

2018 年度
学士論文

非束縛中性子過剰核分光のための 荷電交換反応の研究

東京工業大学 理学部 物理学科
学籍番号 15B15670
吉留勇起
指導教官 中村隆司

概要

近年の中性子過剰核の研究の進展により酸素同位体とフッ素同位体の間に中性子ドリップラインの急激な変化があることが分かっている。酸素ドリップライン異常と呼ばれるこの現象の原因はいまだ解明されていない。理論的には三体力 [1] が重要な役割を果たすことが示唆されている。また、 $Z = 10 \sim 12$ の中性子過剰領域は逆転の島と呼ばれ、 $N = 20$ の魔法数が消失することが知られている。これらは酸素ドリップライン異常を解明する鍵であると考えられる。

我々はこの領域における殻構造を明らかにすることを目的とし、非束縛核 ^{25}O の励起状態の探索実験を行った。 ^{25}O のエネルギースペクトルは殻構造を反映するため、 $N = 20$ のシェルギャップについて知見を得ることができる。さらに ^{26}O ではダイニュートロン相関の発達が三体モデル計算 [2] を元に議論されている。二重閉殻核 ^{24}O と一中性子で構成される ^{25}O の理解は $^{24}\text{O} + n + n$ という三体の ^{26}O の構造の理解につながる。

先行研究では一陽子分離反応 [3][4][5] や一中性子移行反応 [6] を用いて実験が行われたが、 ^{25}O の励起状態を特定することはできていない。本研究では ^{25}F の炭素標的を用いたアイソスピン増加型荷電交換反応を用いて ^{25}O の不変質量核分光実験を行った。 ^{25}F の二次ビーム (218 MeV/nucleon) は世界最大強度を誇る RIBF の ^{48}Ca 一次ビーム (345 MeV/nucleon) の入射核破砕反応により生成した。崩壊した後の ^{24}O と一中性子の運動量ベクトルを SAMURAI によって測定し、不変質量法により非束縛状態の同定を行う。

本論文ではその前段階の解析結果として ^{25}O と核図表でその周辺に位置する ^{28}Na 、 ^{26}Ne 、 ^{27}Ne の荷電交換反応のインクルーシブ断面積を求めた。その結果 ^{28}Na が $0.13^{+0.31}_{-0.13}$ mb、 ^{26}Ne が 0.71 mb(Maximum)、 ^{27}Ne が 0.024 ± 0.022 mb となり、さらにその結果から断面積が ^{27}Ne と等しいと仮定すると ^{25}O の収量が約 48 個と見積もることができた。

今後は中性子検出器 NEBULA の解析を行い、 ^{25}O のエネルギースペクトルを求める。

目次

第 1 章 序	1
第 2 章 実験原理	7
2.1 入射核破砕反応	7
2.2 荷電交換反応	7
2.3 インクルーシブ断面積	8
2.4 不変質量法	9
第 3 章 実験	11
3.1 BigRIPS のセットアップ	13
3.1.1 BPC	13
3.1.2 SBT1, SBT2	14
3.1.3 ICB	14
3.1.4 BDC1, BDC2	14
3.2 SAMURAI のセットアップ	15
3.2.1 FDC1	15
3.2.2 FDC2	15
3.2.3 SAMURAI マグネット	16
3.2.4 HODF	16
3.2.5 NEBULA	16
第 4 章 解析	20
4.1 二次ビームの解析	20
4.1.1 二次ビームの粒子識別	20
4.1.2 二次ビームのゲート条件	22
4.2 荷電フラグメントの解析	31
4.2.1 荷電フラグメントの粒子識別	31
4.2.2 荷電フラグメントのゲート条件	31
4.3 インクルーシブ断面積	34
第 5 章 結果と議論	37
第 6 章 まとめと今後の展望	38

付 録 A 誤差の評価	39
A.1 粒子数の多数の場合 ($30 \leq N_f$)	39
A.2 $N_f = 0$ の上限値の評価	39
A.3 出射粒子数が少数の場合 ($1 \leq N_f < 30$)	41

目 次

1.1	酸素ドリップライン異常周辺の核図表	1
1.2	酸素同位体の 1 粒子軌道エネルギー [6]	2
1.3	^{25}O の基底状態の配位	3
1.4	三体モデル計算による ^{26}O の密度分布 [11]	3
1.5	先行研究 [3] の ^{25}O のスペクトル	5
1.6	先行研究 [6] の ^{25}O のスペクトル	5
1.7	^{25}F の荷電交換反応による殻構造の変化	6
2.1	入射核破碎反応の模式図	7
2.2	荷電交換反応	8
2.3	不変質量法の概略図	10
3.1	理化学研究所 RIBF の概観	11
3.2	BigRIPS の概観	12
3.3	SAMURAI の概観	12
3.4	BPC の概略図 [13]	14
3.5	ICB の概略図 [13]	15
3.6	BDC の概略図 [13]	16
3.7	FDC1 の概略図 [13]	17
3.8	FDC2 の概略図 [13]	18
3.9	HODF の概略図 [13]	18
3.10	NEBULA の概略図 [13]	19
4.1	二次ビームの粒子識別図	22
4.2	$\Delta E_{F7}\text{vs}\Delta E_{F13}$ の一次関数でのフィッティング	23
4.3	$\Delta E_{F7}\text{vs}\Delta E_{F13}$ の β への射影のガウシアン分布でのフィッティング	23
4.4	$\Delta E_{F7}\text{vs}\Delta E_{ICB}$ のフィッティング	24
4.5	$\text{TOF}_{F3-F7}\text{vs}\text{TOF}_{F7-F13}$ のフィッティング	24
4.6	ΔE 、TOF のゲート条件	25
4.7	ΔE によるゲート後の粒子識別図	26
4.8	TOF によるゲート後の粒子識別図	26
4.9	ΔE と TOF によるゲートをかけた粒子識別図	26
4.10	粒子ごとのゲート条件	28

4.11 粒子ごとの PI 図	30
4.12 荷電フラグメントの粒子識別図	32
4.13 各粒子のゲート条件決定のためのガウシアンフィッティング	33
A.1 $P(0 \sigma)$ の確率密度分布	40

表 目 次

3.1	BigRIPS の設定	13
4.1	二次ビームのゲート条件のパラメータ	29
4.2	二次ビームの詳細	29
4.3	ゲート条件に用いた粒子	32
4.4	標的の有無別の各粒子数と反応率	34
4.5	各原子番号に対する FDC1 と FDC2 の検出効率	35
4.6	Ne 同位体の全反応断面積 [14] [15]	35
4.7	各反応のインクルーシブ断面積	36
5.1	各反応のインクルーシブ断面積	37
A.1	[16] によるカウント数のコンフィデンスレベル 68.3 % の下限値と上限値	41
A.2	各粒子の反応率の 1σ	41
A.3	各粒子の断面積の 1σ	41

第1章 序

近年の重イオン加速器技術の進展により、軽い核では中性子ドリップラインに至る中性子過剰な不安定核の研究が進んでいる。中性子ドリップラインとは、核図表上で中性子過剰核が束縛できる限界線のことである。酸素同位体は $^{24}\text{O}(N = 16)$ がドリップラインとなっているのに対してフッ素同位体は $^{31}\text{F}(N = 22)$ がドリップラインとなっており、 $Z = 8$ から $Z = 9$ への陽子数 1 の変化によりドリップラインが中性子 6 個分変化している (図 1.1 参照)。酸素ドリップライン異常と呼ばれるこの中性子ドリップラインの急激な変化の原因は未だ解明されていない。この現象の原因の一つに原子核の殻構造の変化が考えられる。安定核では 2、8、20、28、50、82、126 が魔法数として知られており、この数の陽子や中性子を持つ原子核は閉殻構造をとるため特に安定な性質を示す。しかし中性子過剰核においては新魔法数 $N = 16$ の出現 [7] や ^{32}Mg [8] などに見られる魔法数 $N = 20$ の消失などの魔法数の異常が確認されており、これらは殻進化 (殻構造の変化) によるものであると考えられている。図 1.1 中で赤線で囲まれた範囲 ($10 \leq Z \leq 12, 20 \leq N \leq 22$) は $N = 20$ の魔法数が消失し、基底状態が通常の殻構造に従わない原子核で、島のように現れることから逆転の島と呼ばれている。逆転の島については精力的な研究が行われており、最近のマグネシウム同位体の研究によれば逆転の島の領域はこの赤枠の範囲を超えて広がっているとの示唆もある [9]。

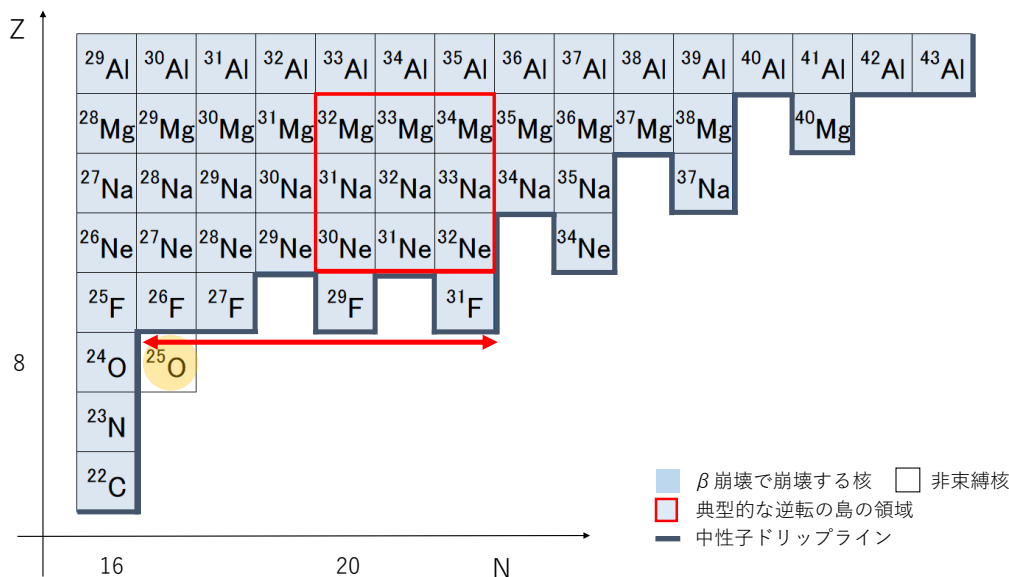


図 1.1: 酸素ドリップライン異常周辺の核図表

一方で $Z = 8$ や $Z = 9$ におけるドリップライン近傍核の実験は少なく、中性子過剰な酸素・フッ素同位体の殻構造は殆ど明らかになっていない。平均場に基づく計算 [10] によれば図 1.2 のような酸素同位体の 1 粒子軌道エネルギーの研究結果が得られている。図 1.2 から分かるように中性子

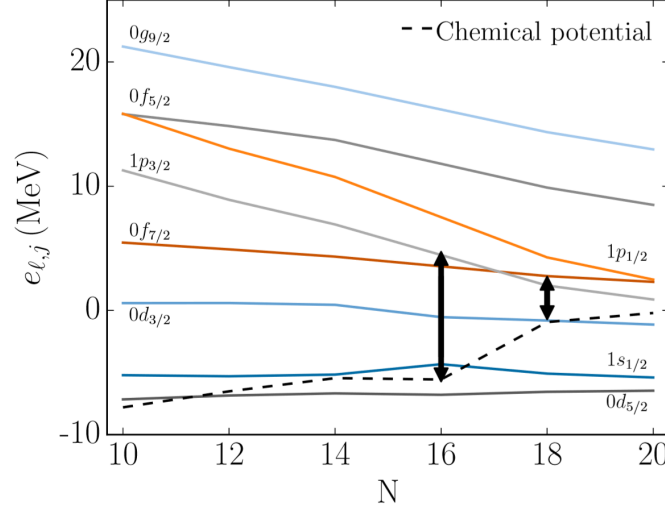


図 1.2: 酸素同位体の 1 粒子軌道エネルギー [6](黒の点線はフェルミ面を表している)

数が増えるにつれて $p_{3/2}$ や $p_{1/2}$ といった負のパリティを持つ 1 粒子軌道エネルギーは低下しており、それに伴って負パリティの軌道エネルギーとフェルミ面間の差が減少していることが分かる。こういった殻進化を立証するために実験によって酸素同位体のエネルギースペクトルを明らかにすることが必要である。

本論文では ^{25}O の励起状態の分光実験について述べる。 ^{25}O は中性子ドリップラインの外側にある非束縛核であり、図 1.1 で橙色の円で囲った部分に位置している。図 1.3 に ^{25}O の基底状態の配位を示す。図 1.3 から分かるように ^{25}O は二重魔法数核 ^{24}O と中性子 1 個で構成されており、基底状態はエネルギー準位の一番低い $d_{3/2}$ の 1 粒子状態であると考えられている。先行研究 [3][4][5] により ^{25}O の基底状態のエネルギーは閾値から見て 749(10)keV であることが分かっている。一方、励起状態は全く分かっていない。 $f_{7/2}$ や $p_{3/2}$ の 1 粒子状態を観測することができれば、この励起エネルギーは 1 粒子軌道間のエネルギー差に対応するため、 $N = 20$ のシェルギャップを知ることができる。これは酸素ドリップライン異常の解明につながる事が期待される。

さらに ^{25}O の殻構造を明らかにすることは ^{26}O のダイニュートロン相関を議論する上でも重要である。ダイニュートロン相関とはコア核 $+n+n$ となる原子核の二つの中性子が強い相関を持ち、近い位置に大きな振幅を持つことである。萩野らの三体モデル計算 [2] によれば、 ^{26}O においてダイニュートロン相関の発達が予言されている。図 1.4 は計算で得られた密度分布であり、 $\theta_{12} = 0$ 付近に密度が集中していることが分かる。これは二中性子が強い位置の相関を持っていることを示している。二中性子間に相関がなければ $\cos \theta_{12}$ の期待値は $\langle \cos \theta_{12} \rangle = 0$ となるはずである。しかしダイニュートロン相関がある時には $\langle \theta_{12} \rangle$ が小さくなるため $\langle \cos \theta_{12} \rangle > 0$ となるはずである。

ダイニュートロン相関を説明するには正負のパリティが混ざっている必要がある事も分かっている

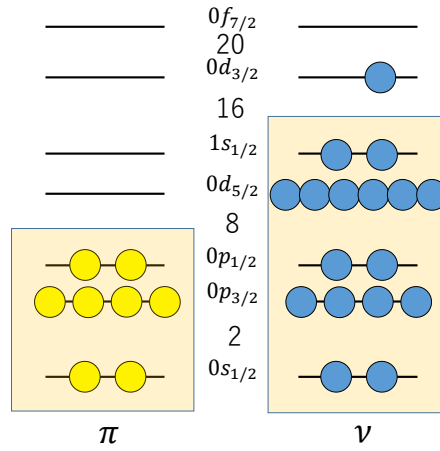


図 1.3: ^{25}O の基底状態の配位 (四角の囲いは ^{24}O に対応し、閉殻構造をとっている)

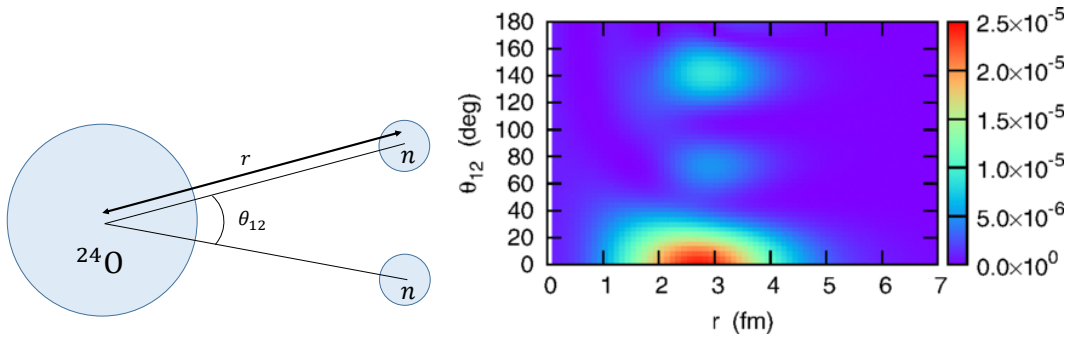


図 1.4: 三体モデル計算による ^{26}O の密度分布 [10](左図は r と θ_{12} の定義)

る。 ^{26}O の基底状態 (0^+) のコア核の外にある二中性子がどちらも正パリティの軌道に入っている場合とどちらも負パリティの軌道に入っている状態が混合する場合を考える。このとき ^{26}O のそれぞれの波動関数を $|++\rangle$ 、 $|--\rangle$ と表すことにすると ^{26}O の波動関数 $|\Psi_{26\text{O}}\rangle$ は

$$|\Psi_{26\text{O}}\rangle = \alpha |++\rangle + \beta |--\rangle \quad (1.1)$$

と表すことができる。この波動関数を用いて $\cos \theta_{12}$ の期待値を計算すると

$$\begin{aligned} \langle \cos \theta_{12} \rangle &= \alpha^2 \langle ++ | \cos \theta_{12} | ++ \rangle + 2\alpha\beta \langle ++ | \cos \theta_{12} | -- \rangle + \beta^2 \langle -- | \cos \theta_{12} | -- \rangle \\ &= 2\alpha\beta \langle ++ | \cos \theta_{12} | -- \rangle \end{aligned} \quad (1.2)$$

となる。正のパリティ同士、負のパリティ同士の項は $\cos \theta_{12}$ の奇関数性から 0 となる。もし原子核が正のパリティのみ、もしくは負のパリティしか持たなければ (1.2) 式から $\langle \cos \theta_{12} \rangle = 0$ となっ

てしまう。つまりダイニュートロン相関の発達には正負のパリティの状態の混合が必要である。実際に図 1.2 から中性子過剰な酸素同位体において、中性子数の増加に伴って $d_{3/2}$ 軌道と pf 軌道のエネルギー差が小さくなっているのが正負のパリティの混合が起こりやすくなっていることが期待されている。さらに三体モデル計算における $^{24}\text{O}-n$ 間のポテンシャルは ^{25}O の共鳴状態のエネルギーをもとに較正されているので、 ^{25}O の励起状態のエネルギーを知ることにより正確な較正をすることが期待される。以上のことから pf 軌道のエネルギーを決定することは ^{26}O のダイニュートロン相関を議論するうえでも重要である。

^{25}O を生成する先行研究では一陽子分離反応 [3][4][5] や一中性子移行反応 [6] を用いて不変質量核分光実験が行われた。それらの結果を図 1.5、図 1.6 に示す。これらの先行研究ではいずれも十分な ^{25}O の励起状態の収量が得られていない。一陽子分離反応は ^{26}F の C 標的 [3][4] や Be 標的 [5] への入射によって ^{25}O を生成する方法である。この反応では主に $d_{5/2}$ 軌道の陽子のはぎとられ、中性子の配位は反応前の ^{26}F のまま保たれると考えられる。 ^{26}F の中性子配位は図 1.3 で示した ^{25}O の中性子配位と同じである。その結果として主に基底状態が生成され、価中性子が pf 軌道を占めていたり中性子軌道にホールを持つ ^{25}O の励起状態が生成されにくかったと考えられる。一中性子移行反応は ^{24}O を液体重水素標的に入射し、 $^{24}\text{O}(d,p)^{25}\text{O}$ 反応により ^{25}O を生成する方法である。この実験では $1/2^+$ の励起状態が微小に観測されたのではないかという結果が得られている。しかし、統計量は少なく確証は得られていない。この実験では二次ビームが ^{24}O であるため、未反応の ^{24}O と ^{25}O の崩壊による ^{24}O を区別することが困難であり、標的下流側の粒子識別において厳しいゲート条件をかけなければならなかった。

本研究では ^{25}F を C 標的に入射した際に起こるアイソスピン増加型荷電交換反応を用いて ^{25}O を生成した。この反応では ^{25}F の一陽子が中性子に変化することで ^{25}O が生成される。図 1.7 で示すように陽子 $\Rightarrow$ 中性子の変化が起きる際、Gamow-Teller 遷移である $\pi d_{5/2} \rightarrow \nu d_{3/2}$ だけでなく、 $d_{3/2}$ 軌道より高いエネルギーの軌道に中性子が入る可能性がある。これにより ^{25}O の励起状態が生成される期待がある。本論文ではアイソスピン増加型荷電交換反応による ^{25}O の生成の前段階の解析として、 ^{25}O の収量を見積もることを目的とした ^{28}Na 、 ^{26}Ne 、 ^{27}Ne 、 ^{25}F の荷電交換反応のインクルーシブ断面積についての報告を行う。 ^{25}F が標的を通過した後の終状態である ^{25}O は非束縛核であるため、崩壊後の ^{24}O を測定することになるがこれは ^{25}F の一陽子分離反応による ^{24}O と区別することが難しい。終状態が束縛核であればアイソスピン増加型荷電交換反応以外の反応が混じらないのでインクルーシブな断面積は荷電交換反応の断面積に等しい。よって終状態が束縛核である ^{28}Na 、 ^{26}Ne 、 ^{27}Ne のインクルーシブな断面積をもとに荷電交換反応によって生成された ^{25}O の収量を見積もる。

以下では、第 2 章で実験原理について述べ、第 3 章では実験のセットアップや検出器の概要について記す。第 4 章では実験データの解析方法を述べ、第 5 章では得られた結果とその議論を行う。第 6 章では本論文のまとめと今後の展望について述べる。

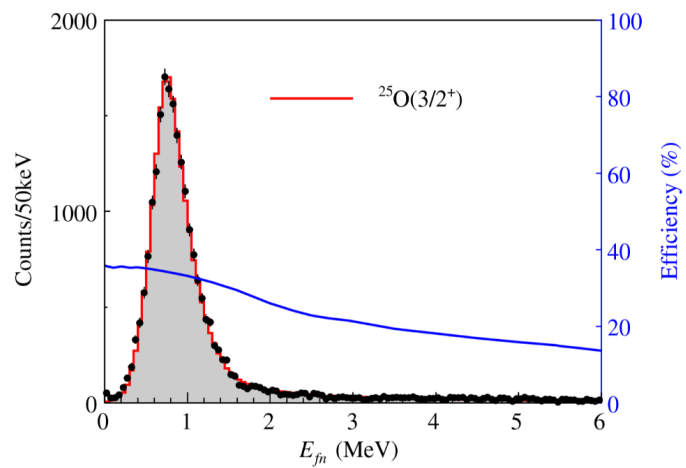


図 1.5: 一陽子分離反応を用いた ^{25}O の生成実験 [3](横軸が基底状態の崩壊エネルギー、縦軸がカウント数、青線は検出器全体の Efficiency を表している)

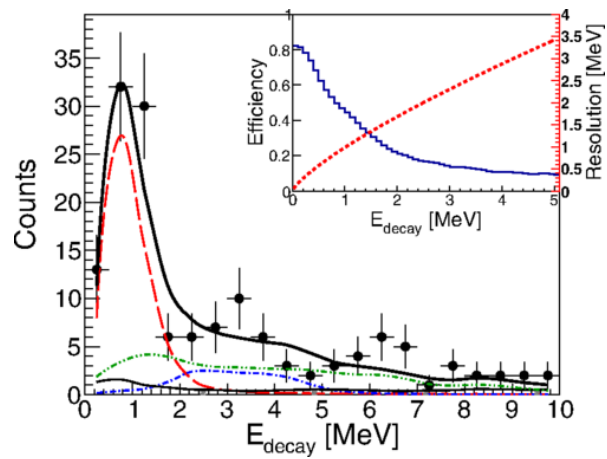


図 1.6: 一中性子移行反応を用いた ^{25}O の生成実験 [4](横軸が崩壊エネルギー、縦軸がカウント数。黒点が実験データ、赤い線が基底状態、青い線が $1/2^+$ 励起状態、緑の線がバックグラウンド)

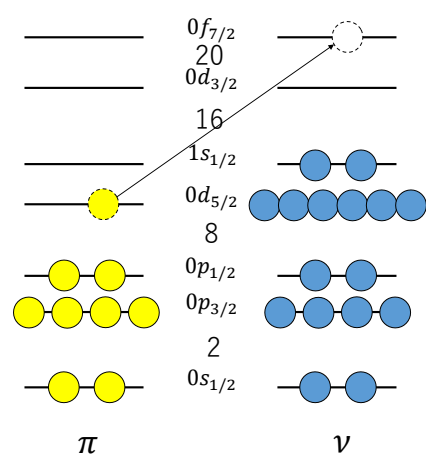


図 1.7: ^{25}F の荷電交換反応で期待される一陽子の変化

第2章 実験原理

本章では実験で用いた反応、インクルーシブ断面積と不変質量法について述べる。

2.1 入射核破碎反応

二次ビームである ^{25}F は ^{48}Ca を Be 標的に入射させた際に起こる入射核破碎反応により生成する。入射核破碎反応の模式図を図 2.1 に示す。入射する ^{48}Ca が標的核に衝突する際に重なる部分(図中の点線部分) がはぎとられ残った部分がそのまま二次ビームとして進行する。

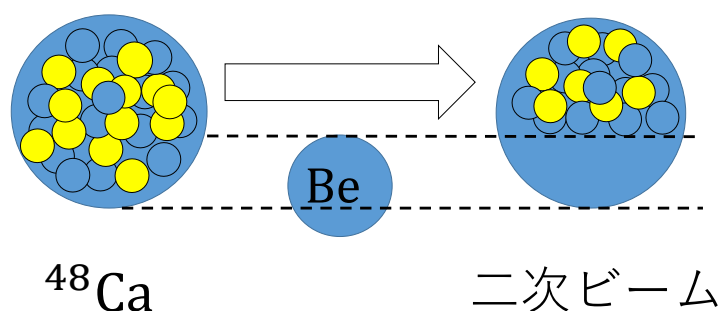


図 2.1: 入射核破碎反応の模式図

2.2 荷電交換反応

今回の研究の対象である ^{25}O はアイソスピン増加型荷電交換反応を用いて生成される。荷電交換反応は β 崩壊に似た反応であるが、強い相互作用に基づく反応であり陽子や中性子がそれぞれ中性子や陽子に変化する反応である。荷電交換反応のファインマンダイアグラムを図 2.2 に示す。本実験で目的とする反応は図 1.7 に示すような殻構造の変化や $d_{3/2} \Rightarrow p_{3/2}$ の変化であるがこれらの変化はパリティが変化するため Fermi の許容遷移にも Gamow-Teller の許容遷移にも当てはまら

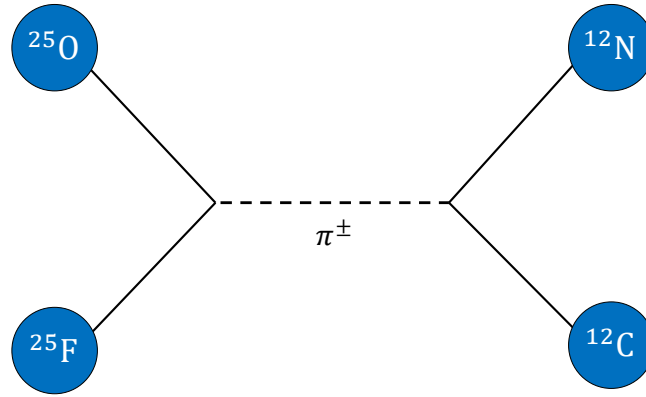


図 2.2: 荷電交換反応におけるファインマンダイアグラム

ない 1 次禁止遷移であり、今回の研究はこの 1 次禁止遷移の断面積を求めることになる。今回の実験では二次ビームである ^{25}F を炭素標的に入射することで荷電交換反応を起こす。

2.3 インクルーシブ断面積

ここではインクルーシブ断面積の導出方法について説明する。断面積は以下のような種類がある。

$$\sigma_{tot}(\text{全断面積}) \begin{cases} \sigma_{el}(\text{弾性散乱断面積}) \\ \sigma_R(\text{全反応断面積}) \begin{cases} \sigma_{inel}(\text{非弾性散乱断面積}) \\ \sigma_r(\text{相互作用断面積}) \end{cases} \end{cases} \quad (2.1)$$

- 相互作用断面積 : 反応前後で核種が変わる断面積
- 非弾性散乱断面積 : 反応前後で核種は変わらず状態のみが変わる断面積
- 全反応断面積 : 非弾性散乱断面積と相互作用断面積の和
- 弾性散乱断面積 : 反応前後で状態が変わらない断面積
- 全断面積 : 弾性散乱断面積と全反応断面積の和

本論文では相互作用断面積のうち ^{25}F から ^{25}O (荷電交換反応)+ ^{24}O (一陽子分離反応) への断面積など特定の始状態と終状態を選んだ断面積のことをインクルーシブ断面積と呼ぶ。インクルーシブ断面積 σ_I は (2.2) 式によって求めることができる [12]。

$$\sigma_I = \left(\frac{N_f}{N_i} - \frac{N_f^E}{N_i^E} \right) \left(\frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} - e^{-\sigma_R N_t}} \right) \quad (2.2)$$

- N_i : 標的ありの反応前の粒子数
- N_f : 標的ありの反応後の粒子数
- N_i^E : 標的なしの反応前の粒子数
- N_f^E : 標的なしの反応後の粒子数
- N_t : 標的の単位断面積当たりの粒子数 (/cm²)
- σ_R : 反応前の粒子の全断面積
- σ'_R : 反応後の粒子の全断面積

陽子数や中性子数があまり変化しない核種変化の時、 σ_R と σ'_R は大きく変化しないと考えられる (詳細は 4.3 章で示す)。よって $\sigma_R \approx \sigma'_R$ として (2.2) 式の右端の括弧内を計算すると

$$\begin{aligned}
\frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} - e^{-\sigma_R N_t}} &= \frac{\sigma'_R - \sigma_R}{e^{-\sigma_R N_t} (1 - e^{-(\sigma'_R - \sigma_R) N_t})} \\
&= \frac{x}{e^{-\sigma_R N_t} \{1 - (1 - x N_t + O(x^2))\}^{-1}} \quad (\because x = \sigma'_R - \sigma_R) \\
&\approx \frac{e^{\sigma_R N_t}}{N_t}
\end{aligned} \tag{2.3}$$

となる。よって (2.2) 式は

$$\sigma_I = \left(\frac{N_f}{N_i} - \frac{N_f^E}{N_i^E} \right) \frac{\exp(\sigma_R N_t)}{N_t} \tag{2.4}$$

となり、(2.4) 式をインクルーシブ断面積を求める式として採用する。

2.4 不変質量法

²⁵O は非束縛核であり、中性子崩壊 ($\sim 10^{-22}$ s) する原子核である。非束縛核 ²⁵O の共鳴状態のエネルギーは不変質量法を用いて導出する。不変質量法は崩壊後の放出粒子全ての運動量ベクトルを測定することで、崩壊前の ²⁵O の質量を求める方法である。この方法は入射粒子のエネルギーに依存しないため、高いエネルギー分解能を得ることができる。

崩壊前後のエネルギーの関係式は相対論的力学によって記述される。²⁵O の質量 M_{25O} は不変質量と呼ばれ、崩壊粒子の静止質量、運動量ベクトル、エネルギーをそれぞれ m , $\mathbf{P}$, E とすると

$$M_{25O} = \sqrt{(E_{24O} + E_n)^2 - (\mathbf{P}_{24O} + \mathbf{P}_n)^2} \tag{2.5}$$

のように表される。さらに不変質量と放出粒子の静止質量との差である相対エネルギー E_{rel} は

$$E_{rel} = M_{25O} - (m_{24O} + m_n) \tag{2.6}$$

で与えられる。この相対エネルギーと ²⁵O の一中性子分離エネルギー S_n を用いると (2.6) 式から ²⁵O の励起エネルギー E_x が求められる。

$$E_x = E_{rel} - S_n \tag{2.7}$$

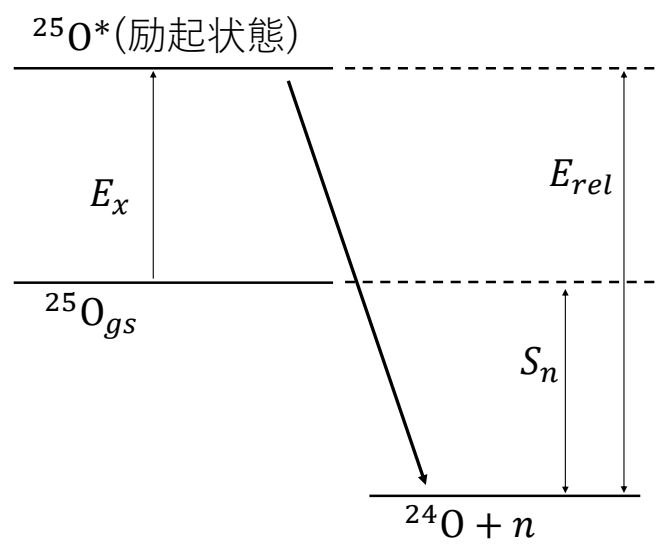


図 2.3: 相対エネルギー E_{rel} 、励起エネルギー E_x と一中性子分離エネルギー S_n の関係

第3章 実験

本実験は理化学研究所仁科加速器科学研究センターのRIBF(Radio Isotope Beam Factory)で行われた。RIBFは世界最大の超伝導サイクロトロンSRCをはじめとする加速器群、高分解能な不安定核ビーム生成・分離装置BigRIPS、超伝導電磁石SAMURAIや荷電フラグメントの検出器群などからなる。RIBF、BigRIPS、SAMURAIエリアの概観をそれぞれ図3.1、図3.2、図3.3に示す。RIBFでは3基のリングサイクロトロン(fRC、IRC、SRC)によりウランまでの全元素のRIビームを345 MeV/nucleonまで加速させることができる。続くBigRIPSで生成、分離された不安定核ビームはSAMURAIエリアに到達し、二次標的に入射され、荷電フラグメントと中性子に分解される。荷電フラグメントはSAMURAIエリアに設置された超伝導電磁石(SAMURAIマグネット)によって軌道を曲げられ、その先にあるFDC2、HODFで検出される。中性子は磁石によって軌道を曲げられないため、ビーム軸上に置かれた中性子検出器NEBULA(NEutron detection system for Breakup of Unstable nuclei with Large Acceptance)によって検出される。データ収集のトリガーはDB(SBT1,2で検出した全イベントの中から1/200個をランダムで選ぶトリガー)、BN(SBT1,2とNEBULAで検出した場合のトリガー)、BH(SBT1,2とHODFで検出した場合のトリガー)とBD(SBT1,2と γ 線検出器DALIで検出した場合のトリガー)の四つがあり、本研究で用いるデータセットはDBである。本章では実験の詳細について述べる。

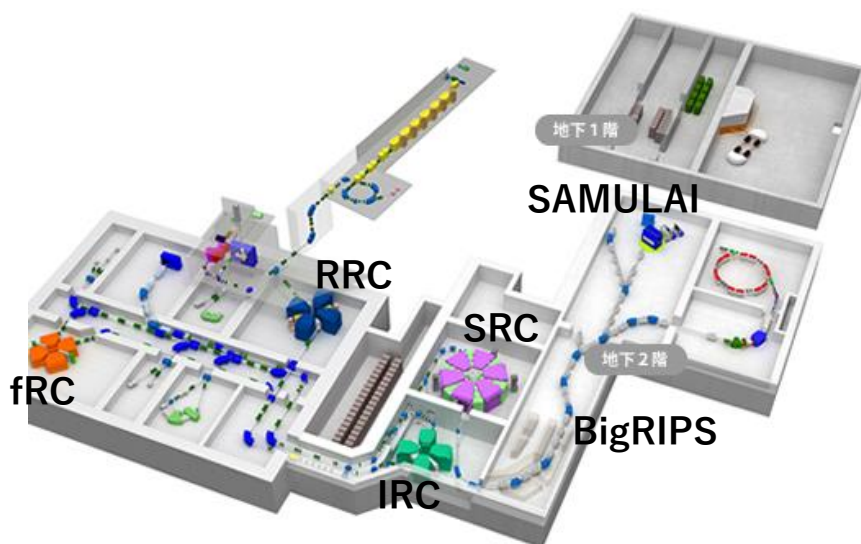


図 3.1: 理化学研究所仁科加速器科学研究センター RIBF の概観。

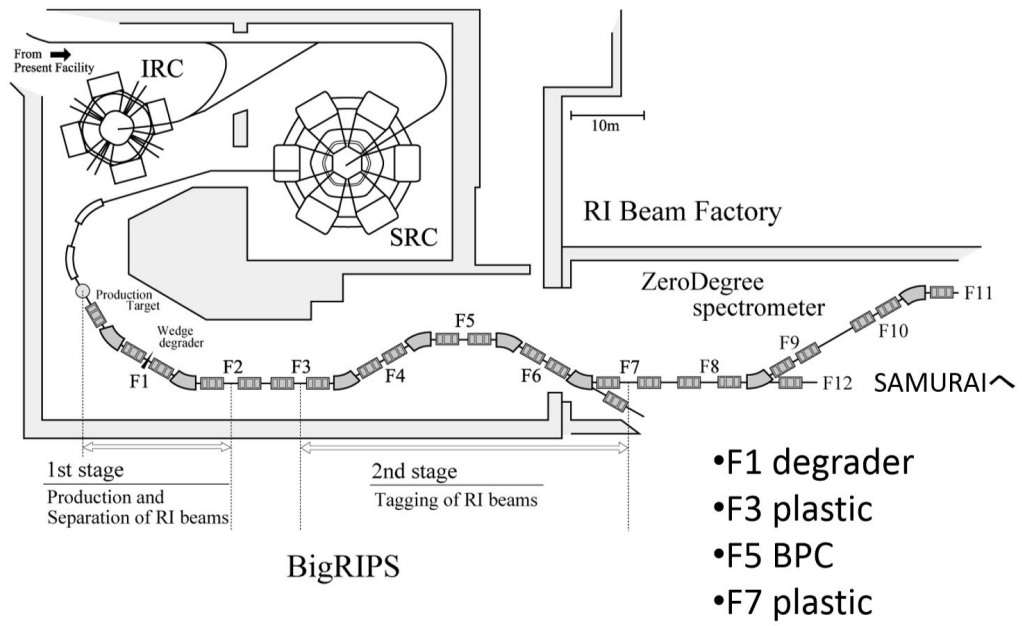


図 3.2: BigRIPS の概観。

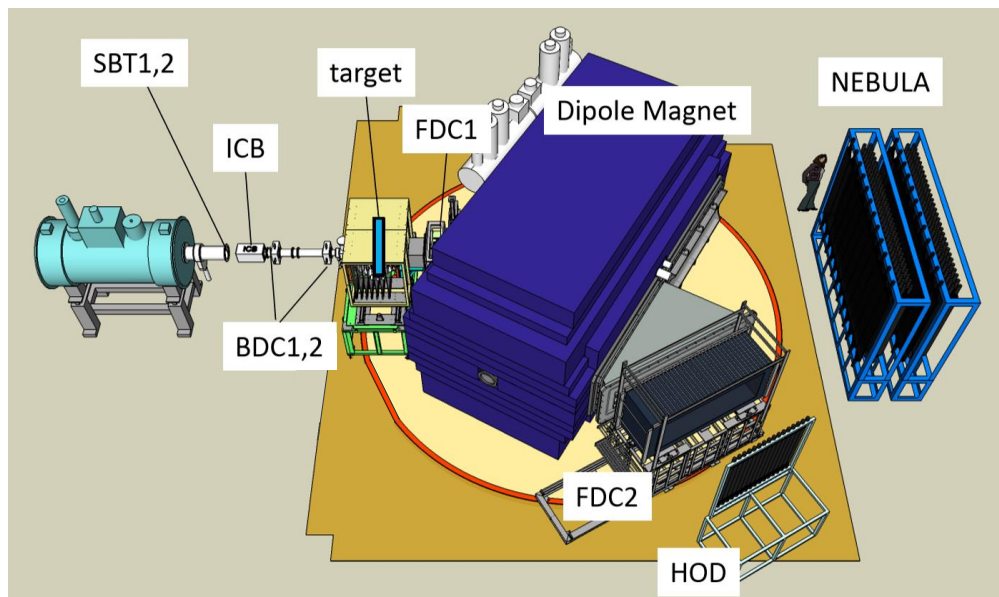


図 3.3: SAMURAI エリアの概観。

3.1 BigRIPS のセットアップ

二次ビームの生成・分離・識別は BigRIPS を用いて行った。二次ビームである ^{25}F は 345 MeV/nucleon ま
で加速された ^{48}Ca の一次ビームを厚さ 20 mm の Be 標的に入射させ、入射核破砕反応により生
成した。生成された二次ビームは磁気硬度 $B\rho$ や分散型焦点面 F1 に設置されたスリットで特定の
 $B\rho$ を持つ粒子を選別し、厚さ 15 mm の楔形アルミニウムディグレーダーを通過させる。ディグ
レーダー内のエネルギー損失は Bethe-Bloch の式に従い、核子当たり $\approx Z^2/Av^2$ である。このた
め Z によってエネルギー損失が変化し $B\rho$ の値も変化する。続く F2 に設置されたスリットによっ
てさらに選別され、分離された二次ビームは続くプラスチックシンチレータで飛行時間 TOF、多
線式比例計数管 BPC で磁気硬度 $B\rho$ 、イオンチェンバー ICB でエネルギー損失 ΔE を測定し、識
別される。BigRIPS の設定を表 3.1 にまとめる。

焦点面	プラスチックシンチレータ (厚さ)	スリット	Al ディグレーダー	$B\rho(\text{T}\cdot\text{m})$
F0	-	-	-	
F1	-	± 64 mm	15 mm	9.4
F2	-	± 5.0 mm	-	
F3	3 mm	-	-	
F5	-	± 20 mm	-	8.98
F7	3 mm	-	-	8.77
F8	-	± 170 mm	-	
F12	-	± 170 mm	-	
F13(SBT1)	0.5 mm	-	-	
F13(SBT2)	0.5 mm	-	-	

表 3.1: BigRIPS の設定

3.1.1 BPC

BPC (Beam Proportional Chamber) は磁気硬度測定を目的として F5 に設置された多線式比例
計数管 (MWPC) で、2 mm 間隔で並べられた 64 本のアノードワイヤーを持つ面を 2 面並べた構
造をしており、二本のワイヤーで一つの読み出しとなっているため位置情報を 4 mm 間隔で得る
ことができる。本実験では封入ガスに 50 Torr の $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ を使用した。図 3.4 に BPC の概略図を
示す。BPC では焦点面の水平方向の位置が磁気硬度に対応し、その関係式は

$$B\rho = \left(1 + \frac{x}{D}\right) B\rho_0 \quad (3.1)$$

で表される。 x [mm] はビームの F5 焦点面での水平方向の位置を表しており、 D は分散焦点面の
分散で $D = 3300$ mm、 $B\rho_0$ [T·m] は中心軌道の磁気硬度を表している。ビームの位置から (3.1)

式を用いて磁気硬度を得ることができるので、飛行時間と合わせて二次ビームの A/Z の識別に用いる。

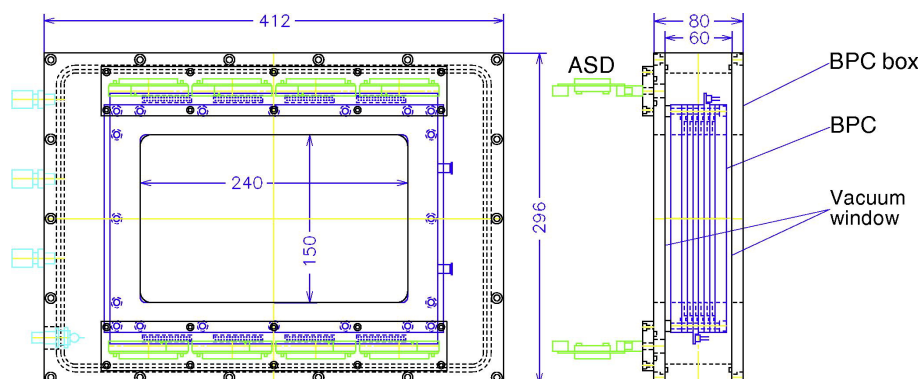


図 3.4: BPC の正面図 (左) と側面図 (右)[13] (数値の単位は mm)

3.1.2 SBT1, SBT2

SBT1, SBT2 (Scintillator Before Target 1,2) は F13 に設置された厚さ 0.5 mm のプラスチックシンチレータでその両端には光電子増倍管が取り付けられている。SBT1-SBT2 間の距離は 80 cm で 2 つの検出器で得られる時間平均を F13 での飛行時間の導出に用いる。本解析では二次ビームの粒子識別に F3-F7 間、F7-F13 間の飛行時間を用いた。

3.1.3 ICB

ICB (Ion Chamber for Beam) は二次ビームのエネルギー損失を測定するために標的上流に設置されたイオンチェンバーで、10 層のアノード面 (陽極面) と 11 層のカソード面 (陰極面) からなる。封入ガスには 1 気圧の P10 ガス (Ar 90 %, CH₄ 10 % の混合ガス) を用いた。飛行時間と合わせて二次ビームの陽子数 Z の識別に用いる。図 3.5 に ICB の概略図を示す。

3.1.4 BDC1, BDC2

BDC1, BDC2 (Beam Drift Chamber1,2) は二次ビームの位置と角度を測定するために標的上流に設置されたドリフトチェンバーである。図 3.4 に BDC の概略図を示す。1 層あたり 16 本のアノードワイヤーが 5 mm 間隔で張られている。ワイヤーの向きは水平方向 X、X' と鉛直方向 Y、Y' の計 8 層から構成されている。X(Y) 面と X'(Y') 面はワイヤーの位置を 2.5 mm ずらしている。チェンバーの微小信号を増幅、整形する ASD (Amplifier Shaper Discriminator) が取り付けられている。封入ガスには 100 Torr の i-C₄H₁₀ を用いた。BDC1、BDC2 それぞれでの位置から標的上での二次ビームの位置と角度を外挿によって求める。

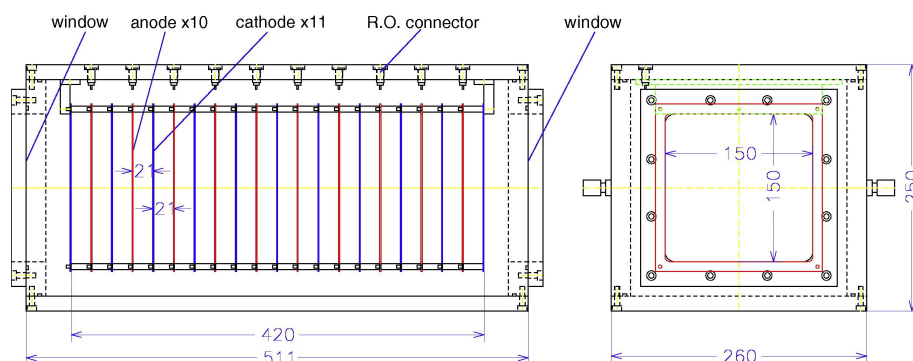


図 3.5: ICB の正面図 (左) と側面図 (右)[13] (数値の単位は mm)

3.2 SAMURAIのセットアップ

二次標的である炭素標的 (1.8 g/cm^2) に入射した ^{25}F は荷電交換反応によって ^{25}O となり中性子崩壊によって荷電フラグメント (^{24}O) と中性子へと崩壊する。 ^{27}Ne などの二次ビームも同様に荷電交換反応によって ^{27}F などの荷電フラグメントとなる。荷電フラグメントはSAMURAIマグネットによって軌道を曲げられる。荷電フラグメントの磁気硬度は二次標的とSAMURAIマグネットの間に設置されたFDC1とSAMURAIマグネット下流に設置されたFDC2によって測定された位置・角度から飛跡解析を行うことで得ることができる。荷電フラグメントの飛行時間とエネルギー損失はHODFによって測定する。

3.2.1 FDC1

FDC1 (Forward Drift Chamber1) は荷電フラグメントの放出角度と磁気硬度を測定することを目的として二次標的-SAMURAIマグネット間に設置されたドリフトチェンバーである。FDC1は1層あたり32本のアノードワイヤーが10 mm 間隔で張られており、X、X' と鉛直方向から $\pm 30^\circ$ 傾けた方向U、U'、V、V'で張られた層が計14層重なった構造となっている。X(U、V)面とX'(U'、V')面はワイヤーの位置を5 mm ずらしている。封入ガスには50 Torr の $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ を用いた。図3.7にFDC1の概略図を示す。

3.2.2 FDC2

FDC2 (Forward Drift Chamber2) は荷電フラグメントの磁気硬度を測定することを目的としてSAMURAIマグネットの下流側に設置されたドリフトチェンバーである。FDC2は1層当たり112本のアノードワイヤーが20本間隔で張られている。ワイヤーの向きは水平方向X、X' と鉛直方向から $\pm 30^\circ$ 傾けた方向U、U'、V、V'の計14層から構成されている。X(U、V)面とX'(U'、V')面はワイヤーの位置を10 mm ずらしている。封入ガスには1気圧の $\text{He}+50\% \text{ C}_2\text{H}_6$ を用いた。飛行時間の情報と合わせて荷電フラグメントの A/Z の識別に用いる。図3.8にFDC2の概略図を示す。

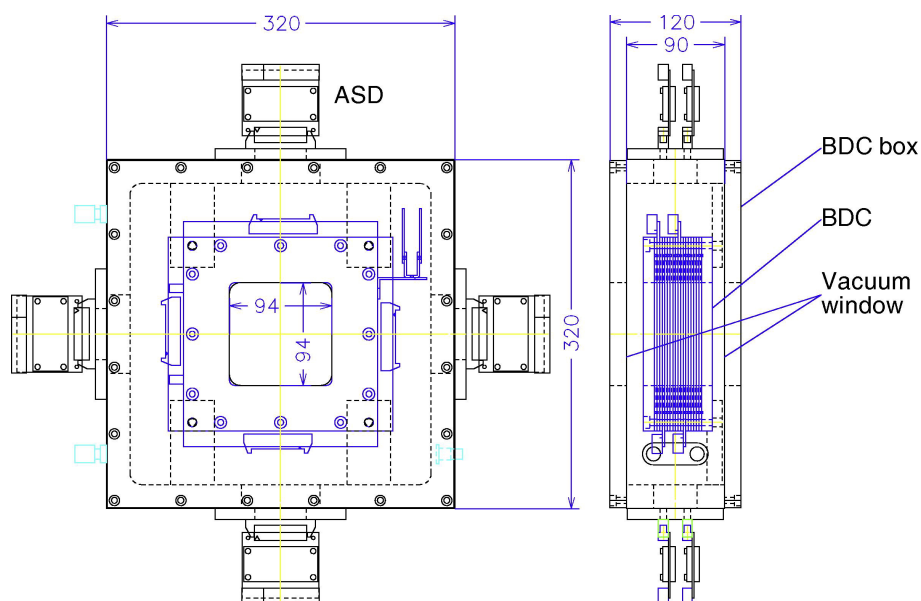


図 3.6: BDC の正面図 (左) と側面図 (右)[13] (数値の単位は mm)

3.2.3 SAMURAI マグネット

SAMURAI マグネットは最大中心磁束密度 3.1 T、有効磁極間距離 80 cm の超伝導双極子電磁石である。この特徴から 7 T·m という強力な偏向能力と広いアクセプタンスを持つので、荷電フラグメントと中性子を高効率で分離することができる。この SAMURAI マグネットは回転台に乗っており、実験に応じて回転角度を変更することができる。本実験では 30° 回転させたセットアップで使用した。

3.2.4 HODF

HODF (HODscope for Fragment) は荷電フラグメントの飛行時間とエネルギー損失を測定することを目的として FDC2 の下流側に設置されたホドスコープである。図 3.9 に HODF の概略図を示す。HODF は 100 mm × 1200 mm × 10 mm の大きさを持つ 16 本のプラスチックシンチレータから構成されており、それぞれのプラスチックシンチレータの両端には光電子増倍管が設置されている。飛行時間の情報とエネルギー損失から荷電フラグメントの陽子数 Z の識別に用いる。

3.2.5 NEBULA

NEBULA は中性子の飛行時間と位置を測定することを目的として二次標的下流側に設置された中性子検出器である。図 3.10 に NEBULA の概略図を示す。NEBULA は NEUT と VETO という二つのモジュールから構成されている。NEUT は両端に光電子増倍管が設置された $12 \times 12 \times 180 \text{ cm}^3$

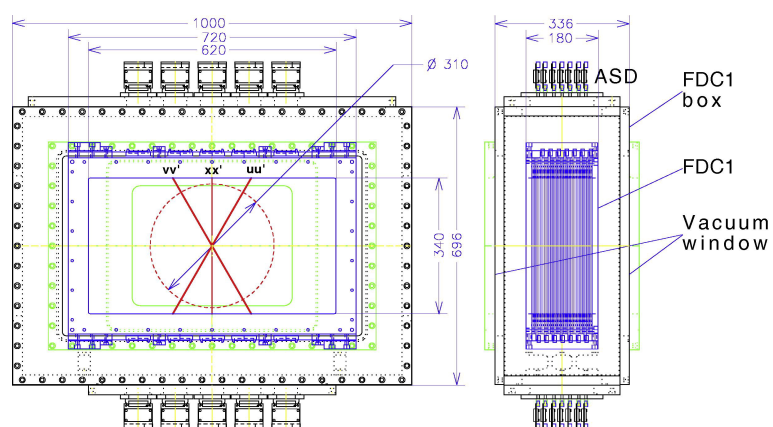


図 3.7: FDC1 の正面図 (左) と側面図 (右)[13] (数値の単位は mm)

のプラスチックシンチレータで、VETO は両端に光電子増倍管が設置された $1 \times 32 \times 190 \text{ cm}^3$ のプラスチックシンチレータである。30 本 $\times$ 2 層の NEUT と 12 本の VETO で一つの Wall が形成され、NEBULA は二つの Wall から成る。標的から 1Wall 目までの距離は 11m で 1Wall 目から 2Wall 目までの距離は 85 cm となっており、有感領域は高さ 1.8 m、横 3.6 m である。中性子はプラスチックシンチレータ内の炭素や水素との強い相互作用によって発生した二次荷電粒子を検出し、シンチレーション光へと変換することで検出する。

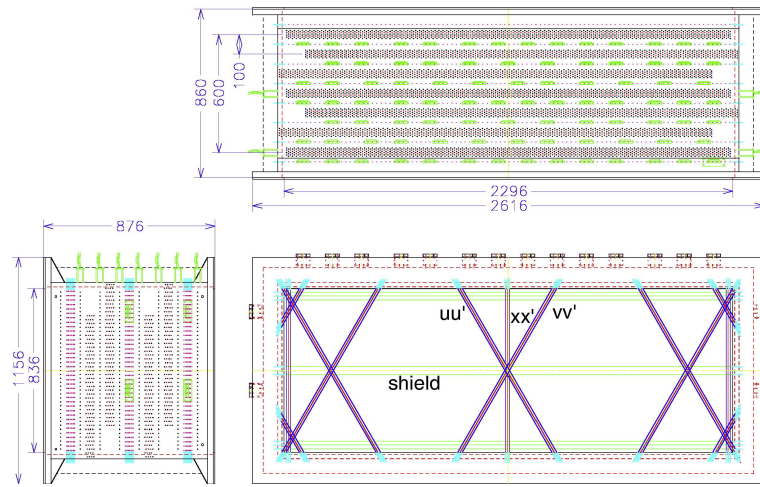


図 3.8: FDC2 の正面図 (左) と側面図 (右)[13] (数値の単位は mm)

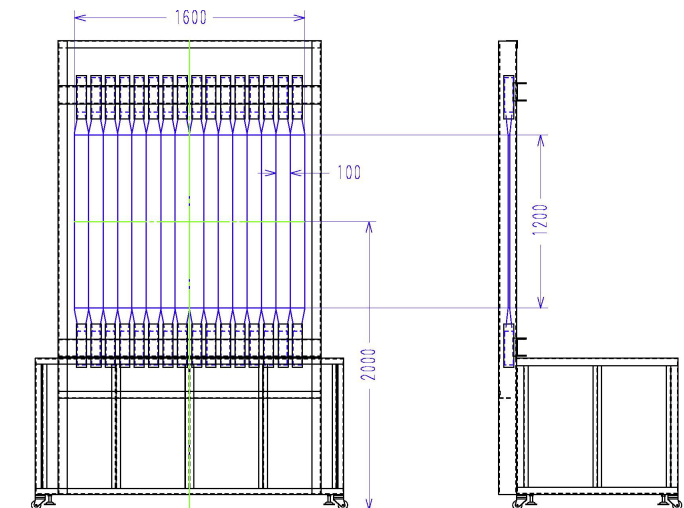


図 3.9: HODF の正面図 (左) と側面図 (右)[13] (数値の単位は mm)

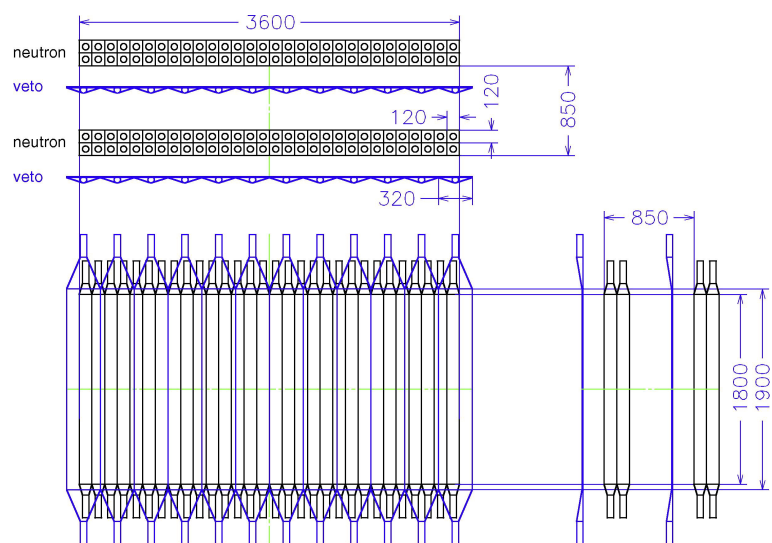


図 3.10: NEBULA の正面図 (左) と側面図 (右)[13] (数値の単位は mm)

第4章 解析

本章では二次ビーム、荷電フラグメントの実験データの解析方法とその結果に基づくインクルーシブ断面積の導出についての説明を行う。まず二次ビームについての解析を行い、二次ビームの粒子を識別する。それにより粒子のゲート条件を決定し荷電フラグメントの解析へと移る。荷電フラグメントも同様にして粒子識別を行った後に粒子のゲート条件を決定し、それぞれの粒子数からインクルーシブ断面積を導出する。荷電交換反応の終状態が束縛核である ^{28}Na 、 ^{26}Ne 、 ^{27}Ne のインクルーシブ断面積から ^{25}O の収量を見積もる。

4.1 二次ビームの解析

4.1.1 二次ビームの粒子識別

粒子の識別には粒子の原子番号 Z と質量数と原子番号の比 A/Z が必要である。これらの値を求めるために必要となる飛行時間 TOF、エネルギー損失 ΔE 、磁気硬度 $B\rho$ の求め方について説明を行う。

飛行時間 TOF

粒子の速度はプラスチックシンチレータの両端に設置された光電子増倍管の時間情報を用いて導出する。プラスチックシンチレータにヒットした時間 T_{pla} は

$$T_{pla} = \frac{T_{L,PMT} + T_{R,PMT}}{2} \quad (4.1)$$

で定義する。 $T_{L,PMT}$ 、 $T_{R,PMT}$ はそれぞれ PMT の左右の時間情報であり、プラスチックシンチレータの時間情報はこの二つの平均の値である。F13 では分解能を向上させるために SBT1 と SBT2 の二つのプラスチックシンチレータが置いてあるので F13 での時間情報 T_{F13} は

$$T_{F13} = \frac{T_{SBT1} + T_{SBT2}}{2} \quad (4.2)$$

で求める。ただし T_{SBT1} は SBT1 の TOF、 T_{SBT2} は SBT2 の TOF である。

エネルギー損失 ΔE

ICB の 10 層のアノード面で得た波高情報からエネルギー損失 ΔE を求める。エネルギー損失の測定は ICB 内での ΔE から求めるので、10 層の相乗平均を ICB の波高情報として用いる。

磁気硬度 $B\rho$

磁気硬度 $B\rho$ は BPC で得られる水平方向位置 x (mm) から導出する。 $B\rho$ はスリットによって制限をかけている。その詳細は表 3.1 にまとめた通りである。

Z の導出

飛行時間 TOF、エネルギー損失 ΔE から二次ビームの粒子の Z を求める。陽子数 Z は Bethe-Bloch の式を用いて求める。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[2 \ln \left(\frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{I} - 2\beta^2 \right) \right] \quad (\text{Bethe-Bloch の式}) \quad (4.3)$$

- N_a : アボガドロ数
- r_e : 古典電子半径
- m_e : 電子の質量
- ρ : 標的物質の密度
- Z : 標的物質の原子番号
- A : 標的物質の質量数
- I : 標的物質の平均励起エネルギー
- z : 二次ビームの原子番号
- β : 二次ビームの速度/ c ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$)

この式から

$$Z \propto \frac{\beta \sqrt{\Delta E}}{\sqrt{\ln \left(\frac{2m_e c^2}{I} \right) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2}} \quad (4.4)$$

を得ることができる。 β^2 は微小量であり近似することができる。よって (4.4) 式は

$$Z \propto \beta \sqrt{\Delta E} \quad (4.5)$$

となる。(4.5) 式を用いて Z を区別する。ビームの速度は F7-F13 間の TOF を、エネルギー損失は ICB で測定された値を用いる。

A/Z の導出

粒子を識別するためには原子番号に加えて質量数を含む値が必要である。そのため磁気硬度 $B\rho$ と飛行時間 TOF から質量数と原子番号の比 A/Z を導出する手順について述べる。 A/Z を求めるために磁場中の相対論的な運動方程式

$$\frac{A}{Z} = \frac{eB\rho}{m_u\beta\gamma c} \quad (4.6)$$

e : 電気素量

m_u : 原子質量単位

を用いる。(4.6) 式から磁気硬度 $B\rho$ を測定することで A/Z を求めることができる。これらを用いることで得られる粒子識別図が図 4.1 である。

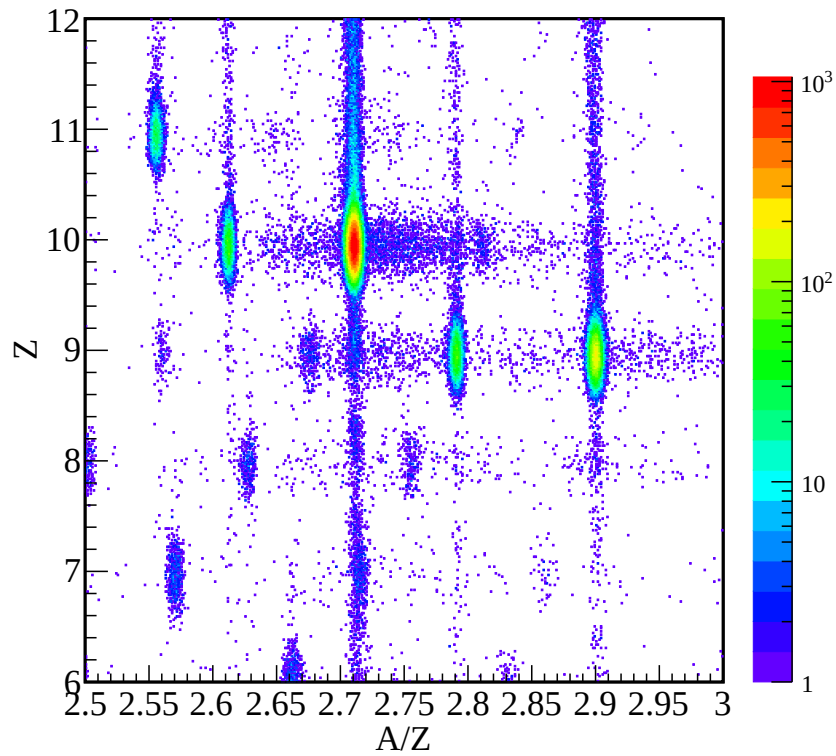


図 4.1: 二次ビームの粒子識別図

4.1.2 二次ビームのゲート条件

図 4.1 で示した図はビームライン上に設置されている検出器で反応してしまった粒子も含まれているためこのイベントを取り除くべきである。横軸と縦軸を異なる場所での ΔE や TOF にとった

プロットにおいて未反応の粒子のイベントは正の相関を持つはずであるが、反応した粒子は反応以前と反応後でエネルギー損失 ΔE や飛行時間 TOF が大きく変わるのでその相関から外れる。

そこで用いるのがエネルギー損失や TOF の比例部分にゲートをかけるという方法である。本解析では $\Delta E_{F7} \text{vs} \Delta E_{F13}$ 、 $\Delta E_{F7} \text{vs} \Delta E_{ICB}$ と $\text{TOF}_{F3-F7} \text{vs} \text{TOF}_{F7-F13}$ においてゲートを設定する。例として $\Delta E_{F7} \text{vs} \Delta E_{F13}$ の場合についての説明を行う。まず、図 4.2 のように未反応の粒子の範囲を大きく囲い一次関数にフィッティングする。そしてこの関数を

$$y = \alpha x + \beta \quad (4.7)$$

のように表す。この一次関数についてすべての粒子を y の切片 (β) に射影し、ガウシアン分布でフィッティングする (図 4.3)。このうち幅 5σ をゲート条件とする。

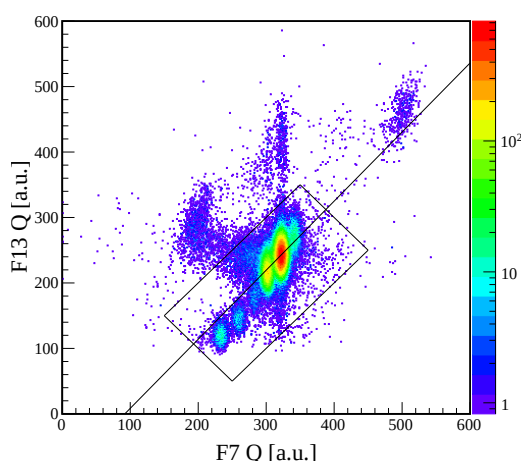


図 4.2: $\Delta E_{F7} \text{vs} \Delta E_{F13}$ の一次関数でのフィッティング

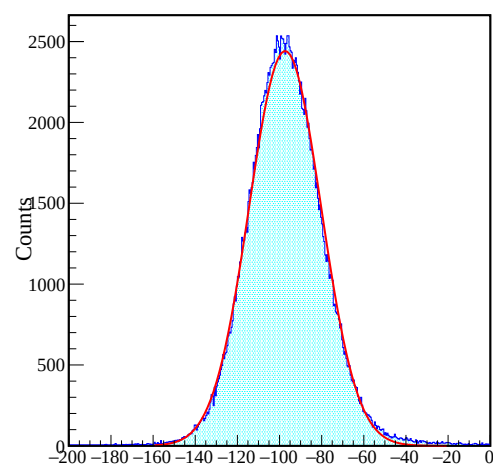


図 4.3: $\Delta E_{F7} \text{vs} \Delta E_{F13}$ の β への射影のガウシアン分布でのフィッティング

これと同様の手順で $\Delta E_{F7} \text{vs} \Delta E_{ICB}$ と $\text{TOF}_{F3-F7} \text{vs} \text{TOF}_{F7-F13}$ についてもゲート条件を決定する。それぞれの一次関数でのフィッティングと β に射影した図を図 4.4、図 4.5 に示す。

この方法で β の幅を 5σ にとったそれぞれのゲート条件を図 4.6 に示す。

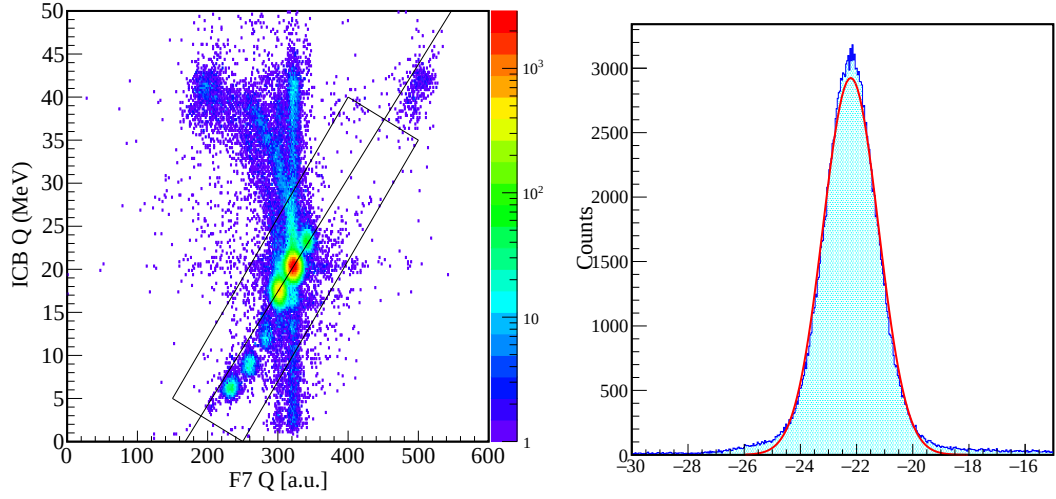


図 4.4: ΔE_{F7} vs ΔE_{ICB} の一次関数でのフィッティング (左) と β への射影のガウシアン分布でのフィッティング (右)

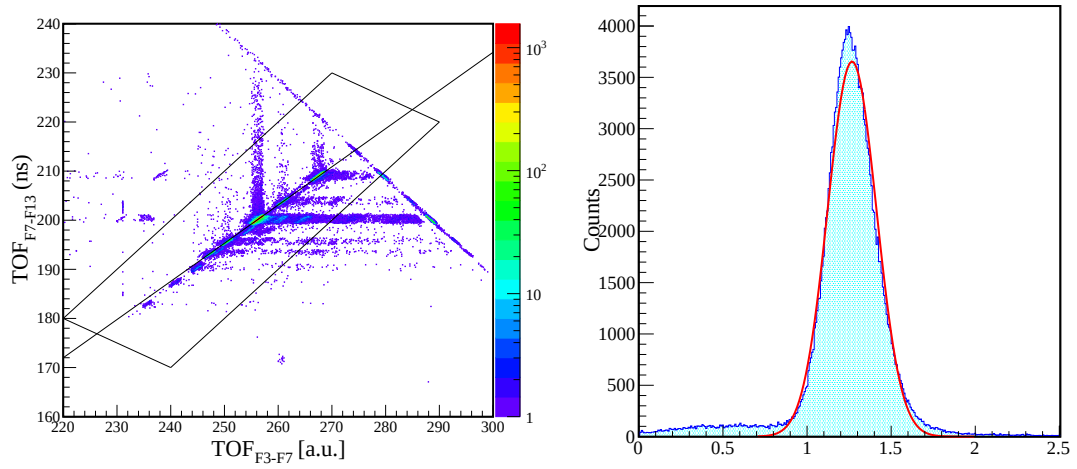


図 4.5: TOF_{F3-F7} vs TOF_{F7-F13} の一次関数でのフィッティング (左) と β への射影のガウシアン分布でのフィッティング (右)

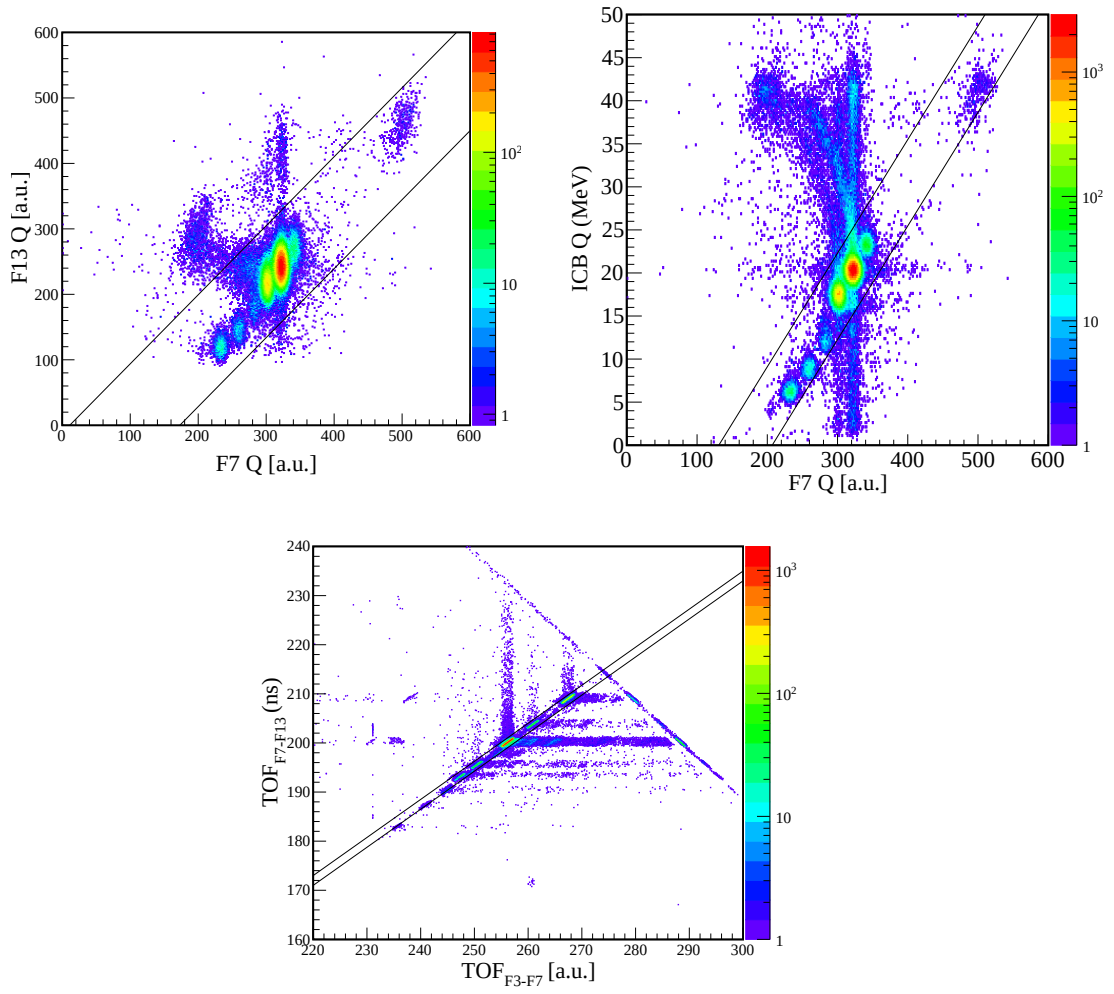


図 4.6: ΔE 、TOF のゲート条件。左上: ΔE_{F7} vs ΔE_{F13} 、右上: ΔE_{F7} vs ΔE_{ICB} 、下: TOF_{F3-F7} vs TOF_{F7-F13}

図 4.1 に ΔE によるゲートを行った結果と TOF によるゲートを行った結果をそれぞれ図 4.7、図 4.8 に示し、どちらのゲートもかけた結果を図 4.9 に示す。

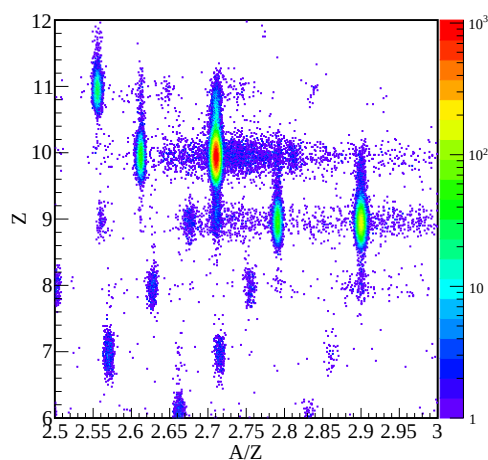


図 4.7: ΔE によるゲート後の粒子識別図

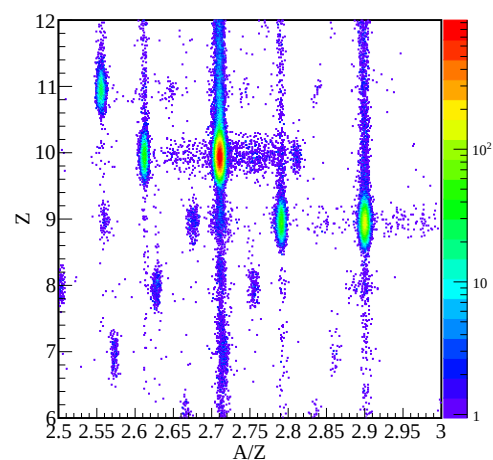


図 4.8: TOF によるゲート後の粒子識別図

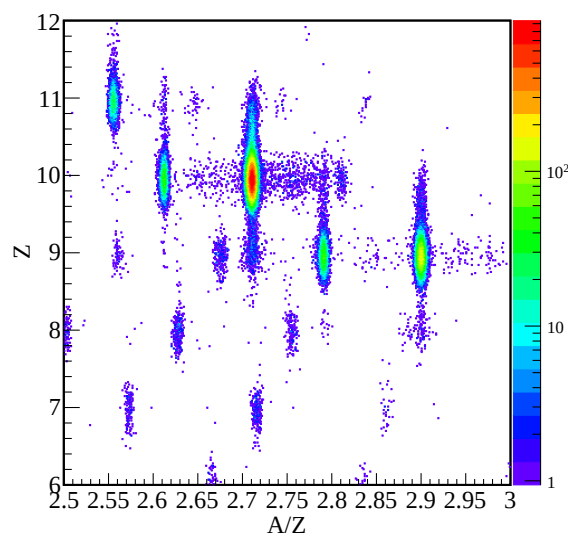
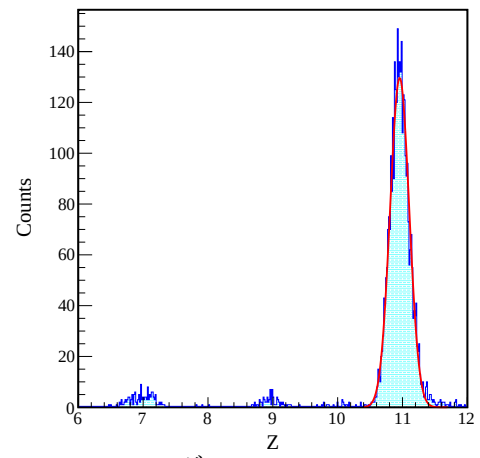
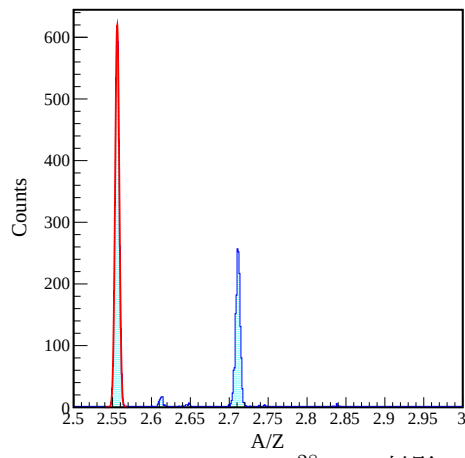
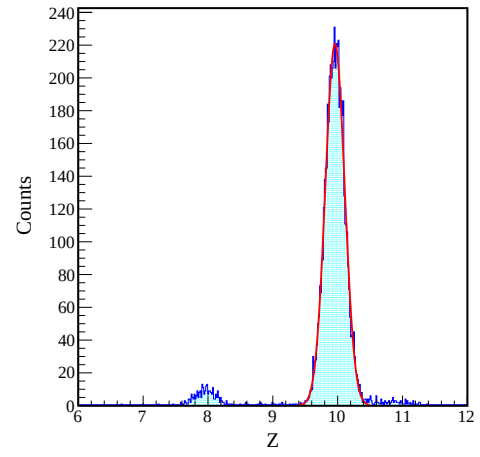
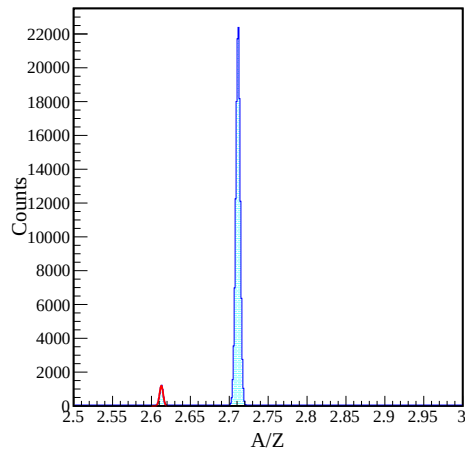


図 4.9: ΔE と TOF によるゲートを行った粒子識別図

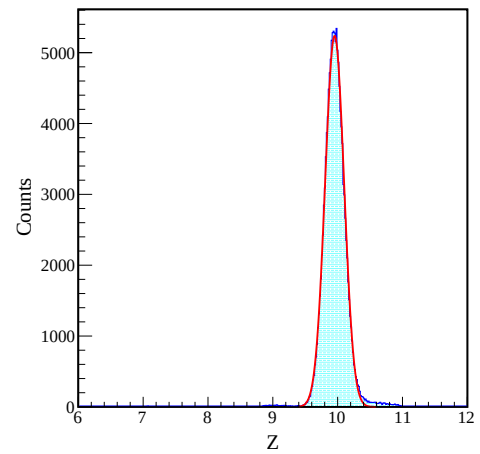
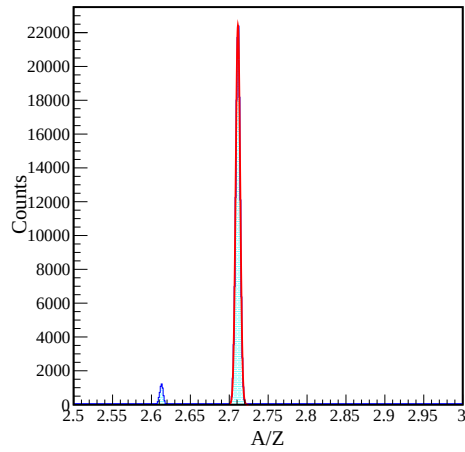
図 4.9 で示した粒子識別図からそれぞれの粒子のゲート条件やビーム強度を求める方法について述べる。例に ^{25}F ($Z = 9$, $N = 16$) を選んで説明を行う。まず $8.5 < Z < 9.5$ の範囲にある粒子を A/Z 軸に射影する。これによって得られた図をガウシアンにフィッティングする。中心から $\pm 3\sigma$ の範囲を A/Z の条件とする。さらに Z 軸についても同様に $2.76 < A/Z < 2.8$ の範囲にある粒子を Z 軸に射影してガウシアン分布でフィッティングし、中心から $\pm 3\sigma$ の範囲を Z の条件とする。それぞれの粒子についても同様の手順を行い射影した図を図 4.10 に示す。



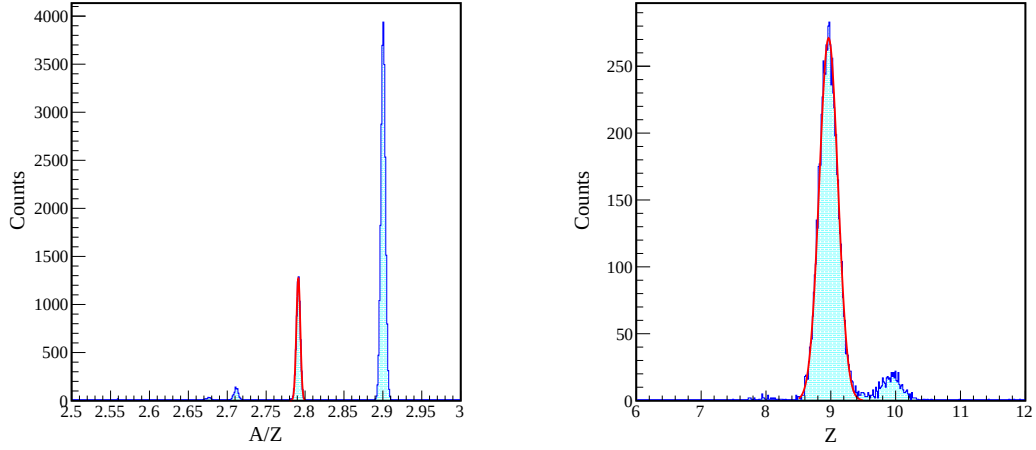
^{28}Na の射影のガウシアンフィッティング



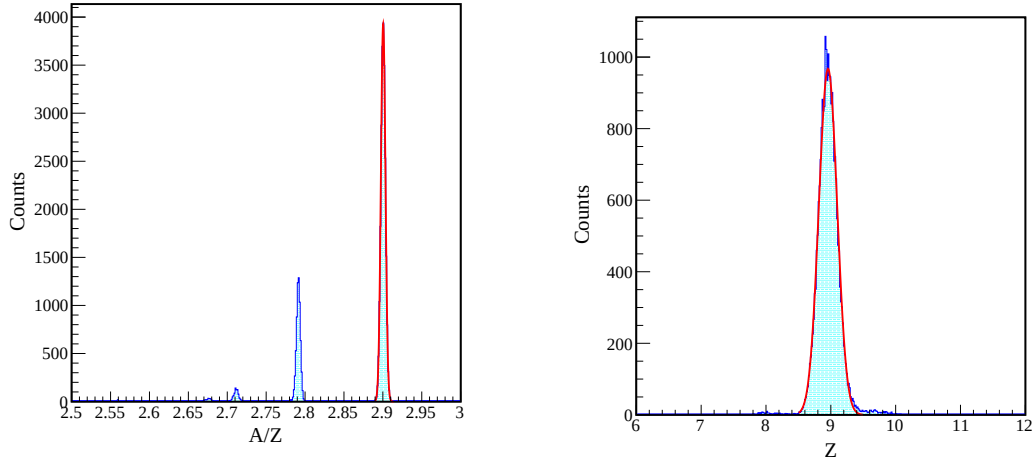
^{26}Ne の射影のガウシアンフィッティング



^{27}Ne の射影のガウシアンフィッティング



^{25}F の射影図のガウシアンフィッティング



^{26}F の射影図のガウシアンフィッティング

図 4.10: (それぞれ左図が A/Z 軸への射影、右図が Z への射影となっている)

これによって求められる値からゲート条件をそれぞれの径が 3σ となる楕円とする。粒子のゲートとなる楕円を

$$\frac{(A/Z - p)^2}{(3\sigma_{A/Z})^2} + \frac{(Z - q)^2}{(3\sigma_Z)^2} = 1 \quad (4.8)$$

とするとそれぞれパラメータは表 4.1 のようになる。

ビーム粒子のエネルギーは磁気硬度を用いて求める。磁場中の荷電粒子の運動方程式から

$$P(\text{MeV}/c) = B\rho \times 300Z \quad (4.9)$$

が得られる。これとよく知られる

$$E^2 = (T + m)^2 = P^2 + m^2 \quad (4.10)$$

粒子	p	q	$3\sigma_{A/Z}$	$3\sigma_Z$
^{28}Na	2.6	11	0.0077	0.44
^{26}Ne	2.6	10	0.0023	0.45
^{27}Ne	2.7	10	0.0085	0.44
^{25}F	2.8	9.0	0.0075	0.43
^{26}F	2.9	9.0	0.0087	0.42

表 4.1: 二次ビームのゲート条件のパラメータ

からビームの核子当たりのエネルギー T を求めることができる。ビーム強度はそれぞれのカウン
ト数を不感時間を取り除いたビームタイムで割ることで求める。

これらのゲートをかけたそれぞれの粒子の核子当たりのエネルギー (MeV/nucleon)、不感時間
を考慮したビーム強度 (cps) と DB トリガー全体に対するビーム純度を表 4.2 に、粒子識別図を図
4.11 に示す。

二次ビーム	核子当たりのエネルギー (MeV/nucleon)	ビーム強度 (cps)	ビーム純度 (%)
^{28}Na	258	5.7×10^2	1.7
^{26}Ne	250	6.5×10^2	2.9
^{27}Ne	234	2.3×10^4	66
^{25}F	218	1.1×10^3	3.4
^{26}F	202	4.0×10^3	12

表 4.2: 二次ビームのエネルギー、ビーム強度とビーム強度 (ビームのエネルギーは標的中心での
エネルギーをあらわしている)

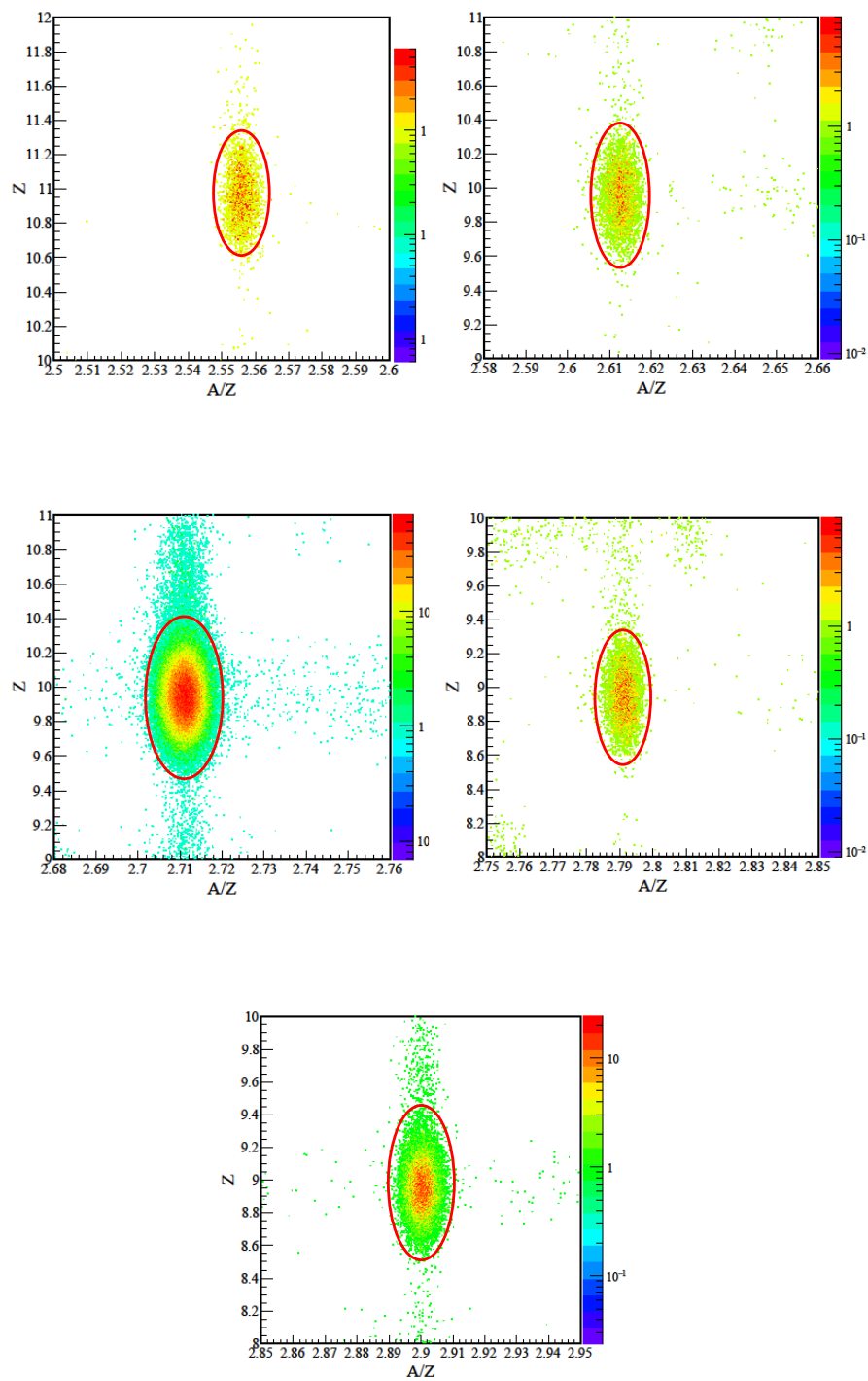


図 4.11: それぞれの粒子のゲートをかけた粒子識別図 (左上: ^{28}Na 、右上: ^{26}Ne 、真ん中左: ^{27}Ne 、真ん中右: ^{25}F 、下: ^{26}F)

4.2 荷電フラグメントの解析

4.2.1 荷電フラグメントの粒子識別

ここでは荷電フラグメントの粒子識別について説明を行う。荷電フラグメントの粒子識別も二次ビームと同様に飛行時間 TOF、エネルギー損失 ΔE 、磁気硬度 $B\rho$ を用いて行う。

HODF

原子番号 Z は二次ビーム同様に

$$Z \propto \sqrt{\Delta E} \cdot \beta \quad (4.11)$$

を用いて識別する。 ΔE は HODF での発光量に対応する量であり、標的から HODF までの TOF は

$$\text{TOF(標的} \sim \text{HODF)} = \text{TOF(F13} \sim \text{HODF)} - \text{TOF(F13} \sim \text{標的)} \quad (4.12)$$

により求める。TOF(F13 $\sim$ 標的) については F13 での速度と F13 $\sim$ 標的間の距離から求めることができる。

FDC1,2

荷電フラグメントの A/Z は二次ビームと同様に粒子の測定位置から磁気硬度 $B\rho$ の測定を行う。FDC1,2 の検出効率については (4.3) 章で説明する。

荷電フラグメントの粒子識別図

荷電フラグメントの粒子識別図を図 4.12 に示す。

4.2.2 荷電フラグメントのゲート条件

標的下流側の検出器の分解能は標的上流側の検出器の分解能と異なるので荷電フラグメントにおいてもゲート条件を求める必要がある。手順は二次ビームと同様であるが収量が少ない粒子については同じ Z や近い A/Z を持つ粒子からゲート条件を決定する。ゲート条件の決定に用いた粒子とそれぞれの射影のガウシアンフィッティングをそれぞれ表 4.3、図 4.13 にまとめる。

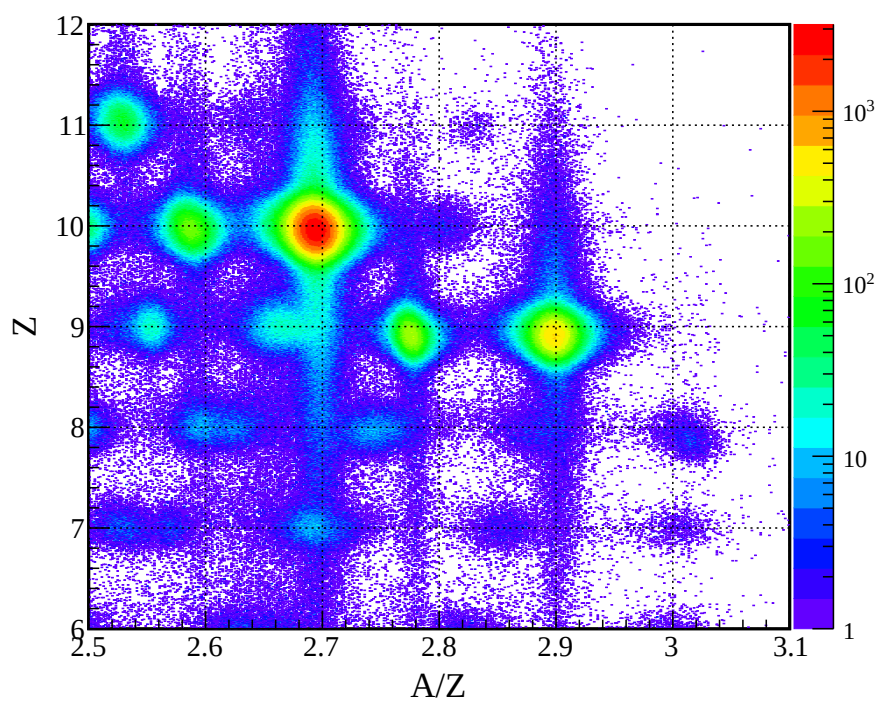
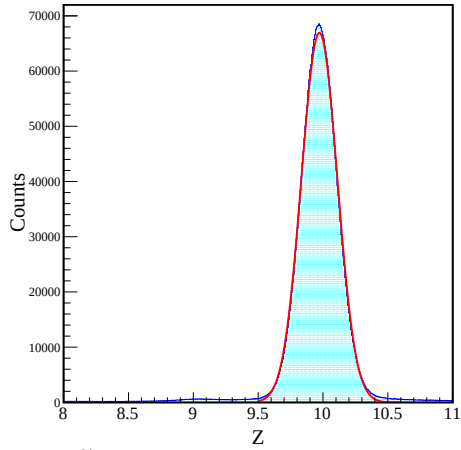


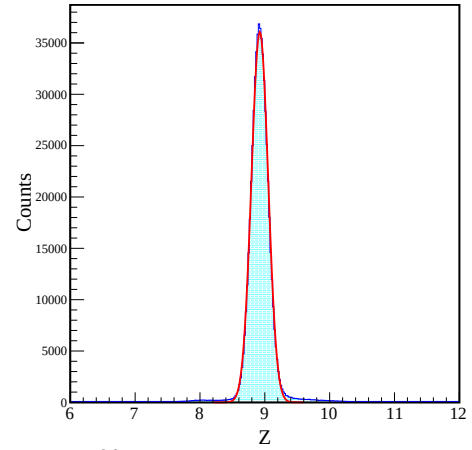
図 4.12: 荷電フラグメントの粒子識別図

識別する粒子	Z のゲート条件決定に用いた粒子	A/Z のゲート条件決定に用いた粒子
^{28}Ne ($Z = 10, A/Z = 2.8$)	^{27}Ne	^{26}F
^{26}F ($Z = 9, A/Z = 2.89$)	^{26}F	^{26}F
^{27}F ($Z = 9, A/Z = 3$)	^{26}F	^{26}F
^{24}O ($Z = 8, A/Z = 3$)	^{22}O	^{26}F

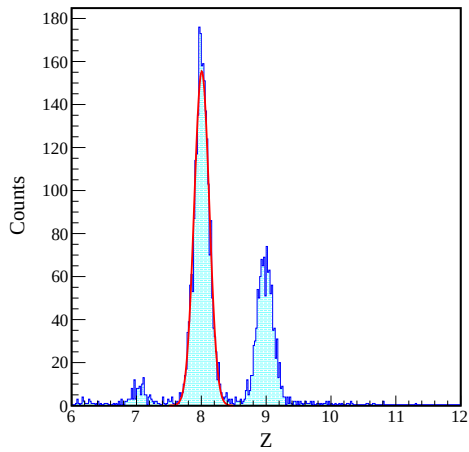
表 4.3: ゲート条件に用いた粒子



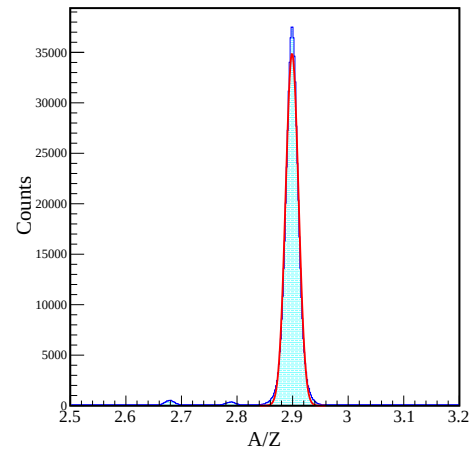
^{27}Ne を用いた $Z = 10$ の射影の
ガウシアンフィッティング



^{26}F を用いた $Z = 9$ の射影の
ガウシアンフィッティング



^{22}O を用いた $Z = 8$ の射影の
ガウシアンフィッティング



^{26}F を用いた $A/Z = 2.89$ の射影の
ガウシアンフィッティング

図 4.13: 各粒子のゲート条件決定のためのガウシアンフィッティング

4.3 インクルーシブ断面積

二次ビームと荷電フラグメントの解析から標的がある場合とない場合の ^{28}Na 、 ^{26}Ne 、 ^{27}Ne 、 ^{25}F の粒子数が得られたのでこれらを用いてそれぞれ ^{28}Ne 、 ^{26}F 、 ^{27}F 、 ^{24}O (^{25}O を含む) への反応のインクルーシブ断面積を求める。全ての Run で取得した総粒子数を表 4.4 にまとめる。カウント数の少なかったイベントについては Poisson 分布に基づいてコンフィデンスレベル 68.3 % の範囲を誤差の範囲として反応率の誤差を導出した [16]。 ^{26}Ne についてはイベントが標的の有無にかかわらずに 0 であったため議論はここでは行わずに付録に記した。

入射核	出射核	N_i	N_f	N_i^E	N_f^E	N_f/N_i	N_f^E/N_i^E
^{28}Na	^{28}Ne	97756	1	29860	0	$1.02 \times 10^{-5} \begin{smallmatrix} +1.79 \\ -0.64 \end{smallmatrix}$	$4.32 \times 10^{-5}(\text{maximum})$
^{26}Ne	^{26}F	180673	0	60202	0	-	-
^{27}Ne	^{27}F	4046302	14	1235995	2	$3.46 \times 10^{-6} \begin{smallmatrix} +1.07 \\ -0.91 \end{smallmatrix}$	$1.62 \times 10^{-6} \begin{smallmatrix} +1.82 \\ -1.02 \end{smallmatrix}$
^{25}F	^{24}O	214093	121	70241	3	$5.65 \times 10^{-4} \pm 0.51$	$4.27 \times 10^{-5} \begin{smallmatrix} +3.28 \\ -2.70 \end{smallmatrix}$

表 4.4: 標的の有無別の各粒子数と反応率

N_i : 入射粒子数 (標的有り)

N_f : 出射粒子数 (標的有り)

N_i^E : 入射粒子数 (標的無し)

N_f^E : 出射粒子数 (標的無し)

インクルーシブ断面積を求めるにあたり、検出器の検出効率を考慮しなければならない。実際の実験では標的下流側の検出器がすべての粒子を検出できるわけではないので、検出効率を考慮しなければ下流側の粒子数を少なく見積もることになり、断面積を小さく求めてしまうことになる。FDC1,2 はドリフトチェンバーであるため、粒子の Z ごとに異なる検出効率となる可能性がある。そこで $Z = 8, 9, 10$ のそれぞれにおいて検出効率を求める。FDC1,2 のそれぞれの検出効率をそれぞれ

$$\frac{N_{FDC1} \cap N_{HODF}}{N_{HODF}} \quad (4.13)$$

$$\frac{N_{FDC2} \cap N_{HODF}}{N_{HODF}} \quad (4.14)$$

のように定義する。ただし、 N_{FDC1} 、 N_{FDC2} 、 N_{HODF} はそれぞれ FDC1、FDC2、HODF で検出したイベント数を表す。FDC1,2 の検出効率を表 4.5 にまとめる。

各反応のインクルーシブ断面積は (2.4) 式を用いればよいがこの式を用いるには反応前の粒子の全断面積 σ_R が必要である。しかし ^{27}Ne 以外の全反応断面積については値が得られていない。ここで全断面積 σ_R が

$$\sigma_R \approx \pi(R_i + R_f)^2 \quad (4.15)$$

$$R \approx 1.2A^{1/3} \text{ (fm)} \quad (4.16)$$

	FDC1	FDC2
$Z = 8$	98.3 %	96.7 %
$Z = 9$	98.3 %	97.5 %
$Z = 10$	98.2 %	96.8 %

表 4.5: 各原子番号に対する FDC1 と FDC2 の検出効率

のように表されることを考える。(4.16) 式は原子核において半径と質量数を結ぶ関係式である。 R_i 、 R_f はそれぞれ入射粒子、出射粒子の半径で、粒子間の距離が粒子の半径の和より小さい場合に反応が起こるという簡単なモデルで考えられることができる。つまり断面積は $A^{2/3}$ に比例することになり、核子数が大きく変わらなければ ^{27}Ne の全反応断面積を使ってもよいと考えられる。このモデルで $A = 27$ の原子核の全断面積 $\sigma_R(A = 27)$ と $A = 29$ の原子核の全断面積 $\sigma_R(A = 29)$ はそれぞれ以下ようになる。

$$\sigma_R(A = 27) \approx 1270 \text{ (mb)} \quad (4.17)$$

$$\sigma_R(A = 29) \approx 1301 \text{ (mb)} \quad (4.18)$$

この値から先行研究 [14][15] と比較して 40 mb 程度の誤差で一致していることが確認できる。さらに質量数 2 の変化に対しては 30 mb 程度変化するという結果が得られる。実際、先行研究 [14][15] による Ne 同位体の全反応断面積は表 4.6 のようになっており、核子数が 2 変化するとき全反応断面積は大きくとも 10^2 mb 程度しか変化していないことが分かる。全断面積 σ_R からインクルーシ

^{27}Ne	1240(10)
^{28}Ne	1274(10)
^{29}Ne	1344(13)
^{30}Ne	1349(17)
^{31}Ne	1435(22)

表 4.6: Ne 同位体の全反応断面積 σ_R [14][15]。単位は mb

ブ断面積 σ_I への誤差の伝搬は

$$\Delta\sigma_I = \left| \frac{d\sigma_I}{d\sigma_R} \right| \Delta\sigma_R \approx 10^{-6} \Delta\sigma_R \quad (4.19)$$

であり、

$$\frac{\Delta\sigma_I}{\sigma_I} = N_t \Delta\sigma_R \approx 10^{-2} \quad (4.20)$$

と計算される。この値から分かるように核子数が大きく変化しなければ誤差は 1 % 程度に抑えられることが予想できるので本論文では (2.4) 式の σ_R を ^{27}Ne の全反応断面積 $\sigma_R(^{27}\text{Ne})$ に変更する。

さらに検出器の検出効率を考慮すると (2.4) 式は最終的に

$$\sigma_I = \left(\frac{N_f}{N_i} - \frac{N_f^E}{N_i^E} \right) \frac{\exp\{\sigma_R(^{27}\text{Ne})N_t\}}{N_t} \frac{1}{\epsilon_1 \epsilon_2} \quad (4.21)$$

となる。ただし、 ϵ_1 と ϵ_2 はそれぞれ FDC1 と FDC2 の検出効率を表す。(4.21) 式をインクルーシブ断面積を導出する式に採用する。

表 4.4 の値を用いてそれぞれのインクルーシブ断面積を計算した結果が表 4.7 である。

入射核	出射粒子	インクルーシブ断面積 (mb)
^{28}Na	^{28}Ne	0.44 (C.L. 68.3 %)
^{26}Ne	^{26}F	0.071 (C.L. 68.3 %)
^{27}Ne	^{27}F	0.024 ± 0.022
^{25}F	^{24}O	6.83 ± 0.77

表 4.7: 各反応のインクルーシブ断面積

^{28}Na については標的の有無を考慮したうえでの上限値を、 ^{26}Ne については標的ありのイベント数が 0 であったため標的なしを考慮しないコンフィデンスレベル 68.3 % の上限値をそれぞれ算出した (計算方法は表 4.4 からの誤差の伝搬と共に付録に記した)。

第5章 結果と議論

本研究で得られたインクルーシブ断面積を用いて議論を行う。それぞれのインクルーシブ断面積を表 5.1 に示す。今回得られたインクルーシブ断面積は ^{25}F のみ荷電交換反応と一陽子分離反応の

入射核	出射粒子	インクルーシブ断面積 (mb)
^{28}Na	^{28}Ne	0.44 (C.L. 68.3 %)
^{26}Ne	^{26}F	0.071 (C.L. 68.3 %)
^{27}Ne	^{27}F	0.024 ± 0.022
^{25}F	^{24}O	6.83 ± 0.77

表 5.1: 各反応のインクルーシブ断面積

断面積の和となっており、他の粒子については荷電交換反応のみの断面積となっている。一陽子分離反応の断面積は数 mb のオーダーである [17]。一方で荷電交換反応の断面積は 0.01~0.1 mb であることが分かったので、 $^{25}\text{F} \rightarrow ^{24}\text{O}$ の場合には一陽子分離反応が支配的であると考えられる。さらに (4.15) 式と (4.16) 式で示したように断面積は原子核内の核子数に依存し、核子数が大きく変わらなければ反応の断面積も大きく変わらないことが予想される。このことを考慮すると表 5.1 から ^{25}O のインクルーシブ断面積 6.83 mb のうち 0.01~0.1 mb が荷電交換反応の断面積であることが予想できる。

今回の荷電交換反応のインクルーシブ断面積はセットアップの都合上、粒子数を 1/200 倍した DB トリガー条件で解析する必要があった。しかし、今後 ^{25}O の解析を行うために用いるトリガー条件は中性子と同期されたトリガー条件であり、より多くの収量を得ることができる。そこで ^{27}Ne の断面積と今回の研究対象である ^{25}F の荷電交換反応の断面積が等しいと仮定して得られる ^{25}O の収量を求める。

DB トリガーであることから ^{25}F ビームの総粒子数は表 4.4 から $214093 \times 200 = 4.28 \times 10^7$ 個である。断面積を ^{27}Ne と同じ $\sigma_I = 0.024$ mb とし、バックグラウンドも同じと仮定すると荷電交換反応で生成される ^{25}O 個数 $N_f(^{25}\text{O})$ は

$$2.4 \times 10^{-29} \approx \left(\frac{N_f(^{25}\text{O})}{4.28 \times 10^7} - \frac{2}{1.24 \times 10^6} \right) \frac{\exp\{\sigma_R(^{27}\text{Ne})N_t\}}{N_t} \frac{1}{\epsilon_1 \epsilon_2} \quad (5.1)$$

$$\therefore N_f(^{25}\text{O}) \approx 149 \quad (5.2)$$

となる。中性子検出器 NEBULA の検出効率が 32.5 % であるので $48(\pm 46)$ イベントの収量が得られることが期待される。

第6章 まとめと今後の展望

本研究では ^{25}O の励起状態探索のための ^{25}F の荷電交換反応を用いた分光実験を行った。他の三種類の粒子について、荷電交換反応のインクルーシブ断面積は ^{28}Na が $0.44\text{ mb (C.L. 68.3 \%)}$ 、 ^{26}Ne が $0.71\text{ mb (C.L. 68.3 \%)}$ 、 ^{27}Ne が $0.024 \pm 0.022\text{ mb}$ と求められた。

今回のインクルーシブ断面積に用いたトリガーは粒子数を $1/200$ にしたもので、断面積が ^{27}Ne と同じであると仮定すると中性子と同期されたトリガー条件では ^{25}O の収量はおよそ 48 であることが示された。

今後は中性子検出器 NEBULA の解析を行うことで ^{25}O の核分光を行い、不変質量法による励起状態のエネルギー計算を行う。

付 録 A 誤差の評価

ここでは各種得られた出射粒子数の誤差の評価についての説明を行う。

A.1 粒子数の多数の場合 ($30 \leq N_f$)

粒子数が十分な場合はポアソン分布はガウス分布に精度よく一致し、対称性を持つ。粒子数が 30 以上の場合は確率分布がこの対称性を持つと考えコンフィデンスレベルが 68.3 % となるように誤差の範囲を $\pm 1\sigma$ ($= \pm \sqrt{N_f}$) とした。

$$P(\mu, n) = \frac{e^{-\mu} \mu^n}{n!} \quad (\text{Poisson 分布}) \quad (\text{A.1})$$

ただし μ は粒子数の期待値、 n は測定した粒子数を表す。

A.2 $N_f = 0$ の上限値の評価

今回の研究結果で得られた ^{26}Ne の荷電交換反応のイベント数は 0 であったがこれは収量が十分でなかったために 0 であったと考えることで断面積の上限値を評価することができる。上限値の値は以下のように導出した。

標的中を荷電交換反応を起こさずに通過する確率 P_{unreac} はインクルーシブ断面積 σ を用いて

$$P_{unreac} = e^{-\sigma N_t} \quad (\text{A.2})$$

であり荷電交換反応を起こす確率 P_{reac} は

$$P_{reac} = 1 - e^{-\sigma N_t} \quad (\text{A.3})$$

で表される。(A.3) 式から反応を起こす粒子数の期待値 $Y(\sigma)$ は入射ビーム数 N_i を用いて

$$\begin{aligned} Y(\sigma) &= N_i(1 - e^{-\sigma N_t}) \\ &\simeq N_i N_t \sigma \quad (\because \sigma N_t \ll 1) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

と表される。(A.4) 式に基づいて $\mu = Y(\sigma)$ としてポアソン分布を関数 $f(Y(\sigma), N_f)$ で定義する。この関数を用いれば観測する粒子数が 0 となる確率 $P'(0|\sigma)$ は

$$\begin{aligned} P'(0|\sigma) &= f(Y(\sigma), 0) \\ &= e^{-N_i N_t \sigma} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

となる。(A.5) 式を規格化すれば確率密度 $P(0|\sigma)$ は

$$P(0|\sigma) = N_i N_t e^{-N_i N_t \sigma} \quad (\text{A.6})$$

となる。(A.6) 式は図 A.1 のような確率密度分布になっており、観測する粒子数が 0 のもとで σ が σ_{max} より小さくなる確率 $P(\sigma \leq \sigma_{max})$ は (A.6) 式を $\sigma \leq \sigma_{max}$ の範囲で積分することで求められる。その計算を以下に示す。

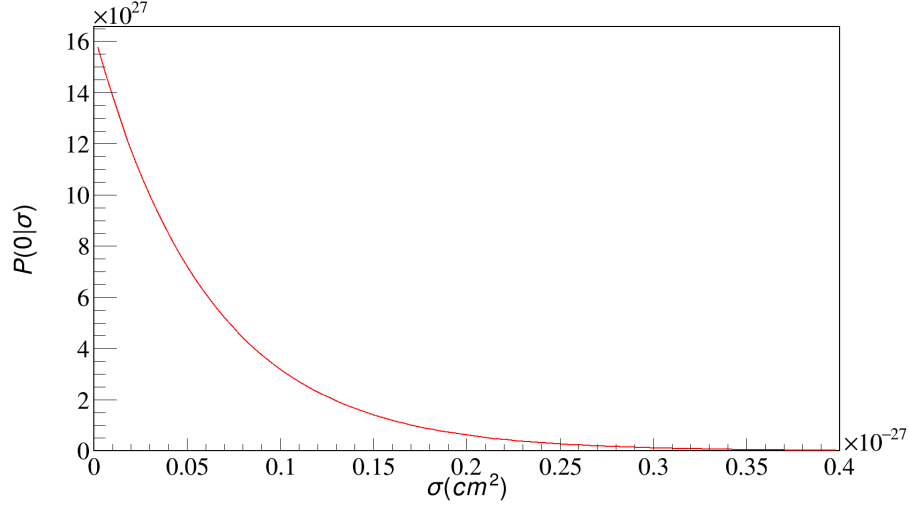


図 A.1: ^{26}Ne の $P(0|\sigma)$ の確率密度分布 (縦軸が $P(0|\sigma)$ 、横軸が $\sigma(\text{cm}^2)$)

$$P(\sigma \leq \sigma_{max}) = \int_0^{\sigma_{max}} N_i N_t e^{-N_i N_t \sigma} d\sigma = 1 - e^{-N_i N_t \sigma_{max}} \quad (\text{A.7})$$

$$\therefore \sigma_{max} = -\frac{1}{N_i N_t} \ln(1 - P(\sigma \leq \sigma_{max})) \quad (\text{A.8})$$

今回はコンフィデンスレベルを 68.3 % として (A.8) 式に $P(\sigma \leq \sigma_{max}) = 0.683$ を代入して断面積の上限値とした。

A.3 出射粒子数が少数の場合 ($1 \leq N_f < 30$)

出射粒子数が 30 以下である場合はポアソン分布は対称性を持たずガウシアン分布に一致しない。この条件のもとで小さいカウントに対するコンフィデンスレベル 68.3 % の値の範囲は参考文献 [16] の値を用いた。今回用いた 0,1,2,3,14 についてそれぞれの上限值と下限値を表 A.1 に示す。このイ

カウント数	下限値	上限値
0	0	1.29
1	0.37	2.75
2	0.74	4.25
3	1.10	5.30
14	10.30	18.32

表 A.1: [16] によるカウント数のコンフィデンスレベル 68.3 % の下限値と上限値

ンターバルはポアソン分布の左端と右端のそれぞれ 15.9 % を除くことで求められている。確率分布の残りの部分の幅を 2σ としてガウス分布と同様に扱うことは悪い近似ではないと考え本論文ではそうして得られる 1σ を誤差の範囲とする。(4.21) 式の標的の有無で差をとる部分の誤差の伝搬はこの 1σ の二乗平均をとる。それぞれの粒子の 1σ を表 A.2 にまとめる。表 A.2 の値と (4.21) 式を

	N_f/N_i の 1σ	N_f^E/N_i^E の 1σ	$N_f/N_i - N_f^E/N_i^E$ の 1σ
^{28}Na	1.22×10^{-5}	2.16×10^{-5}	2.39×10^{-5}
^{27}Ne	0.99×10^{-6}	1.42×10^{-6}	1.73×10^{-6}
^{25}F	5.10×10^{-5}	2.99×10^{-5}	5.91×10^{-5}

表 A.2: 各粒子の反応率の 1σ

用いてそれぞれの断面積のコンフィデンスレベル 68.3 % の範囲を求めた結果を表 A.3 にまとめる。

^{28}Na	± 3.1 mb
^{27}Ne	± 0.022 mb
^{25}F	± 0.77 mb

表 A.3: 各粒子の断面積の 1σ

参考文献

- [1] T.Otsuka *et al.*, Phys. Rev. C **105**, 032501 (2010).
- [2] K.Hagino and S.Sagawa., Few-Body Syst. **57**, 185 (2016).
- [3] Y.Kondo *et al.*, Phys. Rev. C **96**, 054322 (2016).
- [4] C. Caesar *et al.*, Phys.Rev.C **88**, 034313 (2013).
- [5] C. R. Hoffman *et al.*, Phys. Rev. Lett **100**, 152502 (2008).
- [6] M.D.Jones *et al.*, Phys.Rev.C **96**, 054322 (2017).
- [7] A.Ozawa *et al.*, Phys.Rev.Lett. **84**, 5493 (2000).
- [8] T.Motobayashi *et al.*, Phys.Rev.B. **346**, 9 (1995).
- [9] N.Kobayashi *et al.*, Phys.Rev.Lett. **112**, 242501 (2014).
- [10] M. Stoitsov, N. Michel, and K. Matsuyanagi, Phys. Rev. C **77**, 054301 (2008).
- [11] K.Hagino and H.Sagawa ., Phys.Rev.C. **89**, 014331 (2014).
- [12] N.Kobayashi *et al.*, Phys.Rev.C. **86**, 054604 (2012).
- [13] T.Kobayashi *et al.*, NIMB **317**, 294-304 (2013).
- [14] M. Takechi *et al.*, Phys. Lett. B **707** (2012) 357361.
- [15] N. Kobayashi., Doctoral Dissertation. Spectroscopy of Neutron-Rich Nuclei (2013).
- [16] G. J. Feldman, R. D. Cousins., A Unified Approach to the Classical Statistical (2008).
- [17] L. A. Riley *et al.*, Phys.Rev.C. **86**, 047301 (2012).

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導と助言をいただきました。指導教官である中村隆司教授には物理的な思考の基礎や研究に対しての心構え、プレゼンテーションの仕方など様々なことを教えていただきました。助教の近藤洋介氏には解析を行う上での多くのアドバイスや論文を書くにあたっての数々の助言をいただきました。同期の安田聖氏と Lee Hyeji 氏は共に慣れない研究室生活の中で大きな支えとなってくれました。武内聡氏、Kaitlin Cook 氏、斎藤敦美氏、斗米貴人氏、安田昌弘氏、山田啓貴氏、松本真由子氏、栗原篤人氏、藤井勇紀氏、島田哲朗氏、三木晴瑠氏には発表、解析、生活など様々な面で親身になって支えてくださいました。本研究にご協力いただいた方々との四年間自分の大学生活を支えていただいた全ての方々に心より感謝致します。