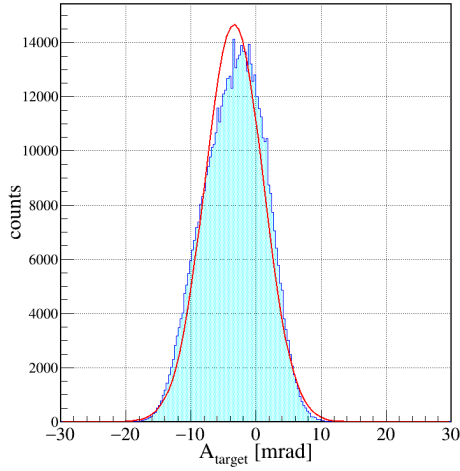


図 4.13 標的位置での A_{target} 分布。赤線はガウス関数によるフィッティングである。

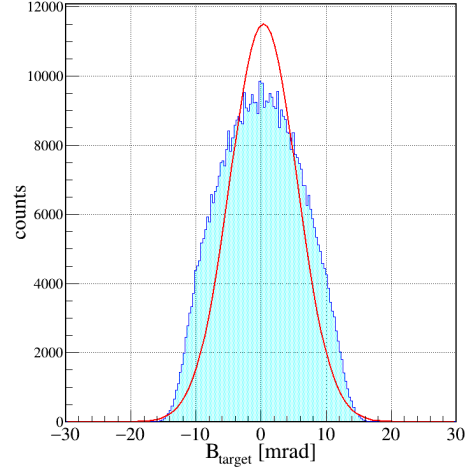


図 4.14 標的位置での B_{target} 分布。赤線はガウス関数によるフィッティングである。

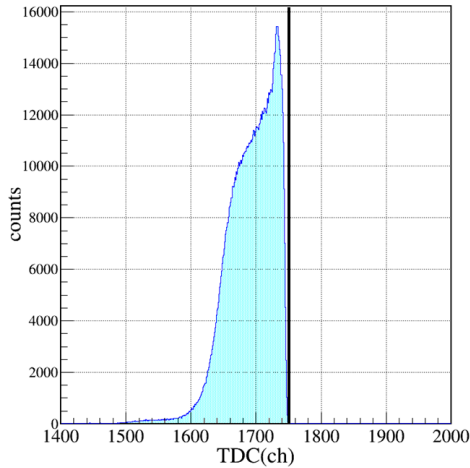


図 4.15 FDC1 の TDC 分布。黒線の位置がアノードワイヤーの位置に対応する。

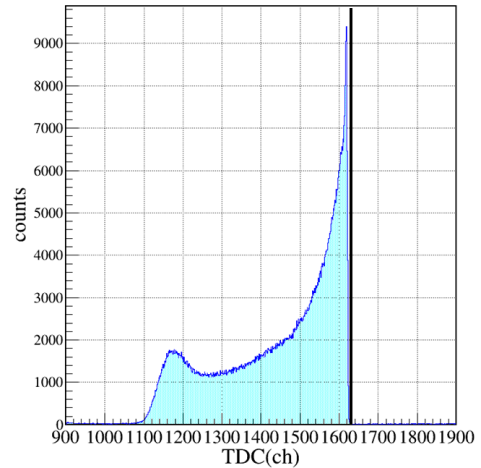


図 4.16 FDC2 の TDC 分布。黒線の位置がアノードワイヤーの位置に対応する。

示す。また、図 4.19,4.20 にはそれぞれ FDC1,2 の残差分布を示す。また FDC1,2 について検出効率の導出を行った。検出効率は HODS で陽子数 $Z=34$ と識別 (後述) され FDC1 で X,Y のトラックを再構成できたイベント数 $N(\text{FDC1} \wedge \text{HODS})$ と $Z=34$ を選びかつ HODS で信号があったときのイベント数 $N(\text{HODS})$ を用いて FDC1 の検出効率 ϵ_{FDC1} を

$$\epsilon_{\text{FDC1}} = \frac{N(\text{FDC1} \wedge \text{HODS})}{N(\text{HODS})} \quad (4.2.1)$$

と導出した。FDC2 についても同様に

$$\epsilon_{\text{FDC2}} = \frac{N(\text{FDC2} \wedge \text{HODS})}{N(\text{HODS})} \quad (4.2.2)$$

と導出した。なお HODS については Multiplicity=1 を選んだ。得られた検出効率を表 4.4 に示す。

表 4.4 FDC1 と FDC2 の検出効率

	ϵ_{FDC1}	ϵ_{FDC2}
Z=34	99.8%	98.8%

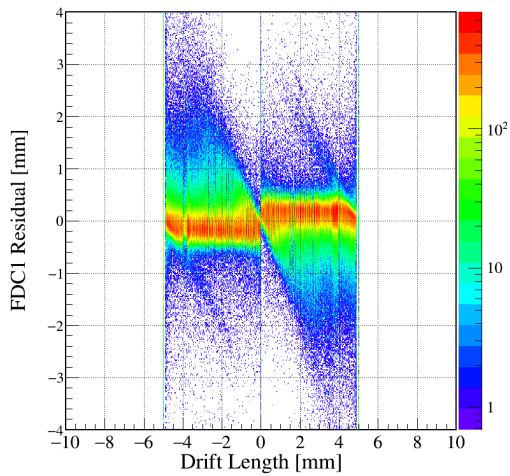


図 4.17 FDC1 全ての層の残差分布とドリフト距離の相関。

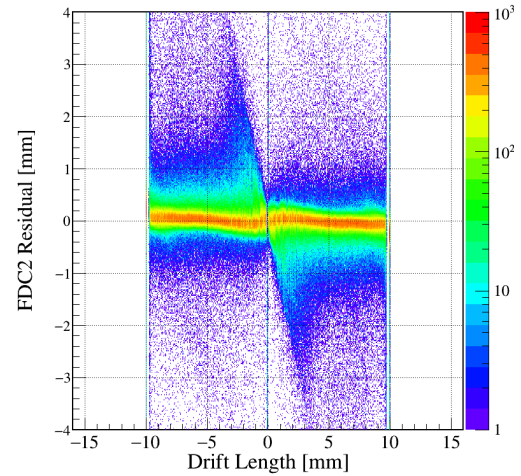


図 4.18 FDC2 全ての層の残差分布とドリフト距離の相関。

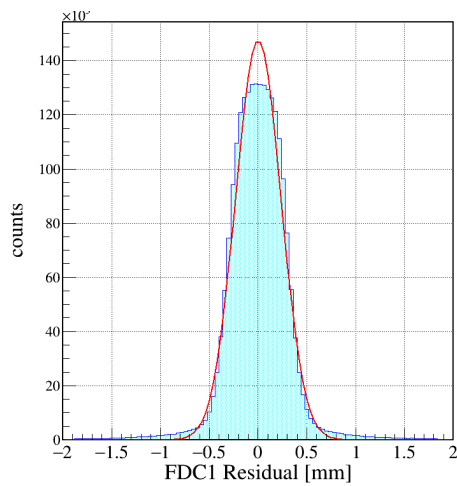


図 4.19 FDC1 のトラックと TDC から求めたドリフト距離の残差分布。赤線はガウス関数でフィットした結果。フィッティングの結果分散 σ は 0.233 mm と得られた。

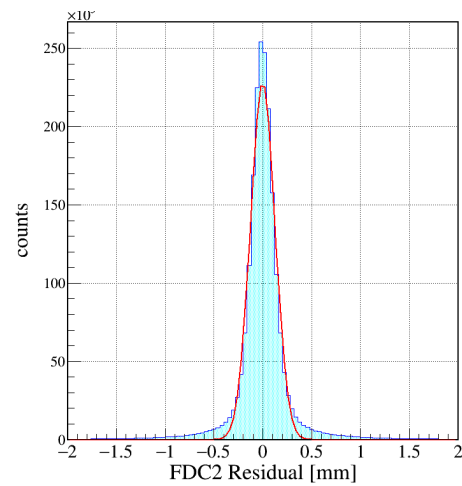


図 4.20 FDC2 のトラックと TDC から求めたドリフト距離の残差分布。赤線はガウス関数でフィットした結果。フィッティングの結果分散 σ は 0.126 mm と得られた。

4.2.2 HODS の解析

本節では HODS による荷電フラグメントの粒子識別について述べる。図 4.2.2 に HODS の解析に於ける座標系および ID の定義を示す。HODS はビーム軸方向に対して垂直に設置されている。

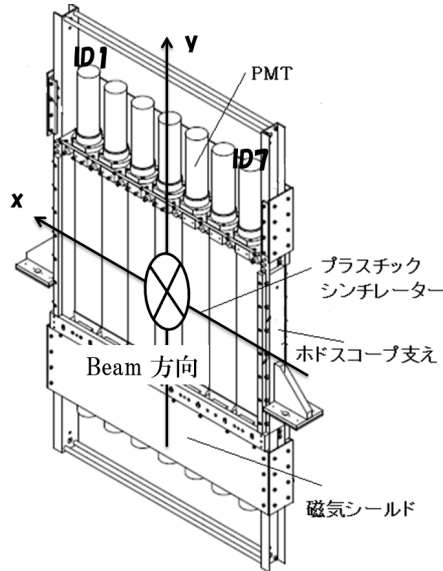


図 4.21 HODS の概観図。荷電フラグメントの入射方向に対して左を x 軸、鉛直方向を y 軸にとった。x 軸の正の方向 (高運動量側) から負の方向に検出器の ID を 1-7 とした。

4.2.2.1 TDC の時間較正

TDC によってスタートトリガーとの時間差が channel 値として得られるのでこれを時間に較正する必要がある。時間較正には TDC キャリブレーターをもちいた。図 4.22 に検出器の ID1 の上側の光電子増倍管につながれた TDC の信号を示す。各ピークの間隔は 10 ns に対応している。各ピークのチャンネルを求め、時間との対応を図 4.22 の下図のように 1 次関数でフィッティングした。同様に HODS の全検出器に対して時間較正を行った。

HODS の上下の信号の時間平均を $\langle T_{\text{HOD}} \rangle$ として SBT1,2 の時間の平均 $\langle T_{\text{SBT}} \rangle$ から引いたものを HODS での飛行時間 TOF_{HOD} とした。標的なしの run を解析することで時間分解能を導出した。図 4.23 に HODS の ID3 を選んだときの TOF_{HOD} を示す。ガウス関数でフィットした結果、時間分解能 0.353 ns と得られた。HODS の各検出器の時間分解能を同様に導出した。表 4.5 に各検出器の時間分解能を示す。ID1 については統計が少なく時間分解能が評価できなかったため示していない。

表 4.5 HODS の時間分解能

ID	ID1	ID2	ID3	ID4	ID5	ID6	ID7
σ [ns]		0.362	0.349	0.425	0.384	0.510	0.386

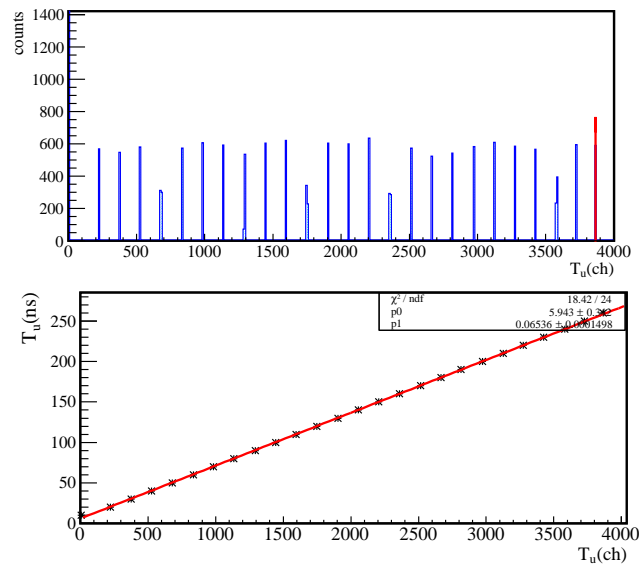


図 4.22 HODS の ID1 の上側の光電子増倍管につながれた TDC について 10ns 毎に信号を入力した場合の TDC のチャンネル値 (上図)。チャンネル (ch) の時間 (ns) に較正するための相関 (下図)。

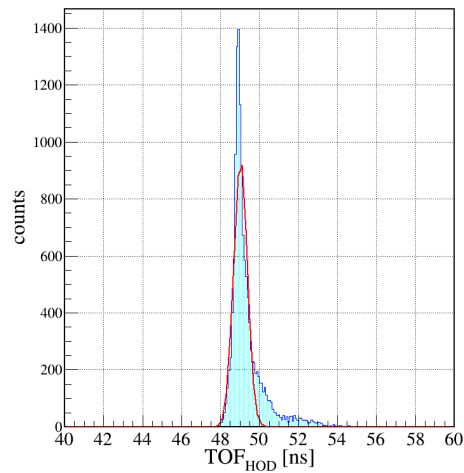


図 4.23 HODS の ID3 を選択したときの TOF_{HOD} 。赤線はガウス関数によるフィッティング結果。

4.2.2.2 QDC のゼロ点の較正

QDC から得られる信号は実際に入ってきた信号の大きさのみに依存するのではなくペDESTALと呼ばれるオフセットを含んでいる。そのためペDESTALの分を差し引かなければ入ってきた信号の大きさに対応する正しい値とならない。ペDESTALの大きさを見積もるため、1kHz のクロック信号を QDC のトリガーとして入力してペDESTALを取得した。図 4.24 には各 ID の上側の光電子増倍管のつながれたチャンネルのペDESTAL、図 4.25 には各 ID の下側の光電子増倍管のつながれたチャンネルのペDESTALを示

す。ID 毎にガウス分布でフィッティングを行い、得られた中心値を発光量のゼロ点とした。

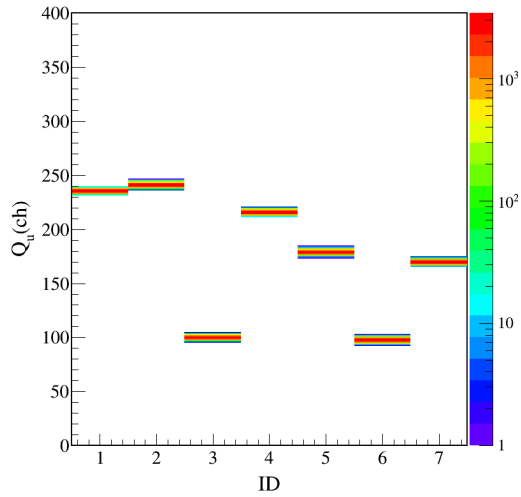


図 4.24 HODS の ID ごとの上側の PMT のペDESTAL の大きさ。

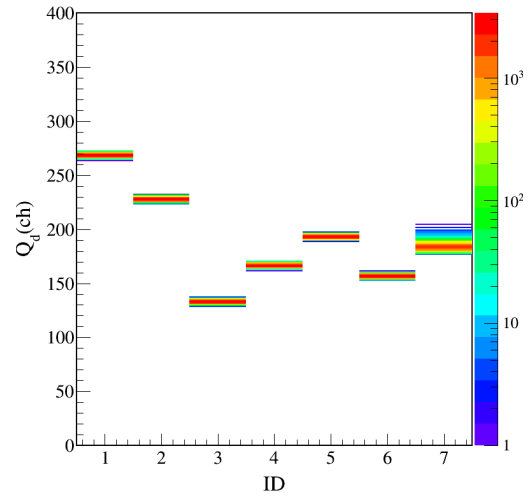


図 4.25 HODS の ID ごとの下側の PMT のペDESTAL の大きさ。

4.2.2.3 発光量の相対的調整

HODS の検出器それぞれに対して上下の光電子増倍管の信号の大きさを調整した。検出器の y 方向の中心で粒子が入射した場合に上下の光電子増倍管から得られる発光量が等しくなるように相対的なゲインの調整を行った。本調整は入射エネルギーのエネルギーは変えずに SAMURAI 磁石の磁場を変えることで HODS の各シンチレーターにビームを入射させたランを用いて行った。

図 4.26 にペDESTAL を差し引いたあとの ID=1 の上下の光電子増倍管で得られる発光量 Q_u, Q_d の相関を示す。上下の時間の差が $\pm 100\text{ps}$ 以内になるイベントを選ぶことで中心に入射したイベントを選択した。図 4.27 に中心で反応したイベントを選択した場合の Q_u, Q_d の相関を示す。

中心で反応した場合の発光量を用いて発光量を調整後の図が図 4.28 である。ここでは発光量が ID1 の Q_u の値である 680 に統一した。

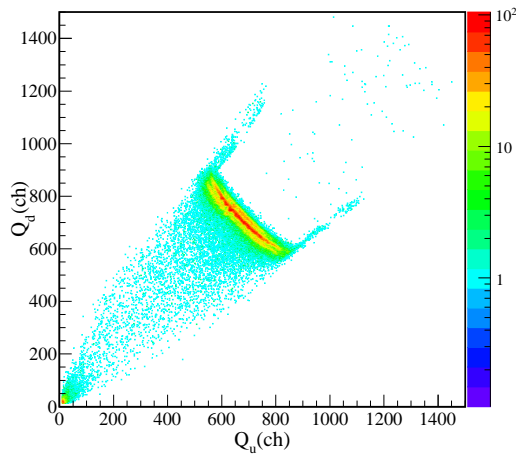


図 4.26 ID1 の上下の光電子増倍管の発光量 Q_u, Q_d の相関。

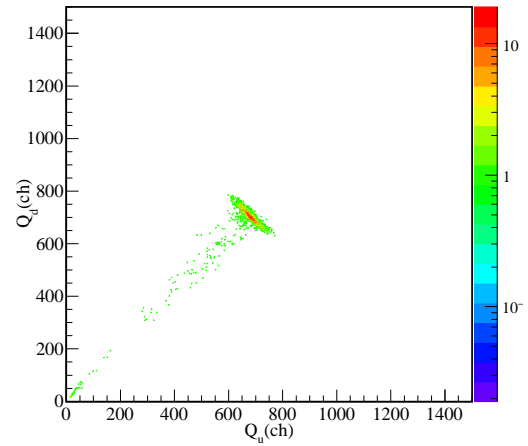


図 4.27 y 方向の中心で反応したイベントを選択したときの ID1 の上下の光電子増倍管の発光量の相関。

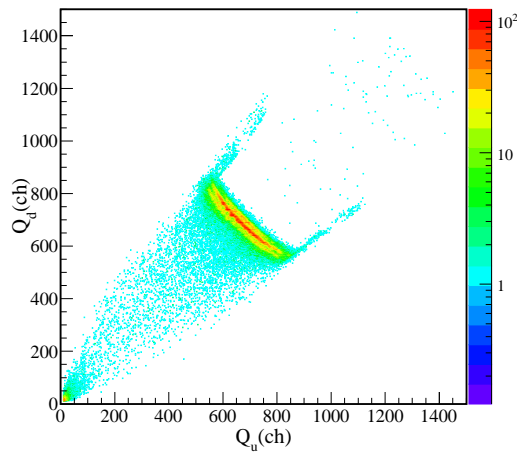


図 4.28 発光量を ID1 の Q_u に合わせたあとの ID1 の上下の光電子増倍管の発光量 Q_u, Q_d の相関。

4.2.2.4 発光量の位置依存性の補正

2 次ビームの粒子識別の節で述べたように陽子数 Z には Bethe-Bloch の式からエネルギー損失 ΔE と速度 β とには

$$Z \propto \sqrt{\Delta E} \cdot \beta \quad (4.2.3)$$

の関係がある。この ΔE は HODS での発光量に対応する量である。よって HODS での発光量から陽子数 Z を導出することが可能である。HODS の発光量は本来は位置によらない量であるが、HODS には発光量の位置依存性があることが分かった。また、式 4.2.3 から Z は β すなわち TOF に依存するはずであ

るが HODS の TOF の分解能が十分でなく Z の分離を向上させないため発光量から Z を導出した。ただし発光量の位置依存性が確認されたので、本解析では位置依存性の補正によって陽子数 Z の分解能を向上させた。

発光量の位置依存性を補正するための位置は FDC2 での粒子の位置と角度から外挿した HODS 上の位置 X_{HODS}, Y_{HODS} を用いてその依存性を補正した。 X_{HODS}, Y_{HODS} は FDC2 での位置と角度を用いて

$$X_{HODS} = X_{FDC2} + 1713 \tan(A_{FDC2})[\text{mm}] \quad (4.2.4)$$

$$Y_{HODS} = Y_{FDC2} + 1713 \tan(B_{FDC2})[\text{mm}] \quad (4.2.5)$$

と導出した。

補正後の発光量を Z_{raw} として補正前の上下の発光量の相乗平均 $Q_{cal} = \sqrt{Q_u \cdot Q_d}$ を

$$Z_{raw} = \frac{Q_{cal}}{\left(\sum_{i=0}^4 a_i X_{HODS}^i \right) \left(\sum_{i=0}^4 b_i Y_{HODS}^i \right)} \quad (4.2.6)$$

として補正した。

以上の様に位置依存性を補正した Z_{raw} から Z を

$$Z = c_1 Z_{raw} + c_0 \quad (4.2.7)$$

と導出した。

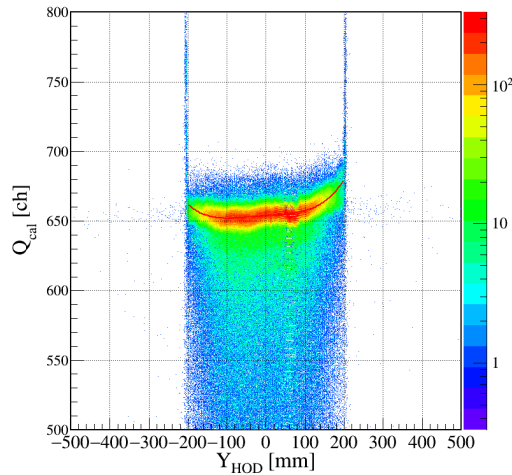


図 4.29 炭素標的に ^{80}Se が入射した場合、HODS の ID=3 の発光量の Y_{HODS} 依存性。赤線は $Z = 34$ に対応する部分を Y_{HODS} の 4 次関数でフィッティングしたもの。

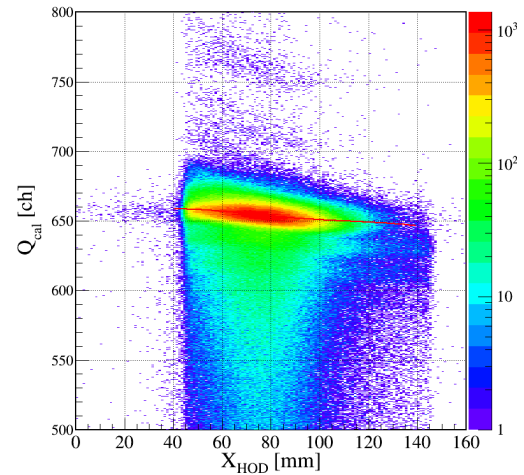


図 4.30 炭素標的に ^{80}Se が入射した場合、HODS の ID=3 の発光量の X_{HODS} 依存性。赤線は $Z = 34$ に対応する部分を X_{HODS} の 4 次関数でフィッティングしたもの。

4.2.3 磁気硬度 $B\rho$ の解析

荷電粒子の磁気硬度 $B\rho$ は磁場中での飛跡解析から求めることができる。GEANT4 によりシミュレーションした FDC1 での位置 X_{FDC1}, Y_{FDC1} 、角度 A_{FDC1}, B_{FDC1} と、FDC2 での位置 X_{FDC2} 、角度 A_{FDC2} に対して ROOT の TMultiDimFit を用いることによって式 4.2.10 の関数により $B\rho$ を導出し、 $c_{1,i}, c_{2,ij}$ を求めた。また、標的から HODS 間の飛行距離も同様の方法で求めた。

$$B\rho = f(X_{FDC1}, Y_{FDC1}, A_{FDC1}, B_{FDC1}, X_{FDC2}, A_{FDC2}) \quad (4.2.8)$$

$$= \sum_i c_{1,i} + \sum_i \sum_j c_{2,ij} a_i a_j \quad (4.2.9)$$

$$= c_{1,0} X_{FDC1} + c_{1,1} A_{FDC1} + \cdots + c_{2,20} A_{FDC2}^2 \quad (4.2.10)$$

このようにして導出される $B\rho$ は SAMURAI 磁石での磁気硬度である。標的の中心での運動量を知るためには、そこから SAMURAI 磁石までの物質のエネルギー損失があるのでその分を考慮しなければならない。そのため標的中心での磁気硬度 $B\rho_{\text{target}}$ を SAMURAI 磁石での磁気硬度 $B\rho_{\text{SAMURAI}}$ の関数として

$$B\rho_{\text{target}} = p_0 + p_1 B\rho_{\text{SAMURAI}} \quad (4.2.11)$$

と導出した。 p_0, p_1 の決定には入射エネルギーを 5 点用意し、そのときの SAMURAI 磁石での磁気硬度とターゲット中心の磁気硬度を導出して 1 次関数でフィッティングすることにより決定した。

以上の様に Simulation から得られた $B\rho$ を用いて粒子の起動を計算すると FDC2 での粒子の軌道が実験を再現しないことが分かった。FDC2 での位置のズレ $\Delta X\%$ の大きさは表 4.6 に示す。そのため荷電粒子と中性子の運動量ベクトルの Z 成分が一致するように補正した。

表 4.6 各設定における FDC2 での位置のシミュレーションとのズレ。+ はシミュレーションの方が実験値より大きいことを表しており、- はシミュレーションの方が小さいことを表している。

設定	$^{79}\text{Se}+\text{Pb}$	$^{79}\text{Se}+\text{C}$	$^{79}\text{Se}+\text{Emp}$	$^{80}\text{Se}+\text{Pb}$	$^{80}\text{Se}+\text{C}$	$^{80}\text{Se}+\text{Emp}$
$\Delta X[\%]$	+1.1	+0.22	+0.28	-0.27	-1.1	-5.1

4.2.4 粒子識別

陽子数 Z の解析と磁気硬度 $B\rho$ の解析から粒子識別を行った。本来は $B\rho$ でなく A/Z により粒子識別を行ったほうが良い分解能が得られるはずである。しかし HODS で測定される TOF の分解能が良くなく、これを用いても A/Z の分離が向上しないことがわかったため本解析では $B\rho$ により A/Z の識別を行った。その粒子識別図を図 4.2.4, 4.2.4 に示す。図 4.2.4 は中性子トリガーの場合の粒子識別図で、図 4.2.4 は 1 中性子イベントを選択した場合である。1 中性子イベントの選択については中性子の解析の節で詳述するが、中性子 1 つ以上が中性子検出器によって検出されたイベントのことである。1 中性子イベ

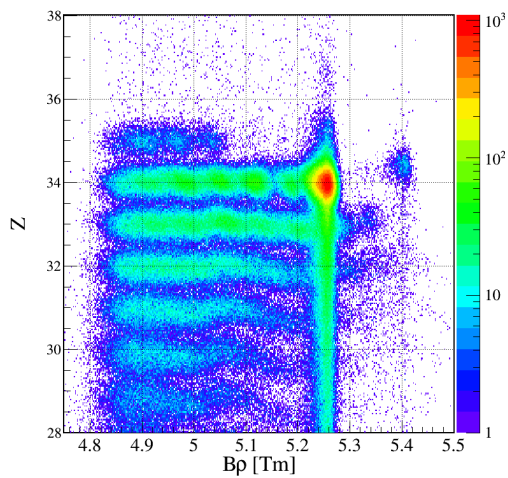


図 4.31 $^{80}\text{Se}+\text{C}$ の反応において中性子トリガーを選んだ場合の荷電フラグメントの粒子識別図。縦軸に陽子数 Z 、横軸に磁気硬度 $B\rho[\text{Tm}]$ をとった。 Z が 34 で $B\rho$ が 5.17 の粒子が ^{79}Se である。

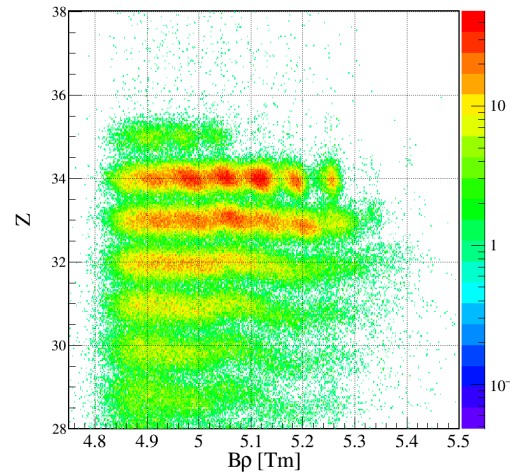


図 4.32 $^{80}\text{Se}+\text{C}$ の反応において中性子トリガーを選び 1 中性子イベントを選択した場合の荷電フラグメントの粒子識別図。縦軸に陽子数 Z 、横軸に磁気硬度 $B\rho[\text{Tm}]$ をとった。 Z が 34 で $B\rho$ が 5.17 の粒子が ^{79}Se である。

ントを選択した方がよく粒子が分離できていることが分かる。1 中性子イベントを選んだ場合の陽子数 Z の分布を図 4.33 に示す。4 つのガウス分布によるフィッティングの結果から 4.4σ 分離を得ることができた。また 1 中性子イベントを選び、かつ $Z=34$ を選んだときの $B\rho$ の分布を図 4.34 に示す。 $Z=34$ は図 4.33 から $|Z-34| < 2\sigma$ を $Z=34$ のイベントとした。 $B\rho$ 分布についても 4 つのガウス分布によるフィッティングの結果から 4.8σ 分離を得ることができた。 $B\rho$ はピークを中心値から $2 \pm \sigma$ をゲートとして粒子を選択した。

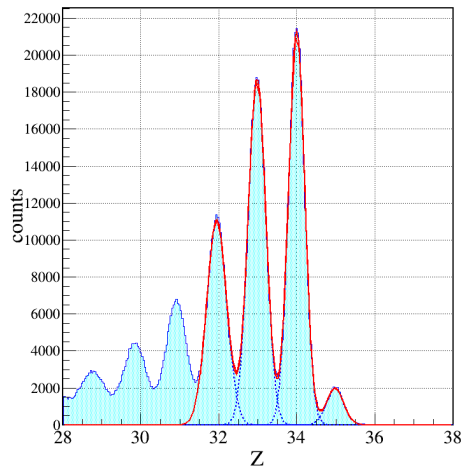


図 4.33 1 中性子のイベントを選択したときの陽子数 Z 分布。赤線は 4 つのガウス分布でフィッティングを行った結果で青線はそれぞれのガウス分布になっている。

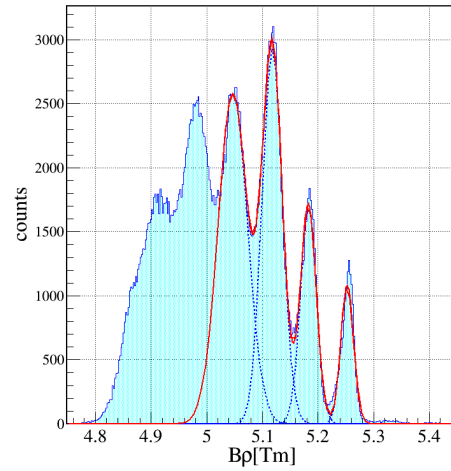


図 4.34 $^{80}\text{Se}+\text{C}\rightarrow^{79}\text{Se}+\text{n}$ の反応で荷電フラグメントの $Z=34$ を選び 1 中性子イベントを選んだの $B\rho$ 分布。赤線は 4 つのガウス分布でフィッティングした結果で青線は各ピークに対するガウス分布を示している。 $B\rho$ が 5.17 の粒子が ^{79}Se である。

4.2.5 荷電粒子の運動量ベクトル

標的中心での位置 $\mathbf{r}_{\text{target}}$ と FDC1 での荷電粒子の位置ベクトル \mathbf{r}_{FDC1} を用いて磁気硬度 $B\rho$ 、陽子数 Z から荷電粒子の運動量ベクトル \mathbf{p}_{frag} は

$$\mathbf{p}_{\text{frag}} = Z \cdot B\rho_{\text{target}} \cdot c \cdot \frac{\mathbf{r}_{\text{FDC1}} - \mathbf{r}_{\text{target}}}{|\mathbf{r}_{\text{FDC1}} - \mathbf{r}_{\text{target}}|} \quad (4.2.12)$$

と導出した。

4.3 中性子の解析

本節では NEBULA および NeuLAND で検出された中性子の解析について述べる。

4.3.1 NEBULA の解析

NEBULA の解析について述べる。

4.3.1.1 飛行時間のオフセット

NEBULA の較正は本実験の直後に行われた SAMURAI21 実験の解析を行った尾崎友志氏の解析 [18] により得られたパラメーターを用い、本解析では TOF のオフセットの較正のみを行った。NEBULA で得られる飛行時間 TOF には各 ID ごとにケーブルの長さによる原因からオフセットを含む。そのためターゲットから放出されるガンマ線を用いて TOF のオフセットの較正を行った。

そのためにガンマ線の飛行時間 $\text{TOF}_{\gamma cal}$ と測定された $\text{TOF}_{\text{NEBULA}}$ の時間差を測定した。ここで $\text{TOF}_{\gamma cal}$ は NEBULA での反応位置 $X_{\text{NEBULA}}, Y_{\text{NEBULA}}, Z_{\text{NEBULA}}$ と標的での反応位置 $X_{\text{target}}, Y_{\text{target}}, Z_{\text{target}}$ を用いて

$$\text{TOF}_{\gamma cal} = \frac{\sqrt{(X_{\text{NEBULA}} - X_{\text{target}})^2 + (Y_{\text{NEBULA}} - Y_{\text{target}})^2 + (Z_{\text{NEBULA}} - Z_{\text{target}})^2}}{c} \quad (4.3.1)$$

として導出した。ここで反応位置は X_{NEBULA} と Z_{NEBULA} は検出器の位置の中心値を用いた。 Y_{NEBULA} は上下の光電子増倍管の時間差から導出した。NEBULA で測定した $\text{TOF}_{\text{NEBULA}}$ との時間差 TOF_{γ} を

$$\text{TOF}_{\gamma} = \text{TOF}_{\text{NEBULA}} - \text{TOF}_{\gamma cal} \quad (4.3.2)$$

と定義する。この値がガンマ線のイベントについて 0 になるようにオフセットを $\text{TOF}_{\text{NEBULA}}$ 加えた。ID ごとのオフセットを加える前の TOF_{γ} を図 4.35 に、オフセットを加えたあとを図 4.36 に示す。

7 MeVee 以下の発光量のイベントを除去した場合の TOF_{γ} の分布を図 4.37 に示す。この分布をガウス関数でフィッティングした結果、 γ 線に対する TOF 分解能は $0.412\text{ns}(1\sigma)$ であることが分かった。

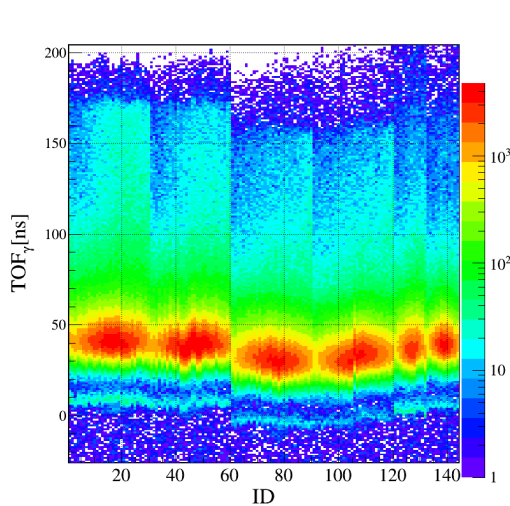


図 4.35 TOF のオフセット調整前の ID ごとの TOF_{γ} 。

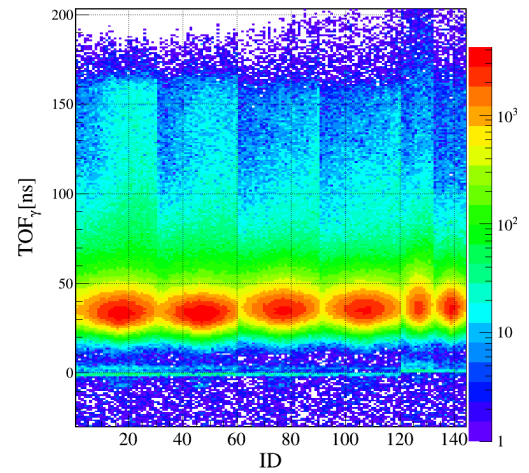


図 4.36 TOF のオフセット調整後の ID ごとの TOF_{γ} 。 TOF_{γ} が 0ns のイベントが標的位置から放出されたガンマ線である。

4.3.2 NeuLAND の解析

4.3.2.1 飛行時間のオフセット

NeuLAND の較正は GSI の Igor Graspatic 氏の解析により得られたパラメーターを用い、本解析では TOF のオフセットの較正のみを行った。NEBULA の同様に標的位置から放出されるガンマ線の飛行時間 $\text{TOF}_{\gamma cal}$ を

$$\text{TOF}_{\gamma cal} = \frac{\sqrt{(X_{\text{NeuLAND}} - X_{\text{target}})^2 + (Y_{\text{NeuLAND}} - Y_{\text{target}})^2 + (Z_{\text{NeuLAND}} - Z_{\text{target}})^2}}{c} \quad (4.3.3)$$

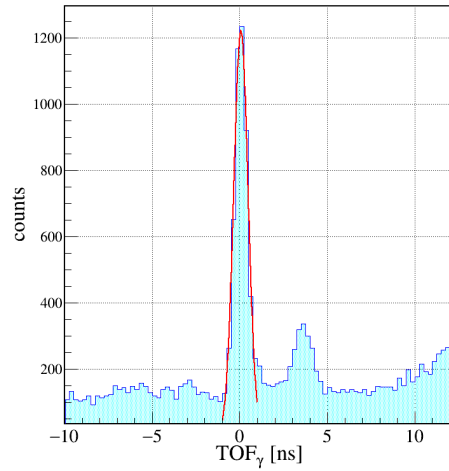


図 4.37 7 MeV のスレッシュホールド以下のイベントを除いた場合の TOF_γ の分布。赤線は標的から放出されたガンマ線イベントをガウス関数でフィッティングした結果。

として導出した。また NEBULA と同様に反応位置 $X_{\text{NeuLAND}}, Y_{\text{NeuLAND}}, Z_{\text{NeuLAND}}$ を導出した。NeuLAND で測定した $\text{TOF}_{\text{NeuLAND}}$ と TOF_γ の時間差 TOF_γ を

$$\text{TOF}_\gamma = \text{TOF}_{\text{NeuLAND}} - \text{TOF}_{\gamma\text{cal}} \quad (4.3.4)$$

と定義する。 γ 線のイベントについて TOF_γ が 0 になるようにオフセットを $\text{TOF}_{\text{NeuLAND}}$ に加えた。ID ごとのオフセットを加える前の TOF_γ を図 4.38 に、オフセットを加えたあとの TOF_γ を図 4.39 に示す。また 7 MeV 以下の発光量のイベントを除去した場合の TOF_γ の分布を図 4.40 に示す。この分布の γ 線のイベントをガウス関数でフィットした結果、TOF 分解能は $0.383 \text{ ns}(1\sigma)$ と得られた。

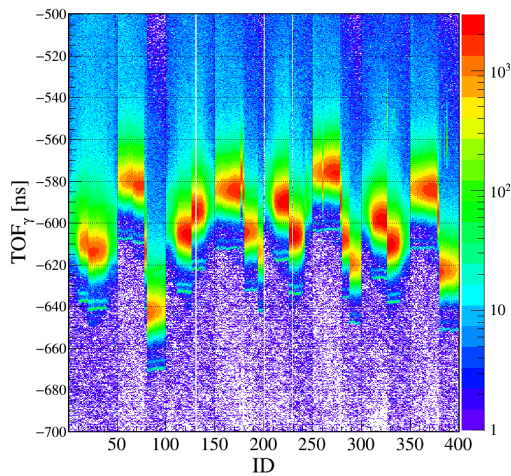


図 4.38 TOF のオフセット調整前の ID ごとの TOF_γ 。縦軸に TOF_γ 、横軸に ID をとった。

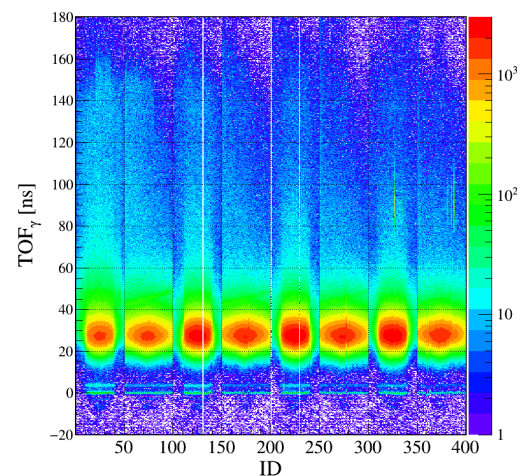


図 4.39 TOF のオフセット調整後の ID ごとの TOF_γ 。縦軸に TOF_γ 、横軸に ID をとった。 TOF_γ が 0 ns にあるイベントがガンマ線のイベントである。

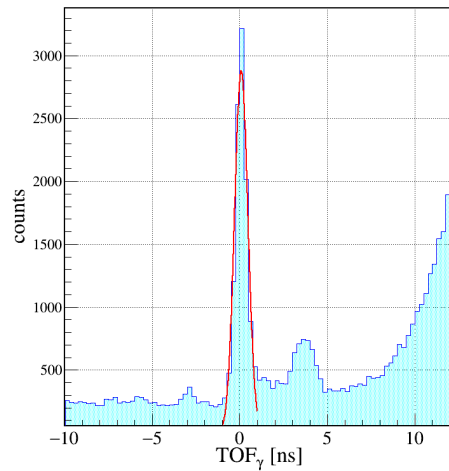


図 4.40 7MeVee のスレッシュホールド以下のイベントを除いた場合の TOF_γ [ns] の分布。赤線は標的から放出されたガンマ線イベントをガウス関数でフィッティングした結果。

4.3.3 中性子イベントの選択

中性子は NEBULA, NeuLAND のシンチレーター内で複数回反応することがあり、1 中性子が入射した場合でも複数の検出器に信号を与えることがある。ある検出器で信号が検出された場合これをヒットと呼び、1 トリガーの信号をイベントと呼ぶ。最初の反応点のみが運動量ベクトルを与えるために複数のヒットから 1 回目の反応点を選択する必要がある。最初の反応点の選択は以下のようなアルゴリズムで行った。

1. NeuLAND の 1 中性子ヒットの選択

- 発光量がスレッシュホールド (7 MeVee) を下回るヒットを破棄
- VETO で反応があったイベントの破棄
- TOF が最も短いヒットを選択

2. NEBULA の 1 中性子ヒットの選択

- 発光量がスレッシュホールド (7 MeVee) を下回るヒットの破棄
- VETO で反応があったイベントの破棄
- TOF が最も短いヒットを選択

3. NeuLAND と NEBULA 共にヒットがあった場合は TOF の短い方を最初の反応点として選択

4.3.4 中性子の運動量ベクトル

中性子の運動量を導出した。標的中心での位置 $\mathbf{r}_{\text{target}}$ と NEBULA あるいは NeuLAND での中性子が検出された位置 \mathbf{r}_n を用いて中性子の速度ベクトル $\boldsymbol{\beta}_n$ は中性子の飛行時間 TOF_n から

$$\boldsymbol{\beta}_n = \frac{\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_{\text{target}}}{\text{TOF}_n \cdot c} \quad (4.3.5)$$

と導出できる。よって中性子の運動量ベクトル \mathbf{p}_n は中性子の静止質量 M_n および速度 $\boldsymbol{\beta}_n$ を用いて

$$\mathbf{p}_n = M_n \boldsymbol{\beta}_n \gamma_n \quad (4.3.6)$$

と導出することができる。

4.4 相対エネルギー分布

式 4.2.12 から得られた荷電フラグメントおよび式 4.3.6 から得られた中性子の運動量ベクトルから、式 2.2.1 及び式 2.2.2 を用いて相対エネルギースペクトルを再構成した。2 次ビームが ^{80}Se 、反応標的が Pb の場合の相対エネルギー分布を図 4.41 に示し、反応標的が C の場合の分布を図 4.42 に示す。2 次ビームが ^{79}Se の場合についても反応標的が Pb の場合を図 4.43 に、反応標的が C の場合を図 4.44 に示す。それぞれ図中の赤線は ^{79}Se および ^{80}Se の入射数でスケールした標的なしの場合の相対エネルギー分布である。

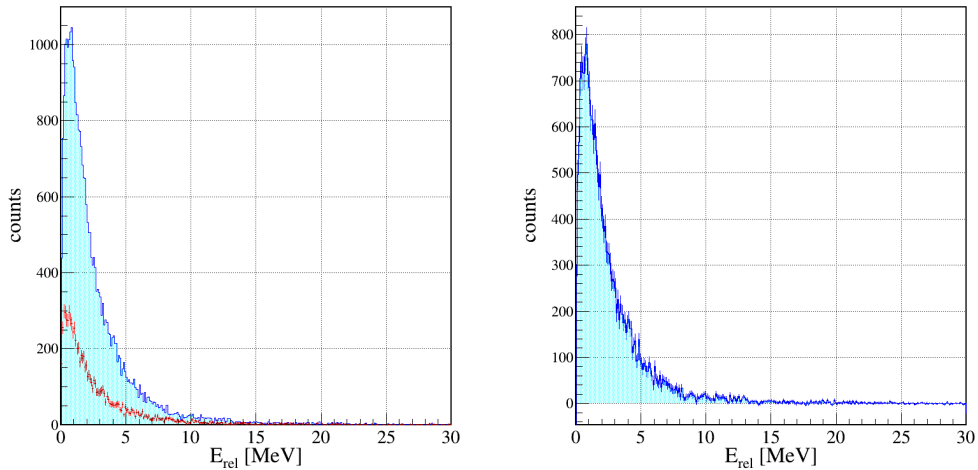


図 4.41 $^{80}\text{Se}+\text{Pb}\rightarrow^{79}\text{Se}+\text{n}$ の反応における相対エネルギー分布。左側の図には Pb 標的の場合の相対エネルギー分布と入射ビームの数でスケールしたバックグラウンド（赤線）の相対エネルギー分布を示した。右側の図がバックグラウンドを差し引いた後の相対エネルギー分布である。

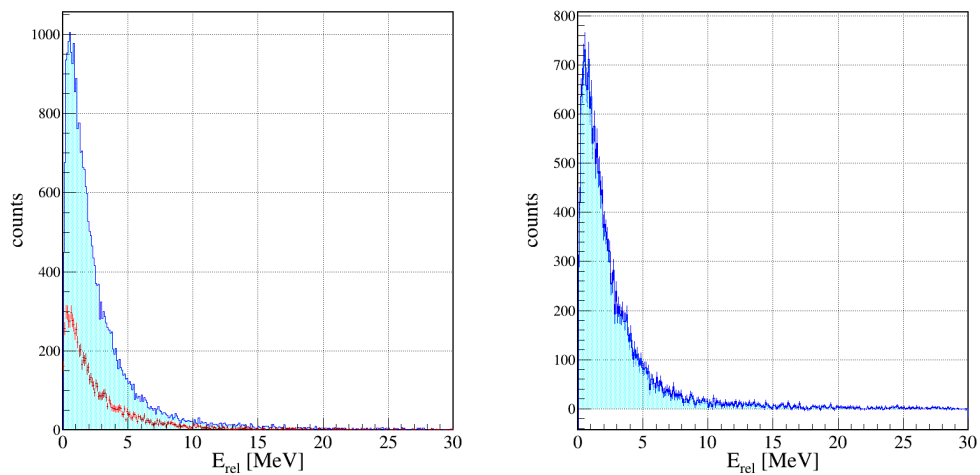


図 4.42 $^{80}\text{Se}+\text{C}\rightarrow^{79}\text{Se}+\text{n}$ の反応におけるの相対エネルギー分布。左側の図には Pb 標的の場合の相対エネルギー分布と入射ビームの数でスケールしたバックグラウンド (赤線) の相対エネルギー分布を示した。右側の図がバックグラウンドを差し引いた後の相対エネルギー分布である。

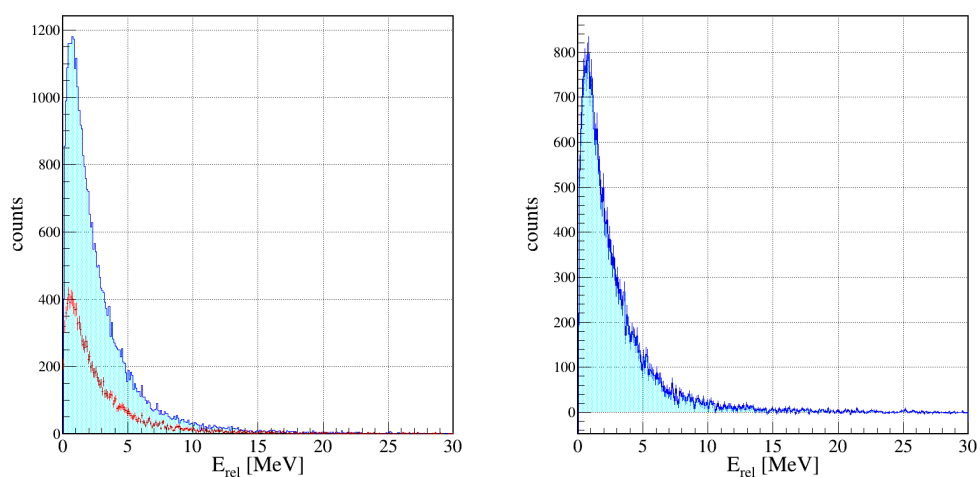


図 4.43 $^{79}\text{Se}+\text{Pb}\rightarrow^{78}\text{Se}+\text{n}$ の反応におけるの相対エネルギー分布。左側の図には Pb 標的の場合の相対エネルギー分布と入射ビームの数でスケールしたバックグラウンド (赤線) の相対エネルギー分布を示した。右側の図がバックグラウンドを差し引いた後の相対エネルギー分布である。

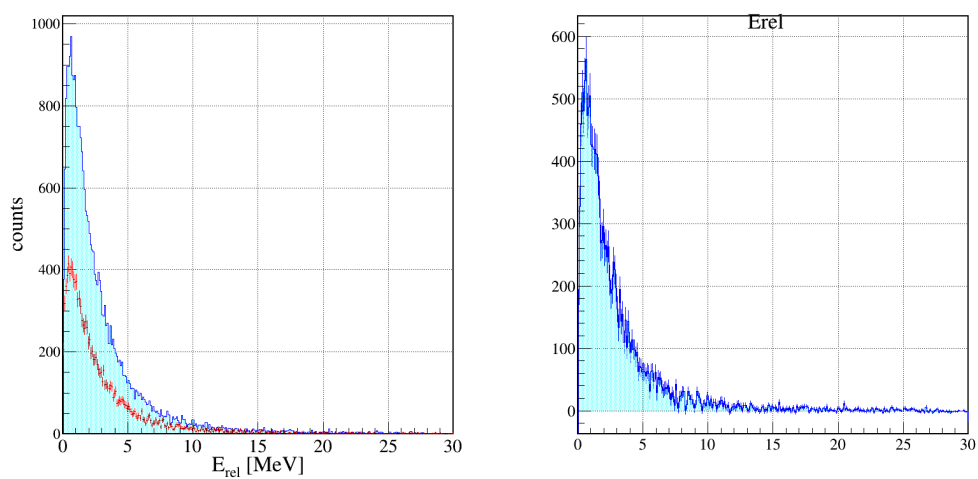


図 4.44 $^{79}\text{Se}+\text{C}\rightarrow^{78}\text{Se}+\text{n}$ の反応におけるの相対エネルギー分布。左側の図には C 標的の場合の相対エネルギー分布と入射ビームの数でスケールしたバックグラウンド（赤線）の相対エネルギー分布を示した。右側の図がバックグラウンドを差し引いた後の相対エネルギー分布である。

4.5 γ 線の解析

4.5.1 DALI2 のエネルギー較正

γ 線検出器 DALI2 のエネルギー較正には ^{88}Y 線源の 898 keV のピークと 1836 keV のピークを用いた。SAMURAI 磁石の磁場の設定によって、光電子増倍管のゲインが変動するため 2.55 T, 2.575 T, 2.675 T の 3 種類の磁場設定についてそれぞれ較正を行った。ここでは例として磁場設定が 2.55 T の場合を示す。図 4.45 に ID120 を選んだ時の ^{88}Y 線源から放出される γ 線のエネルギースペクトルを示す。ガウス関数と指数関数でフィッティングを行い、 ^{88}Y から放出される 2 つのピーク位置を求めた。

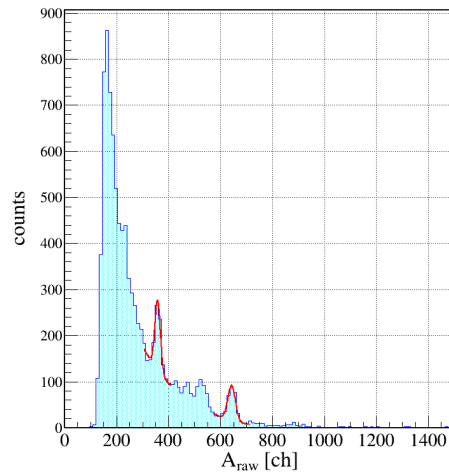
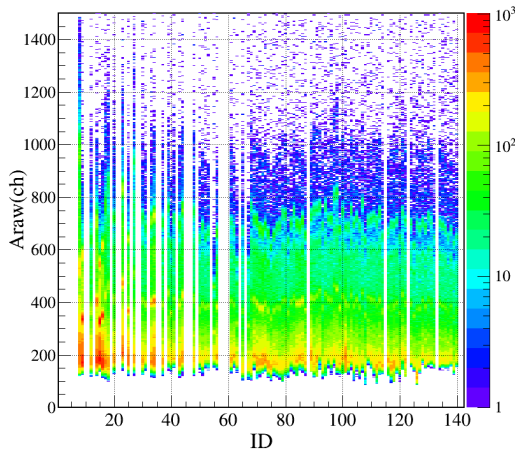
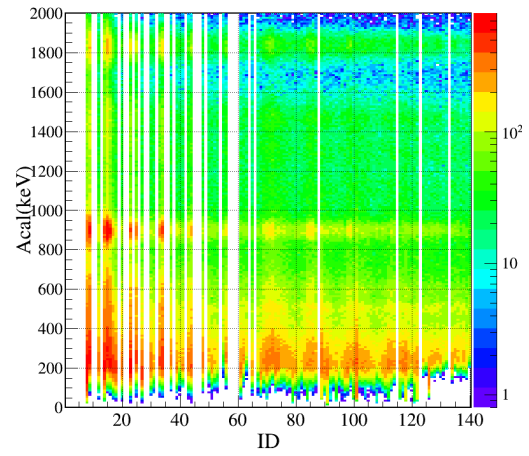


図 4.45 DALI2 の ID=120 を選択した場合の ^{88}Y 線源のガンマ線スペクトル。縦軸に count 数、横軸にガンマ線のエネルギー $A_{\text{raw}}[\text{ch}]$ をとった。DALI2 の ID=120 を選択した。赤線がガウス関数 2 つと指数関数によるフィッティングの結果である。

この 2 点から較正後のエネルギー A_{cal} を

$$A_{\text{cal}} = aA_{\text{raw}} + b \quad (4.5.1)$$

として 1 次関数で導出した。全ての ID について同様に較正を行った。図 4.46 に DALI の ADC のチャンネル $A_{\text{raw}}[\text{ch}]$ との ID を示し、図 4.47 に較正後のエネルギー A_{cal} と ID を示す。本解析では分解能が 662keV のガンマ線に対し FWHM が 15% 以上の結晶を除外した。除いた ID は 1,2,3,4,5,6,7,10,11,13,19,22,24,26,28,29,32,38,42,49,54,57,64,66,115,123,133 である。

図 4.46 各 ID に対する DALI の A_{raw} (ch)。図 4.47 各 ID に対する DALI の A_{cal} (keV)。

4.5.2 ドップラー補正

光速の 60% 程度の速度で入射する荷電フラグメントから γ 線が放出されるのでドップラー補正が必要になる。 γ 線を検出した結晶の位置から γ 線の放出角度を導出した。放出角度は図 4.48 のように角度 θ をとり、 θ は

$$\cos \theta = \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \quad (4.5.2)$$

として導出した。またドップラー補正後のガンマ線のエネルギー $E_{c.m}$ はドップラー補正を行う前のガンマ線のエネルギー E_γ を用いて

$$E_{c.m} = \frac{1 - \beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_\gamma \quad (4.5.3)$$

として導出した。

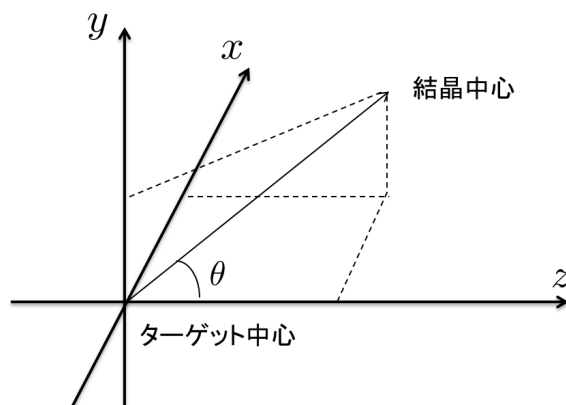
図 4.48 ガンマ線の入射角度。 z 軸方向がビーム軸とした。

図 4.49 にドップラー補正を行う前の ^{78}Se の脱励起ガンマ線スペクトルを示し、図 4.50 にドップラー補正を行った後のガンマ線スペクトルを示す。図 4.50 で 600keV 付近に現れているピークが ^{78}Se の 2+ の励起状態 (励起エネルギー 613.725keV)[16] に対応していると考えられる。また 900keV 付近のピークも 1498keV の励起状態から 613keV の励起状態に遷移する際に放出された 884keV のガンマ線 [16] であると考えられる。

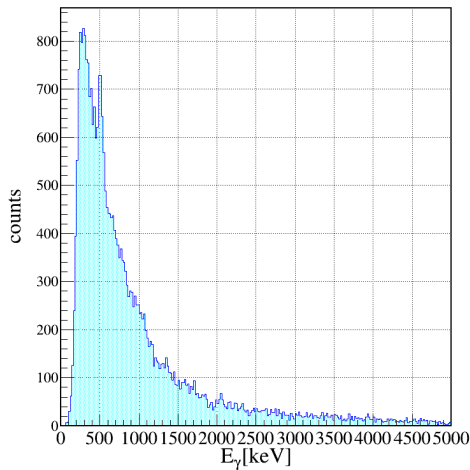


図 4.49 縦軸にカウント数、横軸にガンマ線のエネルギーをとった。 $^{79}\text{Se} + \text{C} \rightarrow ^{78}\text{Se} + \text{n}$ の反応で測定したドップラー補正前のガンマ線スペクトル。

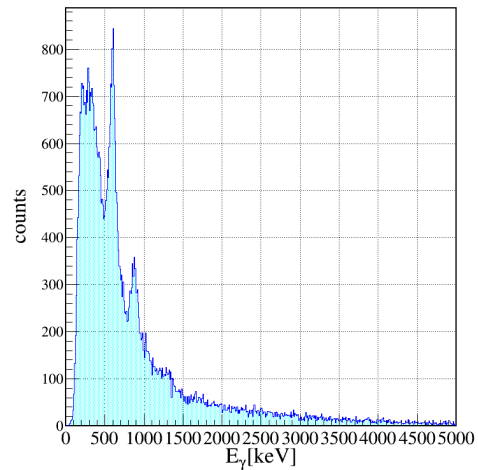


図 4.50 縦軸にカウント数、横軸にガンマ線のエネルギーをとった。 $^{79}\text{Se} + \text{C} \rightarrow ^{78}\text{Se} + \text{n}$ の反応で測定したドップラー補正後のガンマ線スペクトル。

4.5.3 ガンマ線イベントの選択

DALI2 で検出されたイベントには環境放射線や 2 次ビーム由来のバックグラウンドが含まれている。このバックグラウンドを除去するために DALI2 の時間情報を用いる。DALI の時間情報から 2 次ビームと同期するイベントを選択しバックグラウンドを除去した。図 4.51 に DALI2 で検出されたガンマ線のエネルギー E_γ と時間の相関を示す。図 4.51 の黒線の範囲をガンマ線のイベントとして選択した。

また図 4.52 に 1500 keV 以上のガンマ線を選択した T_{DALI2} の分布を示す。ガウス関数によるフィッティングの結果 DALI2 の時間分解能 0.986 ns(1σ) と得られた。

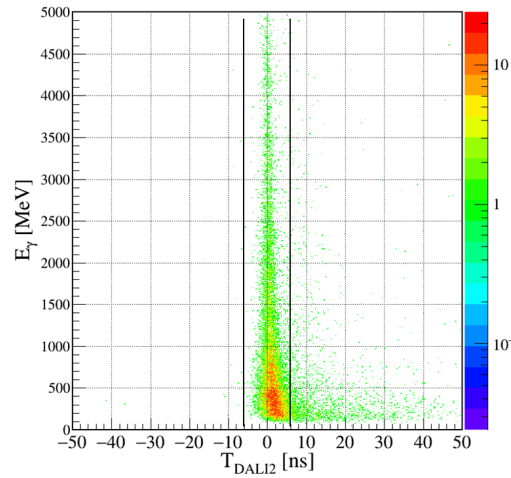


図 4.51 ガンマ線のエネルギーと時間情報の相関。縦軸にガンマ線のエネルギー E_γ [keV] をとり、横軸に DALI2 の時間 T_{DALI2} [ns] をとった。 T_{DALI2} が -6.05 から +6.05 の黒線の範囲をガンマ線のイベントとした。

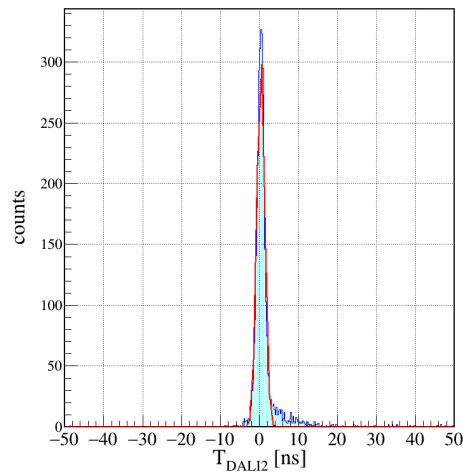
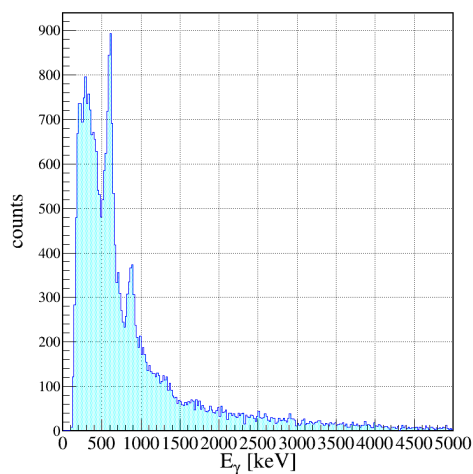
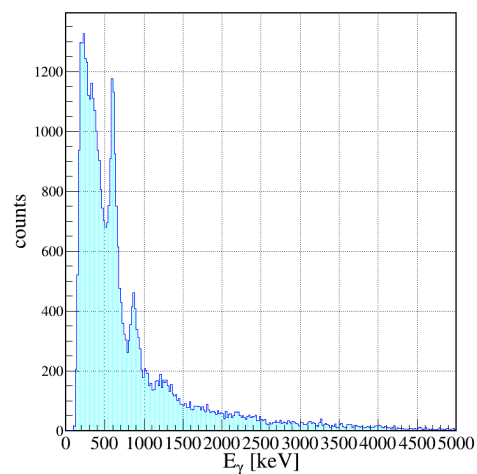
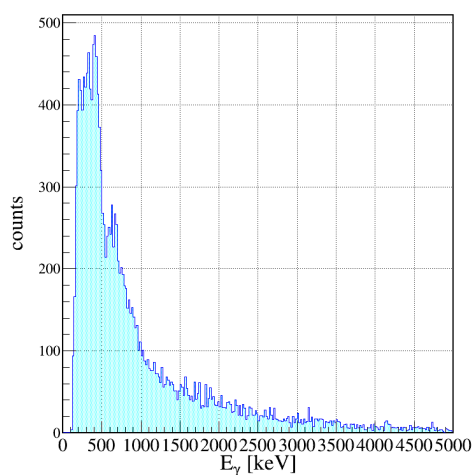
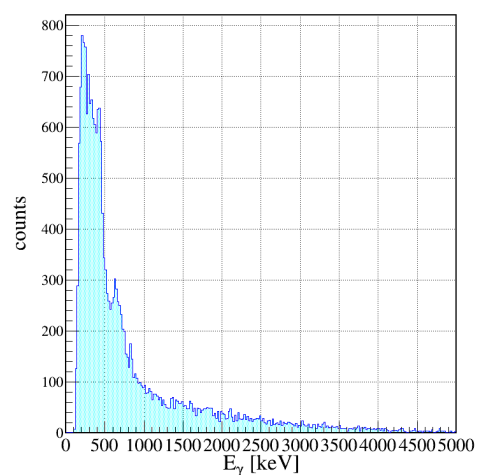


図 4.52 1500 keV 以上のエネルギーのガンマ線を選んだときの時間 T_{DALI2} の分布。赤線がガウス関数によるフィッティング結果である。

4.5.4 ^{79}Se , ^{78}Se の励起状態からのガンマ線スペクトル

$^{79}\text{Se} + \text{C} \rightarrow ^{78}\text{Se} + \text{n}$ および $^{79}\text{Se} + \text{Pb} \rightarrow ^{78}\text{Se} + \text{n}$ の反応と $^{80}\text{Se} + \text{C} \rightarrow ^{79}\text{Se} + \text{n}$ および $^{80}\text{Se} + \text{Pb} \rightarrow ^{79}\text{Se} + \text{n}$ の反応を選択したときのガンマ線スペクトルをそれぞれ図 4.53, 4.54, 4.55, 4.56 に示す。

図 4.53 $^{79}\text{Se}+\text{C}$ の反応におけるガンマ線スペクトル図 4.54 $^{79}\text{Se}+\text{Pb}$ の反応におけるガンマ線スペクトル図 4.55 $^{80}\text{Se}+\text{C}$ の反応におけるガンマ線スペクトル図 4.56 $^{80}\text{Se}+\text{Pb}$ の反応におけるガンマ線スペクトル

4.6 角度分布

標的と反応した 2 次ビームは荷電粒子と中性子に崩壊する。その際に散乱された荷電粒子と中性子の角度分布を導出した。角度分布を測定することによってクーロン分解反応における核力の寄与を見積もることができる。

4.6.1 Grazing angle

入射粒子が標的粒子の近傍を通過した時に核力相互作用を起こす最大の距離を散乱角度に焼き直したものを Grazing angle という。核力とクーロン力は作用する距離がことなるので Grazing angle を計算す

ることで核力の寄与の限界値を得ることができる。Grazing angle θ は

$$\theta = \frac{2.88 \cdot Z_1 Z_2 [931.5 + E]}{A_1 [E^2 + 1863E] R_{\text{int}}} \quad (4.6.1)$$

$$R_{\text{int}} = C_1 + C_2 + 4.49 - \frac{C_1 + C_2}{6.35} \quad (4.6.2)$$

$$C_i = R_i (1 - R_i^{-2}) \quad (4.6.3)$$

$$R_i = 1.28 A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8 A_i^{-1/3} \quad (4.6.4)$$

と計算することができる。ここで A_1, Z_1, E は入射粒子の質量数および陽子数、核子あたりのエネルギー [MeV] である。 A_2, Z_2 は標的粒子の質量数および陽子数である。表 4.7 に $^{79}\text{Se}, ^{80}\text{Se}$ と Pb および C 標的との反応における Grazing Angle を示す。

表 4.7 $^{79}\text{Se}, ^{80}\text{Se}$ の Pb, C 標的との反応における Grazing angle

	$^{79}\text{Se}+\text{Pb}$	$^{79}\text{Se}+\text{C}$	$^{80}\text{Se}+\text{Pb}$	$^{80}\text{Se}+\text{C}$
Grazing Angle [deg]	1.066	0.1074	1.0525	0.107

4.6.2 検出器由来の分解能

検出器による角度分解能を導出するために ^{80}Se の標的無しの run を解析した。入射粒子が標的によって散乱されないため角度分布は 0° に集中するはずである。このため検出器の角度分解能を導出することができる。図 4.57 に ^{80}Se の標的なしの場合の角度分布を示す。角度分布をガウス関数でフィットして検出器由来の角度分解能 θ_{exp} は 0.0758 [deg] (1σ) と得られた。

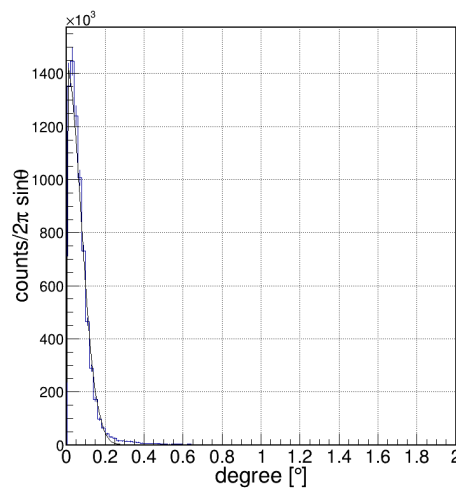


図 4.57 標的なしの場合の角度分布。縦軸を立体角あたりの count 数にした。

4.6.3 multiple scattering によるばらつき

標的がある場合どれだけ入射粒子が散乱されるかを見積るため multiple scattering の寄与を見積もった。multiple scattering によってどのくらい広がるかはその広がり θ_0 は

$$\theta_0 = \frac{13.6 [\text{MeV}]}{\beta p} Z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (4.6.5)$$

と書ける。ここで β, p, Z は入射粒子の速度、運動量、陽子数であり、 x は標的の厚さ、 X_0 は

$$X_0 = \frac{716.4 [\text{g cm}^{-2}] A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (4.6.6)$$

である。表 4.8 に $^{79}\text{Se}, ^{80}\text{Se}$ の Pb 標的に対する multiple scattering による角度の広がりを示す。

表 4.8 $^{79}\text{Se}, ^{80}\text{Se}$ の Pb 標的との反応における θ_0 [deg]

	$^{79}\text{Se}+\text{Pb}$	$^{80}\text{Se}+\text{Pb}$
θ_0 [deg]	0.229	0.231

4.6.4 角度分解能

multiple scattering と検出器の分解能による角度の広がりから角度分解能を導出した。角度分解能 σ_{angle} は

$$\sigma_{\text{angle}} = \sqrt{\theta_{\text{exp}}^2 + \theta_0^2} \quad (4.6.7)$$

と導出した。得られた角度分解能を表 4.9 に示す。

表 4.9 $^{79}\text{Se}, ^{80}\text{Se}$ の Pb 標的との反応における θ_0 [deg]

	$^{79}\text{Se}+\text{Pb}$	$^{80}\text{Se}+\text{Pb}$
σ_{angle} [deg]	0.24	0.24

4.7 シミュレーション

実験で得られた γ 線のエネルギースペクトル、および相対エネルギースペクトル、中性子の運動エネルギースペクトルを複数のモデル計算と比較し、検証を行う。本節ではその Talys computer code (version number 1.8)[17] を用いた統計崩壊計算および Geant4 を用いたシミュレーションについて述べる。図 4.58 にシミュレーションの流れを示す。

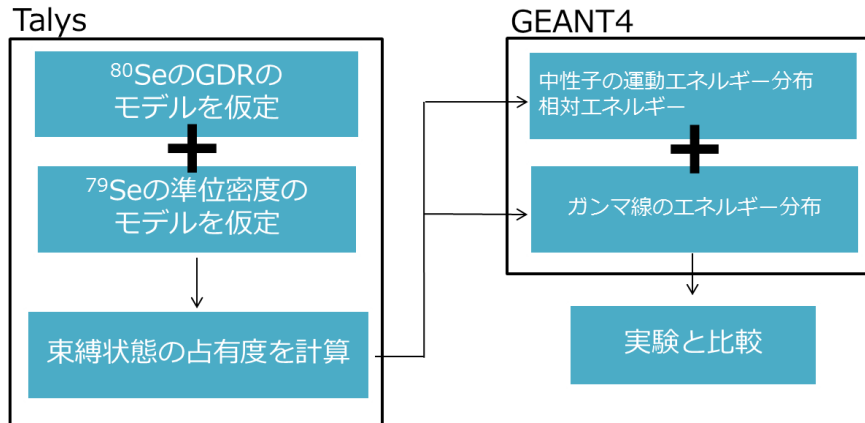


図 4.58 シミュレーションの流れ。

4.7.1 Talys による計算

Talys では ^{80}Se (^{79}Se) の光吸収断面積および崩壊後の ^{79}Se (^{78}Se) の準位密度をモデルにより計算し、これらから終状態である ^{79}Se (^{78}Se) の基底状態への崩壊経路の割合を統計崩壊モデルを用いて求めることができる。本解析に用いた強度関数のモデルを図 4.59 に示す。使用する準位密度のモデル (LDM:Level Dencity Model) を表 4.11 に示す。準位密度の分布を図 4.60 に示す。

表 4.10 Talys の計算に使用した強度関数のモデル (SFM)

Model Number	Strength function model
SFM 2	Brink-Axel Lorentzian[21, 22]
SFM 4	Hartree-Fock-Bogolyubov tables[24]
SFM 8	Gogny DIM HFB+QRPA[28]

表 4.11 Talys の計算に使用した準位密度のモデル

Model Number	Level dencity model
LDM 2	Back-shifted Fermi gas model[30, 31]
LDM 4	Microscopic level densities (Skyrme force)[34] from Goriely's tables

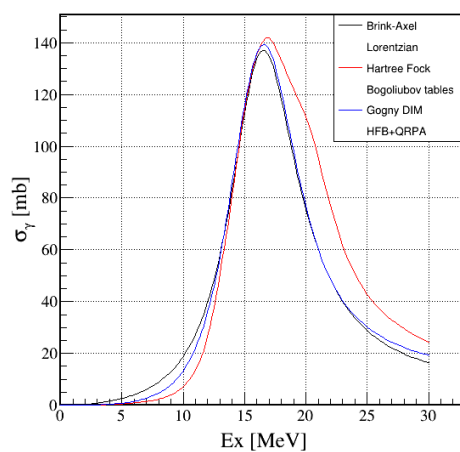


図 4.59 ^{80}Se の光吸収断面積に仮定したモデル。黒線が Brink-Axel Lorentzian、赤線が Hartree Fock Bogoliubov tables、青線が Gogny DIM HFB+QRPA である。

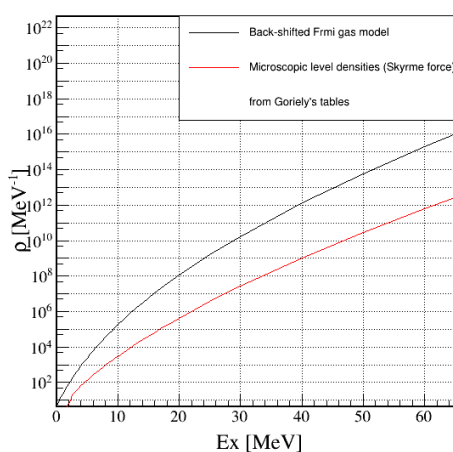


図 4.60 ^{79}Se の準位密度。黒線が Back-shifted Fermi gas model で赤線が Microscopic level densities (Skyrme force) from Goriely's tables の準位密度である。

4.7.2 GEANT4 によるシミュレーション

実験と上述したモデル計算を比較するためには検出器の応答や検出効率等を考慮する必要がある。Geant4 を用いたシミュレーションを行った。このシミュレーションでは

- γ 線検出器 DALI2 の応答
- 中性子検出器 NEBULA, NeuLAND の応答
- 放出荷電粒子のアクセプタンス

を考慮した。実験データのガンマ線の分布と中性子の運動エネルギーの分布、相対エネルギー分布を同時によく再現するモデルを選ぶ。

シミュレーションには Talys の結果をインプットし、 γ 線、 ^{79}Se (^{78}Se)、中性子を発生させる。

例として ^{80}Se の分解反応で測定されたガンマ線を強度関数として SFM2 を、準位密度として LDM4 を用いてシミュレーションした結果が図 4.61 である。

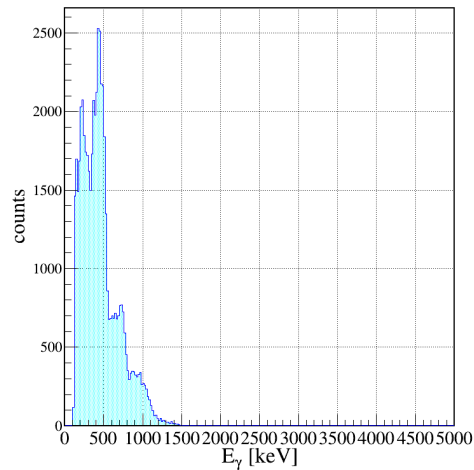


図 4.61 $^{80}\text{Se} + \text{Pb} \rightarrow ^{79}\text{Se} + \text{n}$ の反応で ^{79}Se から放出されるガンマ線のシミュレーション結果。分布は SFM2 を用いた。

第5章

結果と議論

本章では前章の解析から得られた結果とその議論について述べる。

5.1 クーロン分解断面積

鉛標的の相対エネルギースペクトルからバックグラウンドおよび核力成分を引くことでクーロン分解断面積を導出した。核力の寄与は2章に示した式から

$$\frac{d\sigma_{\text{Coul}}}{dE_{\text{rel}}} = \frac{d\sigma_{\text{Pb Coul}}}{dE_{\text{rel}}} - \Gamma \frac{d\sigma_{\text{C Coul}}}{dE_{\text{rel}}} \quad (5.1.1)$$

として導出した。ここでの断面積は検出効率やアクセプタンスを含んだものになっている。

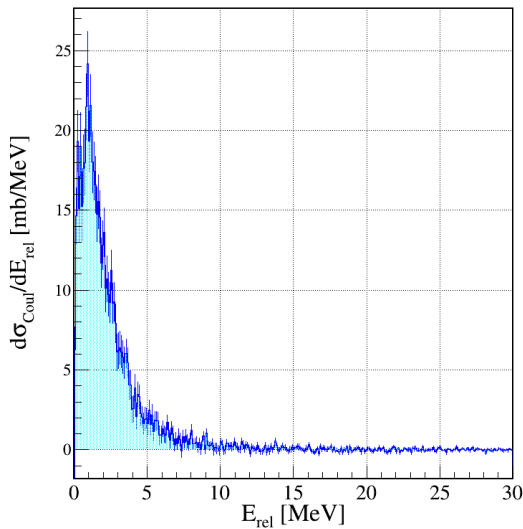


図 5.1 ^{79}Se のクーロン分解微分断面積。

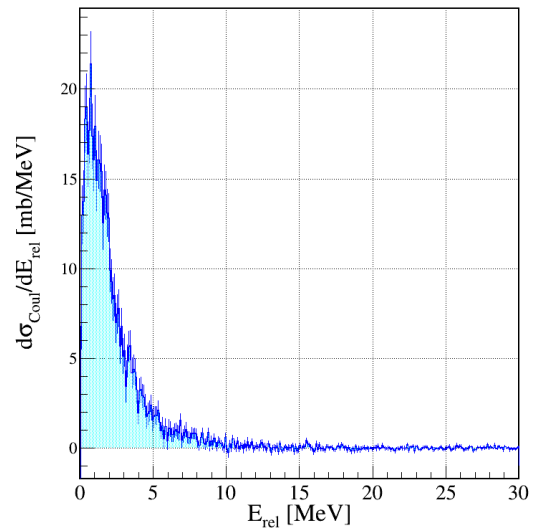


図 5.2 ^{80}Se のクーロン分解微分断面積。

5.2 中性子の運動エネルギー分布

得られた中性子の運動エネルギー分布を示す。相対エネルギーと同様に核力の成分を差し引き断面積にした。

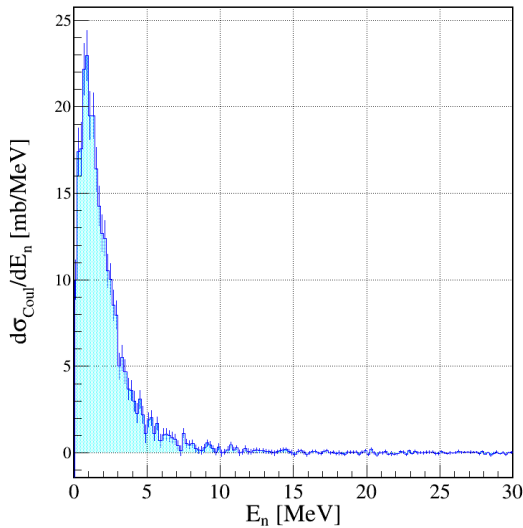


図 5.3 ^{79}Se の崩壊の際に放出された中性子の運動エネルギー分布。

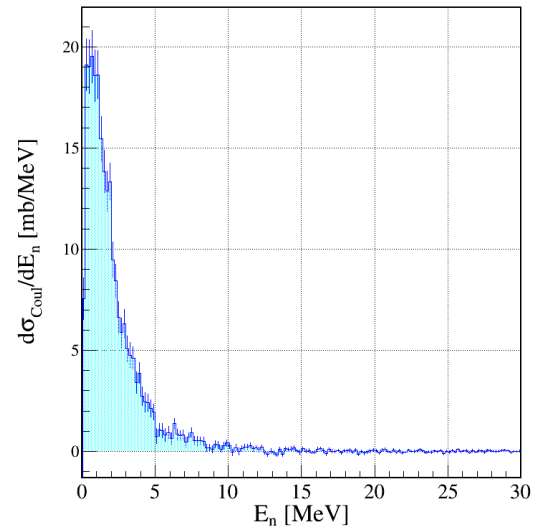


図 5.4 ^{80}Se の崩壊の際に放出された中性子の運動エネルギー分布。

5.3 ガンマ線スペクトル

得られたガンマ線スペクトルを示す。核力の成分を差し引き断面積に対応する量にしたものた結果を ^{79}Se , ^{80}Se についてそれぞれ図 5.6, 図 5.5 に示す。

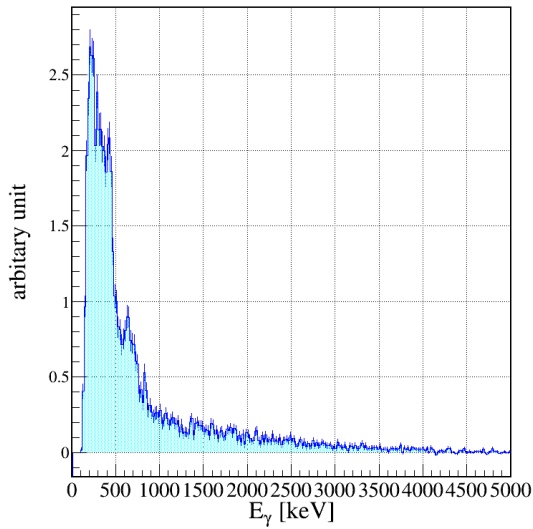


図 5.5 ^{80}Se のクーロン分解して $^{79}\text{Se}+n$ に崩壊した後に ^{79}Se から放出されるガンマ線スペクトル。

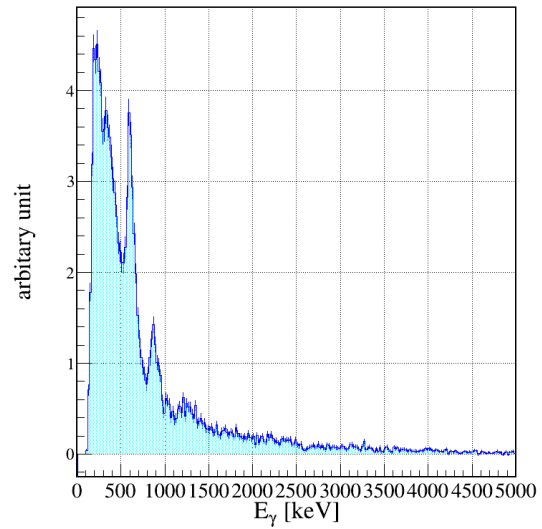


図 5.6 ^{79}Se のクーロン分解して $^{78}\text{Se}+n$ に崩壊した後に ^{78}Se から放出されるガンマ線スペクトル。

5.4 実験データとシミュレーションの比較

実験データから得られたスペクトルをシミュレーションで得られたスペクトルでフィッティングを行う。相対エネルギースペクトルと中性子の運動エネルギースペクトルは

- 直接崩壊
- 統計崩壊

の重ね合わせでフィッティングを行い、ガンマ線スペクトルは、

- 統計崩壊
- ターゲット励起
- atomic background

の重ね合わせでフィッティングを行った。フィッティングの結果その相対エネルギースペクトルのフィッティング結果を ^{80}Se について図 5.7 に、 ^{79}Se についてを図 5.8 に示す。中性子の運動エネルギースペクトルのフィッティング結果を ^{80}Se について図 5.9 に、 ^{79}Se についてを図 5.10 に示す。ガンマ線も同様に ^{80}Se について図 5.11 に、 ^{79}Se についてを図 5.12 に示した。ここでは強度関数として SFM2 の Brink-Axel Lorentzian[21, 22] と準位密度として LDM4 の Microscopic level densities (Skyrme force) from Goriely's tables[34] を用いた場合の例を示した。

フィッティングの結果から χ^2 を各組み合わせに対し計算した。その結果を図 5.13, 図 5.14 に示す。この結果から準位密度の違いよりも強度関数の違いが大きく寄与する事がわかった。A.Makinaga[1] らの結果でも光吸収断面積は強度関数の寄与が支配的であるという結果が得られており傾向は一致している。また強度関数は SFM4 の Hartryee-Fock-Bogolyubov tables[24] が最も実験を再現することが分かった。

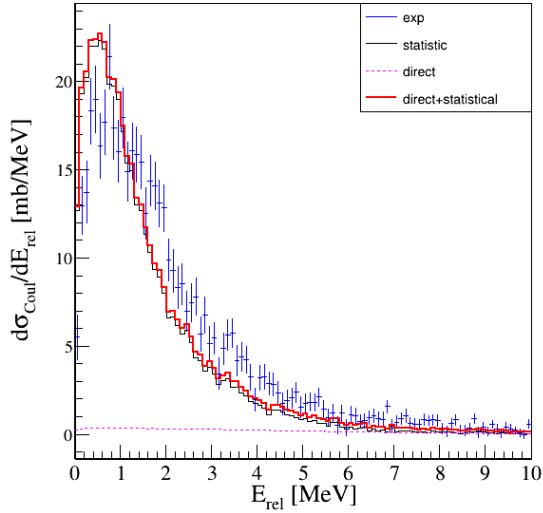


図 5.7 強度関数 SFM2+ 準位密度 LD4 を用いた場合の ^{80}Se の相対エネルギー分布のフィッティング結果。青点が実験値、黒線が統計崩壊、桃色の破線が直接崩壊の寄与を表しており、赤の太線がこれらを足し合わせたものである。

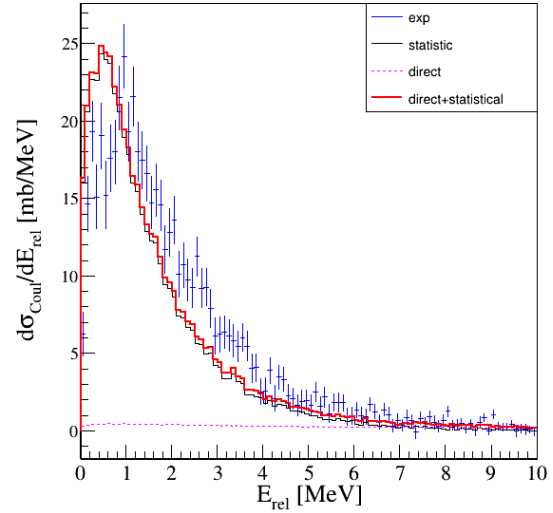


図 5.8 強度関数 SFM2+ 準位密度 LD4 を用いた場合の ^{79}Se の相対エネルギー分布のフィッティング結果。青点が実験値、黒線が統計崩壊、桃色の破線が直接崩壊の寄与を表しており、赤の太線がこれらを足し合わせたものである。

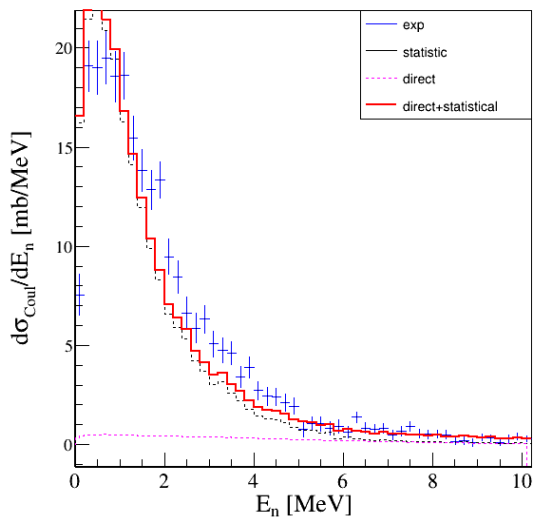


図 5.9 強度関数 SFM2+ 準位密度 LD4 を用いた場合の ^{80}Se の中性子の運動エネルギー分布のフィッティング結果。青点が実験値、黒線が統計崩壊、桃色の破線が直接崩壊の寄与を表しており、赤の太線がこれらを足し合わせたものである。

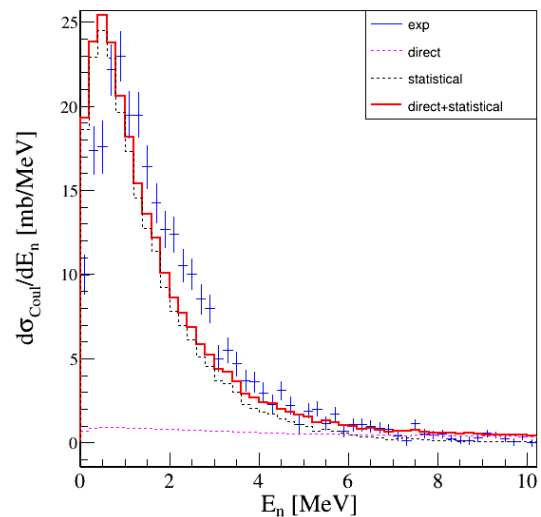


図 5.10 強度関数 SFM2+ 準位密度 LD4 を用いた場合の ^{79}Se の中性子の運動エネルギー分布のフィッティング結果。青点が実験値、黒線が統計崩壊、桃色の破線が直接崩壊の寄与を表しており、赤の太線がこれらを足し合わせたものである。

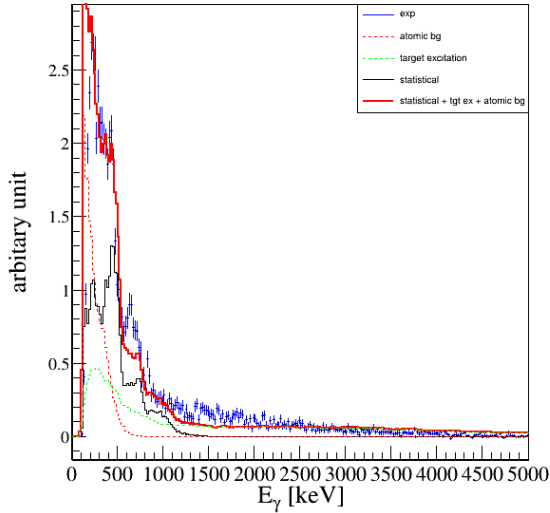


図 5.11 強度関数 SFM2+ 準位密度 LD4 を用いた場合の ^{80}Se のガンマ線のエネルギー分布のフィッティング結果。青点が実験値、赤の破線がアトミックバックグラウンド、緑の破線がターゲット励起によるバックグラウンド、黒線が統計崩壊の計算から得られたシミュレーション結果、赤線がこれら 3つを足し合わせたものである。

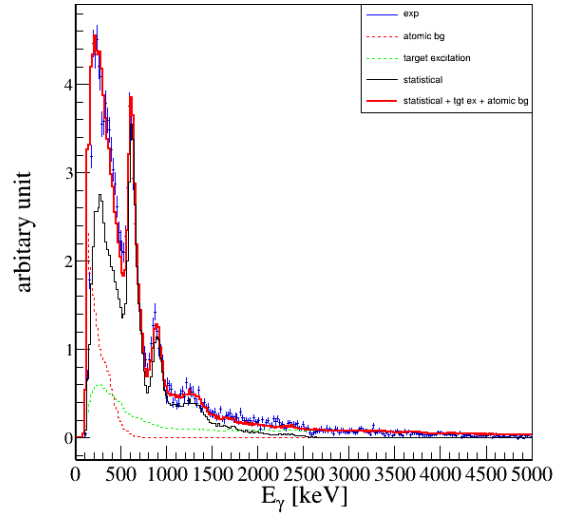


図 5.12 強度関数 SFM2+ 準位密度 LD4 を用いた場合の ^{79}Se のガンマ線の分布のフィッティング結果。青点が実験値、赤の破線がアトミックバックグラウンド、緑の破線がターゲット励起によるバックグラウンド、黒線が統計崩壊の計算から得られたシミュレーション結果、赤線がこれら 3つを足し合わせたものである。

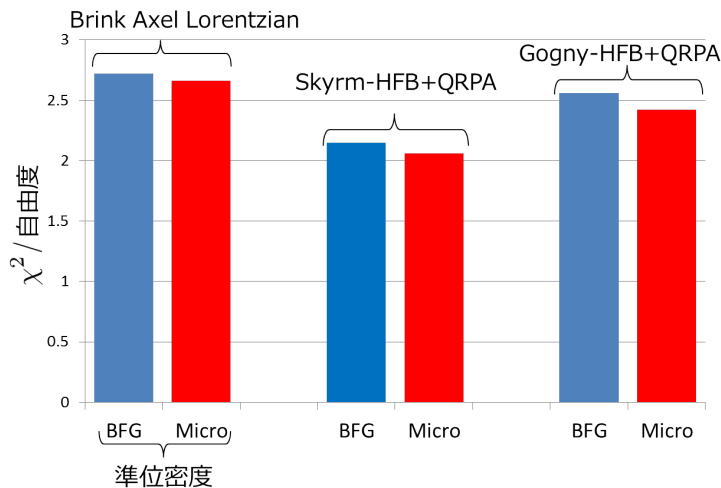


図 5.13 ^{80}Se の各強度関数のモデルと準位密度の組み合わせによるフィッティングの結果の $\chi^2/\text{自由度}$ 。青の棒グラフが Back-shifted Fermi gas model、赤の棒グラフが Microscopic level densities (Skyrme force) from Goriely's tables を表していて、各強度関数について比較を行った。

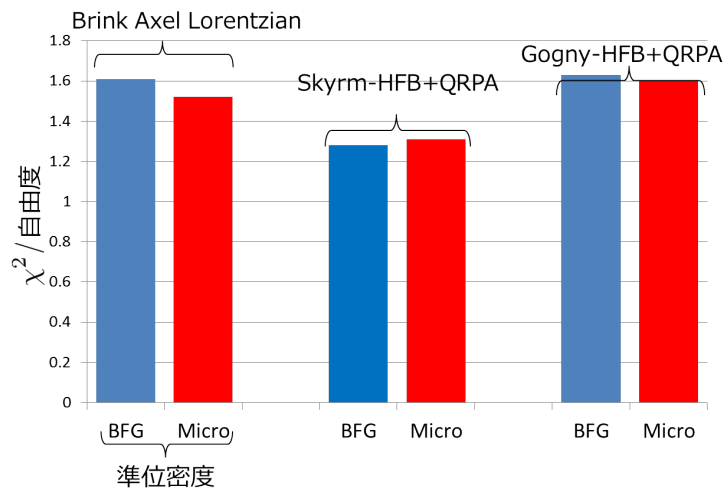


図 5.14 ^{79}Se の各強度関数のモデルと準位密度の組み合わせによるフィッティングの結果の $\chi^2/\text{自由度}$ 。青の棒グラフが Back-shifted Fermi gas model、赤の棒グラフが Microscopic level densities (Skyrme force) from Goriely's tables を表していて、各強度関数について比較を行った。

第6章

まとめと今後の展望

本研究では、 $^{79,80}\text{Se}$ 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 RIBF の BigRIPS および SAMURAI スペクトロメーターを用いて行った。核子あたり約 200MeV の $^{79,80}\text{Se}$ を鉛標的および炭素標的に入射させ、1 中性子分離断面積の測定を行った。中性子の運動量ベクトル及び荷電フラグメントの運動量ベクトルを測定し、不変質量を導出することで相対エネルギー分布を導出した。またガンマ線も同時計測した。相対エネルギー分布および中性子の運動エネルギー分布、ガンマ線スペクトルを Talys による統計崩壊モデルを用いた計算と Geant4 によるシミュレーションを用いて実験データの比較を行った。その結果強度関数は SFM4 の Hartree-Fock-Bogolyubov tables[24] が最も良く実験を再現することがわかり、準位密度のモデルの違いがクーロン分解断面積にあたる影響は小さいことが分かった。よってクーロン分解断面積は GDR の形に影響を受けると考えられるためクーロン分解断面積から GDR の分布に制限をかけることが期待できる。

参考文献

- [1] A. Makinaga, et al., Phys. Rev. C. 79, 025801 (2009).
- [2] A. M. Goryachev, G. N. Zalensnyi, and B. A. Tulupov, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 39, 134 (1975).
- [3] P. Carlos et al., Nucl. Phys.A258, 365 (1976).
- [4] 加速器駆動システム (ADS) による核変換技術の研究開発の状況 JAEA
<http://www.aec.go.jp/jicst/NC/iinkai/teirei/siryo2013/siryo43/siryo1-3.pdf>
- [5] 大井川 宏之 JAEA 自然科学研究機構シンポジウム資料 長寿命放射性廃棄物の短寿命化技術の現状と展望
https://www.nins.jp/public_information/doc/sympo13_2_3.pdf
- [6] 中村隆司著, 不安定核の物理 共立出版 (2016)
- [7] P. Adrich, et al., Phys. Rev. Lett. 95, 132501 (2005).
- [8] T. Kubo, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., B 204, 97-113 (2003).
- [9] T. Kobayashi et al., Nucl. Instr. Meth. B 317, 294-304 (2013).
- [10] SAMURAI Construction proposal
http://ribf.riken.jp/SAMURAI/120425_SAMURAIConstProp.pdf
- [11] S. Takeuchi et al., Nucle. Instr. Meth. A 763, 596-603 (2014).
- [12] 平山晃大 卒業論文 東京工業大学 (2016)
http://be.nucl.ap.titech.ac.jp/thesis/2015g_hirayama.pdf
- [13] NeuLAND Technical Report
<http://www.fair-center.de/fileadmin/fair/experiments/NUSTAR/Pdf/TDRs/NeuLAND-TDR-Web.pdf>
- [14] NEBULA web page <http://be.nucl.ap.titech.ac.jp/~nebula/>
- [15] T. Nakamura, Y. Kondo, Nucl. Instr. Meth., B 376, 156-161 (2016).
- [16] National Nuclear Data Center
<https://www.nndc.bnl.gov/>
- [17] A.J. Koning, S. Hilaire and M.C. Duijvestijn, “TALYS-1.0”, Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND2007, April 22-27, 2007, Nice, France, eds. O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin and S. Leray, EDP Sciences, 2008, p. 211-214.

- [18] 尾崎友志 修士論文 東京工業大学大学院 (2017)
http://be.nucl.ap.titech.ac.jp/thesis/2016m_ozaki.pdf
- [19] J. Kopecky, M. Uhl and R.E. Chrien, Phys. Rev. C47, 312 (1993).
- [20] J. Kopecky and M. Uhl, Phys. Rev. C41, 1941 (1990).
- [21] D.M. Brink. Nucl. Phys. 4, 215 (1957).
- [22] P. Axel. Phys. Rev.126, 671 (1962).
- [23] S. Goriely and E. Khan, Nucl.Phys. A 706, 217 (2002).
- [24] S. Goriely et al., Nucl. Phys. A 739, 331 (2004).
- [25] S. Goriely et al., Phys. Lett. B436, 10 (1998).
- [26] S. Hilaire et al., Phys. Rev. C86, 064317 (2012).
- [27] D. P. Arteaga et al., Phys. Rev. C77, 034317 (2008).
- [28] M. Martini, S. Hilaire, S. Goriely, A. J. Koning, and S. Peru, Nucl. Data Sheets 118, 273 (2014).
- [29] A. Gilbert, A.G.W. Cameron, Can. J. Phys.43,1446 (1965).
- [30] W. Dilg, et al., Nucl. Phys. A217, 269 (1973).
- [31] P. Demetriou, S. Goriely, Nucl. Phys. A695, 95 (2001).
- [32] A.V. Ignatyuk, et al., J. Nucl. Phys.29, 4 (1979).450.
- [33] A.V. Ignatyuk, et al., Phys. Rev. C47, 1504 (1993).
- [34] S. Goriely, S. Hilaire and A.J. Koning, Phys. Rev. C78, 064307 (2008).
- [35] S. Hilaire, S. Goriely, Nucl. Phys. A779, (2006).

謝辞

本研究を進めるにあたり多くの方々からご指導、助言をいただきました。中村隆司教授には毎週のミーティングで研究の進め方や物理の知識を教えてくださいました。またプレゼンテーションの仕方などについても多くのことを教えてくださいました。研究員の武内聡氏には実験の準備段階から解析のに至るまでさまざまなことを教えてくださいました。また助教の近藤洋介氏は解析のなかで疑問があったときに些細なことでもこころよく答えてくださいました。元特任助教の梶野泰宏氏には検出器の開発に関わらせていただいたり、解析で詰まったときなどアドバイスをいただきました。特に検出器の開発に関わることができたことで多くの事を学ぶことができました。理研仁科センターの千賀信幸氏には本研究で使用したホドスコープの制作を教えてくださいました。他の検出器の制作も一緒に行うことができるとも勉強になりました。一昨年に卒業された四方瑞紀氏、坪田潤一氏の先輩方には研究室に配属されて間も無い私に基本的なことから教えてくださいました。また昨年卒業された尾崎友志氏には研究のことはもちろん研究とは関係の無い話にもよく付き合ってくださいました。昨年博士課程に進まれた齋藤敦美氏は研究に取り組む姿勢が私達後輩の手本になるものでした。同期の斗米貴人氏は私が解析で詰まっている時に相談すると一緒に考えてくれたり、ときにはすぐ解決してくれることが多く頼りになる存在でした。修士1年の後輩である安田昌弘氏にはシミュレーターの使い方を教えてもらったり解析のやりかたを教えて貰うことがあり非常に助かりました。山田啓貴氏にはガンマ線の解析についてアドバイスをもらったりしました。松本真由子氏と栗原篤志氏は熱心に研究に取り組んでいて私ももっとやろうという気にさせられました。また今年度から研究室に所属した三木晴瑠氏、島田哲朗氏の両氏には研究について質問されたときに自分のよく理解していないところに気づかされることがありました。そのため自分の勉強にもなりました。

また本研究にご協力頂いた方々にこころより感謝いたします。

本研究は、総合科学技術・イノベーション会議が主導する革新的研究開発推進プログラム (ImPACT) の一環として実施したものです。