

2025 年度

修士論文

# 中性子過剰 He 原子核における非束縛状態の研究

東京科学大学 理学院 物理学系

学籍番号：24M00278

氏名：池田 旭輝

指導教員：中村隆司

2026 年 2 月 17 日

## 概要

中性子過剰領域では中性子ハロー、中性子スキン、魔法数消失などの単純な核模型では説明できない特異な性質を示す原子核が現れる。これらの研究を行う上で、ヘリウム同位体は、中性子の数の増加に従ってどのように核構造が発展していくかに対して良い研究対象となる。ヘリウムには様々な興味深い性質を持つ同位体が存在する。二重魔法数の  ${}^4\text{He}$ 、二中性子ハロー核  ${}^6\text{He}$ 、中性子スキン核  ${}^8\text{He}$ 、二重魔法数核であることが期待されるもののこれまでの実験結果では二重魔法性を示す実験結果が存在せず非束縛の  ${}^{10}\text{He}$  などがあげられる。非束縛ヘリウム同位体である  ${}^5\text{He}$ 、 ${}^7\text{He}$  原子核は、それぞれ中性子ハロー核  ${}^6\text{He}$ 、中性子スキン核  ${}^8\text{He}$  の構成要素でありながら非束縛の原子核である。また、それぞれが  ${}^4\text{He-n}$ 、 ${}^6\text{He-n}$  間の核力の情報も持っているため、 ${}^6\text{He}$ 、 ${}^8\text{He}$  を理解するうえでも重要であると考えられる。中でも我々は、 ${}^7\text{He}$  原子核の励起状態に着目した。本論文では、2024年に理研 RIBF で行われた  ${}^9\text{Li}$  ビームの (p,2p) 反応によって生成される  ${}^8\text{He}$  原子核から1中性子が分離した後の  ${}^7\text{He}$  の励起状態についての実験とその結果について議論する。一次ビームとして  ${}^{18}\text{O}$  を 250 MeV/nucleon で衝突させ二次ビームである  ${}^9\text{Li}$  を生成分離し、 $\text{CH}_2$  標的に衝突させることで (p,2p) 反応を経由して  ${}^7\text{He}$  が生成される。 ${}^7\text{He}$  は荷電粒子と中性子に分解される。中性子は中性子検出器 NEBULA で測定した。一方、荷電粒子は磁器スペクトロメータ (SAMURAI) 中で軌道を曲げられ荷電粒子検出器 (ドリフトチェンバー、ホドスコープ) で検出される。本研究ではこれらの荷電粒子、中性子の運動量の導出を行い、 ${}^7\text{He}$  の励起状態の導出を不変質量法を用いて行った。結果、 ${}^7\text{He}$  の基底状態のエネルギーとして 0.79(21)MeV、励起状態のエネルギー候補として 1.57(19)MeV を得た。基底状態の値は文献値と比較して大きくなっており、励起状態は 1.0 MeV 付近の励起状態と誤差の範囲で一致した。

## Abstract

In neutron-rich regions, atomic nuclei exhibit unusual properties that cannot be explained by simple nuclea models. For examples, neutron-halo nuclei, neutron-skin nuclei, and the vanish of magic-numbers. In studying these phenomena, helium isotopes provide an opportunity to investigate how nuclear structure develops with incleasing neutron number. Helium has a variety of isotopes with intriguing properties: doubly magic  $^4\text{He}$ , the two-neutron halo nucleus  $^6\text{He}$ , the neutron-skin nucleus  $^8\text{He}$ , and the unbound  $^{10}\text{He}$ , which is expected to be doubly magic but there are no experimental evidence of double magicity has been observed.

The unbound helium isotopes  $^5\text{He}$  and  $^7\text{He}$  are particularly important, because they are the components of the two neutron-halo nucleus  $^6\text{He}$  and the netron-skin nucleus  $^8\text{He}$ , though themselves being unbound. Moreover, these nuclei carry information on the nuclear interactions in the  $^4\text{He-n}$  and  $^6\text{He-n}$  systems, making them essential for understanding the structure of  $^6\text{He}$  and  $^8\text{He}$ .

In this study, we focus on the excited states of the  $^7\text{He}$  nucleus. This thesis discusses an experiment and its results on the excited states of  $^7\text{He}$  populated after one-neutron removal from  $^8\text{He}$  produced via the (p,2p) reaction induced by a  $^9\text{Li}$  beam at the RIKEN Radioactive Isotope Beam Factory (RIBF) in 2024. A primary beam was  $^{18}\text{O}$  at 250 MeV/nucleon, produce and separate the secondary  $^9\text{Li}$  beam, which was then incident on a  $\text{CH}_2$  target. Through the (p,2p) reaction,  $^7\text{He}$  nuclei were produced.

The  $^7\text{He}$  nuclei subsequently decayed into charged fragments and neutrons. The neutrons were detected using the NEBULA neutron detector array, while the charged particles were deflected by the SAMURAI magnetic spectrometer and detected by charged-particle detectors, including drift chambers and hodoscopes. In this work, the momenta of both the charged particles and neutrons were reconstructed, and the excitation energies of  $^7\text{He}$  were deduced using the invariant-mass method.

As a result, the ground-state energy of  $^7\text{He}$  was determined to be 0.79(21) MeV, and a candidate excited-state energy of 1.57(19) MeV was obtained. The ground-state energy is larger than the literature value, while the excited-state energy is consistent, within uncertainties, with the excited state reported around 1.0 MeV.

# 目次

第1章	序	9
第2章	実験原理	18
2.1	陽子準弾性散乱	18
2.2	不変質量法	18
第3章	実験のセットアップ	20
3.1	BigRIPS	20
3.2	SAMURAI	22
3.3	プラスチックシンチレータ	24
3.4	BDC1,2	24
3.5	CATANA	25
3.6	PFAD	27
3.7	FDC1,2	28
3.8	SAMURAI 磁石	29
3.9	PDC	30
3.10	HODP、HODF	31
3.11	NEBULA	32
3.12	NEBULA PLUS	33
3.13	トリガー	33
第4章	解析	35
4.1	二次ビームの解析	35
4.2	荷電粒子フラグメントの同定	41
4.3	中性子の解析	48
第5章	結果と議論	52
第6章	まとめと展望	56
	謝辞	57
	参考文献	57



# 目次

1.1	He 原子核付近の核図表。黒は安定核を、赤い線は中性子ドリップラインを、緑は中性子過剰の束縛核を、青は非束縛核を示している。 . . . . .	9
1.2	$^4\text{He}+n$ の相対エネルギースペクトラム。横軸は相対エネルギー [MeV]、縦軸は微分断面積 [mb/MeV]。実験データは青丸、実線はフィッティング結果、破線は $p_{3/2}$ 基底状態の共鳴、点線は s 波の散乱の寄与を示す [3]。 . . . . .	10
1.3	$^8\text{He}+2n$ の不変質量スペクトル。A は $\text{CD}_2$ 標的、B は重水素標的。両者ともに 1.2 MeV 付近に明確なピークが見える。 . . . . .	11
1.4	$^8\text{He}+2n$ の相対エネルギースペクトル。1.54 MeV、3.99 MeV の二つの共鳴状態の重なりが見えている。 . . . . .	12
1.5	A=7 の物質のエネルギーダイアグラム。エネルギーの基準は $^7\text{Li}$ の基底状態としている。アイソスピン保存則を満たして崩壊できるアイソスピン=3/2 のチャンネルのみを示している。 . . . . .	12
1.6	$^7\text{He}$ の励起エネルギーのスペクトル。横軸は $^6\text{He}+d \rightarrow ^7\text{He}+d$ による $^7\text{He}$ の励起エネルギー。d によるバックグラウンドは細い線で示されている。0 MeV 付近は基底状態のピークであり、1 から 8 MeV の間に他のピークは観測できない [16]。 . . . . .	13
1.7	$^7\text{He}$ の崩壊様式。 . . . . .	13
1.8	$^7\text{He}$ のエネルギースペクトル。横軸は $^7\text{He}$ のエネルギーで単位は MeV。上図は 240 MeV でのスペクトルを、下図は 318.5 MeV でのスペクトルを示す。両図ともに 2.95 MeV 付近にピークが見られるが、バックグラウンドも立ち上がり始める領域であり、共鳴の位置決定に影響を及ぼす可能性がある。また、5.8 MeV 付近にもバックグラウンドを取り除いた上で小規模なピークが見られる。 . . . . .	14
1.9	$^7\text{He}$ のエネルギー準位。数値の単位は MeV。基底状態、第一励起状態のエネルギーはこの実験で得られたものを記述している。 . . . . .	15
1.10	$^7\text{He}$ の励起スペクトル。数値の単位は MeV。拡大図の 1、2、3 はそれぞれ基底状態、二つの励起状態を示し、B、C はそれぞれ物理バックグラウンドと炭素標的のバックグラウンドを示している。 . . . . .	15
1.11	$^2\text{He}(^6\text{He},p)^7\text{He} \rightarrow ^6\text{He}+n(\text{g.s})$ より得られた $^7\text{He}$ の励起エネルギーのスペクトル。基底状態は 0.38 MeV、 $\Gamma = 0.11$ MeV . . . . .	16
1.12	$^7\text{He}$ に行われてきた実験とモデル計算による結果の表。スピンパリティ、励起エネルギー、幅を示す [21]。 . . . . .	16
2.1	中性子分離エネルギー $S_n$ 、励起エネルギー $E_x$ 、相対エネルギー $E_{rel}$ の関係。 . . . . .	19

3.1	RIBF の概観 . . . . .	20
3.2	BigRIPS の概観。 . . . .	22
3.3	本実験セットアップでの SAMURAI エリアの全体図。上流の検出器はビームの位置を測定 するため、標的との反応で放出された陽子のエネルギーと位置を検出する。下流の検出器は 反応後の荷電粒子、 ${}^6\text{He}$ や ${}^8\text{He}$ 、 ${}^4\text{He}$ などの検出が行われる。 . . . .	23
3.4	二次ビーム測定系のセットアップ。図の数字の単位は mm。 . . . .	24
3.5	BDC の概観。単位は mm。左図は正面図、右図は側面図 [23]。 . . . .	25
3.6	CATANA 検出器の概観 [25]。左は全体図、右は断面図を示す。色の違いとシンチレータの 厚さが対応する。 . . . .	26
3.7	CATANA 検出器のジオメトリー断面図 [26]。 . . . .	26
3.8	本実験における PFAD のセットアップ [26]。 . . . .	27
3.9	FDC1 の概観。左図は正面図、右図は側面図 [23]。 . . . .	28
3.10	FDC2 の概観。左下図は側面図、右上図は上面図、右下図は正面図 [23]。 . . . .	29
3.11	SAMURAI 磁石の概観 [23]。 . . . .	30
3.12	PDC の概観図。左図は正面図、右図は側面図 [23]。 . . . .	30
3.13	HODP の概観図。左図は正面図、右図は側面図 [23]。 . . . .	31
3.14	NEBULA の概観図。左下図は正面図、左上図は上面図、右図は側面図 [23]。 . . . .	32
3.15	Beam トリガーの論理回路。 . . . .	33
3.16	NEBULA トリガーの論理回路。 . . . .	34
4.1	F7 から SBT までの飛行時間と SBT1 での電荷量の相関。210 ns のイベントは ${}^9\text{Li}$ ビーム、 240 ns より先は ${}^{11}\text{Li}$ のイベントと考えられる。 . . . .	37
4.2	BDC1、BDC2 の TDC 分布。横軸は TDC[ch]。左図が BDC1 のレイヤー 1、右図が BDC2 のレイヤー 1。BDC の 8 つのレイヤーのうち最も上流側。 . . . .	38
4.3	BDC1、レイヤー 1 の STC の様子。横軸は TDC[ch]、縦軸がドリフト距離 [mm] に対応す る。ドリフト時間をビームの通過位置に変換している。 . . . .	39
4.4	BDC の xyz 方向の定義。z 方向をビーム軸として、ビームに沿って左側が x 軸正方向。 . . . .	39
4.5	標的でのビームの xy 方向への広がり分布。両方とも横軸は x 方向、縦軸は y 方向を示し、単 位は mm。(a) は標的の寸法によるゲートをかけず (b) はゲートをかけている。 . . . .	40
4.6	標的でのビームの角度方向の分布。両方とも横軸は x 方向の角度、縦軸は y 方向の角度を示 し、単位 rad。(a) は標的の寸法によるゲートをかけず (b) はゲートをかけている。 . . . .	40
4.9	HOD の ID と Z のプロット。縦軸は Z、横軸は HOD の ID を示す。ID=24 までは HODF、 25 から先は HODP である。 . . . .	43
4.10	HODF の Z 次元ヒストグラム . . . . .	44
4.11	FDC2 での粒子の位置、角度分布。 . . . .	45
4.12	$B\rho$ の計算値 . . . . .	46
4.13	PI 図。HODF のみ。下から t、 ${}^6\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ の島が現われている。 . . . .	46
4.14	${}^6\text{He}$ の運動量分布。横軸はいずれも MeV/c。 . . . .	48
4.16	オフセット較正後の $\gamma$ 線イベント。中央値が 0 に集まっている事が分かる。 . . . .	49
4.17	1 中性子イベントの時間分布。 . . . .	50

4.18	中性子の運動量分布。横軸はいずれも MeV/c。 . . . . .	51
5.1	${}^6\text{He}+n$ の相対エネルギー分布。 . . . . .	52
5.2	基底状態のみが存在するとした場合のフィッティング結果。赤線がフィッティング関数のグラフである。横軸は ${}^6\text{He}+n$ の相対エネルギー、単位は MeV。 . . . . .	54
5.3	基底状態に加えて励起状態が存在すると仮定した場合のフィッティング結果。青が基底状態の Breit-Wigner 分布、緑が励起状態の Breit-Wigner 分布、赤はその合成である。 . . . . .	55

# 表目次

3.1	各プラスチックシンチレータの仕様 . . . . .	24
3.2	BDC1,2 の仕様 [24] . . . . .	25
3.3	CATANA 検出器の仕様 [26] . . . . .	27
3.4	PFAD の詳細 [26] . . . . .	28
3.5	FDC1 の仕様 [24] . . . . .	29
3.6	FDC2 の仕様 [24] . . . . .	29
3.7	PDC の仕様 [24] . . . . .	31
3.8	HODF の仕様 [24] . . . . .	31
3.9	HODP の仕様 [24] . . . . .	32
3.10	NEBULA の仕様 [27] . . . . .	33
4.1	F7 から標的までのビームの通過物質。この物質リストと $B\rho$ の値によって、標的までの ToF を算出することができる。 . . . . .	36

# 第1章

## 序

近年の重イオン加速技術によって、安定同位体を離れた不安定核の研究が可能になった。特に中性子の束縛限界である中性子ドリップライン付近においては、安定核では見られない、現代の核物理の基礎をなす殻模型だけでは説明できない特異な現象が見つかってきている。例として中性子ハロー核、中性子スキン核、魔法数異常などが上げられる。このような振る舞いを示す特異な原子核を研究する上で、特に<sup>4</sup>Heから先の中性子過剰ヘリウム原子核は中性子数が増加するにつれてどのように核構造が発展していくかを研究する良い対象となる。また、ヘリウム同位体列が持つ特徴として、中性子放出の閾値が<sup>4</sup>Heの20.5 MeVから<sup>6</sup>Heの0.9 MeVまで大きく変化している。これは単一の同位体列としては、最大となる。加えて、2中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  が中性子ドリップラインに近づくにつれて増加していく唯一の系列である。ヘリウム同位体の  $A/Z$  は<sup>3</sup>Heの1.5から<sup>8</sup>Heの4までと広い範囲で存在している。図1.1に、ヘリウム周辺の核図表を示す。核図表が示す様に、<sup>3</sup>He、<sup>4</sup>Heは安定同位体である。<sup>6</sup>He、<sup>8</sup>Heが束縛核、<sup>7</sup>He、<sup>9</sup>He、<sup>10</sup>He原子核は非束縛の原子核である。また、<sup>6</sup>Heは二中性子ハロー核、<sup>8</sup>Heは中性子スキン核であることがわかっており、<sup>10</sup>Heは単純な殻模型では二重魔法数核であるが、これまでの実験では二重魔法性を示す実験事実はなく、非束縛の原子核である。

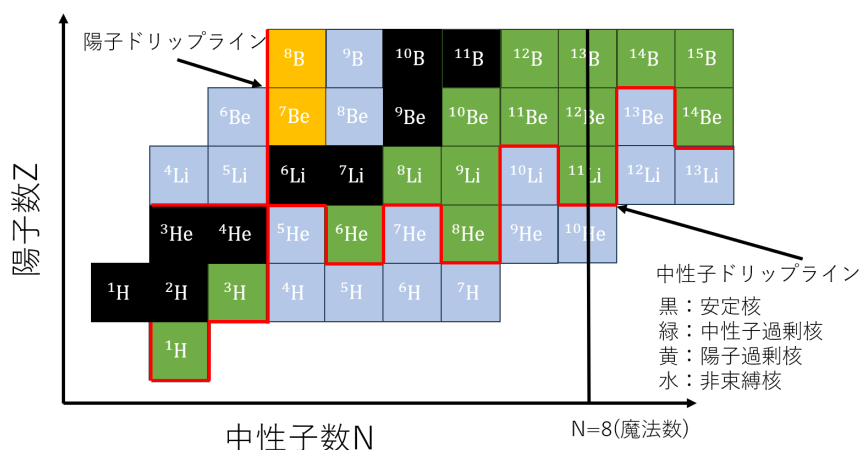


図 1.1: He 原子核付近の核図表。黒は安定核を、赤い線は中性子ドリップラインを、緑は中性子過剰の束縛核を、青は非束縛核を示している。

これらヘリウム同位体の中で、非束縛の原子核にまず注目する。<sup>5</sup>He、<sup>7</sup>He 原子核は、それぞれ、中性子ハ

ロー核  ${}^6\text{He}$ 、中性子スキン書く  ${}^8\text{He}$  の構成要素でありながらも、非束縛でありまたそれぞれが  ${}^4\text{He}$ -n、 ${}^6\text{He}$ -n 間の核力の情報も持っているため、 ${}^6\text{He}$ 、 ${}^8\text{He}$  理解する上で重要であると。 ${}^6\text{He}$  は、その構成要素は  ${}^4\text{He}+n+n$  の三体系として束縛している。一方、 ${}^4\text{He}+n({}^5\text{He})$ 、n-n という  ${}^6\text{He}$  を較正する二体系はどちらも非束縛である、こうした三体系をボロミアン核と呼び、 ${}^8\text{He}$  も同様に  ${}^6\text{He}+n+n$  と言う三体型構造を持つボロミアン核である。以上より、 ${}^5\text{He}$ 、 ${}^7\text{He}$  はそれぞれ、 ${}^6\text{He}$ 、 ${}^8\text{He}$  の構造を理解する上で鍵となる。

構成要素である  ${}^5\text{He}$  については、基底状態は  ${}^4\text{He}$  コアの外側に 1 個の  $1p_{3/2}$  の中性子が存在する理想的な単一粒子状態であると広く見られている。F.C. Barker et al. による研究 [1] では、 ${}^4\text{He}+n$  における  $1p_{3/2}$  状態の分光学的因子はほぼ 1 であるという研究結果が得られている。D.V.Aleksandrov らによる入射エネルギーが核子あたり 240 MeV における  ${}^6\text{He}+C$  での 1 中性子分離反応 [2] での  ${}^5\text{He}$  の精製実験では、 $\alpha+n$  の不変質量分布から、 ${}^5\text{He}$  の基底状態が  $3/2^-$  共鳴状態を反映していると解釈した。

一方、Yu.Aksyuntina による入射エネルギーが 240 MeV における  ${}^6\text{He}+C$  での 1 中性子分離反応の再解析 [3] では  $p_{3/2}$  の共鳴だけでは説明できない低エネルギー成分が見つかった。 $p_{3/2}$  でなく、s 波も混合した状態としてモデル化したところ、実験データを再現した。図 1.2 は実験結果を示す。

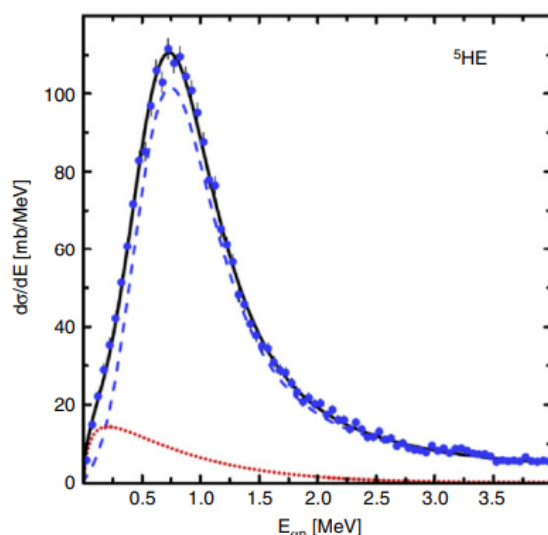


図 1.2:  ${}^4\text{He}+n$  の相対エネルギースペクトラム。横軸は相対エネルギー [MeV]、縦軸は微分断面積 [mb/MeV]。実験データは青丸、実線はフィッティング結果、破線は  $p_{3/2}$  基底状態の共鳴、点線は s 波の散乱の寄与を示す [3]。

${}^5\text{He}$  の励起状態に関する研究に、J.E.Bond、F.W.K.Firk らによる  ${}^4\text{He}(n,n)$  散乱実験によるデータが存在し、この実験より励起エネルギーは 0.771 MeV、幅  $\Gamma=0.644$  MeV と抽出された。しかし、M.J.Balbes らによる  ${}^3\text{He}(d,\gamma)$  実験 [5] の結果である励起エネルギー 0.89 MeV、 $\Gamma=1.36(19)$  MeV とは差異が見られた。

次に、 ${}^9\text{He}$  に関しては、K.Seth による  ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$  反応による実験で最初に観測された [6]。この実験から  ${}^9\text{He}$  の基底状態は 1.27(10) MeV  ${}^8\text{He}+n$  の閾値の上であり、二つの励起状態は 1.2(1) MeV と 3.8 MeV と測定された。この基底状態に関しては、 ${}^8\text{He}+n$  状態の閾値より約 1.3 MeV 上にある  $\Gamma=0.10(6)$  MeV の細かい共鳴状態と考えられてきた。しかし、F.C.Barker は単純な p-shell モデルを仮定すると、このエネルギー領域にこれほど狭い幅の共鳴が現われる事は不自然と述べている [7]。早い段階から、中性子は p 殻でなく sd 殻

に励起されている可能性が提案されている。L.Chen らによる核子あたり 28 MeV の  $^{11}\text{Be}$  ビームを  $^9\text{Be}$  標的に入射させる直接反応を用いた  $^9\text{Be}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$  実験は、 $^9\text{He}$  の基底状態が  $^8\text{He}+n$  の閾値より 0.2 MeV 上の s 波状態の基底状態である事を支持している [8]。この結果は  $^9\text{He}$  の基底状態が  $J^\pi=1/2^+$  の状態を持つ事を示唆している。単純な殻模型が予測するのは  $J^\pi=1/2^-$  であり、 $^{11}\text{Be}$  や  $^{10}\text{Li}$  同様の基底状態におけるパリティ反転の存在を支持している。

一方で、M.S.Golovkov らは、核子あたり 25 MeV の実験室エネルギーの  $^8\text{He}$  ビームを重水素標的に入射させる  $^2\text{He}(^8\text{He}, p)^9\text{He}$  反応を用いて、共鳴状態の研究を行っている [10]。この実験では、 $^9\text{He}$  の最低共鳴状態は 2.0(2) MeV に見いだされ、幅  $\Gamma \sim 2$  MeV と報告され、最低共鳴状態は  $1/2^-$  状態であると特定された。

$^9\text{He}$  に関しては、基底状態は閾値近傍にあり状態は  $J^\pi=1/2^+$  と主張する実験と、閾値から 1.2 MeV 上にあり  $J^\pi=1/2^-$  とする実験が存在し、決着は付いていない。次に  $^{10}\text{He}$  については、既知のヘリウム同位体の中で最も重く、二重魔法数であることが単純な殻模型では期待される原子核である。しかし安定同位体からは遠く、 $N=8$  の殻構造の変化により魔法数の性質を持つかは自明でない。初めて  $^{10}\text{He}$  を観測したのは Korshennikov らによる理化学研究所での核子あたり 61 MeV の  $^{11}\text{Li}$  を  $\text{CH}_2$  標的に入射させる  $d(^{11}\text{Li}, ^8\text{He}+2n)$  反応を用いた実験であり、 $^8\text{He}+2n$  の不変質量スペクトルを測定することで観測された [11]。図 1.3 に、 $\text{CD}_2$  標的と重水素標的での不変質量法のスペクトルを示す。

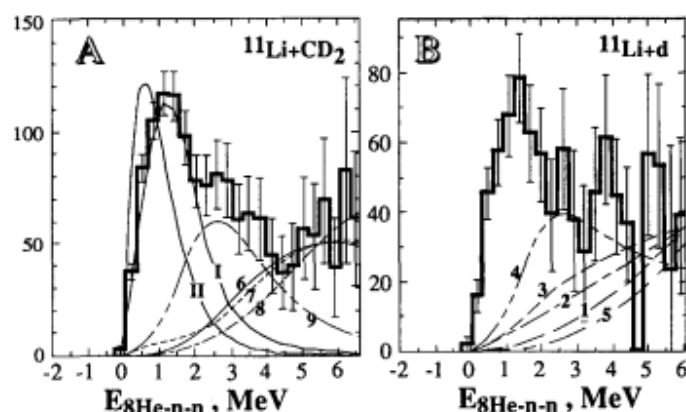


図 1.3:  $^8\text{He}+2n$  の不変質量スペクトル。A は  $\text{CD}_2$  標的、B は重水素標的。両者ともに 1.2 MeV 付近に明確なピークが見える。

1.2(3) MeV、 $\Gamma \leq 1.2$  MeV の共鳴状態のエネルギーとして説明されるピークが見られる。同時に、Ostrowski らによる核子あたり 24 MeV の  $^{14}\text{C}$  ビームを  $^{10}\text{Be}$  標的に衝突させた  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{C})^{10}\text{He}$  二重電荷交換反応の実験で、4.31(20) MeV と 7.87(6) MeV の二つの励起状態が観測された [12]。それぞれの幅は 0.3(2) MeV と 0.6(3) MeV である。基底状態は 1.07(7) MeV と確立されている。これらの結果は  $^8\text{He}$  の四つの中性子が  $p_{3/2}$  に、2 つの価中性子が  $p_{1/2}$  に入っている単純な殻模型では説明できない。H.T.Johansson らによる  $^{11}\text{Li}(p, 2p)^{10}\text{He}$  実験も  $^8\text{He}+2n$  の相対エネルギースペクトルを検出することで  $^{10}\text{He}$  の構造研究を行った。この実験からは基底状態の 1.54(11) MeV と励起状態の 3.99(26) MeV で幅がそれぞれ  $\Gamma = 1.9(4)$  MeV、 $1.6(9)$  MeV である共鳴状態が二つ存在していると結論づけられた。図 1.4 に、 $^8\text{He}+2n$  の相対エネルギー分布を示す。この実験を含め、 $^{11}\text{Li}$  からの陽子ノックアウト反応によって得られた  $^{10}\text{He}$  の基底状態は  $^8\text{He}+2n$  の閾値の 1.1 から 1.7 MeV にある低エネルギー状態を示している。

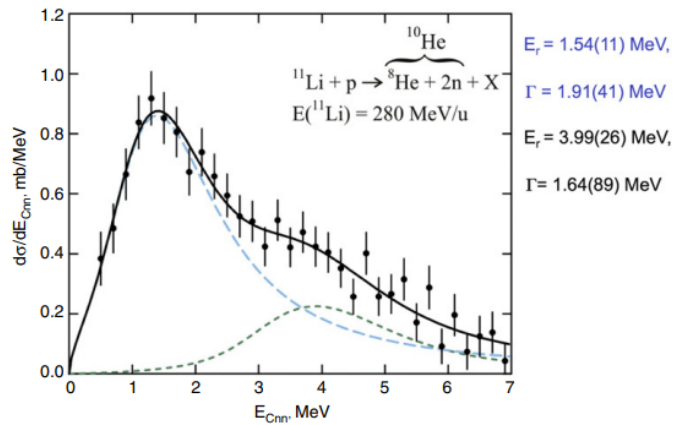


図 1.4:  ${}^8\text{He}+2n$  の相対エネルギースペクトル。1.54 MeV、3.99 MeV の二つの共鳴状態の重なりが見えている。

我々の中でも  ${}^7\text{He}$  に着目した。 ${}^7\text{He}$  は最も重い束縛したヘリウム同位体である  ${}^8\text{He}$  の構成要素である。中性子の多体系  ${}^7\text{He}$  の基底状態は R.H.Stokes らによる核子あたり 22 MeV の t ビームを用いた  ${}^7\text{Li}(t, {}^3\text{He})$  反応により初めて検出された [14]。この実験より、 ${}^7\text{He}$  の基底状態は非束縛エネルギー 440 keV、崩壊幅  $\Gamma = 160$  keV で  $J^\pi = 3/2^-$  とする性質が明らかにされた。図 1.5 は質量数 7、アイソスピン 3/2 のエネルギーダイアグラムを示す。

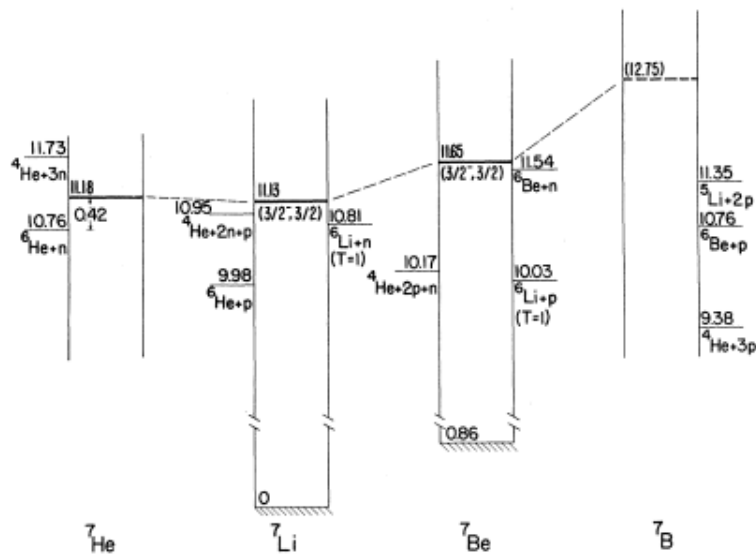


図 1.5:  $A=7$  の物質のエネルギーダイアグラム。エネルギーの基準は  ${}^7\text{Li}$  の基底状態としている。アイソスピン保存則を満たして崩壊できるアイソスピン  $= 3/2$  のチャンネルのみを示している。

また、 ${}^7\text{He}$  は発見以来 30 年励起状態を持たない原子核であると考えられてきた。M.S.Golovkov らの核子あたり 37 MeV の  ${}^6\text{He}$  ビームを用いた  $d({}^6\text{He}, p){}^7\text{He}$  実験では、 ${}^7\text{He}$  の基底状態共鳴より 1 から 7 MeV 上のエネルギー領域において、単一粒子構造を持つ明瞭な狭い幅の励起状態は発見できなかった。この反応は単段

階の中性子移行反応であり、 $1/2^-$  状態が比較的高い確率で励起される事が期待された。図 1.6 は、 ${}^7\text{He}$  の励起エネルギースペクトルを示す。0 MeV 付近のピークは基底状態の共鳴を示している。

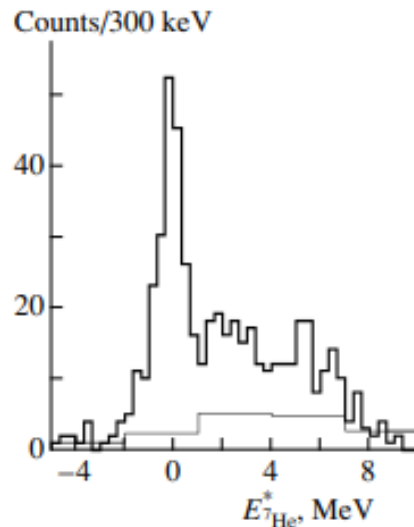


図 1.6:  ${}^7\text{He}$  の励起エネルギーのスペクトル。横軸は  ${}^6\text{He}+d \rightarrow {}^7\text{He}+d$  による  ${}^7\text{He}$  の励起エネルギー。d によるバックグラウンドは細い線で示されている。0 MeV 付近は基底状態のピークであり、1 から 8 MeV の間に他のピークは観測できない [16]。

この結果より、Golovkov は  ${}^7\text{He}$  は単一粒子的構造を持つ明瞭な励起状態を有していないと結論づけた。

一方で、 ${}^7\text{He}$  の励起状態を初めて発見した例に、Korshennikov らの核子あたり 50 MeV の  ${}^8\text{He}$  ビームを用いた  $p({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$  の 1 中性子移行反応の分光法がある。この実験から、 $n+{}^6\text{He}$  の閾値から  $2.9 \pm 0.3 \text{ MeV}$  高いエネルギーに位置し、幅  $2.2 \pm 0.3 \text{ MeV}$  の励起状態が初めて観測された [15]。図 1.7 に、 ${}^7\text{He}$  の崩壊様式を示す。

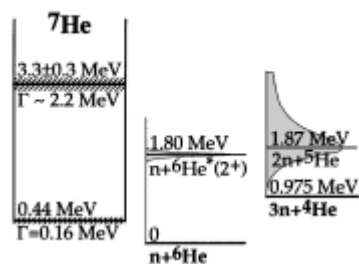


図 1.7:  ${}^7\text{He}$  の崩壊様式。

この崩壊様式は、 ${}^6\text{He}+n$  の崩壊エネルギーの方が大きいにもかかわらず、判明した励起状態の崩壊は主として  $3n+{}^4\text{He}$  チャンネルを通じて起こることを示している。この実験結果より Korshennikov は、励起状態の 1 中性子が 2+ の  ${}^6\text{He}$  コアと結合している可能性が高いと結論づけられた。

同様に、 ${}^7\text{He}$  の状態を研究した H.G.Bohlen らによる、240 MeV と 318.5 MeV の二つのエネルギーの  ${}^{15}\text{N}$  ビームを用いて  ${}^9\text{Be}$  標的に入射させる  ${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F}){}^7\text{He}$  二重荷電交換反応を用いた実験が存在する [17]。入射エネルギー 240 MeV および 318.5 MeV における  ${}^7\text{He}$  の状態を研究し、第一励起状態を明確に観測している。図 1.8 に 240 MeV と 318.5 MeV それぞれでの  ${}^7\text{He}$  のスペクトルを示す。

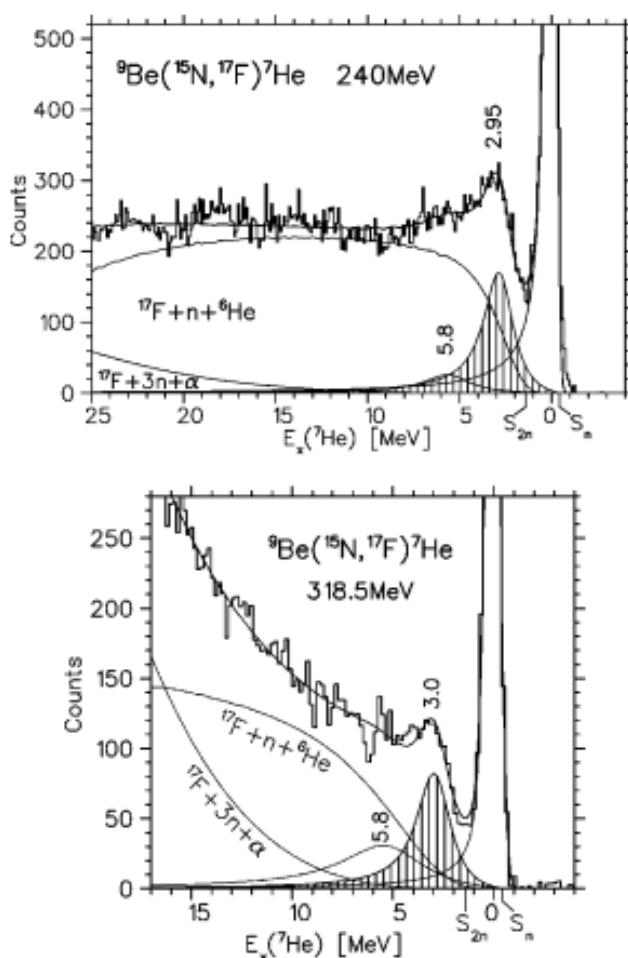


図 1.8:  ${}^7\text{He}$  のエネルギースペクトル。横軸は  ${}^7\text{He}$  のエネルギーで単位は MeV。上図は 240 MeV でのスペクトルを、下図は 318.5 MeV でのスペクトルを示す。両図ともに 2.95 MeV 付近にピークが見られるが、バックグラウンドも立ち上がり始める領域であり、共鳴の位置決定に影響を及ぼす可能性がある。また、5.8 MeV 付近にもバックグラウンドを取り除いた上で小規模なピークが見られる。

240 MeV、318.5 MeV ともに、 ${}^7\text{He}$  の第一励起状態のエネルギーは 2.95 MeV 付近に存在することが示されている。この状態は、Golovkov の結論とは対称的に、 $1/2$ -の単一粒子状態の励起状態である可能性が高いと Bohlen は述べている。別の実験に、M.Meister らの核子あたり 227 MeV の  ${}^8\text{He}$  ビームを炭素標的に入射させた破碎反応がある [18]。破碎反応によって生成された  ${}^7\text{He}$  の  ${}^6\text{He}+n$  同時計測で解析し、 ${}^6\text{He}+n$  の閾値から 0.43(2) MeV 上にある共鳴状態と、それに重なった 1.0(1) MeV の励起状態が観測された。図 1.9 に、この実験で得られた  ${}^7\text{He}$  のエネルギー準位を示す。

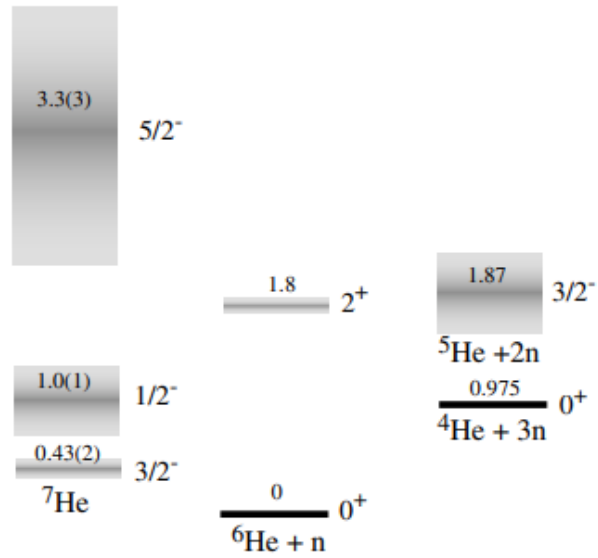


図 1.9:  ${}^7\text{He}$  のエネルギー準位。数値の単位は MeV。基底状態、第一励起状態のエネルギーはこの実験で得られたものを記述している。

一方で、Skaza らによる核子あたり 15.7 MeV の  ${}^8\text{He}$  ビームをポリプロピレン標的に入射させた  $p({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$  の実験では、既存の 3.0 MeV 付近の励起状態に加えて、より低エネルギーの励起状態の存在を示唆する証拠を得ている。図 1.10 に、励起状態で得られたスペクトルを示す。

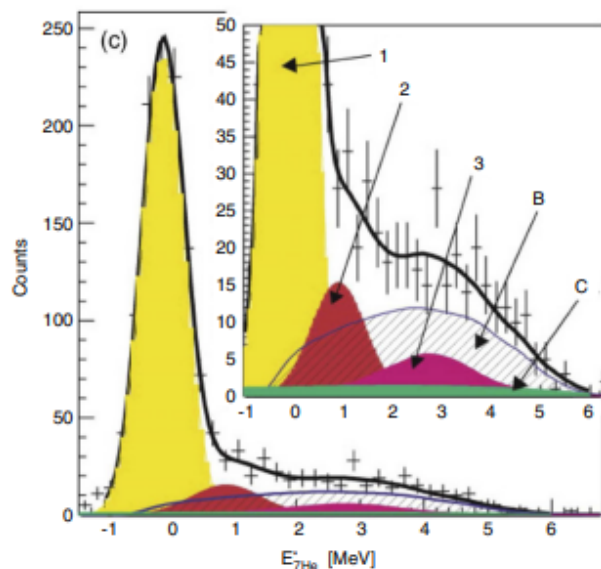


図 1.10:  ${}^7\text{He}$  の励起スペクトル。数値の単位は MeV。拡大図の 1、2、3 はそれぞれ基底状態、二つの励起状態を示し、B、C はそれぞれ物理バックグラウンドと炭素標的のバックグラウンドを示している。

二つ目の励起状態は、既知の 3.0 MeV 付近の励起状態と一致しており、1 MeV 付近に新規の励起状態が確

認できることが分かる。近年、M.S.Golovkov et al. による (d,p) 反応を用いた  ${}^6\text{He}+n$  閾値から 8 MeV 上までのスペクトル測定実験が行われた [20]。図 1.11 に、この実験での  ${}^7\text{He}$  の励起エネルギースペクトルを示す。

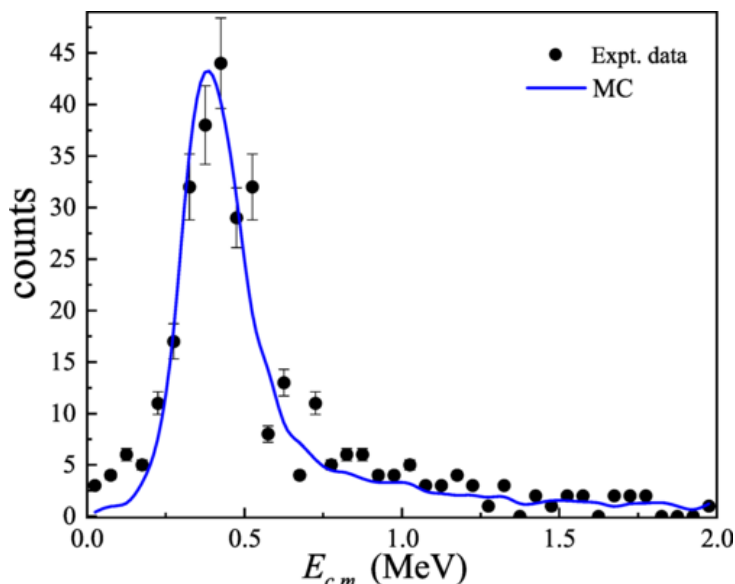


図 1.11:  ${}^2\text{He}({}^6\text{He},p){}^7\text{He} \rightarrow {}^6\text{He}+n(\text{g.s.})$  より得られた  ${}^7\text{He}$  の励起エネルギーのスペクトル。基底状態は 0,38 MeV、 $\Gamma = 0.11$  MeV

この実験は、正パリティ  $1/2+$  状態を初めて観測し、これまでの実験および理論で提唱されていた負パリティとは異なる結果を示した。これまでの実験結果では、基底状態については何度かの実験結果が存在しているのに対して、励起状態は発見までも時間がかかり、また状態について、第一励起状態の位置についてもいくつかの説が存在していて未確定である。図??は、 ${}^7\text{He}$  に対して行われた実験およびモデル計算の先行研究である。

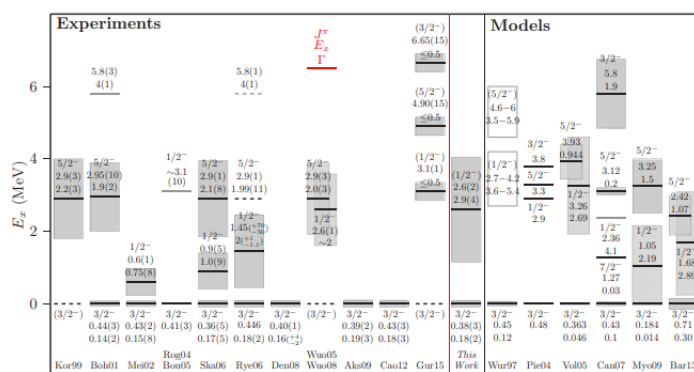


図 1.12:  ${}^7\text{He}$  に行われてきた実験とモデル計算による結果の表。スピンパリティ、励起エネルギー、幅を示す [21]。

第一原理計算アプローチに基づく計算 [22] では、 ${}^7\text{He}$  の  $1/2$  状態の励起エネルギーは 1.696 MeV に存在

し、スペクトロスコピック因子は 0.844 と予言している。

本論文では  ${}^9\text{Li}$  を  $\text{CH}_2$  標的に入射させる事で得られた  ${}^7\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + n$  分離反応の相対エネルギーを測定することで得られた  ${}^7\text{He}$  の励起状態のエネルギーについて考察する。本研究での反応はこれまでの  ${}^7\text{He}$  実験とは異なる反応経路、 ${}^9\text{Li}(p, X){}^6\text{He} + n$  と連続的な崩壊によって生成され、これまでの実験で確認された以外の励起状態を調べ、また基底状態についての追実験を行えることが期待される。以下、第二章では本実験の原理や導出方法である不変質量法について述べ、第三章において理研 RIBF で行われた実験のセットアップ、実験施設 RIBF、不安定核ビームの精製分離装置である BigRIPS の概要を説明し、本実験で使用された SAMURAI での検出器系について記述する。第四章では行った解析手順を、第五章では実験結果と考察、今後の展望について述べる。

## 第 2 章

# 実験原理

本章では、 ${}^6\text{He}+n$  実験に用いる  ${}^9\text{He}(p,2p){}^8\text{He}$  反応と、相対エネルギーベクトルを求める不変質量法について説明する。この反応は、素過程が陽子と陽子の弾性散乱であるため、陽子準弾性散乱とも呼ばれる。 ${}^9\text{Li}$  は不安定核であるため、本研究では、 ${}^9\text{Li}$  に対しての陽子準弾性散乱、 ${}^9\text{Li}(p,2p){}^8\text{He}$  反応を用いる。入射する  ${}^9\text{Li}$  は核子あたり 200MeV の運動エネルギーを持つ。

### 2.1 陽子準弾性散乱

本実験の入射  ${}^9\text{Li}$  の核子あたりのエネルギーは 200MeV である。このような中間エネルギー領域では、標的核との反応は標的核内の陽子との弾性散乱と見なせる。このような反応過程を準弾性散乱と呼ぶ。準弾性散乱は残留核の励起エネルギーは小さく、ほぼ無反動と見なせる。また、二つの陽子の開き角も弾性散乱同様ほぼ  $90^\circ$  となる。

### 2.2 不変質量法

本研究では、不変質量法を用いて  ${}^7\text{He}$  のエネルギーの導出を行う。不変質量法とは、分解反応後の四元運動量を測定することで、反応前の粒子の不変質量を求める方法である。今回の反応  ${}^7\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + n$  ではエネルギー保存則より

$$E_{7\text{He}} = E_{6\text{He}} + E_n \quad (2.1)$$

$$\mathbf{P}_{7\text{He}} = \mathbf{P}_{6\text{He}} + \mathbf{P}_n \quad (2.2)$$

$$M_{7\text{He}} = \sqrt{E_{7\text{He}}^2 + \mathbf{P}_{7\text{He}}^2} \quad (2.3)$$

と表される。この時、 $E$  はそれぞれの粒子のエネルギー、 $\mathbf{P}$  は運動量ベクトル、 $M$  は不変質量を表す。下付の文字はそれぞれの粒子を意味する。相対エネルギー  $E_{rel}$  は崩壊前の  ${}^7\text{He}$  の不変質量と崩壊後の粒子の質量差として

$$E_{rel} = M_{7\text{He}} - (M_{6\text{He}} + M_n)$$

と表される。 ${}^7\text{He}$  が励起状態であった場合の励起エネルギー  $E_x$  は、相対エネルギーと中性子分離エネルギー  $S_n$  を用いて次式のように表される。

$$E_x = E_{rel} + S_n$$

図 2.1 にエネルギーの関係を示す。

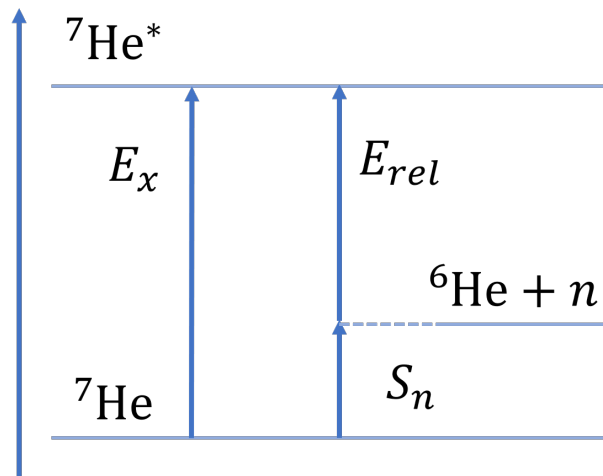


図 2.1: 中性子分離エネルギー  $S_n$ 、励起エネルギー  $E_x$ 、相対エネルギー  $E_{rel}$  の関係。

## 第3章

# 実験のセットアップ

本実験は、2024年4月に理化学研究所の不安定核ビーム施設 (Radioactive Isotope Beam Factory; RIBF) にて行われた。図 3.1 に RIBF の概観を示す。本実験では、加速器を用いて  $250\text{MeV}/u$  まで加速された  $^{18}\text{O}$  の一次ビームを生成した。加速された  $^{18}\text{O}$  は RI ビーム生成分離装置 (Big RIKEN Projectile-Fragment Separator; BigRIPS) にて一次標的に入射し、様々な種類の RI ビームが生成される。生成された RI は BigRIPS 内部で分離された後、SAMURAI エリアの標的に入射する。その結果標的との反応によって各種粒子を生成される。生成され放出された粒子を SAMURAI の検出器が同時測定を行った。本章では BigRIPS での分離方法、SAMURAI で用いられた検出器について述べる。

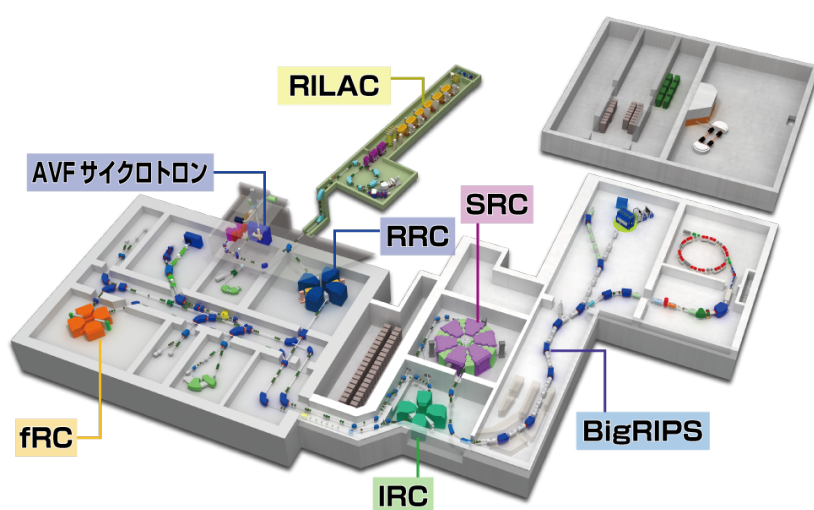


図 3.1: RIBF の概観

### 3.1 BigRIPS

二次ビームの生成分離には BigRIPS を用いる。図 3.2 に BigRIPS の概観を示す。一次ビーム  $^{18}\text{O}$  はまず F0 焦点面の Be 一次標的に衝突し、入射核破碎反応によって  $^9\text{Li}$  が生成される。それ以外の不要な粒子は、F0-F1 間にて特定の A/Z を持つ粒子のみを選び出す事で分離する。粒子が持つ A/Z の値と軌道と関係を持

つ磁気剛性  $B\rho$  は以下のような関係を持つ。

$$B\rho = \frac{P}{Ze} \propto \frac{Av}{Z} \propto \frac{A}{Z} \quad (3.1)$$

$P$  は粒子の運動量、 $Z$  は原子番号、 $e$  は電気素量、 $v$  は速度である。 $B$  は F0-F1 間に設置されている双極子磁石 (D1) の磁束密度、 $\rho$  は磁場中の粒子軌道半径であり、入射核破碎反応の前後で粒子速度はほぼ一定である。従って  $v$  はほぼ一定と見なせ、磁場と  $A/Z$  は一対一対応をする。よって、F1 の焦点面に設置されたスリットによって特定の  $A/Z$  のみを選択することが可能になる。

F1 を通過した粒子は  $A/Z$  によって分離されたが、同じ  $A/Z$  を持つ核種も複数混じっているため、これらを  $Z$  によって分離する必要がある。F1 にはエネルギー減衰板が設置されており、 $Z$  の値によって Bethe-Bloch の式に従って粒子のエネルギー損失が起こる。エネルギー損失は近似的に核子あたり  $Z^2/(Av^2)$  であり、 $Z$  の大きさによってエネルギー損失は変化する。エネルギーを損失した粒子は  $v$  の値が異なるため、 $B\rho$  の値も異なる。ふたたび F0-F1 間のように  $A/Z$  による選別を行えば、 $Z$  と  $A/Z$  による粒子の分離を行う事が出来る。以上が BigRIPS における RI ビームの精製分離方法である。

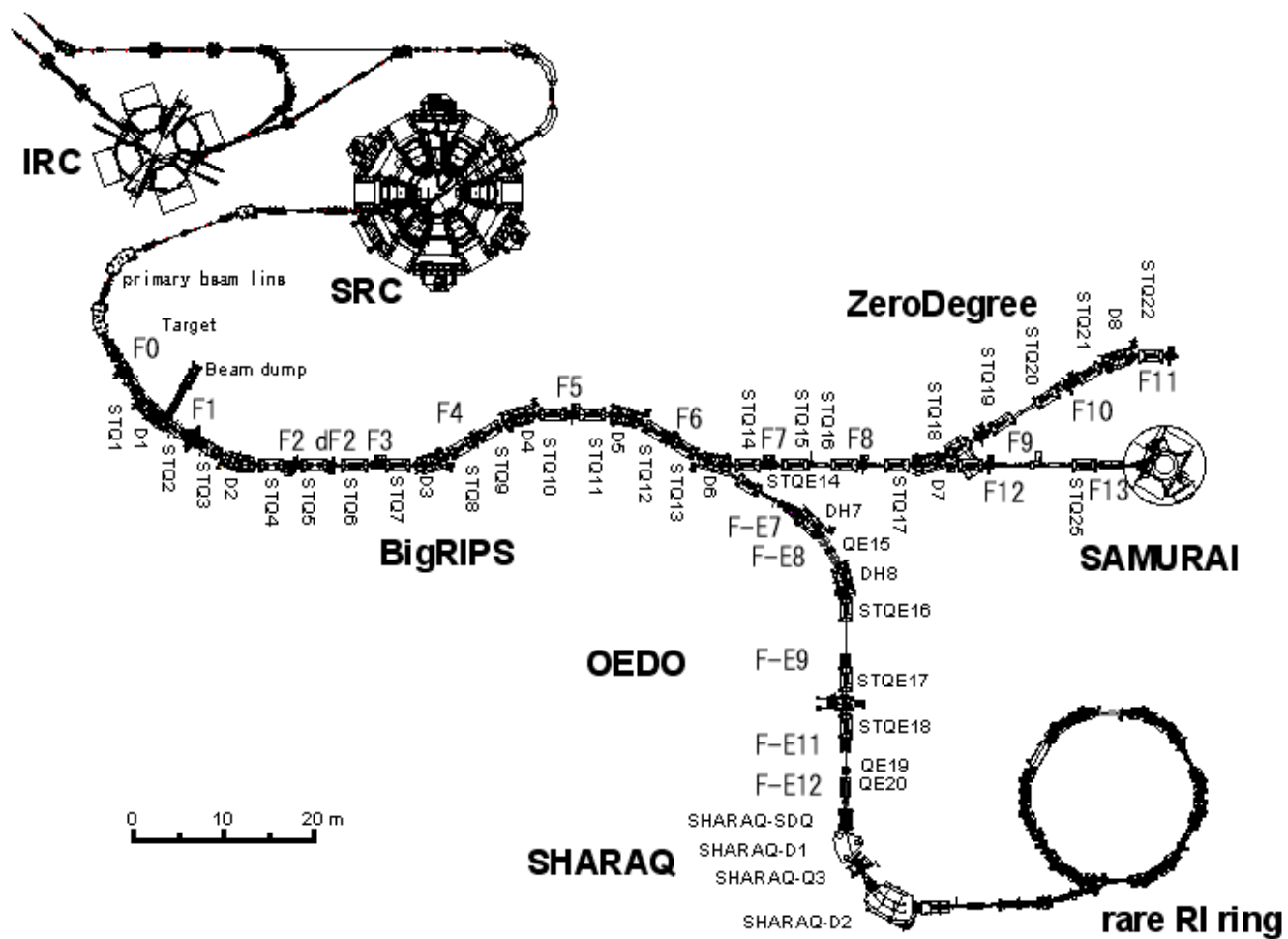


図 3.2: BigRIPS の概観。

## 3.2 SAMURAI

多粒子測定装置 (Superconducting Analyzer for MUlti-particle RAdiation Isotope beams; SAMURAI) は二次ビーム測定系、超伝導双極子磁石、荷電粒子測定系、中性子検出器 NEBULA から構成される多粒子の同時観測のために用いられるスペクトロメータである。本実験での SAMURAI のセットアップを図 3.3 に載せる。

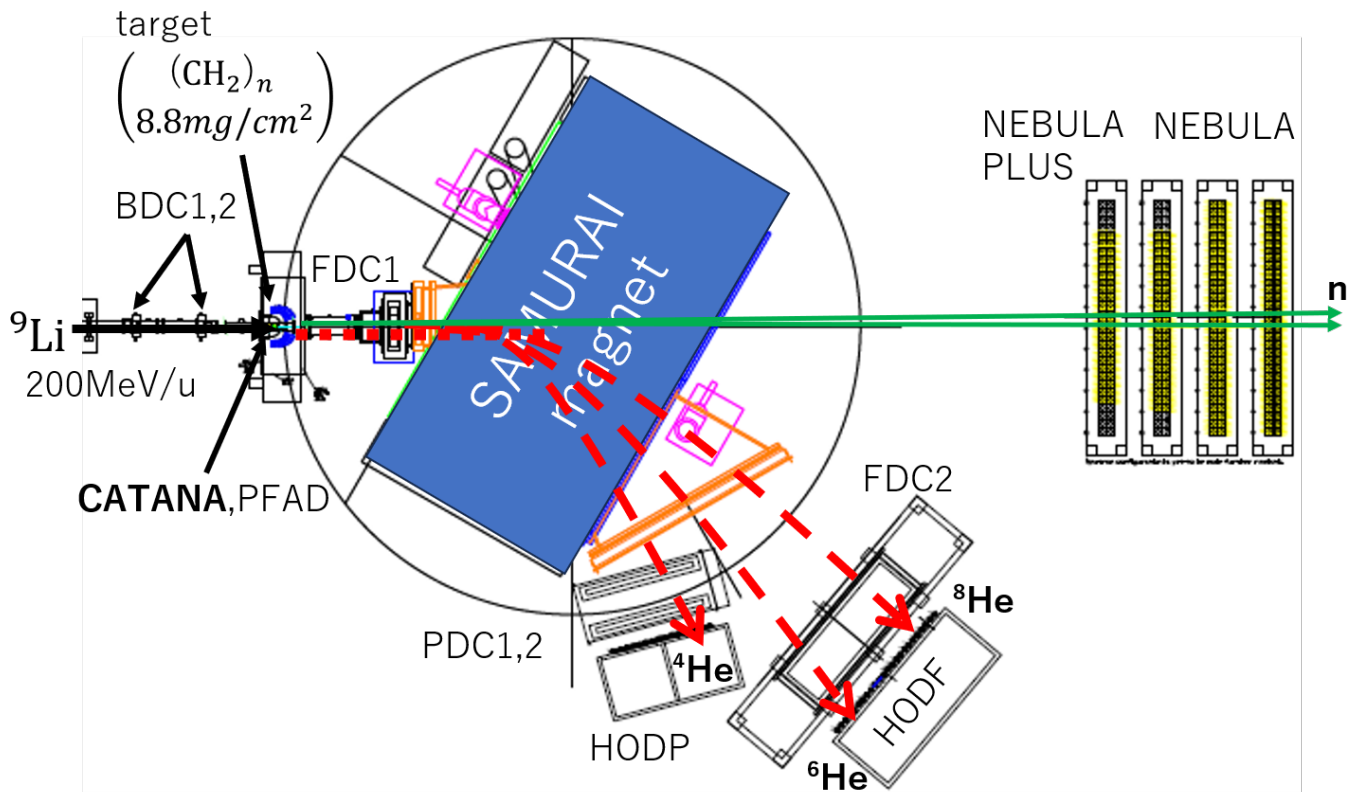


図 3.3: 本実験セットアップでの SAMURAI エリアの全体図。上流の検出器はビームの位置を測定するため、標的との反応で放出された陽子のエネルギーと位置を検出する。下流の検出器は反応後の荷電粒子、 ${}^6\text{He}$  や  ${}^8\text{He}$ 、 ${}^4\text{He}$  などの検出が行われる。

BigRIPS で生成された  ${}^9\text{Li}$  ビームが左から SAMURAI エリアへ入射する。ビームは BDC1,2 を通過した後、標的に入射する。 $\text{CH}_2$  標的の周囲には、 $(p, 2p)$  反応で放出された反跳陽子のエネルギー測定のための検出器 CATANA、飛跡検出のための PFAD が設置されている。標的に入射し生成された粒子は崩壊し、中性子と荷電フラグメントに分かれる。中性子は直進して中性子検出器 NEBULA PLUS と NEBULA に検出される。荷電フラグメントは SAMURAI magnet の磁場で軌道を曲げられ、PDC と FDC2、HODF、HODP によって測定される。図 3.4 に本実験における STQ25、SBT、BDC の位置関係を示す。SBT でトリガーを作成し、BDC でビームの飛跡を測定する。

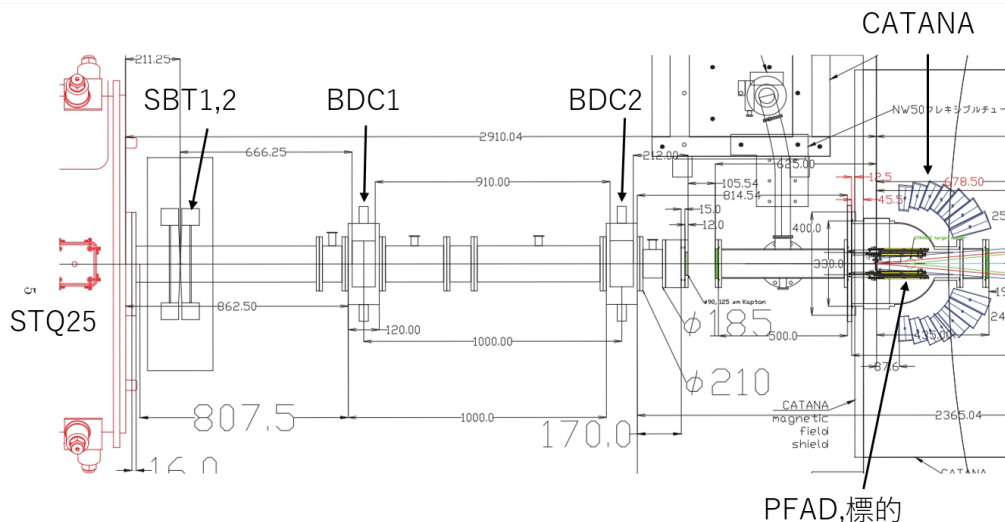


図 3.4: 二次ビーム測定系のセットアップ。図の数字の単位は mm。

### 3.3 プラスチックシンチレータ

BigRIPS の F3、F7、F13 焦点面にはそれぞれ SF3、SF7、SBT1、2 と呼ばれるプラスチックシンチレータが設置してあり、両端に光電子増倍管が取り付けられている。本解析では、F7 と F13 の間の二次ビームの ToF を用いて二次ビームの解析を行った。SBT(Scintillator Before Target;SBT)1、2 は、ビームトリガーを作る役割も担っている。SBT1 と SBT2 の間の距離は 80 mm で、この 2 つの時間平均を二次ビームの F13 での時刻として用いた。表 3.1 に SF7、SBT1、2 の仕様を示す。

表 3.1: 各プラスチックシンチレータの仕様

	焦点	寸法	厚さ
SF7	F7	200×100 mm <sup>2</sup>	3 mm
SBT1	F13	120×120 mm <sup>2</sup>	0.5 mm
SBT2	F13	120×120 mm <sup>2</sup>	0.5 mm

### 3.4 BDC1,2

BDC(Beam Drift Chamber;BDC) は、粒子の通過位置を測定し、飛跡を再構築するためのドリフトチェンバーである。一層当たり 16 本のワイヤーが 5 mm 間隔で張られている。BDC1,2 での粒子の通過位置から、粒子の飛跡を再構築することで標的位置でのビームの位置、角度を構築できる。本実験では、標的から 987.54 mm 上流に BDC2 の中心、1987.54 mm 上流に BDC1 の中心が位置している。図 3.5 に BDC1,2 の正面図と側面図を、表 3.2 に BDC1,2 の仕様を示す。

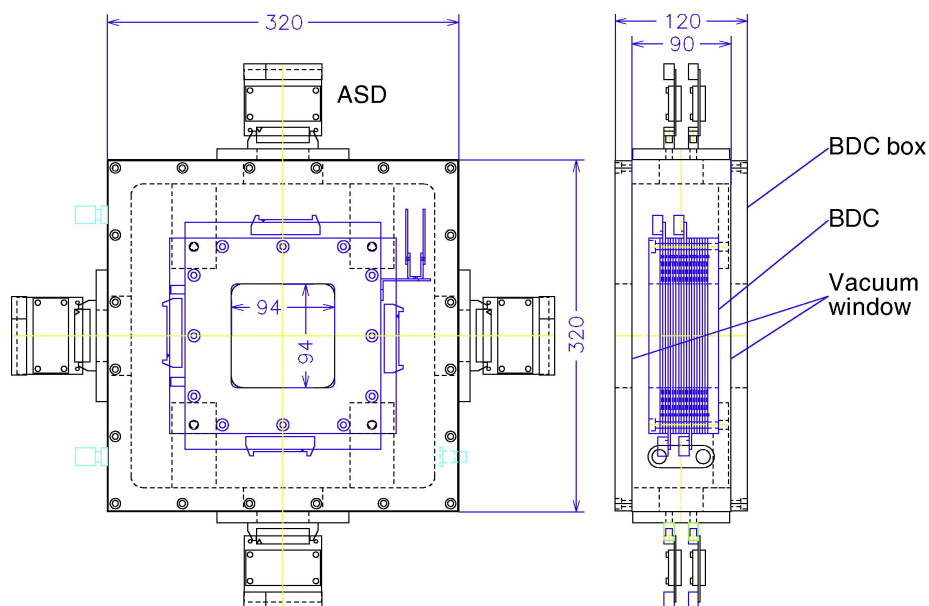


図 3.5: BDC の概観。単位は mm。左図は正面図、右図は側面図 [23]。

表 3.2: BDC1,2 の仕様 [24]

有感領域	高さ 80mm × 幅 80mm
アノードワイヤー数	16 本 × 8 層 = 128 本
ワイヤーピッチ	5 mm
層構造	XX', YY', XX', YY' の 8 層
封入ガス	i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> 50 torr

### 3.5 CATANA

CATANA (CAesium iodide array for  $\gamma$ -ray Transitions in Atomic Nuclei at high isospin Asymmetry; CATANA) は、入射核と標的核の反応で標的の近傍から生成される  $\gamma$  線や陽子などのエネルギーを測定する検出器である。検出器は多数の CsI(Na) シンチレータで構成されている。全体図と断面図を図 3.6 に示す。ビーム下流側から数えてそれぞれの層に L1~L10 とタグ付けされており、それぞれのシンチレータの寸法は表 3.3 に示す。現在 L2~L8 の 140 個のシンチレータで構成されている。CATANA のジオメトリーは図 3.7 に示す。

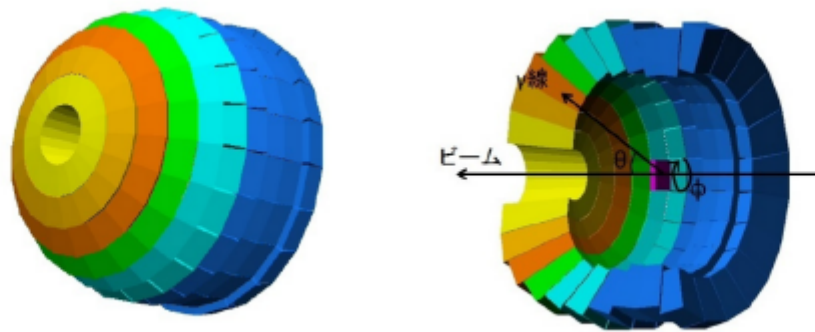


図 3.6: CATANA 検出器の概観 [25]。左は全体図、右は断面図を示す。色の違いとシンチレータの厚さが対応する。

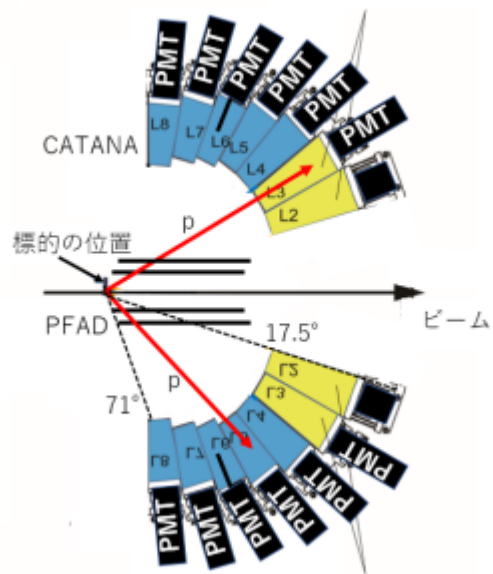


図 3.7: CATANA 検出器のジオメトリ断面図 [26]。

表 3.3: CATANA 検出器の仕様 [26]

層番号	シンチレータの厚み [mm]
L2	150
L3	140
L4	125
L5	105
L6	105
L7	95
L8	95

### 3.6 PFAD

PFAD(Prototype For Advanced Detector;PFAD) は、 $(p, 2p)$  反応における反跳陽子 2 つの散乱角を広いアクセプタンスかつ高分解能で測定するためのシリコンストリップ検出器である。ビーム軸を挟んで内層と外層がそれぞれ 2 層ずつ、計 4 層のシリコンストリップ検出器から構成される。各層はビーム軸方向を Z 軸として、Y 軸方向への二枚のストリップを持つ SSSD(Single Slide Silicon strip Detector) が 2 枚、Z 軸方向のストリップを持つ SSSD が 2 枚の計 4 枚で構成される。4 層あるため、計 16 枚の SSSD で PFAD は構成される。表 3.4 に詳細を示す。本実験におけるセットアップは図 3.8 に示す。それぞれの層で、内側の検出器で反跳陽子の  $z$  座標を、外側の検出器で  $y$  座標を測定する。

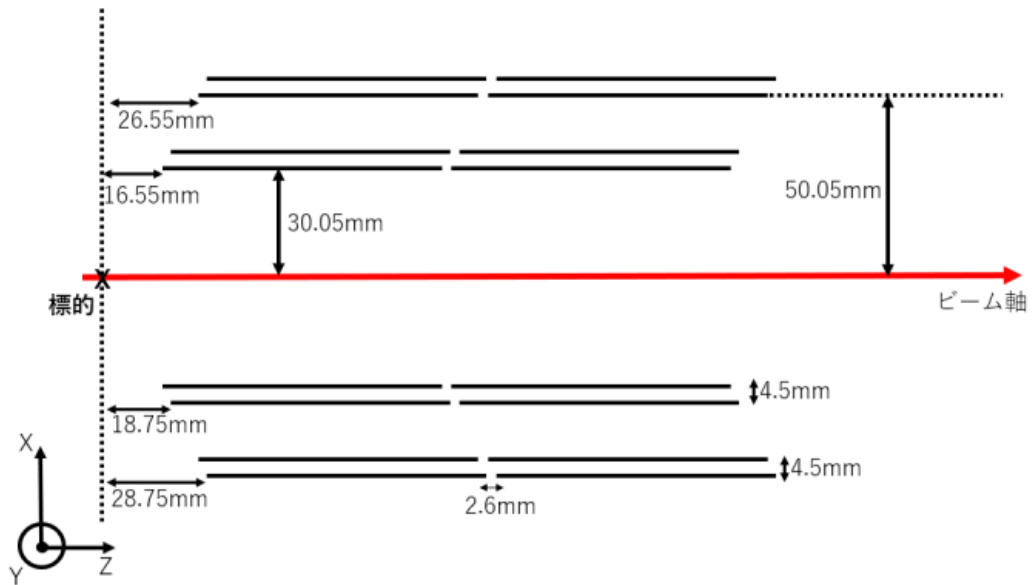


図 3.8: 本実験における PFAD のセットアップ [26]。

表 3.4: PFAD の詳細 [26]

有効範囲	49.3mm×76.8mm
SSSD	2枚/層 ×4層=448本
ストリップ幅	100μm

### 3.7 FDC1,2

標的の下流に設置された FDC(Forward Drift Chamber;FDC) は、標的とビームの反応で生成された荷電フラグメントの飛跡を測定する。FDC も BDC と同じく二つあり、FDC1,2 の間に SAMURAI 磁石を挟む。磁石の下流にある FDC2 で測定された荷電粒子の位置は荷電粒子が持つ磁気剛性  $B\rho$  に対応する。磁気剛性は粒子識別と不変質量の計算に用いられる。図 3.9、3.10 に FDC1,2 の概形を、表 3.5、3.6 に FDC1,2 の仕様を示す。

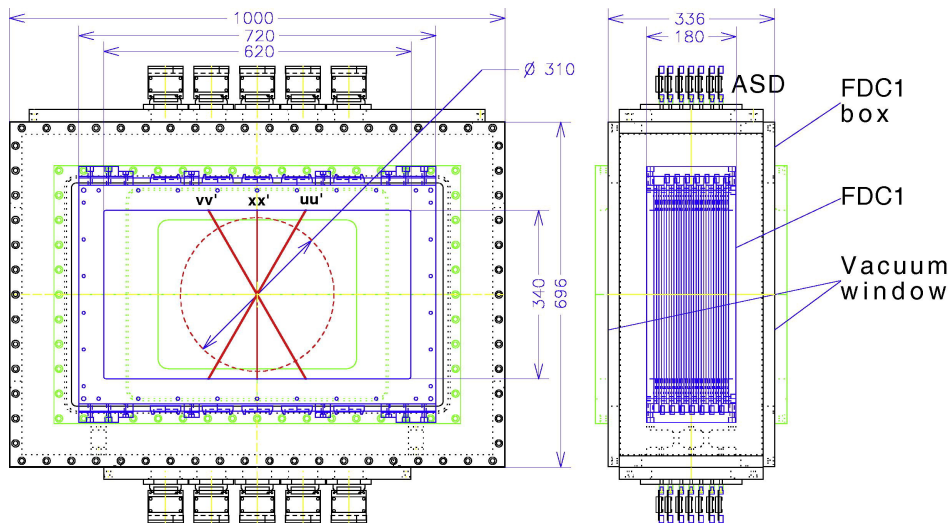


図 3.9: FDC1 の概観。左図は正面図、右図は側面図 [23]。

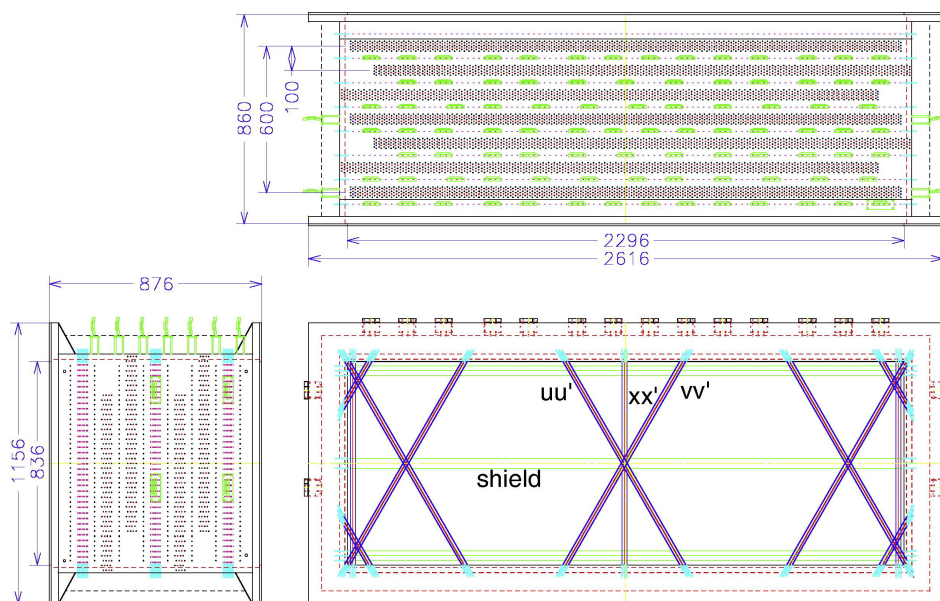


図 3.10: FDC2 の概観。左下図は側面図、右上図は上面図、右下図は正面図 [23]。

表 3.5: FDC1 の仕様 [24]

有感領域	高さ 400mm×幅 300mm×厚さ 180mm
アノードワイヤー数	32 本/層 ×14 層=448 本
ワイヤーピッチ	10mm
層構造	XX',UU',VV',XX',UU',VV',XX の 14 層
封入ガス	i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> 50 torr

表 3.6: FDC2 の仕様 [24]

有感領域	高さ 2296mm×幅 836mm×厚さ 860mm
アノードワイヤー数	112 本/層 ×14 層=1568 本
ワイヤーピッチ	20mm
層構造	XX',UU',VV',XX',UU',VV',XX の 14 層
封入ガス	Ar + 20%CH <sub>4</sub> 1 atm

### 3.8 SAMURAI 磁石

SAMURAI 磁石は荷電粒子の軌道を曲げるための超伝導双極子磁石である。最大磁場は 3.1 T、ビーム鉛直方向に 80 cm のアクセプタンスを持つ。荷電粒子の軌道を曲げることで中性子と分離し、荷電粒子のスペクトロスコピーを行う事が出来る。図 3.11 に概観を示す。本実験では、中心磁場を 2.9 T に設定した。

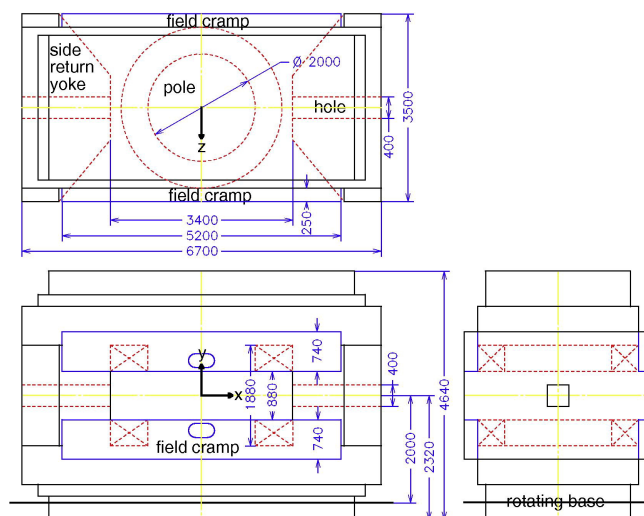


図 3.11: SAMURAI 磁石の概観 [23]。

### 3.9 PDC

PDC(Proton Drift Chamber;PDC) は、陽子の検出を行うための二層のドリフトチェンバーである。概観を図 3.12 に示し、仕様は表 3.7 に示す。

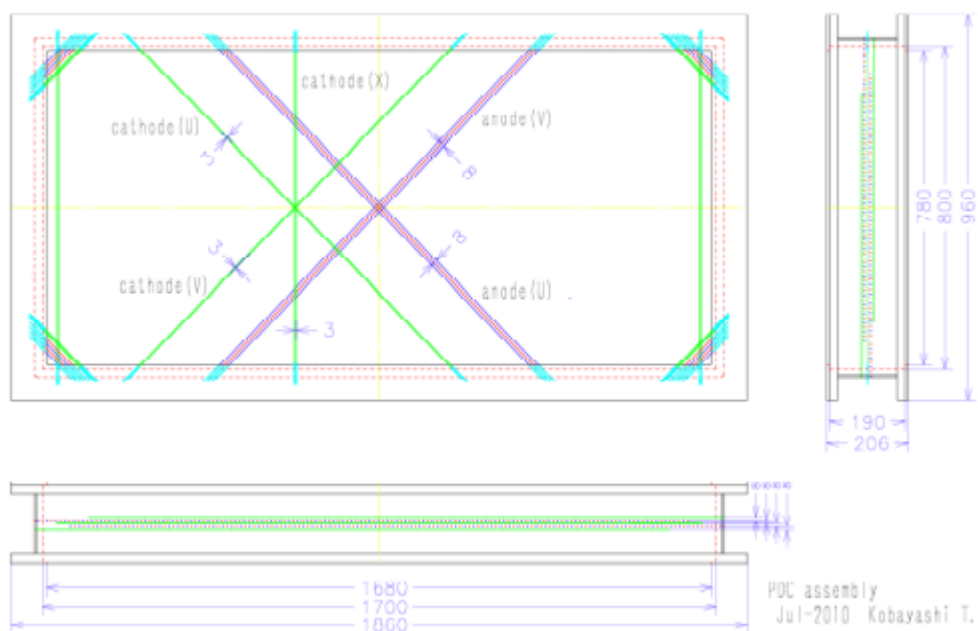


図 3.12: PDC の概観図。左図は正面図、右図は側面図 [23]。

表 3.7: PDC の仕様 [24]

有感領域	横 1700mm× 縦 800mm
アノードワイヤー数	106 本/層×2 層=212 本
ポテンシャルワイヤー数	107 本/層×2 層=214 本
カソードワイヤー数	544 本/層×3 層=1632 本
封入ガス	80% Ar、20% CH <sub>4</sub>

### 3.10 HODP、HODF

HODF(HODscope for Proton;HODF)、HODP(HODscope for Fragment;HODP) はそれぞれ陽子、荷電フラグメントのエネルギー損失と標的からの ToF を測定するための検出器。HODP は PDC の後方、HODF は FDC2 の下流に設置される。幅 10cm× 高さ 120cm× 厚さ 1cm のプラスチックシンチレータで構成されている。HODF は 24 本、HODP は 16 本より構成される。HODP の概観図を図 3.13 に示し、HODF、HODP の仕様を表 3.8、表 3.9 に示す。本実験では、標的に入射し <sup>8</sup>He から分解した <sup>6</sup>He をはじめとする荷電フラグメントの検出に用いた。

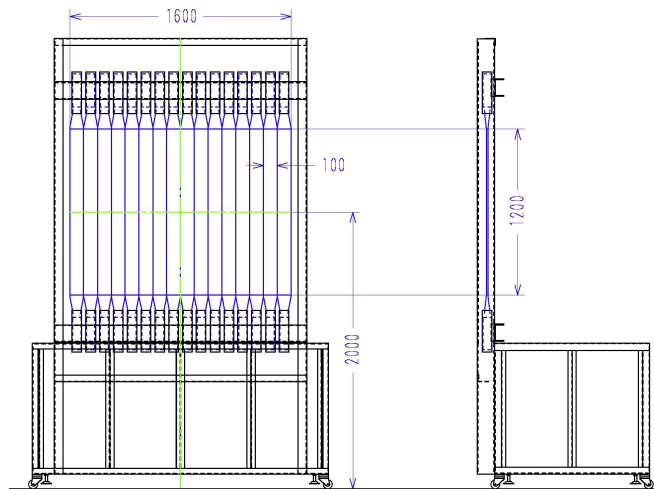


図 3.13: HODP の概観図。左図は正面図、右図は側面図 [23]。

表 3.8: HODF の仕様 [24]

有感領域	横 2400mm× 縦 1200mm
シンチレータの大きさ	100mm(W)×10mm(t)×1200mm(H)
シンチレータの本数	24 本

表 3.9: HODP の仕様 [24]

有感領域	横 1600mm×縦 1200mm
シンチレータの大きさ	100mm(W)×10mm(t)×1200mm(H)
シンチレータの本数	16 本

### 3.11 NEBULA

NEBULA(NEutron detection system for Breakup of Unstable nuclei with Large Acceptance;NEBULA) は SAMURAI の磁石の下流側に設置されている中性子検出器である。NEBULA は二つの wall で構成されている。1つの wall は、中性子検出用プラスチックシンチレータ NEUT と荷電粒子検出用の VETO から成り立つ。1つの wall は上流から 12 本の VETO の後ろ、1層に 30×2 本の計 60 本で構成される。以下図 3.14 に概観を、表 3.10 にそれぞれの検出器の仕様を示す。

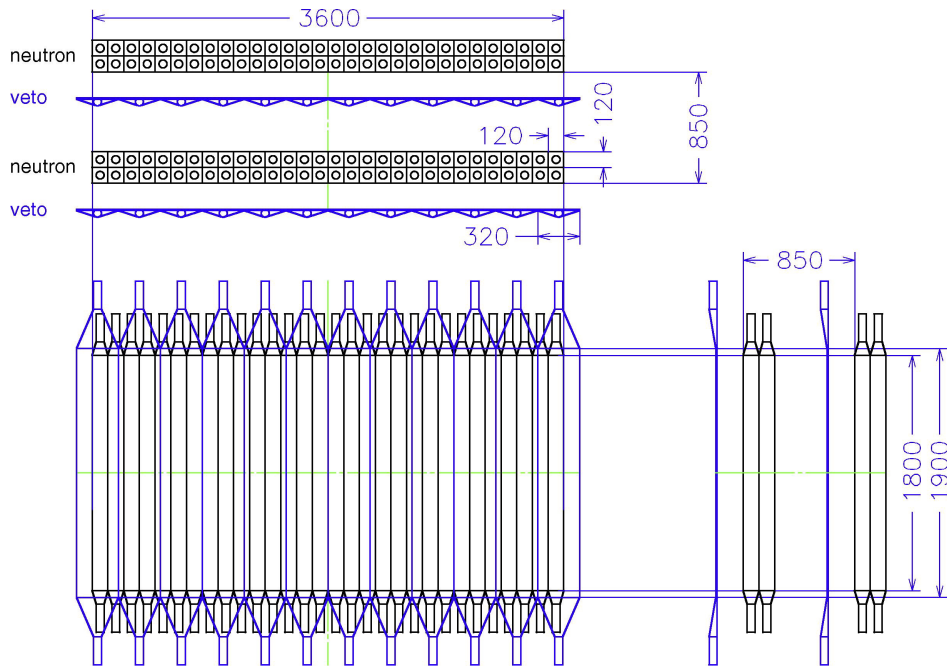


図 3.14: NEBULA の概観図。左下図は正面図、左上図は上面図、右図は側面図 [23]。

表 3.10: NEBULA の仕様 [27]

有感領域	横 320cm× 縦 180cm
NEUT	
シンチレータの大きさ	12cm(W)×12cm(t)×180cm(H)
モジュール数	30 本/層 ×4=120 本
VETO	
シンチレータの大きさ	32cm(W)×1cm(t)×190cm(H)
モジュール数	12 本/層 ×2=24 本

### 3.12 NEBULA PLUS

NEBULA PLUS は中性子の検出効率を上げるため、既存の NEBULA の前面に新たに NEUT を 90 本 (1 層目:44 本、2 層目:46 本)、VETO を 20 本追加して作られた中性子検出器である。ただし、本実験では NEBULA のみを使用した。

### 3.13 トリガー

本実験の解析に用いたトリガー条件は、NEBULA トリガーと Beam トリガーの and をとった N×B トリガーである。ただし、ビームトリガーには 1/2000 のダウンスケールファクターをかけ、トリガーレートを下げている。Beam トリガー、NEBULA トリガー回路については、図 3.15、3.16 に示す。Beam トリガーは、F13 に設置されている SBT1、SBT2 の左右の PMT からの信号を同じ検出した際に生成される。NEBULA トリガーは 1 つ以上の NEUT の上下の PMT からの信号が計測された際に作られる。

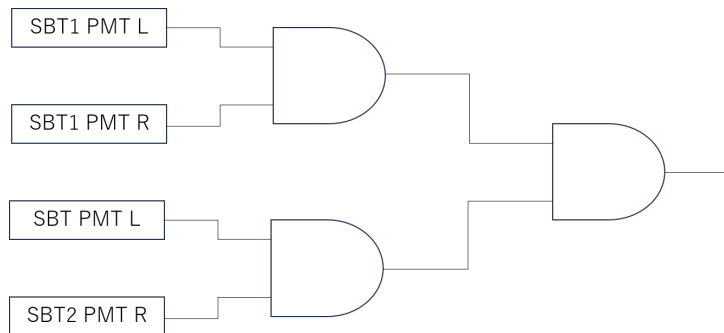


図 3.15: Beam トリガーの論理回路。

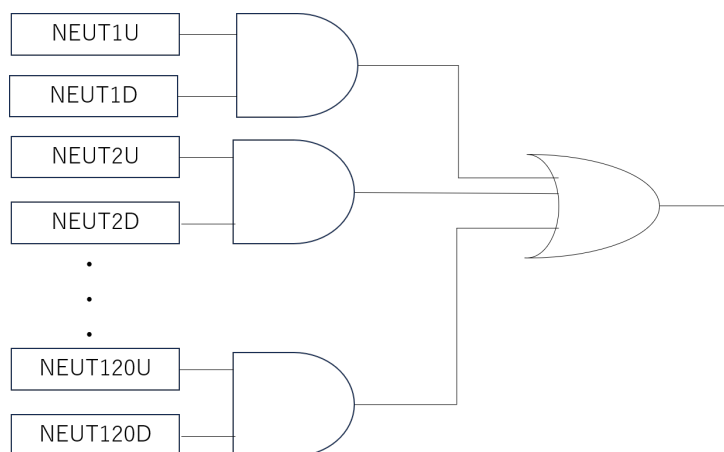


図 3.16: NEBULA トリガーの論理回路。

## 第4章

# 解析

本章では、本論文の目的とする  ${}^7\text{e}$  の相対エネルギー分布を得るために、以下の手順で解析を行った。

### 1. 二次ビームの解析

F7-F13 の間に粒子が通過する物質質量から ToF を算出する

### 2. 荷電フラグメントの解析

BDC1,2 からビームの飛跡を再構築することで、標的内部での角度と位置を外挿する。

### 3. 中性子の解析

HODF で粒子の電荷量を、FDC で磁気剛性を算出し、Z と A/Z から  ${}^6\text{He}$  のイベントを選別する。 ${}^6\text{He}$  の x、y、z 方向へのそれぞれの運動量分布を導出する。

#### 4. 1 中性子の選別

最速のイベントを 1 中性子と見なす。1 中性子イベントの運動量分布を導出する。

### 5. 励起エネルギーの導出

不変質量法により、 ${}^7\text{He}$  が持っていた不変質量を算出し、分解後の  ${}^6\text{He}$  と n の質量を引いて相対エネルギー  $E_{rel}$  を得る。

## 4.1 二次ビームの解析

### 4.1.1 二次ビームの識別

まず、二次ビームは ToF の値によって粒子の同定を行った。本実験の条件で生成されうる粒子は  ${}^9\text{Li}$  と  ${}^8\text{He}$  であり、 ${}^9\text{Li}$  を選別する必要がある。本実験で F7 からターゲットまで粒子が通過してくる物質は表 4.1 のようになる。

表 4.1: F7 から標的までのビームの通過物質。この物質リストと  $B\rho$  の値によって、標的までの ToF を算出することができる。

検出器 or 空間	物質	厚み [cm]	F7 からの距離 [cm]
drift	真空	9.4955	9.4955
F7 PPAC1	マイラー	0.0045	905
F7PPAC2	マイラー	0.0045	9.5045
drift	真空	40.3455	49.8500
F7 プラスチック	プラスチック	0.3000	50.1500
drift	真空	3548.2500	3598.4000
STQ25 下流面			
drift	真空	17.0726	3615.4726
マイラー	マイラー	0.0024	3615.4750
SBT1	プラスチック	0.1	3615.5750
drift	真空	7.9000	3623.4750
SBT2	プラスチック	0.1000	3623.5750
マイラー	マイラー	0.0024	3623.5774
drift	真空	62.5726	3686.1500
BDC2(window)	カプトン	0.0080	3686.1580
BDC2(C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> )	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	8.9760	3695.1340
BDC2(electrode)	カプトン	0.0080	3695.1420
BDC2(window)	カプトン	0.0080	3695.1500
drift	真空	91.0000	3786.1500
BDC2(window)	カプトン	0.0080	3786.1580
BDC2(C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> )	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	8.9760	3795.1340
BDC2(electrode)	カプトン	0.0080	3795.1420
BDC2(window)	カプトン	0.0080	3795.1500
drift	真空	21.1875	3816.3375
bulkhead	カプトン	0.0125	3816.3500
drift	空気	10.5440	3826.8940
Black sheet	ビニルクロライド	0.0100	3826.9040
hline bulkhead	カプトン	0.0080	3826.9120
drift	真空	62.4920	3889.4040
target	CH <sub>2</sub>	0.0100	3889.4140

$B\rho$  とこの物質リストによって、二次ビームが F7 から SBT までを何 ns で通過するかを算出できる。200 MeV の <sup>9</sup>Li は 212 ns 程度で F7 から SBT までを通過する。図 4.1 に、F7 から SBT までの飛行時間と SBT での電荷量の相関を示す <sup>9</sup>Li の ToF は 213 ns となる。対して、<sup>9</sup>Li の  $B\rho$  は D6 地点で 6.47 Tm であり、<sup>11</sup>Li が同じ値だったと仮定した場合、ToF は 243 ns となる。そのため、240 から 250 ns の間のイベントは <sup>11</sup>Li だと推察される。

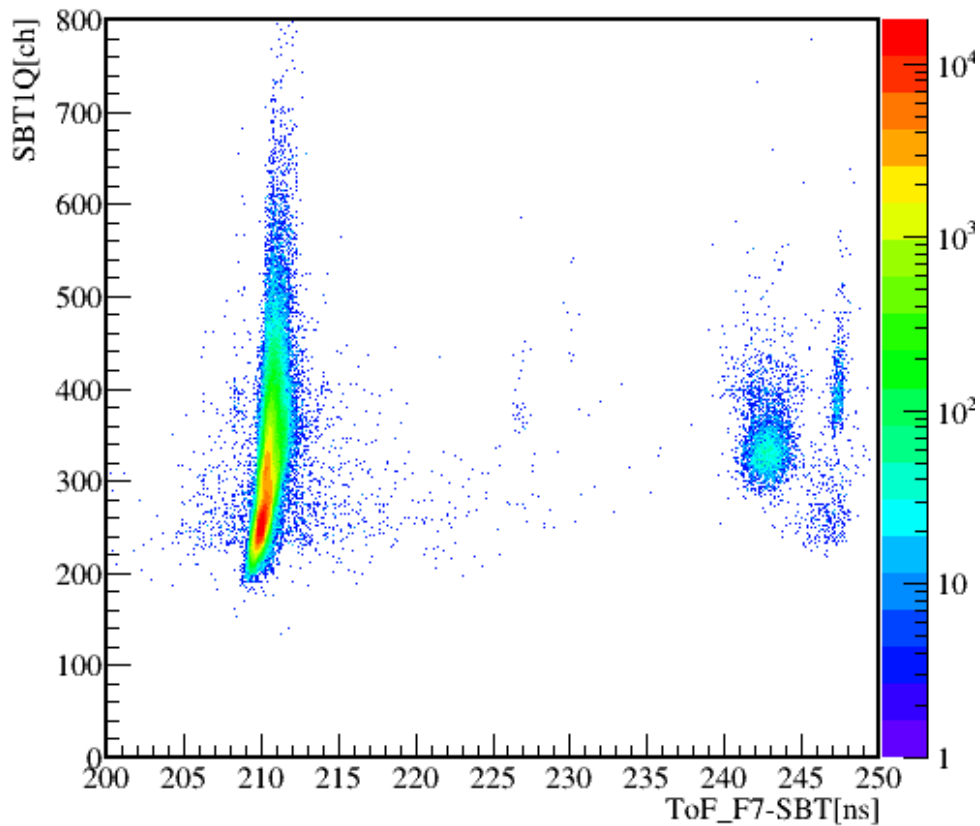


図 4.1: F7 から SBT までの飛行時間と SBT1 での電荷量の相関。210 ns のイベントは  ${}^9\text{Li}$  ビーム、240 ns より先は  ${}^{11}\text{Li}$  のイベントと考えられる。

#### 4.1.2 BDC による標的位置の外挿

BDC で取得するのは、時間情報である。SBT の信号を common stop、アノードワイヤーからの信号を start として、TDC 情報を取得している。荷電粒子が通過した位置で電離した電子が x、y 方向それぞれに 5 mm 間隔で張られたアノードに到達するまでの電子の移動時間が荷電粒子の通過した位置で電離下電子とワイヤーの間の距離に対応する。飛跡構築のためには TDC をドリフト距離に変換する必要がある。この工程を STC(Space to Time Conversion) とする。まず、入射ビームが一様分布であるという仮定、すなわ式 4.1 が成り立つとする。

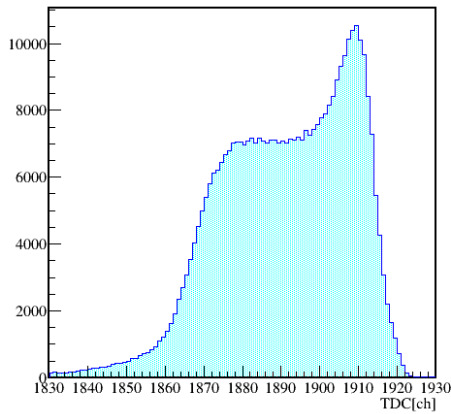
$$\frac{dN}{dx} = \text{const}(N \text{ は粒子数を示す}) \quad (4.1)$$

これを变形することで、

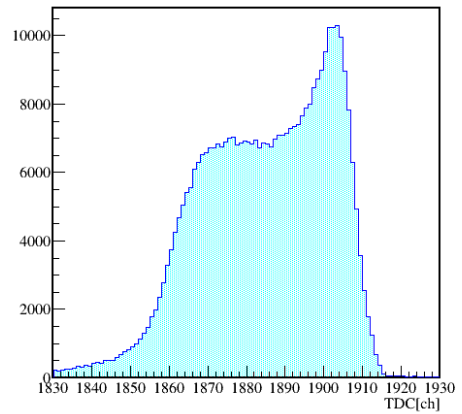
$$\frac{dN}{dx} = \frac{dN}{dt} \frac{dt}{dx} = C(\text{定数}) \quad (4.2)$$

$$x(t) = C \int_0^{T_{drift}} \frac{dN}{dt} dt \quad (4.3)$$

と变形される。 $T_{drift}$  は電子のドリフト時間であり、この時間をドリフト距離  $x(t)$  に変換出来る。定数  $C$  はワイヤーピッチの半分である 2.5 mm を観測した粒子の数  $N$  で割った数となる。本解析では、Layer 毎に TDC 分布を求め、ドリフト距離を式 4.3 によって得た。図 4.2a と図 4.2b は BDC1,2 の一層目の TDC 分布の図である。TDC の積分値とドリフト距離が対応する。



(a) BDC1 のレイヤー 1。



(b) BDC2 のレイヤー 2。

図 4.2: BDC1、BDC2 の TDC 分布。横軸は TDC[ch]。左図が BDC1 のレイヤー 1、右図が BDC2 のレイヤー 1。BDC の 8 つのレイヤーのうち最も上流側。

図 4.3 は TDC 情報を用いて STC を行った様子である。

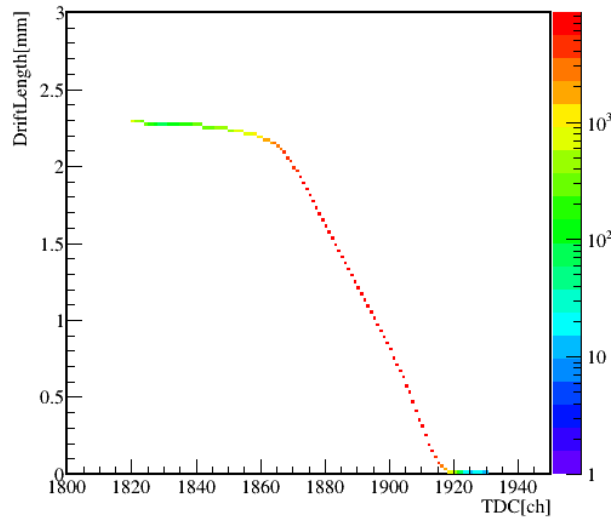


図 4.3: BDC1、レイヤー 1 の STC の様子。横軸は TDC[ch]、縦軸がドリフト距離 [mm] に対応する。ドリフト時間をビームの通過位置に変換している。

BDC の解析より、標的でのビームの通過位置および角度を式 4.4、式 4.5 のように外挿することが出来る。

$$x(\text{tgt}) = \frac{x(\text{BDC2}) - x(\text{BDC1})}{L_{\text{BDC1-BDC2}}}(L_{\text{tgt-BDC2}}) + x(\text{BDC2}) \quad (4.4)$$

$$\theta_x(\text{tgt}) = \arctan\left(\frac{x(\text{BDC2}) - x(\text{BDC1})}{L_{\text{BDC1-BDC2}}}\right) \quad (4.5)$$

$x(\text{tgt})$  や  $x(\text{BDC})$  は標的や BDC でのビームの通過した位置の  $x$  座標を、 $L_{\text{tgt-BDC2}}$  や  $L_{\text{BDC1-BDC2}}$  は標的と BDC、BDC1 と BDC2 の間の距離を示す。 $y$  軸に対しても同様の算出を行うことで、位置と角度の外挿が可能となる。図 4.5a にビームの  $xy$  分布を、図 4.6a に角度分布を示す。本実験の標的は縦 40 mm × 横 46 mm の長方形であるため、標的範囲内のイベントを選んで右図に載せる。また、 $x$  軸の正方向はビーム下流から見て右側、ビームに沿って左側が正方向である。図 4.4 に、ドリフトチェンバーの座標系の図を示す。ドリフトチェンバーは右手系。図 4.5b、図 4.6b は、 $-23 < x < 23$ 、 $-20 < y < 20$  という条件でゲートをかいた図である。このゲートは、標的の寸法を再現するためにかけた。

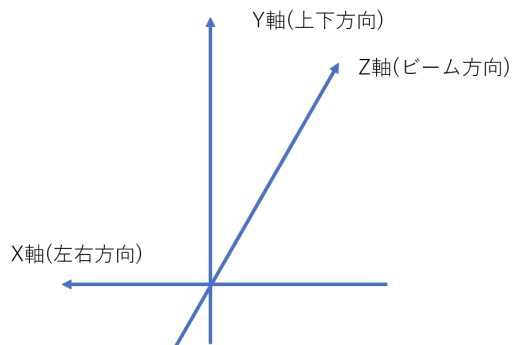
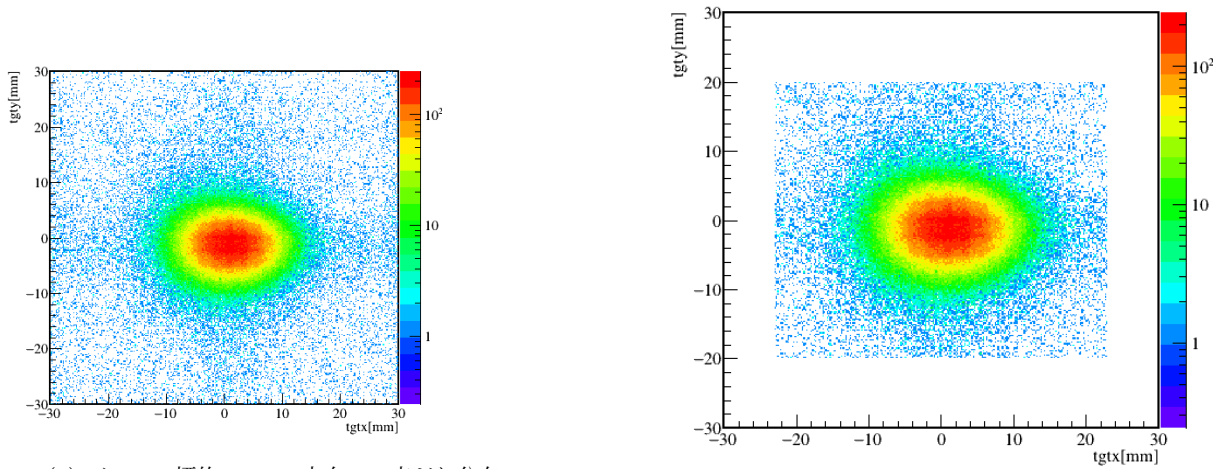


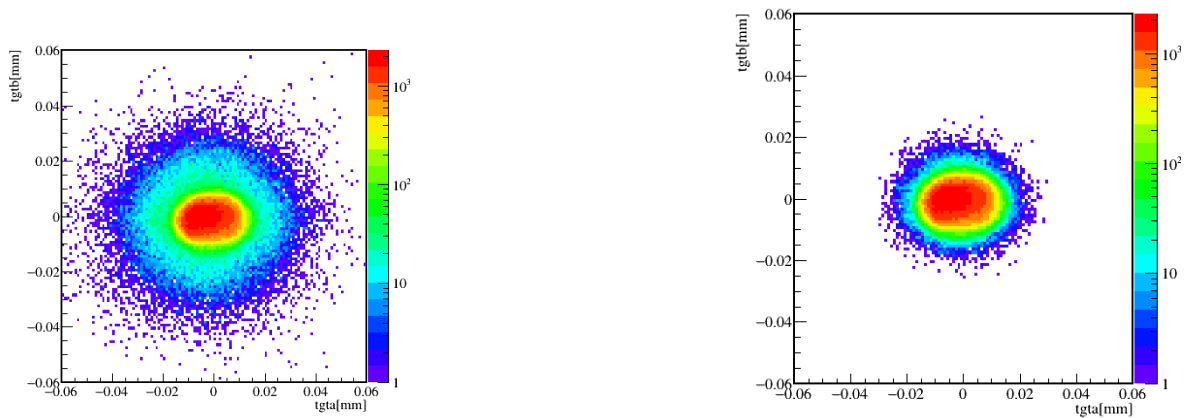
図 4.4: BDC の xyz 方向の定義。z 方向をビーム軸として、ビームに沿って左側が左側が  $x$  軸正方向。



(a) ビームの標的での  $xy$  方向への広がり分布。

(b)  $-23 < x < 23$ 、 $-20 < y < 20$  でゲートをかいた図。

図 4.5: 標的でのビームの  $xy$  方向への広がり分布。両方とも横軸は  $x$  方向、縦軸は  $y$  方向を示し、単位は  $\text{mm}$ 。(a) は標的の寸法によるゲートをかけず (b) はゲートをかけている。

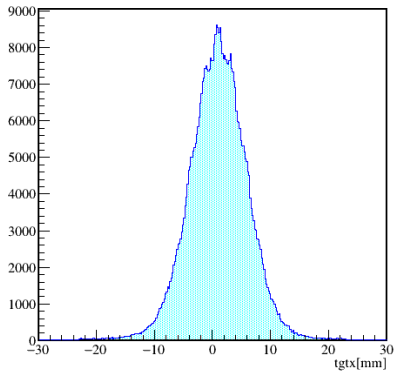


(a) 標的での角度方向分布。単位は  $\text{rad}$ 。

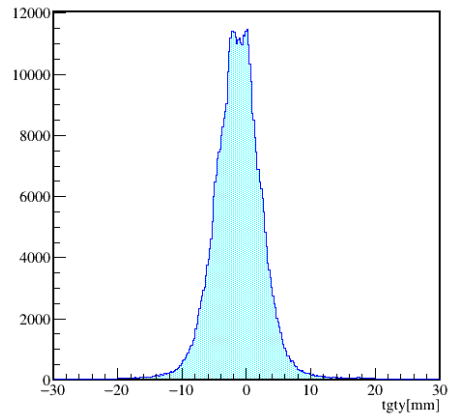
(b)  $-23 < x < 23$ 、 $-20 < y < 20$  でゲートをかいた図。

図 4.6: 標的でのビームの角度方向の分布。両方とも横軸は  $x$  方向の角度、縦軸は  $y$  方向の角度を示し、単位  $\text{rad}$ 。(a) は標的の寸法によるゲートをかけず (b) はゲートをかけている。

図 4.7a、4.7b は  $xy$  方向への広がり分布を 1 次元に射影した図である。横方向  $46 \text{ mm}$ 、縦方向  $40 \text{ mm}$  に対して十分にビームの分布は収まっている。

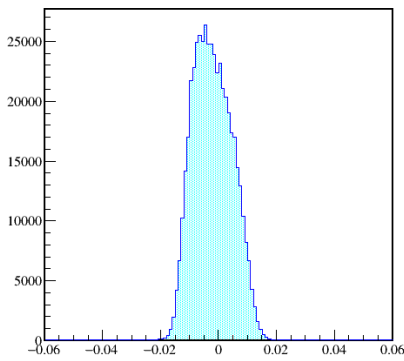


(a) ビームの  $xy$  分布の  $x$  方向への射影。単位は mm。

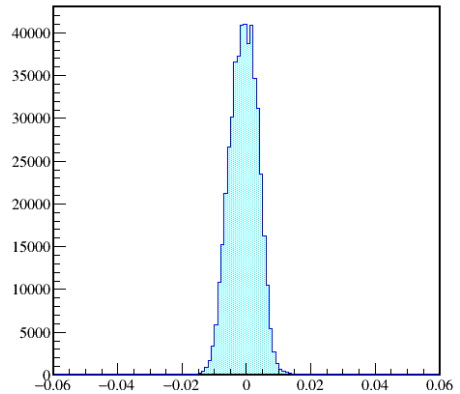


(b) ビームの  $xy$  分布の  $y$  方向への射影。単位は mm。

図 4.8a、4.8b は角度分布をそれぞれ 1 次元に射影した図である。  $x$  方向への角度のピークは 0 からずれており、これは中性子、荷電フラグメントの  $x$  方向の運動量分布に対して影響した。



(a) ビームの角度分布の  $a$  方向への射影。単位は rad。



(b) ビームの角度分布の  $b$  方向への射影。単位は rad。

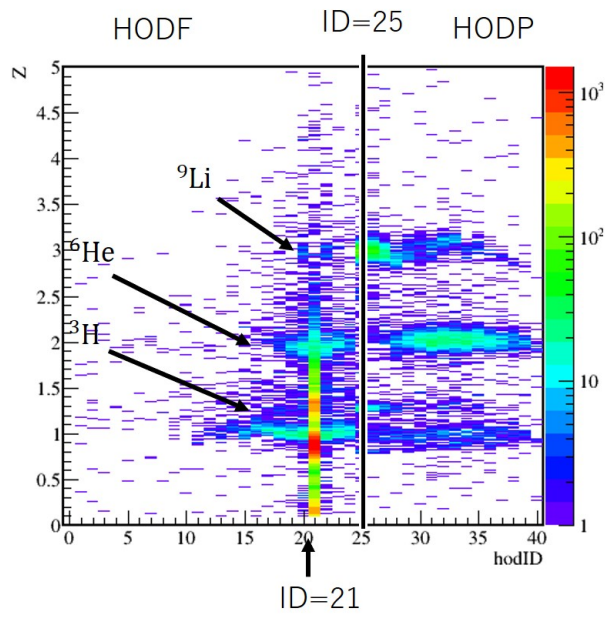
## 4.2 荷電粒子フラグメントの同定

荷電フラグメントの同定は、以下の手順で行う。

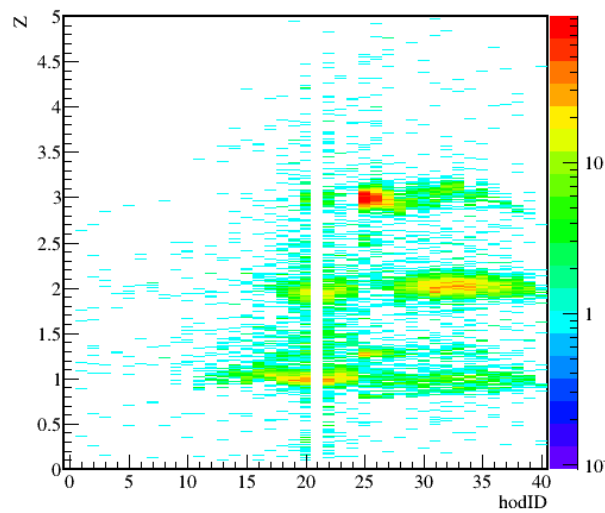
1. HODF による  $Z$  の同定
2. FDC2 により  $B\rho$  を算出し、 $A/Z$  を同定する
3.  $Z$  と  $A/Z$  により、粒子識別を行う。

#### 4.2.1 HOD による Z の同定

図 4.9a は HOD のシンチレータ ID と波高を Z に変換した図である。ここで、ID=21 はゲインが大きく下がっているため ID=21 は排除して以降の解析を行う。排除した図を図 4.9b に示し、ID=1 から 24 である HODF の一次元へ射影した図を図 4.10 に示す。



(a) HODID と電荷  $Z$  のプロット。ID=21 番に  ${}^9\text{Li}$  が集中している。



(b) HODID と電荷  $Z$  のプロット。ID=21 番を除いた図。

図 4.9: HOD の ID と  $Z$  のプロット。縦軸は  $Z$ 、横軸は HOD の ID を示す。ID=24 までは HODF、25 から先は HODP である。

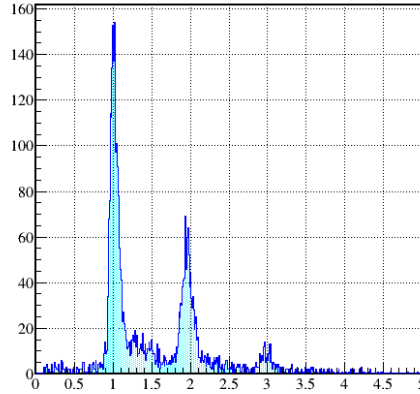


図 4.10: HODF の Z 一次元ヒストグラム

Z=2 のピークは、幅が  $\sigma = 0.091$  であり、 $\frac{Z}{\Delta Z} \sim 24.41$  であるため、十分に Z=2 は分離できている。

#### 4.2.2 FDC による A/Z の同定

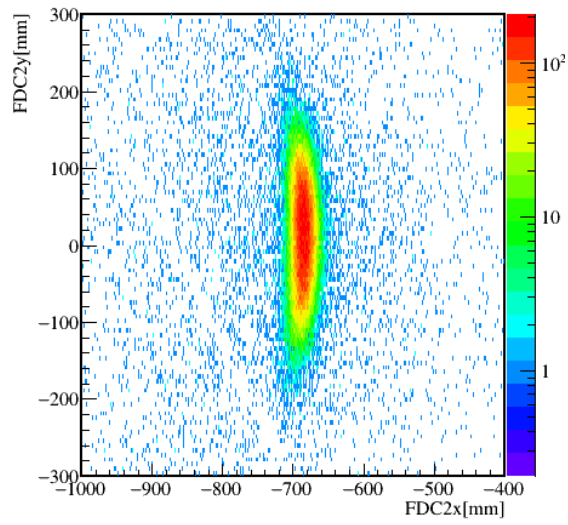
FDC1,2 での角度から算出した磁気剛性  $B\rho$  を用いて、A/Z を算出する。式 4.6 は、FDC1,2 での荷電粒子の角度から  $B\rho$  を算出するための式である。

$$B\rho = BrX[i] \left[ 1 + \frac{1}{100Mat23[j]} (angx + \phi[i] - Mat21[j]tgtx - Mat22[j]fdc1a) \right] \quad (4.6)$$

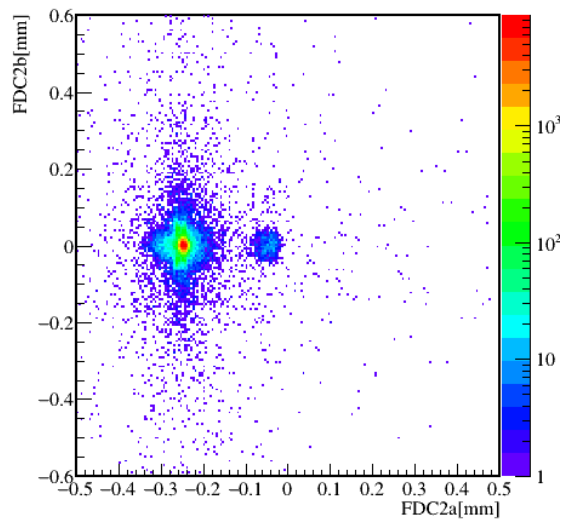
ここで、Mat[j] は行列要素、angx は FDC2 での x 方向の角度、tgtx は標的での x 方向の位置、fdc1a は FDC1 での x 方向の角度を示す。 $B\rho$  を用いて、A/Z は粒子の速度  $\beta$ 、ローレンツ因子  $\gamma$  と統一原子質量単位式  $m_u$  を用いて式 4.7 のように表される。

$$\frac{A}{Z} = \frac{B\rho c}{\beta\gamma m_u} \quad (4.7)$$

図 4.11b に、FDC2 での粒子の角度分布を示す。



(a) FDC2 での粒子の位置分布。横軸は  $x$  方向、縦軸は  $y$  方向、両方とも単位は mm。



(b) FDC2 での粒子の角度分布。横軸は  $x$  方向の角度、縦軸は  $y$  方向の角度を示し、両方とも単位は rad。

図 4.11: FDC2 での粒子の位置、角度分布。

### 4.2.3 荷電粒子の PI

計算される磁気剛性は図 4.12 のようになる。

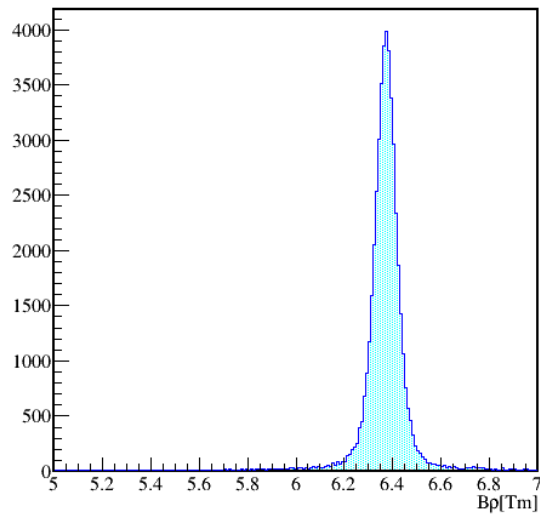


図 4.12:  $B\rho$  の計算値

先ほどの  $Z$  と合わせた PI の結果は図 4.13 に示す。 $t$ 、 ${}^6\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$  の島が見えている。

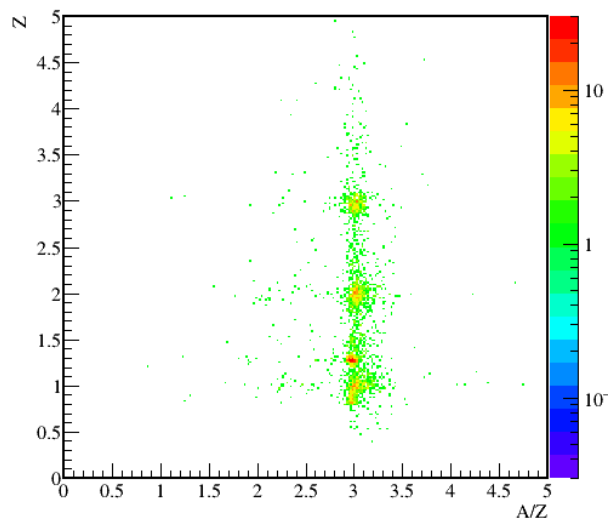


図 4.13: PI 図。HODF のみ。下から  $t$ 、 ${}^6\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$  の島が現われている。

以上によって  ${}^6\text{He}$  の同定を行った。

#### 4.2.4 ${}^6\text{He}$ の運動量分布

荷電粒子の運動量、エネルギー、成分に関しては以下のように計算できる。ここで、角度  $a, b$  は FDC1 での荷電粒子の位置と標的での位置から導出した角度を表す。

$$|P| = 299.79B\rho Z \quad (4.8)$$

$$P_z = \frac{P}{\sqrt{(1 + \tan^2 a + \tan^2 b)}} \quad (4.9)$$

$$P_x = P_z \tan a \quad (4.10)$$

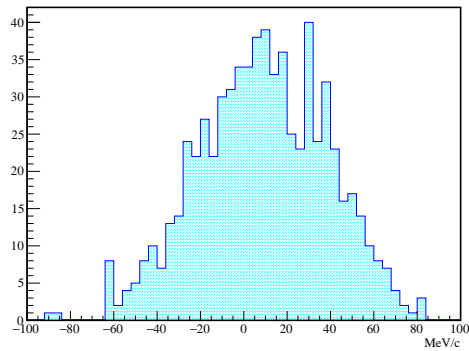
$$P_y = P_z \tan b \quad (4.11)$$

$$E_{{}^6\text{He}} = \sqrt{(P^2 - M_{{}^6\text{He}})} \quad (4.12)$$

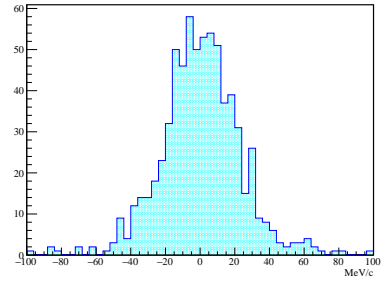
角度  $a, b$  は式 4.13 のように導出した。

$$a = \arctan \frac{x(\text{FDC1}) - x(\text{tgt})}{L_{\text{FDC1-tgt}}} \quad (4.13)$$

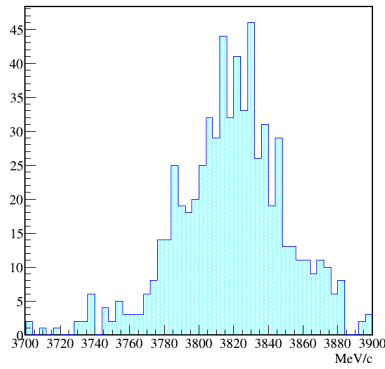
$x(\text{FDC1})$ 、 $x(\text{tgt})$  はそれぞれ FDC1、標的でのフラグメントの  $x$  座標を表す。 $y$  方向の角度  $b$  も同様にそれぞれの  $y$  座標を用いて算出する。 $L_{\text{FDC1-tgt}}$  は FDC1 と標的の距離を表し、本研究では 1955.5 mm である。図 4.14a、図 4.14b、図 4.14c に導出した  ${}^6\text{He}$  の運動量の  $x$ 、 $y$ 、 $z$  分布をそれぞれ示す。いずれも単位は MeV/ $c$ 。



(a) 運動量  $x$  成分。  $\sigma = 30.27(95)$



(b) 運動量  $y$  成分。  $\sigma = 19.98(70)$



(c) 運動量  $z$  成分。  $\sigma = 29.3(13)$

図 4.14:  ${}^6\text{He}$  の運動量分布。横軸はいずれも  $\text{MeV}/c$ 。

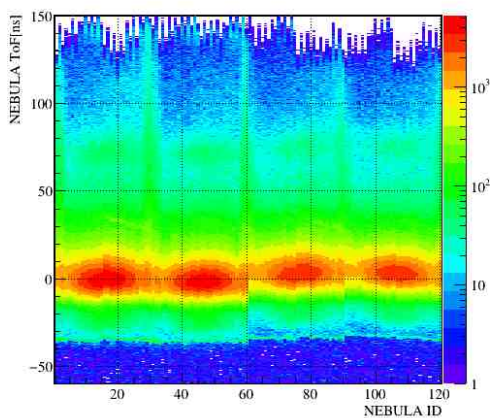
## 4.3 中性子の解析

### 4.3.1 NEBULA の時間較正

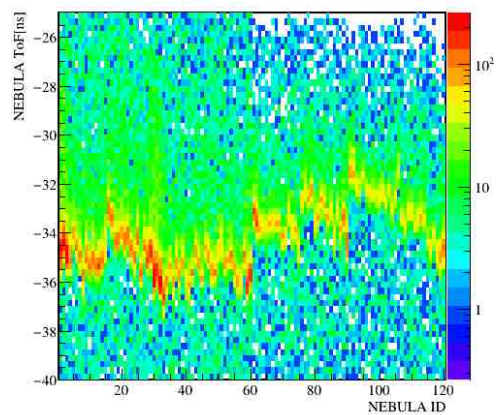
まず、NEBULA の時間較正、エネルギー較正は行われていたため、NEBULA と標的間の ToF の較正を行った。NEBULA の時間情報と SBT の時間情報から、SBT と標的間の時間を計算して引き、オフセットを足して行った。

$$\text{ToF}_{\text{NEB-tgt}} = T_{\text{NEB}} - T_{\text{SBT}} - \text{ToF}_{\text{SBT-tgt}} + \text{offset} \quad (4.14)$$

標的から SBT までの ToF は、ビーム上流側の F7-F13 間の ToF と、計算によって求めた標的-SBT 間の ToF を二次関数でフィッティングし、 $\text{ToF}_{\text{F7-F13}}$  と  $\text{ToF}_{\text{SBT-標的}}$  を求めた。オフセットの計算には、Cu 標的の run を用いた。標的位置から放出される  $\gamma$  線によりピークを求めた。図 4.15a に ToF と ID の相関を、図 4.15b に  $\text{ToF} < -20$  の  $\gamma$  線のイベントのみを拡大した図を示す。



(a)  $\gamma$  線のランにおける、ID と ToF の相関図。  
ToF=-40~-30 に  $\gamma$  線のイベント。ToF から  $\gamma$  線の飛行時間を引いている。



(b) gamma 線イベントのみの拡大図

図 4.16 にオフセット較正後の  $\gamma$  線のイベント拡大図を示す。

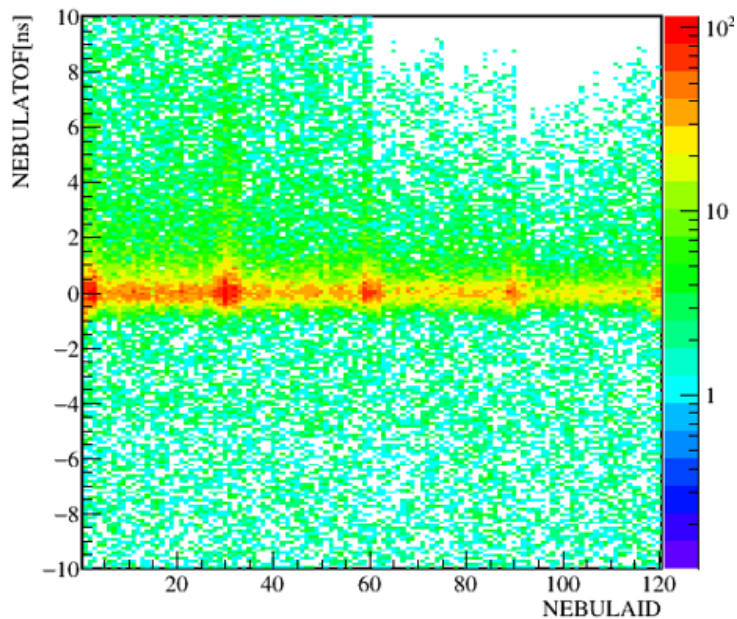


図 4.16: オフセット較正後の  $\gamma$  線イベント。中央値が 0 に集まっている事が分かる。

#### 4.3.2 1 中性子ヒットの選定

時間較正を行った後には、1 中性子ヒットの選定を行った。本研究では、NEBULA のヒットの定義として、1 イベントの中で

1. Veto で信号が検出されなかった
2. NEUT での発光量が 6 MeVee 以上
3. ToF が 40ns 以上

以上を満たした信号をヒットと呼ぶこととした。1 イベント内で、これらの条件を満たしたヒットの ToF を小さい順に並び替え、ToF が小さいイベントから順番に 1 番目のヒット、2 番目のヒット、… と呼ぶことにした。本研究で解析する 1 中性子崩壊のチャンネルでは、1 番目のヒットを解析に用いるヒットとした。このヒットの ToF、反応位置から中性子の運動量ベクトルを計算した。図 4.17 は、そのようにして選択した中性子の ToF の分布を示している。

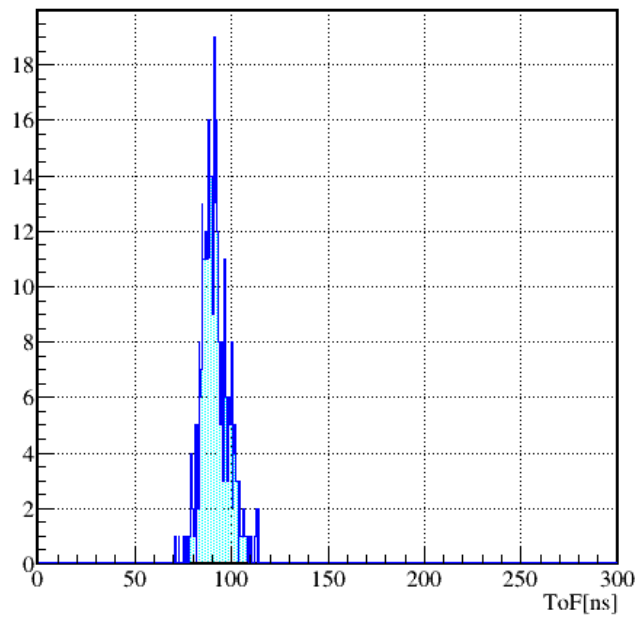


図 4.17: 1 中性子イベントの時間分布。

### 4.3.3 中性子の運動量分布

中性子検出器 NEBULA の中性子の測定位置、標的から NEBULA までの ToF から運動量ベクトルは以下のように求めることができる。

$$L = |\vec{r}_{tgt} - \vec{r}_{NEB}| \quad (4.15)$$

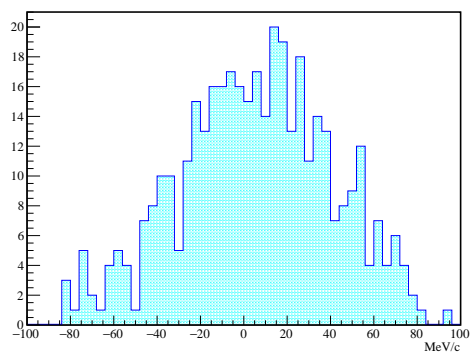
$$\beta_n = \frac{L}{\text{ToF}_{tgt-NEB} \times c} \quad (4.16)$$

$$P_n = m_n \beta_n \gamma_n \quad (4.17)$$

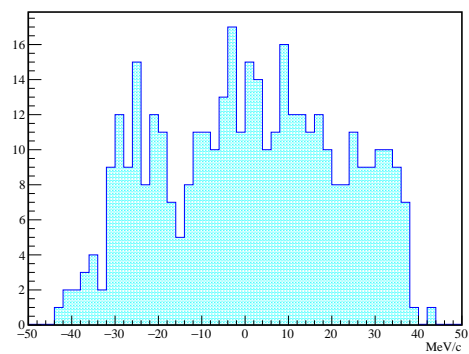
$$\vec{P}_n = \frac{r_{tgt} - r_{NEB}}{L} P_n \quad (4.18)$$

$\vec{r}_{tgt}$ ,  $\vec{r}_{NEB}$  はそれぞれ標的で崩壊する瞬間の位置ベクトル、NEBULA で測定した中性子の位置ベクトル、 $L$  は中性子の飛行距離、 $\text{ToF}_{tgt-NEB}$  は標的と NEBULA での検出位置までの飛行距離、 $m_n$  は中性子の質量を

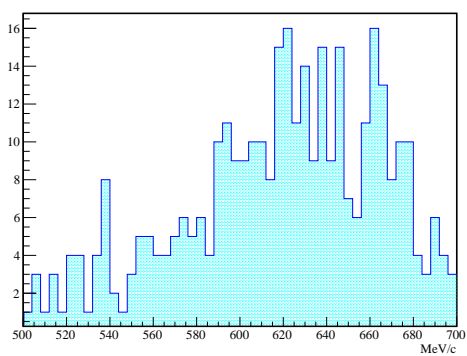
示す。 $\vec{r}_{tgt}$  は BDC から、ToF と  $r_{NEB}$  は NEBULA の測定値から求められる。図 4.18a、図 4.18b、図 4.18c に導出した中性子の運動量の  $x$ 、 $y$ 、 $z$  分布をそれぞれ示す。いずれも単位は  $\text{MeV}/c$ 。



(a) 運動量  $x$  成分。  $\sigma = 34.2(17)$



(b) 運動量  $y$  成分。  $\sigma = 19.69(79)$



(c) 運動量  $z$  成分。  $\sigma = 47.7(29)$

図 4.18: 中性子の運動量分布。横軸はいずれも  $\text{MeV}/c$ 。

## 第5章

# 結果と議論

相対エネルギー分布は図 5.1 のようになる。

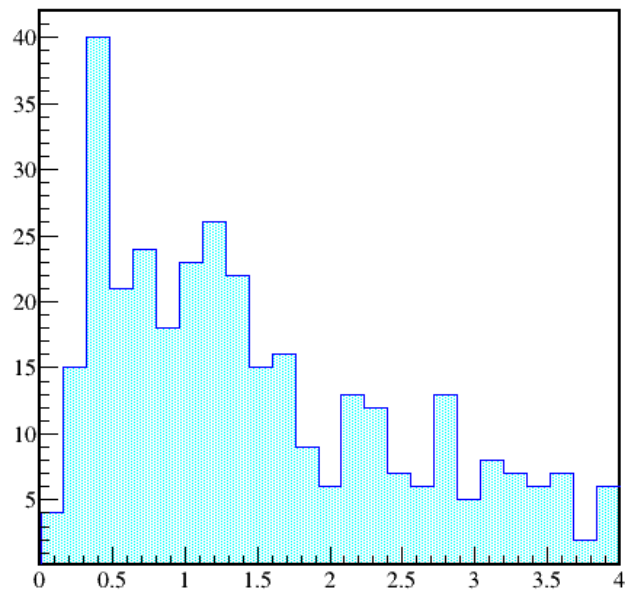


図 5.1:  ${}^6\text{He}+n$  の相対エネルギー分布。

このスペクトルを、Breit-Wigner 分布 (R 行列を取り入れた共鳴公式) を用いてフィッティングを行い共鳴状態のエネルギーをと幅を求める。Breit-Wigner 分布は

$$f(E; E_r, \gamma) = \frac{\Gamma(E)}{(E - E_r - \Delta(E))^2 + (\frac{1}{2}\Gamma(E))^2} \quad (5.1)$$

のように表される。ここで  $E_r$  は共鳴エネルギー、 $\Gamma(E)$  は共鳴幅、 $\Delta(E)$  はシフト因子である。R 行列理論によると、幅にはエネルギー依存性があり

$$\Gamma(E) = 2P(E)\gamma^2 \quad (5.2)$$

と書ける。ここで  $P(E)$  は透過因子と呼ばれ、中性子の場合は軌道角運動量に起因する遠心力障壁の透過率を表す。 ${}^7\text{He}$  の基底状態や定例期所帯では中性子は  $p_{3/2}$  か  $p_{1/2}$  の軌道を占有するため、 $l = 1$  の場合の透過因子は

$$P(E) = \frac{\rho^3}{1 + \rho^2} \quad (5.3)$$

$$(5.4)$$

となる。ここで、

$$\rho = \frac{\sqrt{(2\mu E)}}{\hbar c} R \quad (5.5)$$

である。R はチャンネル半径で、

$$R = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) = 3.94 \text{ fm} \quad (5.6)$$

である。慣例に従い、 $r_0 = 1.4 \text{ fm}$  を用い、また  ${}^6\text{He} + n$  であるため  $A_1 = 6$ 、 $A_2 = 1$  である。ここで  $\gamma^2$  は換算幅と呼ばれ、 ${}^7\text{He}$  が  ${}^6\text{He} + n$  という完全な 1 粒子状態であれば (スペクトロスコピック因子が 1 であれば)、

$$\gamma^2 = \frac{\hbar^2}{2\mu R^2} = 1.56 \text{ MeV} \quad (5.7)$$

となる、スペクトロスコピック因子は通常 1 より小さいため、これが最大値となる。一方シフト関数は

$$\Delta(E) = (S(E_r) - S(E)) \frac{\Gamma(E)}{2P(E)} \quad (5.8)$$

のように書け、ここで  $S(E)$  はシフト因子で

$$S(E) = -\frac{1}{1 + \rho^2} \quad (5.9)$$

と表される。本解析では、Breit-Wigner 分布式である式 5.1 に検出器の分解能を畳み込んだ。畳み込みの手法は、畳み込みを含めた Breit-Wigner 関数を  $F(E)$  として

$$F(E) = N \int B(E') G(E - E'; \sigma(E)) dE' \quad (5.10)$$

$$G(E - E'; \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(E - E')^2}{2\sigma^2}\right] \quad (5.11)$$

となる。N は全体ノルム係数を表す。ここで、分解能としては、SAMURAI で行われた  ${}^{19}\text{B}$  のクーロン分解 [28] と同等と仮定し、 $0.25E^{0.53}$  で与えられるとした。

最初に、図 5.1 の実験で得られたスペクトルが一つの共鳴状態から成るとして式 5.1 を分解能で畳み込んだ関数でフィッティングした結果を図 5.2 に示す。

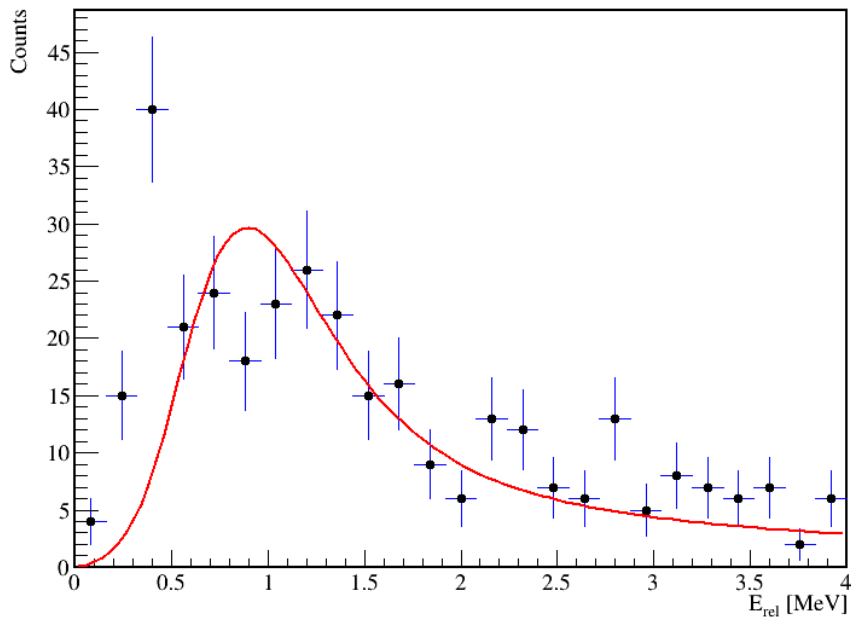


図 5.2: 基底状態のみが存在するとした場合のフィッティング結果。赤線がフィッティング関数のグラフである。横軸は  ${}^6\text{He}+n$  の相対エネルギー、単位は MeV。

$E_r = 0.94(7)\text{MeV}$ 、 $\gamma^2 = 2.11(5)\text{MeV}$ 、 $\Gamma = 0.86(-)$  となった。 $\chi^2/\text{ndf}$  の値は  $69.48/22=3.16$  であり、フィッティングが上手くいったとは言えない。

次に、基底状態  $E_r = 0.44\text{MeV}$ 、 $\Gamma=0.16\text{MeV}$  を固定し、励起準位が一つ存在すると仮定して励起準位のパラメーターを自由パラメーターとして、フィッティングを行った。 $\gamma^2$  は一つの共鳴状態のみとしたときと同じく  $1.56\text{MeV}$  に制限をかけた。その結果が図 5.3 である。

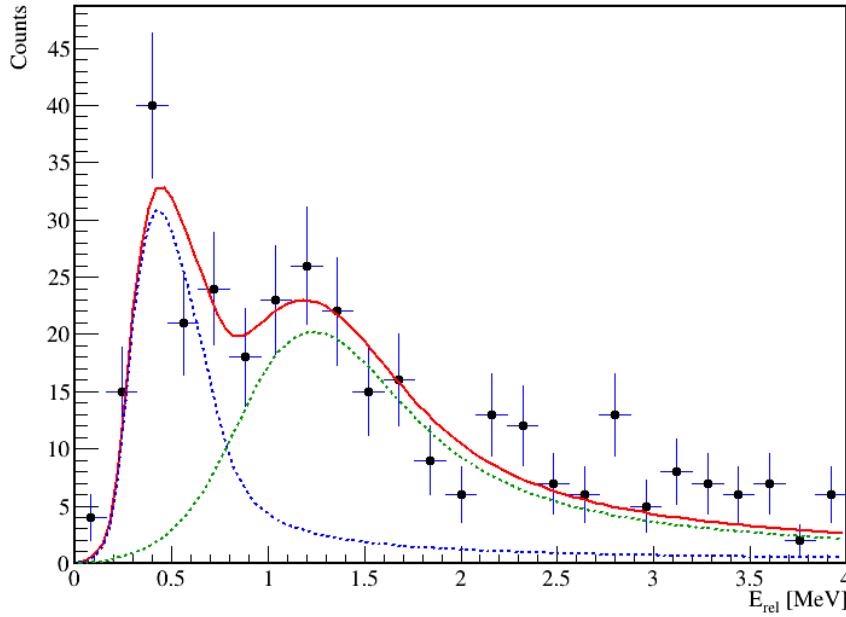


図 5.3: 基底状態に加えて励起状態が存在すると仮定した場合のフィッティング結果。青が基底状態の Breit-Wigner 分布、緑が励起状態の Breit-Wigner 分布、赤はその合成である。

$E_r = 1.29(7)\text{MeV}$ 、 $\Gamma = 1.28(9)\text{MeV}$  となる。 $\chi^2/\text{ndf}$  の値は  $33.48/21 = 1.59$  となった。得られた励起準位のスペクトロスコピック因子は上限値となった。これは他の状態がさらに存在していることを示唆しているかも知れない。本研究では  ${}^9\text{Li}$  の当たる HODF のシンチレータが使えなかったこと、NEBULA-PLUS のデータ解析を行っていないことから、統計量は必ずしも十分でない。第三のピークの解析は今後の課題である。

$E_r \sim 1\text{ MeV}$  の実験結果は先行研究 [19] による  ${}^8\text{He}(p,d)$  反応の [19]0.9(5)MeV の励起状態が確認されている。本研究でのピークはこの先行研究のピークであると解釈し、一致度を比較、考察する。先行研究でのピークは 0.9(5)MeV、幅は 1.0(9)MeV と報告されている。本研究でのピーク値と幅の比較の一致度は、

$$n_\sigma = \frac{|x_{\text{prev}} - x_{\text{exp}}|}{\sqrt{\sigma_{\text{prev}}^2 + \sigma_{\text{exp}}^2}} \quad (5.12)$$

で評価する。添字の prev、exp はそれぞれ先行研究と本実験を表す。共鳴エネルギーの一致度は

$$n_\sigma = \frac{|0.9 - 1.28|}{\sqrt{0.5^2 + 0.07^2}} \sim 0.77 \quad (5.13)$$

となり、 $1\sigma$  以内で一致している。同様に幅  $\Gamma$  についても、

$$n_\sigma = \frac{|1.28 - 1.0|}{\sqrt{0.9^2 + 0.09^2}} = 0.31 \quad (5.14)$$

であり、統計的に矛盾しない。以上より、本研究で得られたピークは 0.9 MeV のピークと一致すると結論づけた。理論研究では、 ${}^7\text{He}$  で予測される励起状態は最初の 3 つが  $1/2^-$ 、 $5/2^-$ 、 $3/2^-$  となっている。ただし、先行研究と比較しても  $1\sigma$  以内に収まるがやや離れていることもあり、 $1/2^+$  の状態が本研究のピークである可能性もある。

## 第6章

# まとめと展望

本研究では  $\text{CH}_2$  標的を用いた  ${}^7\text{He}$  の一中性子分離反応を用いた  ${}^7\text{He}$  の励起状態探索実験を行った。実験は理化学研究所の加速器施設 RIBF で行われ、250 MeV の一次ビーム  ${}^{18}\text{O}$  から核は再反応を用いて生成した 200 MeV の  ${}^9\text{Li}$  を  $\text{CH}_2$  標的に入射させ、 ${}^9\text{Li}(p,2p)$  反応を経由して  ${}^7\text{He}$  を生成した。 ${}^7\text{He}$  から放出される荷電フラグメントと中性子の運動量の同時測定には、多種粒子測定装置 SAMURAI を用い、不変質量法によって相対エネルギーの分布を導出した。結果として、励起状態に 1.29(7)MeV、 $\Gamma = 1.28(9)$  MeV を得た。先行研究とは  $1\sigma$  以内で励起エネルギー、 $\Gamma$  を再現した。

今後は、HODF の使えなかったシンチレータを用いる、NEBULA-PLUS を用いることで統計量を増やすなどを行い、さらなる励起状態を探すこと、換算幅のより正しい値を求めスペクトロスコピック因子を導出することなどが期待される。

# 謝辞

本研究の遂行にあたり、多くの方々から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氏からは研究、解析についての指導、研究者としての思考、専門的な知識や技術を何度も授けていただきました。本研究室の助教授である花井周太郎氏には本論文への指摘、コメントをいただき、また解析に必要な知識についての助言を何度もいただきました。佐藤義輝特任准教授には、特に本実験におけるセットアップ、各機器の条件などについて数多くの資料を授けてくださいました。先輩の松井智輝氏や石黒宗一郎氏には、荷電粒子の解析、ドリフトチェンバー系での解析および磁気剛性の計算において度々質問をし、大澤悠真氏には中性子解析のことで多くのことを教えていただきました。同輩の槇村泰都氏、Malladi Vskchntamani Sai Sisir Chandrachud 氏、後輩の白壁暁氏、武内悠仁氏、岩木順生氏、藤村俊輔氏、伊原健行氏には研究以外の点、研究に役立つ補助ツールなどについても教わることが蟻研究の励みとなりました。また、本実験を支えてくれた理化学研究所の方々など、学外で研究を支えてくださった多くの方々似も心から感謝を申し上げます。最期に、6年間の大学生活を支えてくださった家族に心から感謝いたします。

## 参考文献

- [1] FC Barker et al., Aust J Phys (1985) **38** (4): 563–576.(1985)
- [2] D.V. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, et al., Nuclear Phys. A **633** (1998) 234.
- [3] Yu. Aksyutina, H.T. Johansson, T. Aumann, et al., Phys. Lett. B **679** (2009) 191
- [4] J.E. Bond, F.W.K. Firk, Nuclear Phys. A **287** (1977) 317
- [5] M.J. Balbes, G. Feldman, L.H. Kramer, et al., Phys. Rev. C **43** (1991) 343
- [6] Seth, M. Artuso, D. Barlow, et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1930.
- [7] F.C. Barker, Nuclear Phys. A **741** (2004) 42
- [8] L. Chen, B. Blank, B.A Brown, et al., Phys. Lett. B  
[9] (2001) 21.
- [10] M.S.Golokov et al., Phys. Rev. C **76**, 021605(R) (2001)
- [11] A.A. Korshennikov, K. Yoshida, D.V. Aleksandrov, et al., Phys. Lett. B **326** (1994) 31–36.
- [12] A.N. Ostrowski, H.G. Bohlen, B. Gebauer, et al., Phys. Lett. B **338** (1994) 13.
- [13] H.T. Johansson, Yu. Aksyutina, T. Aumann, et al., Nuclear Phys. A **842** (2010) 15
- [14] R. H. Stokes and P. G. Young, et al., Phys. Rev. Lett. **18**, 611 (1967).
- [15] A.A.Korshennikov. et al., Phys. Rev. Lett. **82**,3581(1999)
- [16] M.S.Golovlov et al., Phys. At. Nucl .**64**,1244(2001)
- [17] H.G.Bohlen et al., Phys Rev C. **64** 024312(2001)
- [18] M.Meister.et al, Phys.Rev.Lett.**88**.102501(2002)
- [19] F.Skaza et al., Phys.Rev.C**73** 044301 (2006)
- [20] M.S.Golovkov et al., Phys Rev. C **109** L061602(2024)
- [21] F. Renzi et al., Phys.Rev. C **94**,024619(2016)
- [22] D.M.Rodkin et al., Phys. Rev. C**104**044323(2021)
- [23] T. Kobayashi et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. 317, 294 (2013)
- [24] Charged Particle Detector  
<https://ribf.riken.jp/SAMURAI/index.php?ChargedParticleDetector> (参照 2026-01-15)
- [25] 山田啓貴, 卒業論文, 東京工業大学 (2016)
- [26] 松井智輝, 修士論文, 東京工業大学 (2022)
- [27] Nebula specifications.  
<http://be.nucl.ap.titech.ac.jp/nebula/specifications.php> (参照 2026-01-15)
- [28] K.J.cook et al., Phys.Rev.Lett**124**212503(2020)