

2021 年度 学士論文  
反跳陽子検出器のテスト実験用  
トリガーシンチレーション検出器の開発

東京工業大学 理学院 物理学系  
学籍番号 18B04404  
河口文哉  
指導教員 中村隆司

2022/2/14

## 概要

微視的な粒子の世界にはクォーク、ハドロン、原子核、原子、分子という何桁ものスケールに及ぶ階層構造が存在する。各階層の研究はそれぞれ独立に発展してきたが、なぜこのような階層構造が生まれたのかという問いに対してはこれまでほとんど議論されてこなかった。階層構造に対する問いを理解するための鍵として、階層間の境界（セミ階層）で現れる「新奇のクラスター現象」が注目されている。我々は特に、原子核において複数の中性子が相関をもつ多中性子クラスターの研究を進めている。

我々は、未だ観測例のない 6 中性子クラスターの探索実験を計画している。計画では、6 中性子クラスターの候補となっている超中性子過剰核  $^{10}\text{He}$  を、 $^{11}\text{Li}(p,2p)^{10}\text{He}$  反応によって生成し、質量欠損法を用いてその質量を導出する。質量欠損法では、反応後に放出される 2 つの反跳陽子の運動量ベクトルを測定する必要がある。

このため、現在飛跡検出器 PFAD の開発が進められている。2022 年 5 月に、量子科学技術研究開発機構の HIMAC で PFAD のテスト実験を行う予定である。テスト実験では、弾性散乱 ( $p,2p$ ) によって反跳陽子を生成し、PFAD の動作確認をする。また、 $\gamma$  線検出器 CATANA による反跳陽子のエネルギー検出と組み合わせ、欠損質量法による質量導出のテストを行う。この実験では、CATANA は一部のユニットのみを使用するため、新たに PFAD のためのトリガー検出器を用意する必要がある。

本研究では、テスト実験で用いるトリガーシンチレーション検出器のプロトタイプの開発を行なった。検出器は、150 mm×100 mm×5 mm の大きさのプラスチックシンチレータと光電子増倍管 (PMT)、これらをつなぐライトガイドで構成される。プロトタイプ検出器について、 $^{137}\text{Cs}$  と  $^{22}\text{Na}$  に由来するコンプトンエッジを検出し、PMT のゲインの印加電圧 (HV) 依存性を調べた。その結果、反跳陽子のトリガー検出を行うには HV=1500 V が適していると結論づけられた。

# 目次

第 1 章	序	7
1.1	多中性子クラスター	9
1.2	6 中性子クラスター探索実験と反跳陽子検出器	10
第 2 章	$^{11}\text{Li}(\text{p}, 2\text{p})^{10}\text{He}$ 反応実験	13
2.1	実験手法	13
2.1.1	準弾性散乱	13
2.1.2	質量欠損法	14
2.2	実験概要	15
2.3	反跳陽子検出器	17
2.3.1	PFAD	17
	概要	17
	陽子の検出原理	18
2.3.2	CATANA	19
	概要	19
	陽子検出	20
第 3 章	反跳陽子検出器のテスト実験	22
3.1	テスト実験の概要	22
3.2	実験装置	22
3.2.1	PFAD	22
3.2.2	CATANA	22
3.2.3	トリガーシンチレーション検出器	22
3.2.4	ビーム強度測定用シンチレーション検出器	24
3.2.5	真空チャンバー	24
3.3	実験セットアップ	24
第 4 章	トリガーシンチレーション検出器の開発	25
4.1	トリガーシンチレーション検出器の構成	25
4.1.1	プラスチックシンチレータ	25
	エネルギーロスと発光量	25
4.1.2	光電子増倍管 (PMT)	26
	光電子増倍管の原理	26

	ゲインの電圧依存性 . . . . .	27
4.1.3	ライトガイド . . . . .	27
4.1.4	オプティカルグリス・オプティカルセメント . . . . .	28
4.2	トリガーシンチレーション検出器の組立 . . . . .	28
4.3	HV 依存性測定の目的 . . . . .	28
4.4	実験装置 . . . . .	28
4.4.1	$\gamma$ 線源 . . . . .	28
4.4.2	信号処理回路 . . . . .	29
	Discriminator . . . . .	29
	Fan In Fan Out . . . . .	29
	Analogue-to-Digital Converter (ADC) . . . . .	29
	Gate&Delay Generator . . . . .	30
4.5	実験の概要 . . . . .	30
4.5.1	エネルギー較正 . . . . .	30
4.5.2	HV 依存性測定 . . . . .	31
4.5.3	陽子検出に最適な HV 値の決定 . . . . .	31
第 5 章	実験の解析結果と PMT のゲイン決定 . . . . .	32
5.1	エネルギー較正の方法 . . . . .	32
5.2	陽子発光量の計算 . . . . .	33
5.3	HV 依存性測定の結果 . . . . .	34
第 6 章	まとめと今後の展望 . . . . .	39
	参考文献 . . . . .	40
	謝辞 . . . . .	41



# 目次

1.1	従来型階層とセミ階層の模式図。セミ階層では、従来型の階層構造だけでは説明できないような「新奇のクラスター」が見つかった。 . . . . .	7
1.2	$^{12}\text{C}$ のエネルギー準位図。3 $\alpha$ への崩壊しきい値と Hoyle 状態が、互いに近いエネルギー値を持つことが知られている。 . . . . .	8
1.3	池田ダイアグラム [2]。組成を $k\alpha$ で表せる原子核について、 $\alpha$ 粒子を放出する崩壊しきい値のエネルギーがまとめられている。エネルギーの単位は全て MeV である。 . . . . .	8
1.4	自由空間における 2 核子系と、原子核表面におけるダイニュートロンの概念図。赤色は陽子、灰色は中性子を表している。自由空間ではスピンの 1 の重陽子のみが束縛エネルギー $B = 2.225$ MeV で束縛しており、それ以外の 2 核子系は非束縛である。しかしながら、中性子ハローのような低密度な原子核表面では、中性子対が弱く束縛しダイニュートロンを成す。 . . . . .	9
1.5	4 中性子系のエネルギースペクトル図 [7]。赤線は 4 中性子系が二つの 2 中性子ペアへ直接崩壊するときのモデル曲線であり、青線はバックグラウンドを 10 倍したものを表す。 $E_{4n} = 0$ MeV は 4 中性子への崩壊しきい値に相当する。このしきい値付近のピークが、テトラニュートロンの共鳴状態の候補となるイベントである。 . . . . .	9
1.6	殻模型におけるエネルギー準位構造。通常の原子核では軌道に核子が占有されると、分離エネルギーが大きくなりより安定になる。このような殻構造を多中性子系についても考えることで、6 中性子クラスターや 8 中性子クラスターが存在できるのではないかと予想することができる。 . . . . .	10
1.7	核図表の一部。黒色のマスは安定核である。赤線は中性子ドリップラインを表し、線の外側の核は束縛しない。 $^{10}\text{He}$ はドリップラインの外側に位置しており、非束縛な原子核である。 . . . . .	10
1.8	$^{10}\text{He}$ における 6 中性子相関の概念図。しきい値則より、6 中性子放出の崩壊しきい値近傍に 6 中性子相関が存在すると期待される。 . . . . .	11
2.1	準弾性散乱の模式図。 $\vec{P}$ は入射陽子および反跳陽子の運動量、 $\vec{q}$ は散乱される粒子の標的核内の内部運動量、 $T$ は入射陽子および反跳陽子の運動エネルギー、 $M$ は残留核の質量を表す。なお、下付き文字 0、1、2 は、それぞれ入射陽子、反跳陽子 1、反跳陽子 2 についての物理量であることを示す。 . . . . .	13
2.2	逆運動学による準弾性散乱の模式図。逆運動学では、入射粒子内の 1 核子が標的と散乱を起こし弾き出される。逆運動学においても、入射粒子と反跳粒子の運動量とエネルギーを測定することで残留核の運動量と質量を求めることができる。 . . . . .	14
2.3	$^{11}\text{Li}(p,2p)^{10}\text{He}$ 反応の模式図。 . . . . .	15

2.4	RIBF のビームライン施設図 [16]。加速された $^{18}\text{O}$ の 1 次ビームは図中の F0 焦点面で Be 標的と衝突し入射角破碎反応を起こす。生成された 2 次ビームは BigRIPS を通して分離、識別され、 $^{11}\text{Li}$ ビームが SAMURAI スペクトロメーターに送られる。 . . . . .	16
2.5	$^{11}\text{Li}(\text{p}, 2\text{p})^{10}\text{He}$ 実験のセットアップ図。生成された $^8\text{He}$ 、 $^6\text{He}$ 、 $^4\text{He}$ は双極子磁石によって軌道を曲げられて荷電粒子検出器で検出される。中性子は直進し、NEBULA で検出される。2 つの反跳陽子は標的周辺に設置された PFAD と CATANA によって同時検出される。 . . .	16
2.6	標的周りに設置される PFAD と CATANA のセットアップ図。PFAD では飛跡、CATANA では運動エネルギーを測定することで 2 つの反跳陽子の運動量ベクトルを測定する。 . . . .	17
2.7	PFAD の外観。 . . . . .	17
2.8	ZX 平面から見たときの PFAD を構成する Si 検出器。ストリップの向きが縦と横の検出器を 2 枚重ねることで 2 次元位置測定が可能になる。 . . . . .	18
2.9	ZX 平面から見たときの標的と PFAD の位置関係。 . . . . .	18
2.10	XY 平面から見たときの標的と PFAD の位置関係。 . . . . .	19
2.11	CATANA の CsI(Na) 結晶の配置。色の違いは結晶の形状の違いを意味する。 . . . . .	19
2.12	CATANA の 1 ユニットと $^{11}\text{Li}(\text{p}, 2\text{p})^{10}\text{He}$ 反応実験で用いる標的との位置関係。この実験では L2 から L8 の結晶を使用する。 . . . . .	20
2.13	$^{11}\text{Li}(\text{p}, 2\text{p})^{10}\text{He}$ 反応による反跳陽子のエネルギーと散乱角の関係のシミュレーション結果 [17]。 . . . . .	21
3.1	ZX 平面から見たときの、標的と CATANA とプラスチックシンチレータの位置関係。 . . . .	23
3.2	XY 平面から見たときの、標的と CATANA とプラスチックシンチレータの位置関係。 . . .	23
3.3	反跳陽子検出器のテスト実験のセットアップ図。見やすくするため、真空チャンバーとビーム強度測定用シンチレーション検出器は省略している。 . . . . .	24
4.1	荷電粒子がプラスチックシンチレータ内で失ったエネルギーと発光量の関係 [18]。荷電粒子の質量が大きくなるほど、エネルギーロスに対する発光量は相対的に減少する。 . . . . .	26
4.2	光電子増倍管 (PMT) の内部構造 [20]。 . . . . .	27
4.3	PMT の受光面とライトガイドを接着し、ビニールテープを巻いた状態 (左) と PMT に磁気シールドを取り付けて完成した検出器 (右) の写真。プラスチックから PMT にテーパー型に伸びている部分がライトガイドである。 . . . . .	28
4.4	$^{137}\text{Cs}$ (左) と $^{22}\text{Na}$ (右) の崩壊図。 $^{137}\text{Cs}$ は 661 keV と $^{22}\text{Na}$ は 511 keV、1275 keV の $\gamma$ 線を放出する。 . . . . .	29
4.5	PMT からの入力信号 (黄) と ADC のゲート信号 (青)。ゲート幅は 50 ns である。 . . . .	30
4.6	NaI シンチレータとプラスチックシンチレータにおける $\gamma$ 線の減弱係数 $\mu$ [22]。点線で示したグラフがプラスチックシンチレータについてのものである。 $\gamma$ 線減弱係数とは、 $\gamma$ 線が吸収物質中で単位距離あたりに相互作用を行う確率である。プラスチックシンチレータにおいては、1 MeV 程度のエネルギーでは光電効果や電子対生成はほとんど起こらない。 . . . . .	31
5.1	入射エネルギー 116 MeV (青線) と 226 MeV (赤線) の陽子ビームに対する、反跳陽子の散乱角と散乱後のエネルギーの関係図。なお、トリガースンチレーション検出器で検出する角度範囲は $16.7^\circ \leq \theta \leq 65.7^\circ$ である。 . . . . .	33

5.2	$^{137}\text{Cs}$ (左) と $^{22}\text{Na}$ (右) を用いて得られたエネルギースペクトル。横軸は ADC のチャンネル数 $ch$ 、縦軸はカウント数を表す。スレッシュホールドは $ch=100$ に設定されている。ヒストグラム bin の幅は 2 (左) と 5 (右) である。 . . . . .	35
5.3	コンプトンエッジが対応する $ch$ の決定方法。カウント数がコンプトン散乱によるピークから $1/2$ になるような $ch$ をコンプトンエッジと定義する。 . . . . .	35
5.4	HV=1500 V におけるエネルギー較正の結果。 切片はペDESTAL ( $75.8ch$ ) に対応する。 . .	36
5.5	図 5.4 を拡大したもの。プロットは、コンプトンエッジのエネルギー 0.340 MeV、0.478 MeV、1.06 MeV に対応する。 . . . . .	36
5.6	3.41 MeV が対応する $ch$ の HV 依存性。横軸は HV 値 (V)、縦軸に対応するチャンネル数を表す両対数グラフである。ADC のスレッシュホールドと最大チャンネル数を青い点線で示した。 . . . . .	38
5.7	15.5 MeV が対応する $ch$ の HV 依存性。図 5.6 と同様に、横軸は HV 値 (V)、縦軸に対応するチャンネル数を表す両対数グラフである。ADC のスレッシュホールドと最大チャンネル数を青い点線で示した。 . . . . .	38

# 表目次

1.1	$^{10}\text{He}$ の共鳴状態を探索した先行研究。下段には 4 中性子放出と 6 中性子放出の崩壊しきい値を示した。各エネルギー値は $^8\text{He}+2n$ の崩壊しきい値を 0 とした時の値である。測定法に記した IM は不変質量法、MM は欠損質量法を意味する。 . . . . .	11
2.1	CATANA の各層番号に対応する結晶の大きさと、陽子の飛程の比較表 [17]。散乱角が小さいほど陽子が大きなエネルギーを持つことに対応して、ビーム下流側ほど結晶のサイズが大きくなっている。 . . . . .	21
4.1	プラスチックシンチレータ BC-400 の特性 [18]。 . . . . .	25
4.2	本実験で使用した ADC (V792) の設定。 . . . . .	29
4.3	$\gamma$ 線のエネルギーに対応するコンプトンエッジのエネルギー。 . . . . .	31
5.1	$16.7^\circ \leq \theta \leq 65.7^\circ$ における、反跳陽子のエネルギーロスの最大値と最小値の計算結果。 . . .	34
5.2	(5.8)~(5.13) 式より計算した陽子の発光量の最大値と最小値。 . . . . .	34
5.3	各 HV 値に対して、3 種類のコンプトンエッジ (0.340 MeV、0.478 MeV、1.06 MeV) の $ch$ からエネルギー較正を行なった結果。なお、ADC で検出可能なチャンネル数は $100 < ch < 4096$ である。 . . . . .	37
5.4	累乗近似により得られた PMT のゲインの指数 $kn$ と理論値の比較。4.1.2 項で述べたように、PMT のゲインは HV 値の $kn$ 乗に比例する。 . . . . .	37

# 第 1 章

## 序

微視的な粒子の世界にはクォーク、ハドロン、原子核、原子、分子という何桁ものスケールに及ぶ階層構造が存在する。各階層は、その粒子の基本単位となる「構成粒子」とそれらの間に働く「力」によって特徴づけることができ、それぞれ独立した研究分野として発展している。一方で、階層間の関連性や階層構造が生まれるメカニズムに注目した研究は、各階層ごとの研究に比べて少ない。物質の階層構造に対する問いを理解するための鍵として、階層間の境界に現れる新たな自由度や励起エネルギーをもった「新奇のクラスター現象」が注目されている。「クラスター」とは、構成粒子が複合粒子であるような粒子を意味する。例えば、陽子と中性子は3つのクォークによって構成される複合粒子であるから、 $^3\text{He}$  原子核は「クラスター」である。これに対して「新奇のクラスター」とは、例えば原子核内の陽子と中性子が新たなクラスターを形成するような、従来の階層構造では説明できないようなクラスター現象である。この「新奇のクラスター」が現れる領域は、従来の階層構造に対してセミ階層と呼ばれている。図 1.1 は、従来型の階層構造とセミ階層を模式的に表した図である。ここでは特に、原子核とハドロンの間に現れるクラスター現象に着目する。

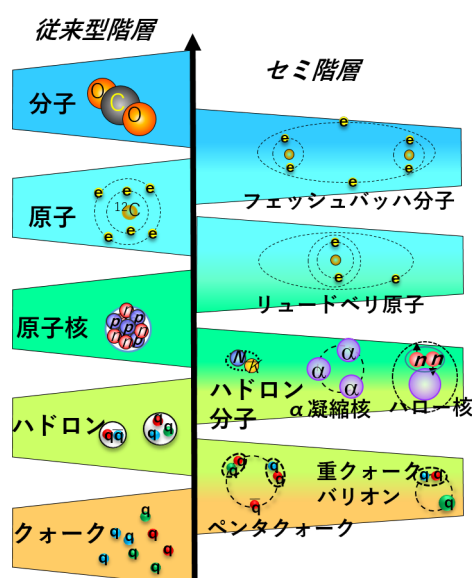


図 1.1 従来型階層とセミ階層の模式図。セミ階層では、従来型の階層構造だけでは説明できないような「新奇のクラスター」が見つかった。

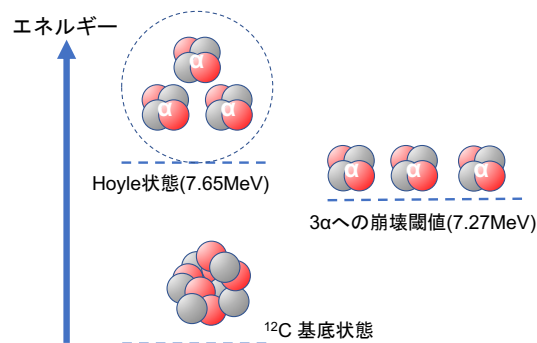


図 1.2  $^{12}\text{C}$  のエネルギー準位図。3  $\alpha$  への崩壊しきい値と Hoyle 状態が、互いに近いエネルギー値を持つことが知られている。

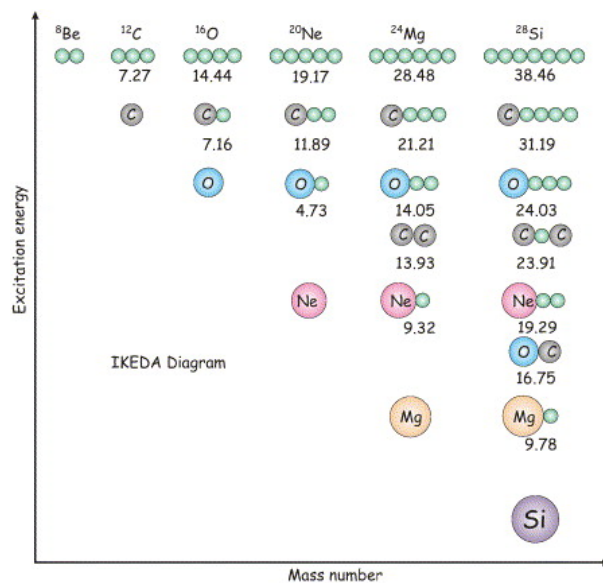


図 1.3 池田ダイアグラム [2]。組成を  $k\alpha$  で表せる原子核について、 $\alpha$  粒子を放出する崩壊しきい値のエネルギーがまとめられている。エネルギーの単位は全て MeV である。

通常の原子核では陽子と中性子が構成粒子となり、その内部構造は殻模型を代表とした独立粒子模型で表現される。これに対し、原子核には陽子や中性子が核内でクラスターを形成し、それらが構成粒子となる状態が存在する。例えば、 $^{12}\text{C}$  原子核には  $\alpha$  粒子 ( $^4\text{He}$  原子核) が構成粒子となるような  $\alpha$  クラスター状態 (Hoyle 状態) が存在する。図 1.2 に示すエネルギー準位図は、 $^{12}\text{C}$  原子核の Hoyle 状態のエネルギー準位図である。図に示すように、Hoyle 状態は  $^{12}\text{C}$  原子核が 3 つの  $\alpha$  粒子に崩壊するしきい値付近に存在する。このように、原子核内で核子が複合粒子を形成するクラスター状態は、原子核がそのクラスターへ崩壊するしきい値付近に存在することが多い。このような法則をしきい値則という。図 1.3 は、 $k\alpha$  ( $k$  は 2 以上の自然数) の組成を持つ原子核が複数の  $\alpha$  粒子へ崩壊するしきい値のエネルギーを示しており、池田ダイアグラムと呼ばれている [1, 2]。このダイアグラムに示された崩壊しきい値近傍に  $\alpha$  クラスター状態が現れると期待されている。

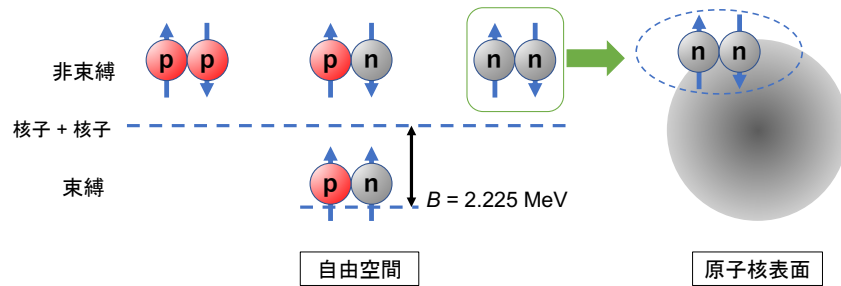


図 1.4 自由空間における 2 核子系と、原子核表面におけるダイニュートロンの概念図。赤色は陽子、灰色は中性子を表している。自由空間ではスピンの重陽子のみが束縛エネルギー  $B = 2.225$  MeV で束縛しており、それ以外の 2 核子系は非束縛である。しかしながら、中性子ハローのような低密度な原子核表面では、中性子対が弱く束縛しダイニュートロンを成す。

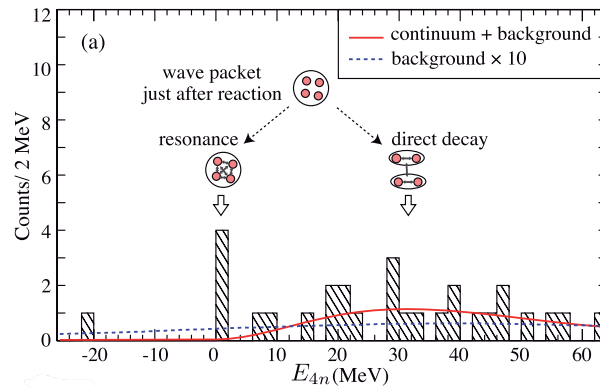


図 1.5 4 中性子系のエネルギースペクトル図 [7]。赤線は 4 中性子系が二つの 2 中性子ペアへ直接崩壊するときのモデル曲線であり、青線はバックグラウンドを 10 倍したものを表す。 $E_{4n} = 0$  MeV は 4 中性子への崩壊しきい値に相当する。このしきい値付近のピークが、テラニュートロンの共鳴状態の候補となるイベントである。

## 1.1 多中性子クラスター

中性子過剰核では中性子のみで構成される多中性子クラスターが研究されている。1973 年、Migdal は 2 つの中性子が弱く束縛されている原子核の表面に 2 中性子クラスターが現れることを予言し、ダイニュートロンと名付けた [3]。自由空間においては、2 核子系はスピン三重項状態の重陽子のみが束縛し、2 中性子系は非束縛である (図 1.4)。しかしながら、松尾らの理論研究では中性子ハローのような低密度状態においてダイニュートロン相関が現れることを示唆した [4]。さらに 2020 年には、Cook らの実験では  $^{19}\text{B}$  について、久保田らの実験では  $^{11}\text{Li}$  についてそれぞれ、ハローを形成する中性子対がダイニュートロン相関を示すことが明らかになった [5, 6]。

4 つの中性子が相関を持つ 4 中性子クラスター (テラニュートロン) の研究も進められている。木佐森らの実験では、テラニュートロンの共鳴状態の候補が発見された [7]。図 1.5 は、その実験から得られた 4 中性子系のエネルギースペクトルである。この実験では、4 中性子への崩壊しきい値 ( $E_{4n} = 0$  MeV) に対して、 $E_{4n} = 0.83 \pm 0.65(\text{stat}) \pm 1.25(\text{syst})$  MeV にピークが観測された。一方、Faestermann らの実験で

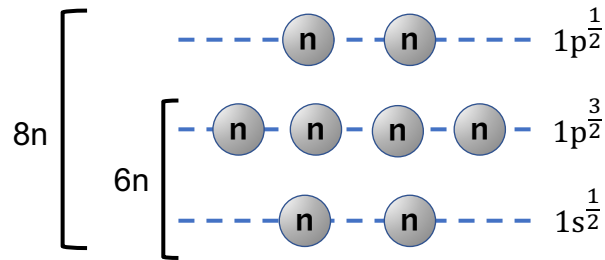


図 1.6 殻模型におけるエネルギー準位構造。通常の原子核では軌道に核子が占有されると、分離エネルギーが大きくなりより安定になる。このような殻構造を多中性子系についても考えることで、6 中性子クラスターや 8 中性子クラスターが存在できるのではないかと予想することができる。

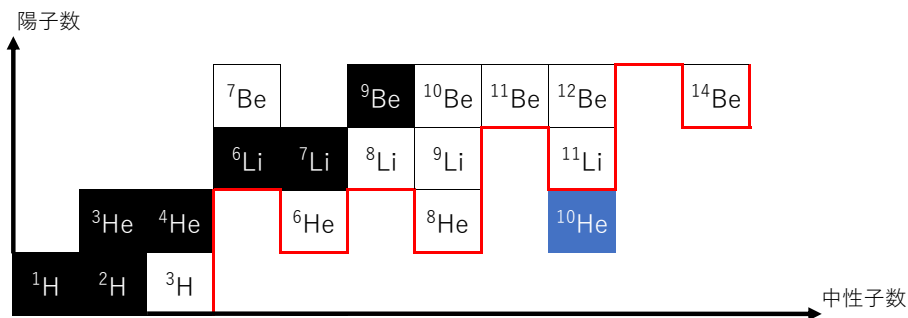


図 1.7 核図表の一部。黒色のマスは安定核である。赤線は中性子ドリップラインを表し、線の外側の核は束縛しない。 $^{10}\text{He}$  はドリップラインの外側に位置しており、非束縛な原子核である。

は、テトラニュートロンの束縛状態であると解釈できるエネルギーピークを観測したという結果を報告している [8]。このように、テトラニュートロンが共鳴として観測されるのか、束縛状態を持つのかについては未だ明らかになっていない。

テトラニュートロンを超える中性子数を持つ多中性子クラスターの研究は、その実験技術の難しさから未だ行われていない。一方で、6 中性子系や 8 中性子系は、殻構造の考え方では 4 中性子系よりも安定であることが期待できるので、多中性子クラスターを形成する可能性はより高いと考えられる (図 1.6)。また、さまざまな多中性子クラスターの研究を進めることは、中性子過剰な原子核における核力や多体相関の理解につながり、中性子星の構造解明に貢献すると期待されている。我々は現在、未だ観測例のない 6 中性子クラスターを非束縛原子核である  $^{10}\text{He}$  (図 1.7) から探索する実験を計画している。

## 1.2 6 中性子クラスター探索実験と反跳陽子検出器

$^{10}\text{He}$  における 6 中性子相関は、複数の状態が考えられる (図 1.8)。例えば、6 中性子クラスター (ヘキサニュートロン) を形成する状態や、テトラニュートロン + ダイニュートロンの状態、3 つのダイニュートロンの状態などが考えられる。 $^{10}\text{He}$  についての先行研究は複数存在するが、 $^8\text{He} + 2n$  への 2 中性子放出チャンネルの測定にとどまっている。これは、現在の測定技術では 4 中性子の同時検出が限界で、不変質量法による 6 中性子放出チャンネルの測定が難しいためである。表 1.1 は、先行研究から得られた  $^{10}\text{He}$  の共鳴状態の観測結果 [9–13] と理論値 [15] をまとめたものである。このように、 $^6\text{He} + 4n$  や  $\alpha + 6n$  の 4 (6) 中性子放出チャ



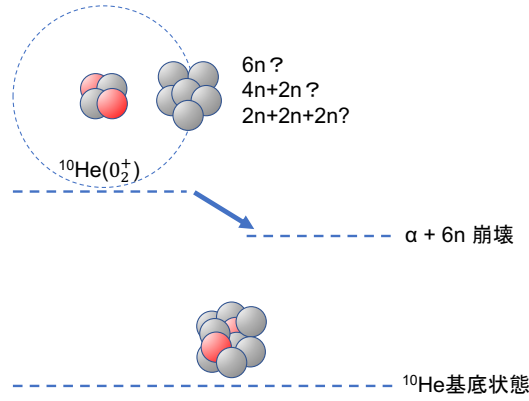


図 1.8  $^{10}\text{He}$  における 6 中性子相関の概念図。しきい値則より、6 中性子放出の崩壊しきい値近傍に 6 中性子相関が存在すると期待される。

表 1.1  $^{10}\text{He}$  の共鳴状態を探索した先行研究。下段には 4 中性子放出と 6 中性子放出の崩壊しきい値を示した。各エネルギー値は  $^8\text{He}+2\text{n}$  の崩壊しきい値を 0 とした時の値である。測定法に記した IM は不変質量法、MM は欠損質量法を意味する。

				$^{10}\text{He}$ の共鳴状態	
参考文献	反応	測定法	$E_{^{10}\text{He}}$ (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	
実験値	[9]	$^{11}\text{Li}(\text{p}, 2\text{p})$	IM	1.54 (11)	1.91 (41)
				3.99 (26)	1.64 (89)
	[11]	$^{11}\text{Li}(\text{p}, 2\text{p})$	MM	1.75 (0.3)(0.3)	
	[12]	$^{14}\text{Be}(\text{CH}_2, \text{X})$	IM	1.60 (25)	1.8 (40)
	[10]	$^{11}\text{Li}(\text{d}, ^3\text{He})$	IM	1.2 (0.3)	< 1.2
	[13]	$^{11}\text{Li}(\text{d}, ^3\text{He})$	MM	1.4 (3)	1.4 (2)
				6.3 (7)	3.2 (2)
	[14]	$^8\text{He}(\text{t}, \text{p})$	MM	2.1 (2)	~2
理論値	[15]		0.803	0.665	
				多中性子崩壊しきい値 (MeV)	
$^8\text{He} + 2\text{n}$				0	
$^6\text{He} + 4\text{n}$				2.125	
$^4\text{He} + 6\text{n}$				3.100	

ンネルは未だ明らかになっていない。

我々が計画している実験では、 $^{11}\text{Li}(\text{p}, 2\text{p})^{10}\text{He}$  反応によって放出された反跳陽子の運動量ベクトルを測定することで、 $^{10}\text{He}$  の質量を導出する。この実験に向けて現在飛跡検出器 PFAD の開発が進められており、テスト実験を 2022 年に量子科学技術研究開発機構の HIMAC で行う予定である。本論文では、そのテスト実験で使用するトリガーシンチレーション検出器の開発について述べる。

本論文の構成は次の通りである。第 2 章では  $^{11}\text{Li}(\text{p}, 2\text{p})^{10}\text{He}$  反応実験の概要と、使用される反跳陽子検出器の概要を述べる。第 3 章では、反跳陽子検出器のテスト実験の概要について説明する。続く第 4 章と第 5 章

では、テスト実験で使用するトリガーシンチレーション検出器の開発について述べる。第 6 章でまとめと今後の展望を述べる。

## 第 2 章

# $^{11}\text{Li}(\text{p}, 2\text{p})^{10}\text{He}$ 反応実験

本章では、我々が計画している  $^{11}\text{Li}(\text{p}, 2\text{p})^{10}\text{He}$  反応実験の方法と実験の概要について述べる。この実験では反跳陽子の運動量ベクトル検出から  $^{10}\text{He}$  の質量を導出する欠損質量法を用いる。章の後半では、反跳陽子検出器の概要について述べる。

### 2.1 実験手法

前章で述べたように、6 中性子クラスター探索実験では、準弾性散乱を利用して  $^{11}\text{Li}$  から  $^{10}\text{He}$  を生成する。不安定核である  $^{11}\text{Li}$  (半減期 : 8.75 ms) を標的とするのは困難であるため、 $^{11}\text{Li}$  を入射粒子、 $\text{CH}_2$  を陽子標的とした、逆運動学条件下で  $^{11}\text{Li}(\text{p}, 2\text{p})^{10}\text{He}$  反応を利用する。また、6 中性子クラスターの同時検出が困難であるため、後述する質量欠損法を用いて  $^{10}\text{He}$  の質量を導出する。

#### 2.1.1 準弾性散乱

準弾性散乱とは、入射粒子と標的核内の 1 核子の間のみでエネルギーのやりとりが発生する散乱である。このような散乱を起こすためには、入射粒子の核子あたりのエネルギーが標的内の 1 核子の束縛エネルギーよりも十分大きい必要がある。図 2.1 は、準運動学における準弾性散乱の模式図である。入射粒子と反跳粒子の運

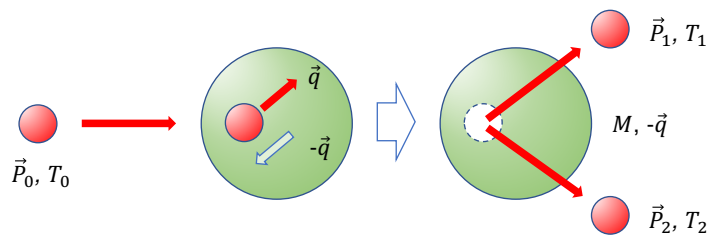


図 2.1 準弾性散乱の模式図。 $\vec{P}$  は入射陽子および反跳陽子の運動量、 $\vec{q}$  は散乱される粒子の標的核内の内部運動量、 $T$  は入射陽子および反跳陽子の運動エネルギー、 $M$  は残留核の質量を表す。なお、下付き文字 0、1、2 は、それぞれ入射陽子、反跳陽子 1、反跳陽子 2 についての物理量であることを示す。

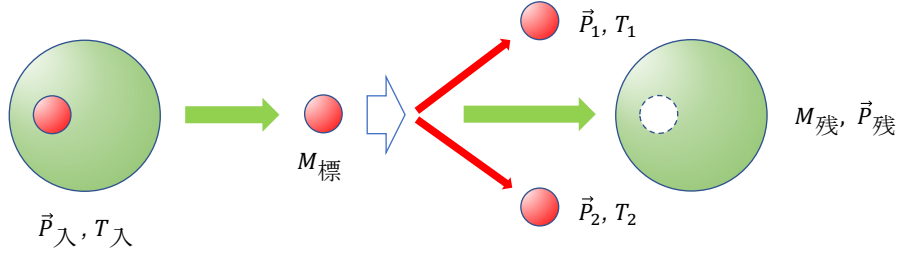


図 2.2 逆運動学による準弾性散乱の模式図。逆運動学では、入射粒子内の 1 核子が標的と散乱を起こし弾き出される。逆運動学においても、入射粒子と反跳粒子の運動量とエネルギーを測定することで残留核の運動量と質量を求めることができる。

動量  $\vec{P}$  および運動エネルギー  $T$  の測定から、以下の観測量を得ることができる。

$$\text{内部運動量} : \vec{q} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 - \vec{P}_0 \quad (\text{標的原子核静止系}) \quad (2.1)$$

$$1 \text{ 陽子分離エネルギー} : S_p = T_0 - T_1 - T_2 - \frac{q^2}{2M} \quad (2.2)$$

内部運動量とは、標的核内散乱粒子が散乱前に持っていた運動量であり、散乱後の残留核はこの内部運動量と逆向きの運動量を持つ。これらの観測量より、散乱後の残留核の質量および励起エネルギーを得ることができる。

これに対し、図 2.2 に示す逆運動学では、残留核はビーム方向にほぼ同じ速度・角度で放出されるので、重イオンを検出・識別できる。 $^{11}\text{Li}(p,2p)^{10}\text{He}$  反応では  $^{10}\text{He}$  は生成後ただちに  $^4\text{He} + 6n$ 、 $^6\text{He} + 4n$ 、 $^8\text{He} + 2n$  などに崩壊するため、He 原子核を識別することで、崩壊チャンネルを特定できる。

### 2.1.2 質量欠損法

質量欠損法とは、目的とする原子核以外の粒子の運動量とエネルギーを測定することで、目的の原子核の質量を求める方法である。図 2.3 は  $^{11}\text{Li}(p,2p)^{10}\text{He}$  反応の模式図である。 $^{10}\text{He}$  は非束縛核なので、図 2.3 中のようにただちに  $\alpha + 6n$  などへ崩壊する。本実験では、入射粒子  $^{11}\text{Li}$  と反跳陽子の運動量とエネルギーの測定から、質量欠損法を用いて  $^{10}\text{He}$  の質量を求める。

$^{11}\text{Li}$  と反跳陽子の運動量による  $^{10}\text{He}$  の質量の表現は、相対論的エネルギー  $E$  と運動量  $\vec{P}$  の保存則から導くことができる。

$$E_{^{11}\text{Li}} + E_p = E_1 + E_2 + E_{^{10}\text{He}} \quad (2.3)$$

$$\vec{P}_{^{11}\text{Li}} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_{^{10}\text{He}} \quad (2.4)$$

$$E_i^2 = P_i^2 + M_i^2 \quad (2.5)$$

$$i = ^{11}\text{Li}, ^{10}\text{He}, p, 1, 2 \quad (2.6)$$

なお、下付添字  $^{11}\text{Li}$ 、 $^{10}\text{He}$ 、 $p$ 、 $1$ 、 $2$  はそれぞれ、入射粒子  $^{11}\text{Li}$ 、残留核  $^{10}\text{He}$ 、標的陽子、反跳陽子  $1$ 、 $2$  を表す。(2.3)～(2.5) 式より、 $^{10}\text{He}$  の質量は次のように表すことができる。

$$M_{^{10}\text{He}}^2 = \left( \sqrt{M_{^{11}\text{Li}}^2 + P_{^{11}\text{Li}}^2} + m_p - \sqrt{m_p^2 + P_1^2} - \sqrt{m_p^2 + P_2^2} \right)^2 - \left( \vec{P}_{^{11}\text{Li}} - \vec{P}_1 - \vec{P}_2 \right)^2 \quad (2.7)$$

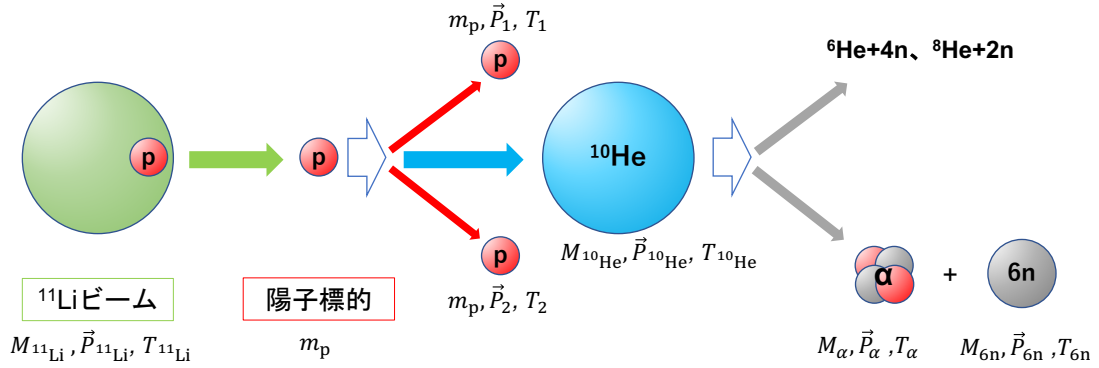


図 2.3  $^{11}\text{Li}(p,2p)^{10}\text{He}$  反応の模式図。

この (2.7) 式より、入射粒子  $^{11}\text{Li}$  と反跳陽子の運動量ベクトルを測定することで  $^{10}\text{He}$  の質量を導くことができる。また、6 中性子系の質量は  $^{10}\text{He}$  崩壊後の  $\alpha$  粒子の運動量ベクトルを測定するで導くことができる。

$$E_{^{10}\text{He}} = E_{\alpha} + E_{6n} \quad (2.8)$$

$$\vec{P}_{^{10}\text{He}} = \vec{P}_{\alpha} + \vec{P}_{6n} \quad (2.9)$$

これら保存則より、6 中性子系の質量は次のように表される。

$$M_{6n}^2 = \left( \sqrt{M_{^{10}\text{He}}^2 + P_{^{10}\text{He}}^2} - \sqrt{M_{\alpha}^2 + P_{\alpha}^2} \right)^2 - \left( \vec{P}_{^{10}\text{He}} - \vec{P}_{\alpha} \right)^2 \quad (2.10)$$

求めた質量より、 $\alpha + 6n$  の崩壊しきい値からの  $^{10}\text{He}$  の相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$  が得られる。

$$E_{\text{rel}} = M_{^{10}\text{He}} - (m_{\alpha} + 6m_n) \quad (2.11)$$

以上に述べた欠損質量法から、 $^{10}\text{He}$  と 6 中性子系の質量スペクトルを導出し、共鳴状態の同定を行う。

## 2.2 実験概要

$^{11}\text{Li}(p,2p)^{10}\text{He}$  反応実験は、理化学研究所の RI ビームファクトリー (RIBF) の SAMURAI スペクトロメーター [16] を用いて行なわれる。図 2.4 は RIBF の施設図である [16]。SRC などの複数のリングサイクロトロンによって核子あたり 250 MeV まで加速された 1 次ビーム  $^{18}\text{O}$  は、Be 標的に入射され核破碎反応を起こす。生成された 2 次ビームは BigRIPS [16] を通して分離、識別され、核子あたり 200 MeV の  $^{11}\text{Li}$  ビームが SAMURAI スペクトロメーターに輸送される。

図 2.5 に SAMURAI スペクトロメーターのセットアップを示す。 $^{11}\text{Li}$  ビームは  $\text{CH}_2$  標的に入射され  $^{11}\text{Li}(p,2p)^{10}\text{He}$  反応を起こす。入射された  $^{11}\text{Li}$  は準弾性散乱により陽子を失い  $^{10}\text{He}$  となるが、ただちに中性子を放出して崩壊する。崩壊後の  $^8\text{He}$ 、 $^6\text{He}$ 、 $^4\text{He}$  原子核は、SAMURAI 磁石によって軌道を曲げられ、荷電粒子検出器で検出される。中性子は SAMURAI 磁石で軌道を曲げられることなく直進し、中性子検出器 NEBULA によって一部が検出される。また、2 つの反跳陽子は、標的を囲うように設置された飛跡検出器 PFAD と CsI(Na) シンチレータアレイ CATANA によって検出される (図 2.6)。PFAD では飛跡を測定し、CATANA では運動エネルギーを測定する。これにより反跳陽子の運動量ベクトルを求めることができる。

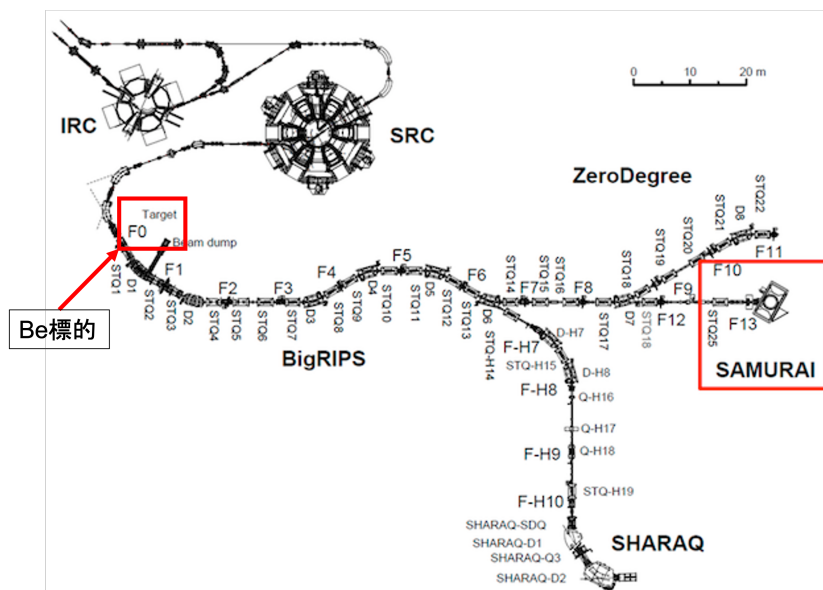


図 2.4 RIBF のビームライン施設図 [16]。加速された  $^{18}\text{O}$  の 1 次ビームは図中の F0 焦点面で Be 標的と衝突し入射角破碎反応を起こす。生成された 2 次ビームは BigRIPS を通して分離、識別され、 $^{11}\text{Li}$  ビームが SAMURAI スペクトロメーターに送られる。

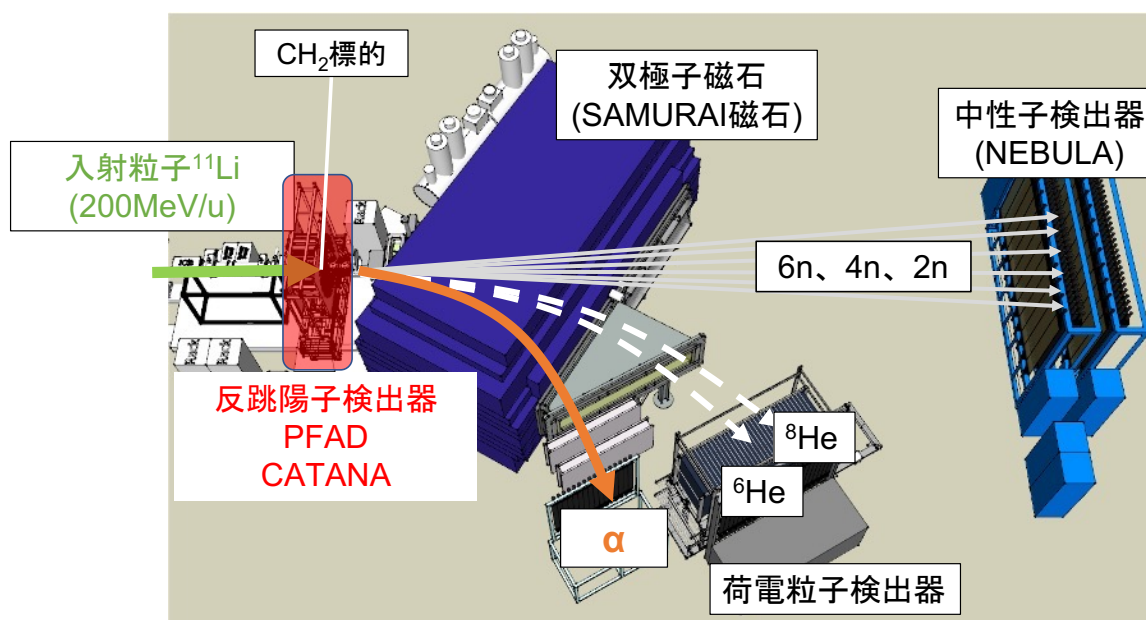


図 2.5  $^{11}\text{Li}(p,2p)^{10}\text{He}$  実験のセットアップ図。生成された  $^8\text{He}$ 、 $^6\text{He}$ 、 $^4\text{He}$  は双極子磁石によって軌道を曲げられて荷電粒子検出器で検出される。中性子は直進し、NEBULA で検出される。2 つの反跳陽子は標的の周辺に設置された PFAD と CATANA によって同時検出される。

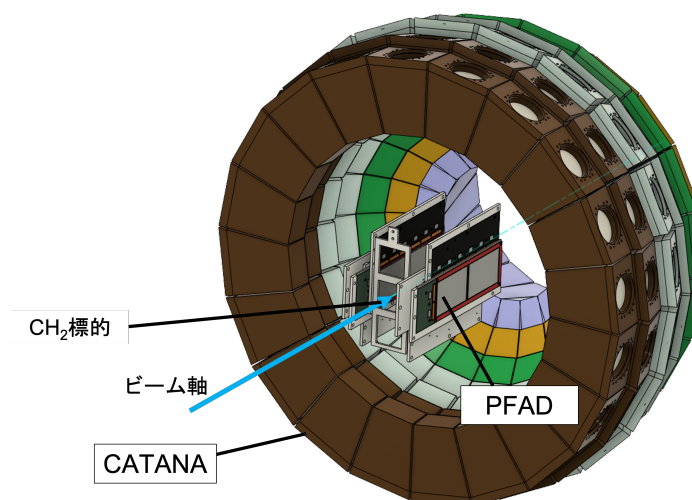


図 2.6 標的周りに設置される PFAD と CATANA のセットアップ図。PFAD では飛跡、CATANA では運動エネルギーを測定することで 2 つの反跳陽子の運動量ベクトルを測定する。

## 2.3 反跳陽子検出器

本節では検出器のうち、欠損質量法による  $^{10}\text{He}$  の質量導出の要となる、PFAD と CATANA について述べる。

### 2.3.1 PFAD

#### 概要

PFAD (Prototype For Advanced Detector) とは、複数のストリップ Si 検出器をラダー状に並べた陽子飛跡検出器である (図 2.7)。二つの逆方向に放出される陽子を同時検出するために、左右対称に検出器が配置されている。片側のモジュールは、内層と外層の 2 層で構成される。各層は、2 枚の検出器で構成され、それぞれ鉛直方向とビーム軸方向の位置を測定する。図 2.8 に、各層を構成する検出器を示す。各検出器には、

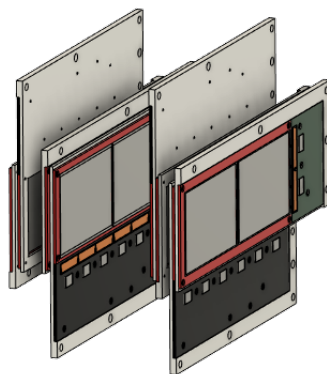


図 2.7 PFAD の外観。

縦 49.1 mm、横 76.8 mm の有感領域が 2 つ付いている。各有感領域は、厚さ 100  $\mu\text{m}$  のフォトダイオードが 100  $\mu\text{m}$  間隔でストリップ状に並んだ構造をしていて、縦方向と横方向の 2 種類が存在する。この検出器を 2 枚重ねて、厚さ 200  $\mu\text{m}$  の 2 次元位置検出器とする。図 2.9 と図 2.10 に、標的と PFAD の位置関係図を示す。以降では、ビーム軸方向を Z 軸、鉛直方向を Y 軸、そららに垂直な方向を X 軸として定義して議論する。

図 2.9 のように検出器を片側 2 箇所配置することで、運動の飛跡を検出することができる。(p,2p) 反応が標的の中心で起きたと仮定すると、PFAD で検出可能な角度範囲は、ビーム軸からの角度  $\theta$  で  $16.4^\circ < \theta < 63.1^\circ$ 、ビーム軸まわりの回転角  $\phi$  で  $-25.0^\circ < \phi < 25.0^\circ$  である。

### 陽子の検出原理

陽子などの荷電粒子が Si 検出器に入射すると、検出器内の電子とのクーロン相互作用によって電子-正孔対が生成される。生成される電子-正孔対の数はエネルギー損失によって決まる。したがって、荷電粒子が通過した時に生じる電荷量を検出することで、エネルギー損失を求めることができる。また、有感エリアを細いス

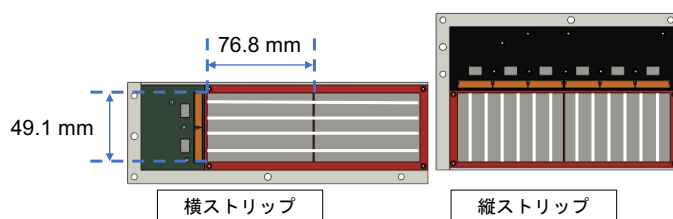


図 2.8 ZX 平面から見たときの PFAD を構成する Si 検出器。ストリップの向きが縦と横の検出器を 2 枚重ねることで 2 次元位置測定が可能になる。

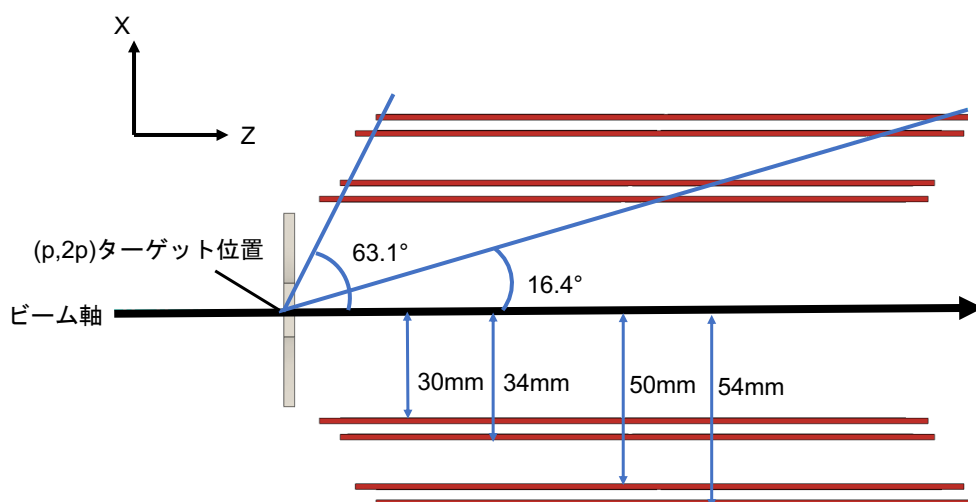


図 2.9 ZX 平面から見たときの標的と PFAD の位置関係。



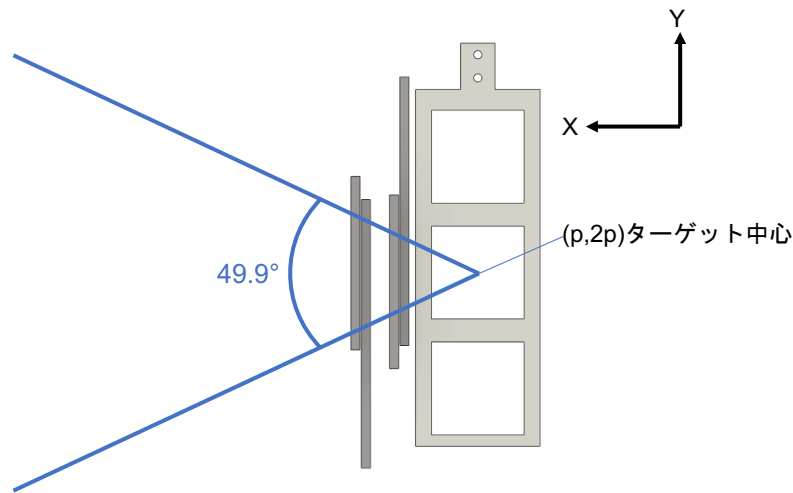


図 2.10 XY 平面から見たときの標的と PFAD の位置関係。

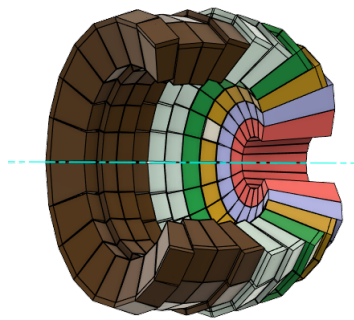


図 2.11 CATANA の CsI(Na) 結晶の配置。色の違いは結晶の形状の違いを意味する。

トリップ構造にすることで、荷電粒子の通過位置を特定することができる。

## 2.3.2 CATANA

### 概要

CATANA (Cesium iodide Array for  $\gamma$ -ray Transitions in Atomic Nuclei at high isospin Asymmetry) とは、140 個の CsI(Na) シンチレータ結晶によって大立体角を覆う  $\gamma$  線検出器である。CATANA は  $\gamma$  線検出器として設計されているが、その角度アクセプタンスの広さと検出可能なエネルギーの大きさから、 $^{11}\text{Li}(p,2p)^{10}\text{He}$  反応実験では反跳陽子の運動エネルギー測定に利用される。図 2.11 に、CATANA の CsI(Na) 結晶の概念図を示す。これらの結晶は、ビーム方向に 10 個並べたものを 1 ユニットとし、計 20 ユニットをビーム軸まわりの回転方向に並べることで標的を覆うように配置されている。これにより高い検出効率を実現している。図 2.12 に、CATANA の 1 ユニットと標的の位置関係を示す。各結晶は、ビーム下流側から L1～L10 と層番号が付けられている。 $^{11}\text{Li}(p,2p)^{10}\text{He}$  反応実験では L2 から L8 を使用し、ビーム軸からの角度  $\theta$  で  $17^\circ \sim 70^\circ$  の範囲で陽子検出を行う。

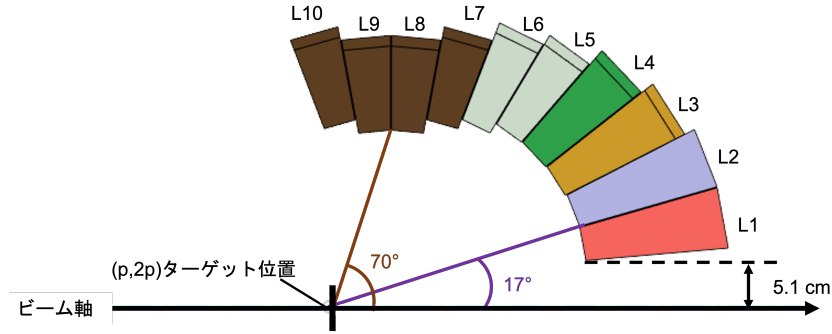


図 2.12 CATANA の 1 ユニットと  $^{11}\text{Li}(\text{p},2\text{p})^{10}\text{He}$  反応実験で用いる標的との位置関係。この実験では L2 から L8 の結晶を使用する。

### 陽子検出

シンチレータ結晶中を進む陽子などの荷電粒子は、主に結晶原子内の軌道電子とのクーロン相互作用によって運動エネルギーを失い減速していく。荷電粒子と相互作用を起こした電子は、より高いエネルギー準位に励起、あるいは原子から電離し、基底状態に戻るときに受け取ったエネルギーを光子として放出する。この光子を光検出器で電気信号に変換し信号処理を施すことによって、荷電粒子のエネルギーや飛行時間を測定することができる。

電荷  $z$ 、速度  $v$  の荷電粒子が物質中の厚さ  $dx$  中で失うエネルギー  $dE$  は、古典的には次の Bethe-Bloch の式で表すことができる。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e \rho \frac{Z}{A} z^2 \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.12)$$

$N_a$  : アボガドロ数

$r_e$  : 古典的な電子半径

$m_e$  : 電子の静止質量

$\rho$  : 物質の密度

$Z$  : 物質原子の原子番号

$A$  : 物質原子の質量数

$I$  : 物質の平均励起エネルギー

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$c$  : 光速

この式より、結晶中での陽子の飛程を求めることができる。表 2.1 に、各結晶の大きさと飛程が一致するときの陽子の運動エネルギーを示す。図 2.13 に反跳陽子の運動エネルギーと散乱角の関係をシミュレーションした結果を示す [17]。シミュレーションは入射エネルギーを 200 MeV/u とし、 $^{10}\text{He}$  の励起エネルギーを 10 MeV と仮定して行われた。シミュレーションの結果と表 2.1 の値から、CATANA で反跳陽子の運動エネルギー測定が可能であることがわかる。

表 2.1 CATANA の各層番号に対応する結晶の大きさと、陽子の飛程の比較表 [17]。散乱角が小さいほど陽子が大きなエネルギーを持つことに対応して、ビーム下流側ほど結晶のサイズが大きくなっている。

層番号	ビーム軸からの角度 $\theta$ (deg)	結晶の大きさ (mm)	結晶の大きさと飛程が一致する陽子の運動エネルギー (MeV)
L2	17.5～25.0	150	251
L3	25.0～32.5	140	243
L4	32.5～40.5	125	225
L5	40.5～47.5	105	203
L6	47.5～54.5	105	203
L7	54.5～62.5	95	191
L8	54.5～62.5	95	191

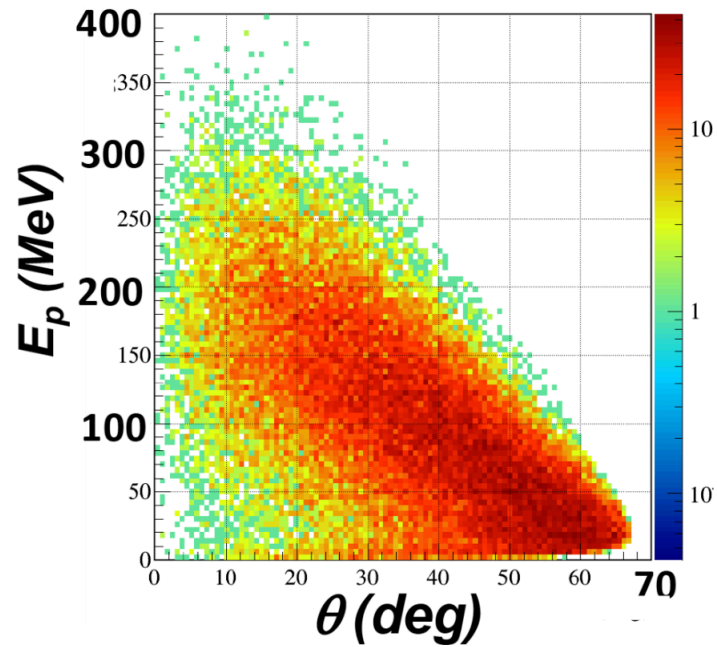


図 2.13  $^{11}\text{Li}(p,2p)^{10}\text{He}$  反応による反跳陽子のエネルギーと散乱角の関係のシミュレーション結果 [17]。

## 第 3 章

# 反跳陽子検出器のテスト実験

### 3.1 テスト実験の概要

本章では、PFAD および CATANA のテスト実験について述べる。テスト実験の目的は以下の 4 点である。

- PFAD の動作確認を行う。
- PFAD が (p,2p) 反応位置を再構成できることを、陽子弾性散乱を用いて確かめる。
- PFAD から得られる飛跡と CATANA で測定した運動エネルギーから陽子の励起エネルギーを導出し、エネルギー分解能を評価する。
- PFAD のアライメントのずれ補正法の検証

実験は量子科学技術研究開発機構 (QST) の HIMAC で 2022 年 5 月に行う予定である。

### 3.2 実験装置

#### 3.2.1 PFAD

PFAD の詳細は第 2 章で述べたため省略する。

#### 3.2.2 CATANA

テスト実験では CATANA は 2 ユニット (CsI(Na) 結晶 14 個) のみ使用する。これは、CATANA の全ユニットを理化学研究所の SAMURAI スペクトロメーターから HIMAC に輸送することが難しいためである。したがって欠損質量スペクトルの導出のテストは、CATANA が設置された範囲に限られる。

#### 3.2.3 トリガーシンチレーション検出器

CATANA はエネルギー測定を担うとともに、PFAD の陽子検出のトリガーとしての役割も持つ。しかしながら、前項で述べたようにテスト実験では CATANA の全ユニットを使用することができない。そこで PFAD のトリガー用にプラスチックシンチレーション検出器を新たに用意する。トリガーシンチレーション検出器は、プラスチックシンチレータと PMT とライトガイドから構成される。プラスチックシンチレータの大きさは 150 mm×100 mm×5 mm で、同じ検出器を 12 台用意することで PFAD のトリガー範囲を補う。図 3.1

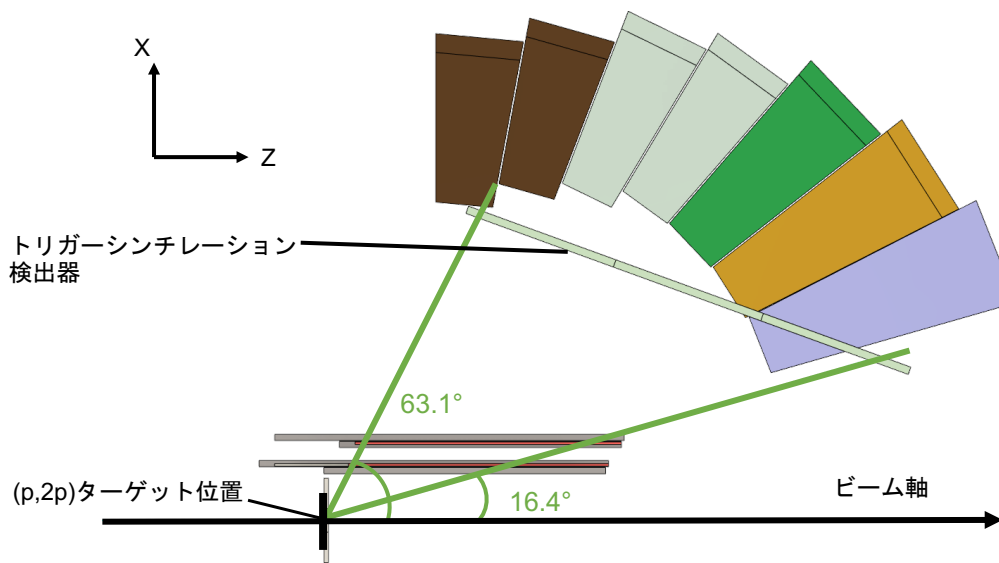


図 3.1 ZX 平面から見たときの、標的と CATANA とプラスチックシンチレータの位置関係。

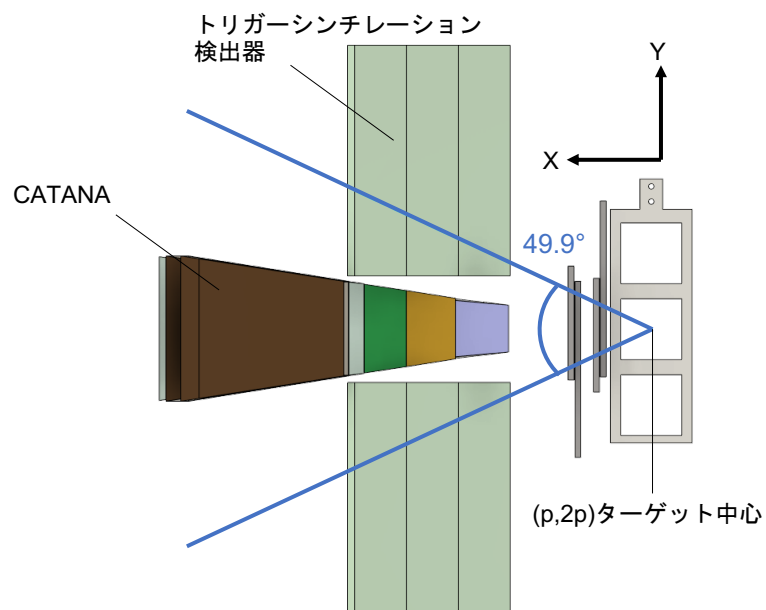


図 3.2 XY 平面から見たときの、標的と CATANA とプラスチックシンチレータの位置関係。

と図 3.2 に、ZX 平面と XY 平面から見たときの標的と CATANA とプラスチックシンチレータの位置関係を示す。

トリガーシンチレーション検出器の詳細は第 4 章と第 5 章で述べる。

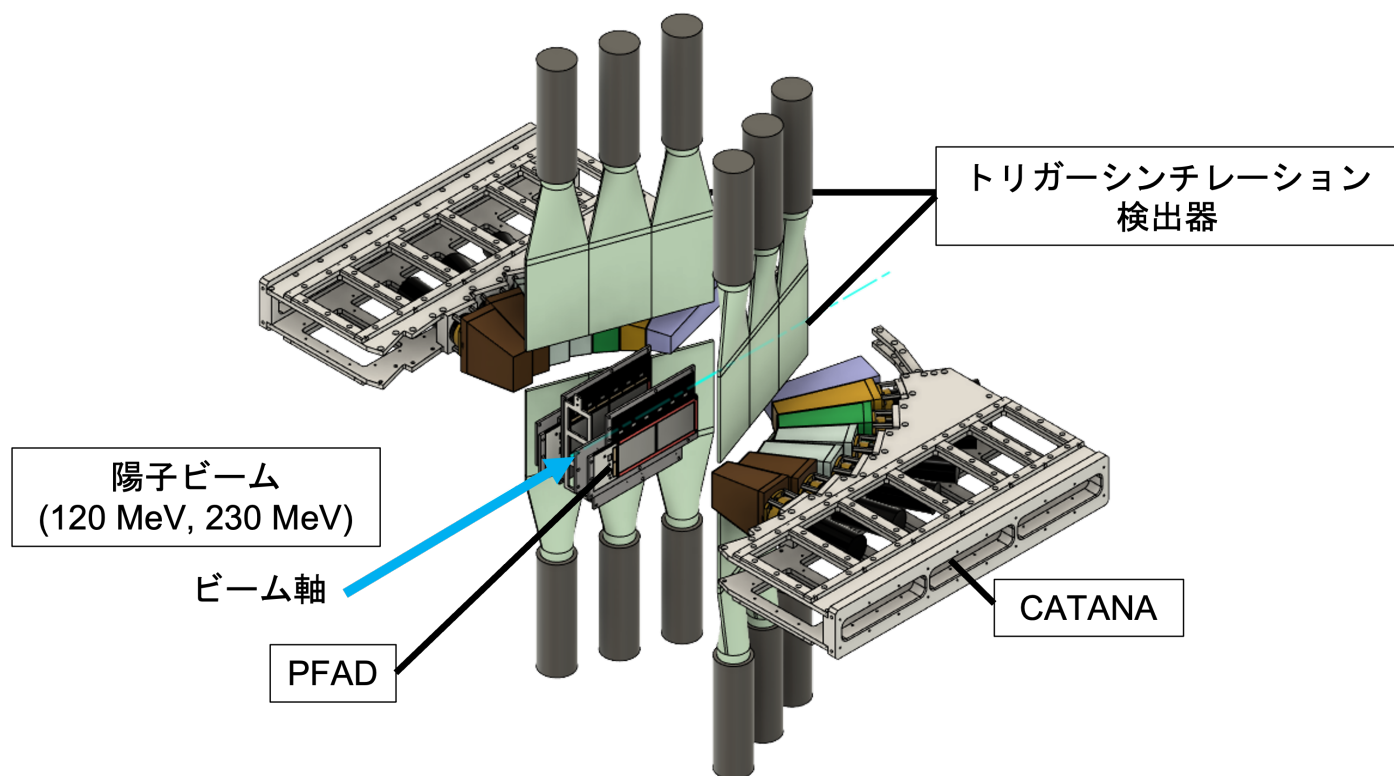


図 3.3 反跳陽子検出器のテスト実験のセットアップ図。見やすくするため、真空チャンバーとビーム強度測定用シンチレーション検出器は省略している。

### 3.2.4 ビーム強度測定用シンチレーション検出器

陽子ビームのエネルギーをモニターするために、 $\text{CH}_2$  標的の上流側に厚さ 5 mm のプラスチックシンチレータを設置する。

### 3.2.5 真空チャンバー

標的と PFAD は真空チャンバー内に設置され、PFAD の飛跡検出は真空状態で行われる。

## 3.3 実験セットアップ

図 3.3 に、テスト実験のセットアップを示す。入射粒子として、120 MeV と 230 MeV の 2 種類のエネルギーを持つ陽子ビームを使用する。陽子ビームは厚さ  $100\mu\text{m}$  の  $\text{CH}_2$  標的に入射され、陽子弾性散乱を起こす。生成された反跳陽子の飛跡およびエネルギーを PFAD と CATANA で観測する。これらの観測量から陽子の励起エネルギーを求め、エネルギー分解能を評価する。なお、実験は弾性散乱を利用するため、陽子の励起エネルギーは 0 MeV である。このエネルギー分解能は、欠損質量法によって得られるエネルギースペクトルの分解能と一致する。ビームタイムは各ビームに対して 10 時間である。また、バックグラウンド測定として  $^{\text{nat}}\text{C}$  標的を用いた測定も同様に行う。

## 第 4 章

# トリガーシンチレーション検出器の開発

本研究では、反跳陽子検出器のテスト実験で使用するトリガーシンチレーション検出器のプロトタイプを開発し、光電子増倍管（PMT）の印加電圧（HV）依存性を調べた。トリガーシンチレーション検出器を使用する目的は、テスト実験において CATANA が覆うことのできない角度範囲のトリガー検出を行うことである。検出器は、プラスチックシンチレータ、光電子増倍管（PMT）、プラスチックシンチレータと PMT を接続するライトガイドから成る。本章では、検出器の詳細と、実験の概要を述べる。

### 4.1 トリガーシンチレーション検出器の構成

#### 4.1.1 プラスチックシンチレータ

プラスチックシンチレータは、反跳陽子が入射したことを光信号として検出する役割を担う。本研究では Saint-Goban 社製の BC-400 を用いた。大きさは  $150 \times 100 \times 5$  mm のものを使用し、PFAD のテスト実験では同じサイズの検出器を 12 台用いる。表 4.1 に、シンチレータの特徴を示す。

#### エネルギーロスと発光量

2.3.2 項で述べたように、放射線や荷電粒子がシンチレータに入射すると、シンチレータ内の電子とクーロン相互作用を起こしてエネルギーを失う。荷電粒子のエネルギーロスに対する発光量  $dL/dx$  は、単位距離あたりのエネルギーロス  $dE/dx$  を用いて次の式で表せる [19]。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + r B \frac{dE}{dx}} \quad (4.1)$$

表 4.1 プラスチックシンチレータ BC-400 の特性 [18]。

パルス幅（FWHM）	2.7 ns
最高放出波長	423 nm
光減衰長	250 cm
水素/炭素比	1.103
密度	1.023 g/cm <sup>3</sup>
屈折率	1.58

### Premium Plastic Scintillator Response to Atomic Particles

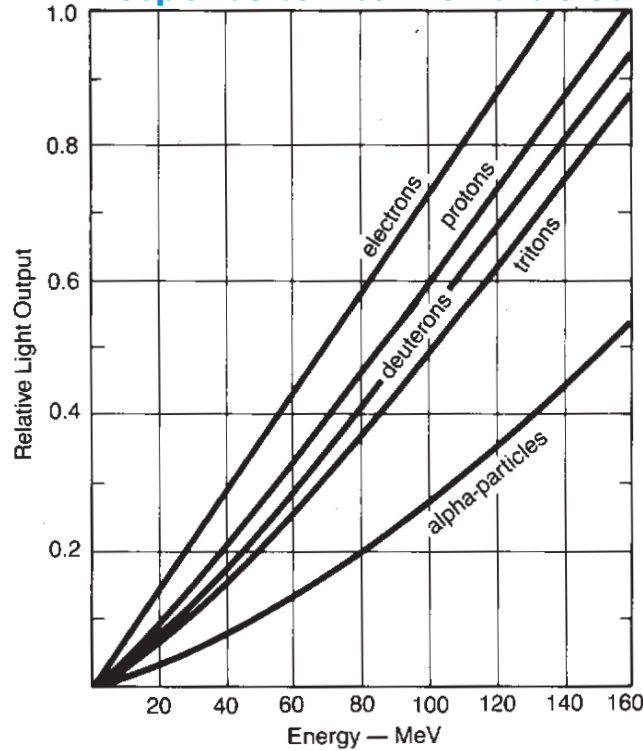


図 4.1 荷電粒子がプラスチックシンチレータ内で失ったエネルギーと発光量の関係 [18]。荷電粒子の質量が大きくなるほど、エネルギーロスに対する発光量は相対的に減少する。

$B$  はエネルギーロスにより損傷を受ける分子の密度、 $r$  はそのうち消光する割合、 $S$  はシンチレーション効率である。 $\gamma$  線やエネルギー 1 MeV 以上の電子では、発光量はエネルギーロスに比例し、

$$L = SE \quad (4.2)$$

と表すことができる。図 4.1 に、荷電粒子がプラスチックシンチレータ内で静止したときの、入射エネルギーと発光量の関係を示す。このように、プラスチックシンチレータで陽子検出を行うには、消光による発光量の減少を考慮する必要がある。

#### 4.1.2 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管 (Photomultiplier Tube; PMT) は、シンチレータで発生したシンチレーション光を電気信号に変換、増幅する装置である。PMT はその高い信号増幅率から非常に微弱な光を検出することができるため、光検出器として広く用いられている。本研究では浜松ホトニクス社製の H7195 を用いた。

##### 光電子増倍管の原理

図 4.2 は PMT の内部構造を表す図である。PMT に入射したシンチレーション光は、まず光電面で光電子を放出させる。光電子は集束電極で加速され、ダイノードに衝突して複数の 2 次電子を放出させる。2 次電子



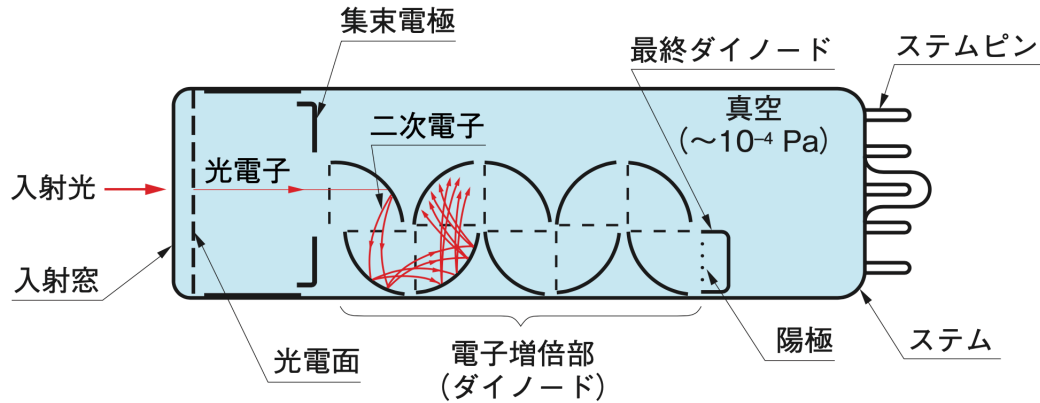


図 4.2 光電子増倍管 (PMT) の内部構造 [20]。

は同様に加速され、次のダイノードに衝突してさらに多くの電子を放出させる。この過程を繰り返すことによって、最終的に  $10^6 \sim 10^7$  倍の電気信号としてアノードから取り出される [20]。

#### ゲインの電圧依存性

ゲインとは、PMT の電子増倍率である。ダイノードからの 2 次電子放出率を  $\delta$  とすると、 $n$  段のダイノードをもつ PMT のゲイン  $\mu$  は

$$\mu = \delta^n \quad (4.3)$$

と表せる。また、 $\delta$  はダイノード間の電圧  $E$  に依存し、

$$\delta = aE^k \quad (4.4)$$

と表せる。 $a$  は定数、 $k$  はダイノードの形状や材質によって決まる係数であり、 $0.7 \sim 0.8$  の値をとる。PMT の印加電圧 (HV) を  $V$  とすると、ゲインの HV 依存性は次のようになる [20]。

$$\mu = (aE^k)^n \quad (4.5)$$

$$= \left[ a \left( \frac{V}{n+1} \right)^k \right]^n \quad (4.6)$$

$$= a^n V^{kn} \quad (4.7)$$

浜松ホトニクス社製の H7195 のダイノード段数は  $n=12$  なので、本研究で用いる PMT のゲインは、HV の 8.4 乗から 9.6 乗に比例すると期待できる。

#### 4.1.3 ライトガイド

シンチレーション光を PMT の入射窓に効率よく誘導するために、ライトガイドを用いる。ライトガイドの形状はフィッシュテール型を採用した。長さは 150 mm で、プラスチックシンチレータとの接続断面は  $5 \times 10$  mm、PMT との接続断面は直径 48 mm の円形になっている。材質はプラスチックシンチレータと同じものであり、シンチレータの側面とオプティカルセメントで接着した。

#### 4.1.4 オプティカルグリス・オプティカルセメント

プラスチックシンチレータ、ライトガイド、PMT を接着する際、接続部分での屈折率の違いによる光の反射や散乱を防ぐためにオプティカルグリスやオプティカルセメントを用いる。プラスチックシンチレータとライトガイドはオプティカルセメントで完全に固定し、ライトガイドと PMT の接着にはオプティカルグリスを使用した。

### 4.2 トリガーシンチレーション検出器の組立

ライトガイドと PMT の受光面をオプティカルグリスを用いて接着した。その際、接合部を固定しさらに光漏れを防止するために、接合部にビニールテープを巻きつけた。図 4.3 は接合部と完成した検出器の写真である。なお、オプティカルセメントによるプラスチックシンチレータとライトガイドの接着は株式会社シーアイ工業に依頼した。

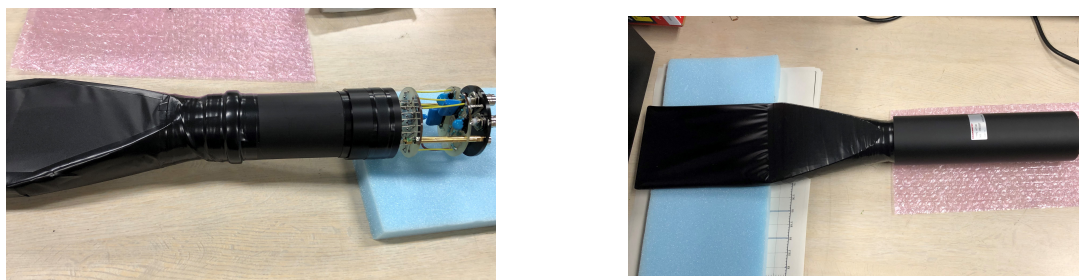


図 4.3 PMT の受光面とライトガイドを接着し、ビニールテープを巻いた状態（左）と PMT に磁気シールドを取り付けて完成した検出器（右）の写真。プラスチックから PMT にテーパ型に伸びている部分がライトガイドである。

### 4.3 HV 依存性測定のための目的

トリガーシンチレーション検出器で検出したシンチレーション光を適切にデジタル信号に変換するためには、PMT のゲインを調整する必要がある。本研究では、複数の  $\gamma$  線源を用いて PMT のゲインの印加電圧 (HV) 依存性を調べ、反跳陽子の検出時に用いる HV 値を決める。

### 4.4 実験装置

#### 4.4.1 $\gamma$ 線源

$\gamma$  線源は  $^{137}\text{Cs}$  と  $^{22}\text{Na}$  を使用した。それぞれの線源に対する崩壊の様式を図 4.4 に示す。 $^{137}\text{Cs}$  は  $\beta^-$  崩壊により  $^{137}\text{Ba}$  になり、661 keV の  $\gamma$  線を放射する。 $^{22}\text{Na}$  は  $\beta^+$  崩壊あるいは電子捕獲によって  $^{22}\text{Ne}$  になり、1275 keV の  $\gamma$  線を放射する。また、 $^{22}\text{Na}$  の  $\beta^+$  崩壊により放出された陽電子は電子対消滅により 511 keV の  $\gamma$  線を放射する。

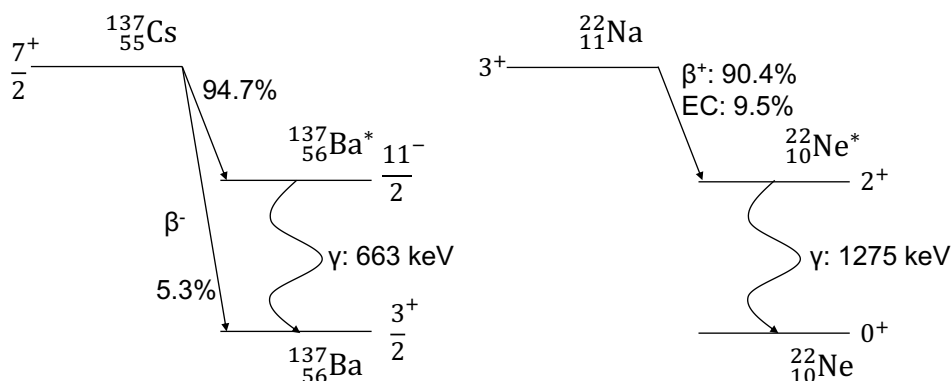


図 4.4  $^{137}\text{Cs}$  (左) と  $^{22}\text{Na}$  (右) の崩壊図。 $^{137}\text{Cs}$  は 661 keV と  $^{22}\text{Na}$  は 511 keV、1275 keV の  $\gamma$  線を放出する。

#### 4.4.2 信号処理回路

プラスチックシンチレータで生じた光信号は、PMT によって電気信号に変換、増幅される。PMT からのアナログ信号は、信号処理回路によって NIM 規格のロジック信号に変換され、デジタル信号として保存される。

##### Discriminator

入力信号の波高がスレッシュホールド値を超えたとき、決められた波高と幅を持った NIM 規格のロジック信号を出力するモジュールである。本実験では FUJI DIAMOND INTERNATIONAL 社製の 0231t Octal Discriminator を使用した。

##### Fan In Fan Out

複数の入力信号を合成したり、1 つの出力信号を減衰させることなく複数の装置に分配したりすることができるモジュールである。本実験では入力信号を分ける目的で使用した。使用したモジュールは、テクノランドコーポレーション社製の N-TM 102 である。

##### Analogue-to-Digital Converter (ADC)

入力されたアナログ信号のピークを読み取り、デジタル数値に変換するモジュールである。入力信号はゲート信号の区間で積分され、デジタル数値をチャンネル数として保存する。この積分電荷  $Q$  とチャンネル数  $ch$  は比例関係にある。 $Q=0$  に対応するチャンネル数はペDESTAL という。ペDESTAL は ADC のペDESTAL 電流の設定で調整することができる。本実験では CAEN 社製の V792 を使用した。

表 4.2 に、本実験における ADC のペDESTAL 値とスレッシュホールド、チャンネル数をまとめた。

表 4.2 本実験で使した ADC (V792) の設定。

ペDESTAL 値	75.7
スレッシュホールド	100
チャンネル数	4096

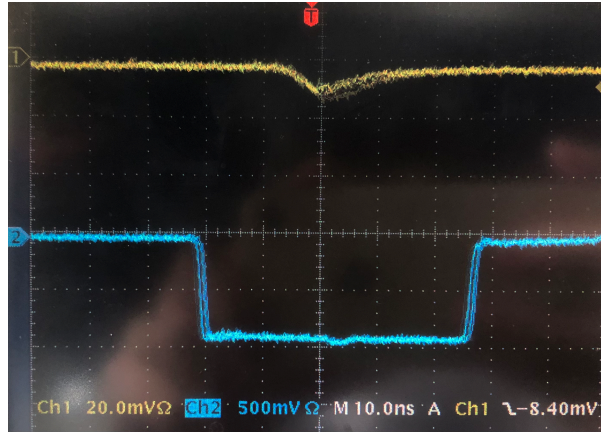


図 4.5 PMT からの入力信号（黄）と ADC のゲート信号（青）。ゲート幅は 50 ns である。

#### Gate&Delay Generator

入力されたロジック信号を任意の幅に調整し、任意の時間だけ遅らせて出力させるモジュールである。本実験では入力信号から矩形波を生成し、ADC のゲート信号の生成に使用した（図 4.5）。使用したモジュールは、テクノランドコーポレーション社製の N-RY 007 である。

## 4.5 実験の概要

本実験では、プロトタイプ検出器について PMT のゲインの HV 依存性を調べた。また、エネルギー較正から反跳陽子のエネルギーロスに対応する ADC のチャンネル数を導出した。これらの結果から、エネルギーロスを検出するのに最適なゲイン、すなわち HV 値を決定した。

この測定では、 $\gamma$  線源（ $^{137}\text{Cs}$ 、 $^{22}\text{Na}$ ）から放出される  $\gamma$  線を検出する。 $\gamma$  線と物質の相互作用には光電効果、コンプトン散乱、電子対生成の 3 種類が存在するが、1 MeV 程度のエネルギーの  $\gamma$  線ではコンプトン散乱が支配的になる（図 4.6）。したがって、本実験ではコンプトン散乱によるスペクトル、特にコンプトンエッジの検出を行なった。コンプトンエッジのエネルギー、すなわち散乱角  $180^\circ$  のコンプトン散乱によって電子が得たエネルギー  $E_{\text{comp}}$  は  $\gamma$  線の入射エネルギー  $E_\gamma$  を用いて次の式で表される。

$$E_{\text{comp}} = \frac{\frac{2E_\gamma^2}{m_e}}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e}} \quad (4.8)$$

$m_e$  は電子質量を表す。(4.8) 式より計算した、各  $\gamma$  線に由来するコンプトンエッジのエネルギーを表 4.3 に示す。

### 4.5.1 エネルギー較正

エネルギー較正には、3 種類のコンプトンエッジ（0.478 MeV、0.340 MeV、1.06 MeV）の検出を利用した。これにより、陽子のエネルギーロスに対応する ADC のチャンネル数を導出した。

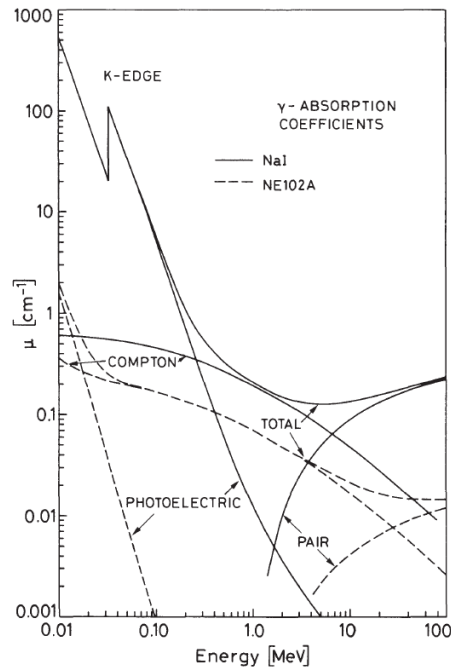


図 4.6 NaI シンチレータとプラスチックシンチレータにおける  $\gamma$  線の減弱係数  $\mu$  [22]。点線で示したグラフがプラスチックシンチレータについてのものである。 $\gamma$  線減弱係数とは、 $\gamma$  線が吸収物質中で単位距離あたりに相互作用を行う確率である。プラスチックシンチレータにおいては、1 MeV 程度のエネルギーでは光電効果や電子対生成はほとんど起こらない。

表 4.3  $\gamma$  線のエネルギーに対応するコンプトンエッジのエネルギー。

線源	$\gamma$ 線のエネルギー (keV)	コンプトンエッジのエネルギー (MeV)
$^{137}\text{Cs}$	663	0.478
$^{22}\text{Na}$	511	0.340
	1274	1.06

#### 4.5.2 HV 依存性測定

HV 値を変化させて 3 種類のコンプトンエッジの検出を行なった。得られたチャンネル数を累乗近似でフィッティングすることで、PMT のゲインの HV 特性を求めた。

#### 4.5.3 陽子検出に最適な HV 値の決定

エネルギー較正とゲインの HV 依存性測定の結果から、HV 値と陽子のエネルギーロスが対応するチャンネル数を求めた。この結果から、陽子のエネルギーロスを検出するのに最適な HV 値を決定した。

## 第 5 章

# 実験の解析結果と PMT のゲイン決定

### 5.1 エネルギー較正の方法

ADC が入力信号から得る積分電荷  $Q$  と対応するチャンネル数  $ch$  は、次のような比例関係にある [21]。

$$Q = a_1(ch - ped) \quad (5.1)$$

$a_1$  は比例定数、 $ped$  は ADC のペDESTAL を表す。 $Q$  はゲート区間における入力信号の時間積分であるから、次のように表せる。

$$Q = a_2 \times L\mu \quad (5.2)$$

$$= a_3 \times LV^{kn} \quad (5.3)$$

$a_2$ 、 $a_3$  は比例定数、 $L$  はプラスチックシンチレータでの発光量である。 $\mu$  は PMT のゲインであり、4.1.2 項で述べたように印加電圧 (HV)  $V$  の累乗に比例する。なお、ここでは簡単のために発光量の位置依存性はないものとみなす。(5.1) 式と (5.3) 式より、チャンネル数と発光量、HV 値の関係は次のようになる。

$$ch - ped = a \times LV^{kn} \quad (a \text{ は比例定数}) \quad (5.4)$$

4.1.1 項で述べたように、 $\gamma$  線や電子の入射による発光量はエネルギーロスに比例する。したがって、 $\gamma$  線のエネルギーロス  $E$  が対応する  $ch$  は次のように表せる。

$$ch - ped = aS \times EV^{kn} \quad (5.5)$$

$S$  は (4.1) 式に示したシンチレーション効率である。HV 値を固定してコンプトンエッジの測定を行うことで、 $E$  と  $ch$  について次の一次式を得る。

$$ch = AE + ped \quad (A \text{ は比例定数}) \quad (5.6)$$

一方、陽子のような重い荷電粒子では消光 (クエンチング) が発生し、発光量は (参照) 式で示したようにエネルギーロスに比例しない。そこでエネルギーロスを、電子が 1 MeV エネルギーロスしたときの発光量を 1 とする単位 MeVee (MeV electron equivalent、発光等量) に換算する必要がある。MeVee を用いることで、陽子のエネルギーロスが対応する  $ch$  をエネルギー較正で求めることができる。

## 5.2 陽子発光量の計算

本節では、反跳陽子がトリガーシンチレーション検出器を通過したときのエネルギーロスと発光量を計算する。

陽子ビームは、標的入射前にビーム強度測定用シンチレータを通過する。120 MeV、230 MeV の陽子ビームのシンチレータ通過後のエネルギーは、それぞれ 116 MeV、226 MeV となる。エネルギーロスの計算には LISE++ [23] を用いた。図 5.1 はこれらの入射エネルギーにおける、反跳陽子の散乱角  $\theta$  と散乱後のエネルギー  $E_p$  の関係を表すグラフである。

トリガーシンチレーション検出器はその面がビーム軸に対して  $20^\circ$  の角度となるように設置されており、入射角に応じて陽子がシンチレータを通過する距離は変化する。入射角による通過距離は最大で 3 mm 程度大きくなるため、この変化を無視することはできない。近似的に ZX 平面で考えると、この平面で見た散乱角  $\theta$  の陽子が、シンチレータを通過する距離  $d$  [mm] は次のように表すことができる。

$$d = \frac{5}{\sin(\theta + 20^\circ)} \quad (5.7)$$

また、反跳陽子はトリガー検出器に到達する前に PFAD と真空チャンバーを通過することでエネルギーを一部失う。ここでは、簡単のために PFAD や真空チャンバーによるエネルギーロスは考えないものとする。

以上の議論より、プラスチックシンチレータが検出可能な角度範囲  $16.7^\circ \leq \theta \leq 65.7^\circ$  における、陽子のエ

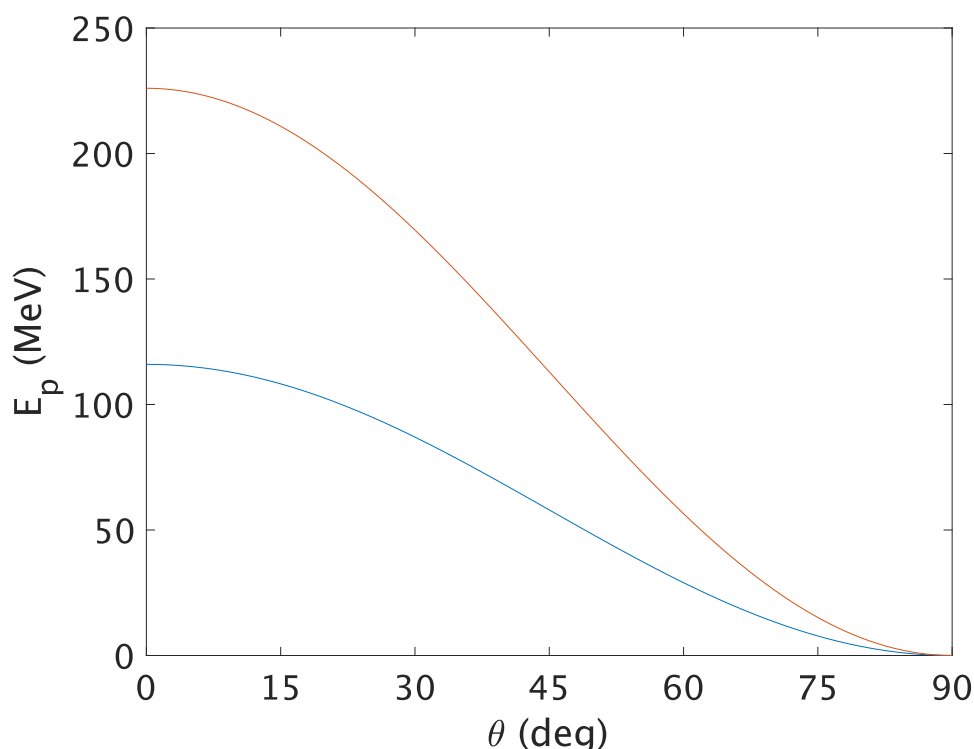


図 5.1 入射エネルギー 116 MeV（青線）と 226 MeV（赤線）の陽子ビームに対する、反跳陽子の散乱角と散乱後のエネルギーの関係図。なお、トリガーシンチレーション検出器で検出する角度範囲は  $16.7^\circ \leq \theta \leq 65.7^\circ$  である。

表 5.1  $16.7^\circ \leq \theta \leq 65.7^\circ$  における、反跳陽子のエネルギーロスの最大値と最小値の計算結果。

	エネルギーロス (MeV)	$E_p$ (MeV)	$\theta$ (deg)	通過 or 静止
最大値	22.4	22.4	63.6	静止
最小値	3.62	207	16.7	通過

表 5.2 (5.8)～(5.13) 式より計算した陽子の発光量の最大値と最小値。

	発光量 (MeVee)	$E_p$ (MeV)	$\theta$ (deg)	通過 or 静止
最大値	15.5	22.4	63.6	静止
最小値	3.41	207	16.7	通過

エネルギーロスの最大値と最小値を表 5.1 に示す。エネルギーロスの計算には LISE++ [23] を使用した。プラスチックシンチレータ 5mm の飛程を持つ陽子のエネルギーは 22.4MeV であり、この時にエネルギー損失が最大となる。

次に、陽子のエネルギーロスに対するシンチレータの発光量を計算する。プラスチックシンチレータにおける発光量の計算は参考文献 [24] によって示されているが、ここでは簡単のために次の近似式によるフィッティング結果 [25, 26] を用いる。

$$L(E_p) = b_1 E_p - b_2 (1 - \exp(-b_3 E_p^{b_4})) \quad (5.8)$$

$$b_1 = 0.902713 \quad (5.9)$$

$$b_2 = 7.55009 \quad (5.10)$$

$$b_3 = 0.0990013 \quad (5.11)$$

$$b_4 = 0.736281 \quad (5.12)$$

なお、(5.8) 式は入射粒子がシンチレータ中で静止したときの発光量を表すため、粒子が通過した場合の発光量  $L'$  は次のように変換する [26]。

$$L'(E_{\text{loss}}) = L(E_{\text{in}}) - L(E_{\text{out}}) \quad (5.13)$$

表 5.2 に、陽子の発光量の最大値と最小値の計算結果を示す。本実験では、表 5.2 に示す発光量が ADC のチャンネル数  $100 < ch < 4096$  の範囲で検出できるような PMT のゲイン、すなわち HV を決定する。

### 5.3 HV 依存性測定の結果

図 5.2 に、HV=1500 V において各線源から得られたエネルギースペクトルを示す。 $^{137}\text{Cs}$  のスペクトルでは 0.662 MeV、 $^{22}\text{Na}$  のスペクトルでは 0.511 MeV と 1.27 MeV に対応する  $\gamma$  線に由来するコンプトン散乱が確認できる。コンプトンエッジが対応するチャンネル数  $ch$  は、次のような方法で見積もる (図 5.3)。

- コンプトン散乱のピークのうち、最大のカウント数を求める。ただし、後方散乱に由来すると思われるピークはカウントに含めない。
- コンプトン散乱のスペクトルがピークアウトする領域のうち、カウント数がピークの 1/2 になるような  $ch$  をコンプトンエッジとする。そのような  $ch$  が存在しない場合、初めて 1/2 を下回った  $ch$  をコンプトンエッジとする。ただし、スレッシュホールド ( $ch=100$ ) 付近でのピークアウトは、コン



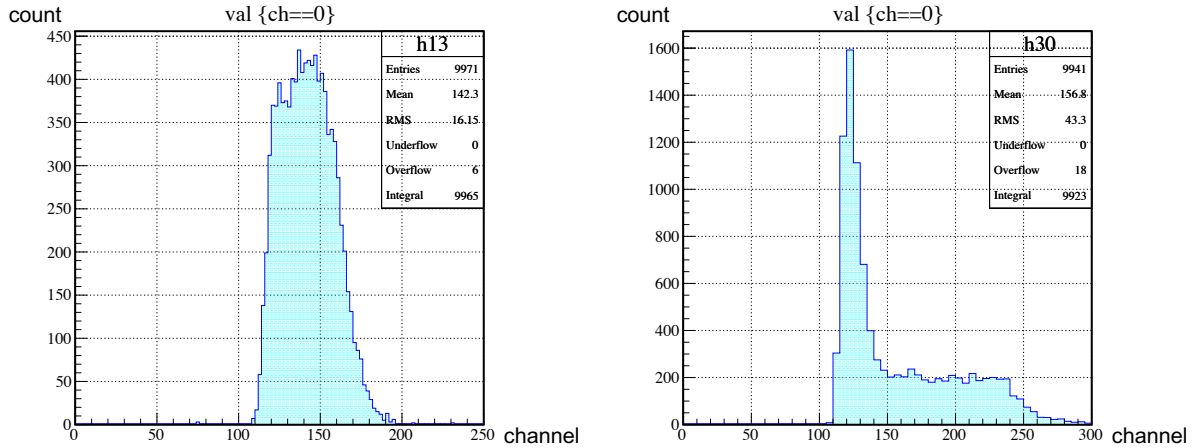


図 5.2  $^{137}\text{Cs}$  (左) と  $^{22}\text{Na}$  (右) を用いて得られたエネルギースペクトル。横軸は ADC のチャンネル数  $ch$ 、縦軸はカウント数を表す。スレッシュホールドは  $ch=100$  に設定されている。ヒストグラムのビン幅は 2 (左) と 5 (右) である。

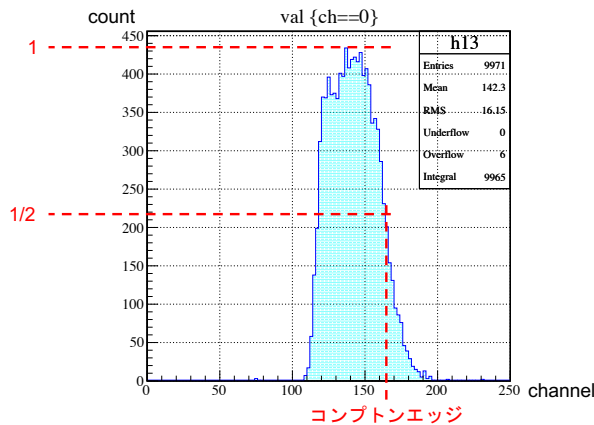


図 5.3 コンプトンエッジが対応する  $ch$  の決定方法。カウント数がコンプトン散乱によるピークから  $1/2$  になるような  $ch$  をコンプトンエッジと定義する。

プトンエッジとしない。

- $^{22}\text{Na}$  を用いた測定では、2 種類の  $\gamma$  線 (0.511 MeV、1.27 MeV) がカウントされているため、0.511 MeV のコンプトン散乱のカウント数には 1.27 MeV のカウント数も含まれている。したがって 0.511 MeV に由来するコンプトンエッジを求めるときは、0.511 MeV のピークのカウント数から 1.27 MeV のピークのカウント数をバックグラウンドとして引く。

以上の方法により求めたコンプトンエッジ (0.340 MeV、0.478 MeV、1.06 MeV) の  $ch$  から、HV=1500 V においてエネルギー較正をした結果を図 5.4、図 5.5 に示す。この結果から、陽子発光量に対応する  $ch$  を求めたところ、3.41 MeVee は  $ch=648.3$ 、15.5 MeVee は  $ch=2678.3$  となった。同様の実験とエネルギー較正を、HV を 50 V 刻みで変化させて 1500~2000 V の範囲で行なった。得られた結果を表 5.3 に示す。

エネルギー較正で得た各 HV 値に対するチャンネル数  $ch$  を、累乗近似でフィッティングすることで HV 依

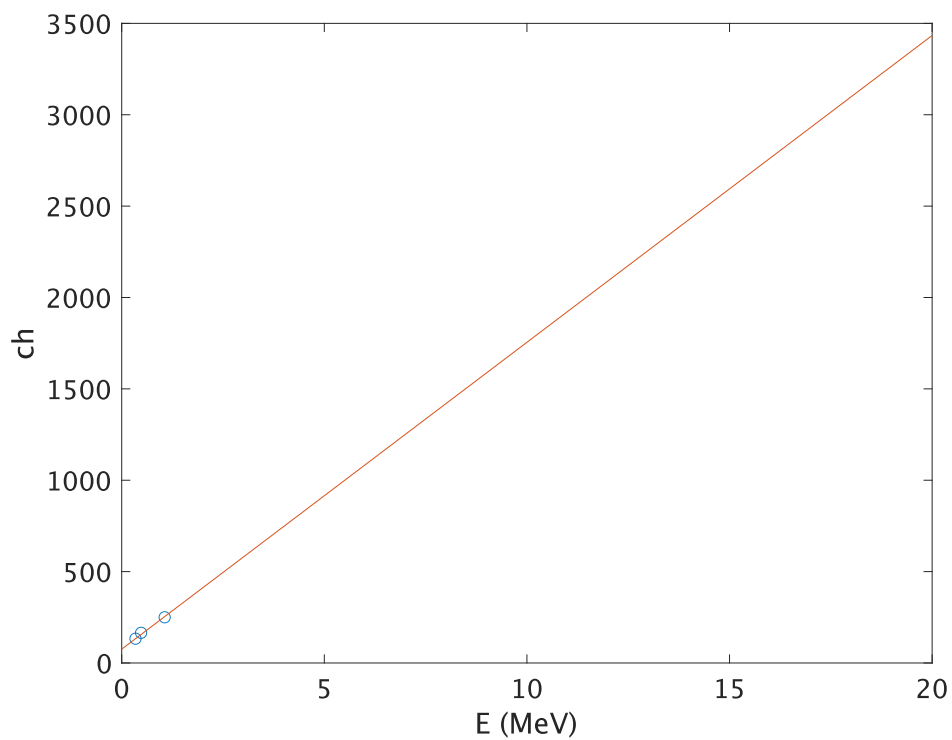


図 5.4 HV=1500 V におけるエネルギー較正の結果。切片はベデスタル (75.8ch) に対応する。

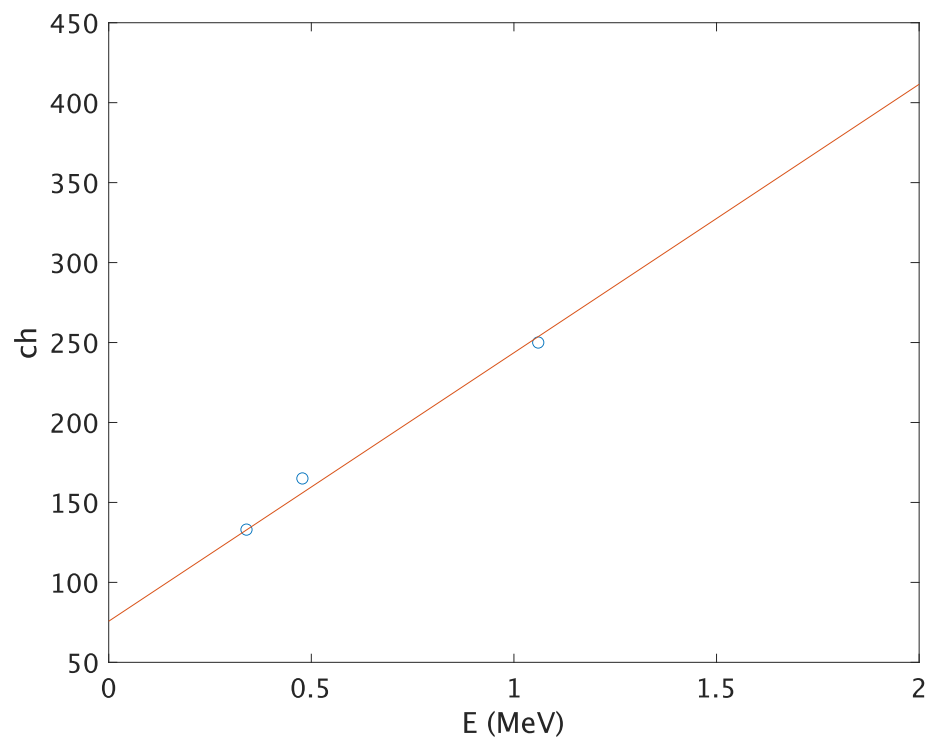


図 5.5 図 5.4 を拡大したもの。プロットは、コンプトンエッジのエネルギー 0.340 MeV、0.478 MeV、1.06 MeV に対応する。

表 5.3 各 HV 値に対して、3 種類のコンプトンエッジ (0.340 MeV、0.478 MeV、1.06 MeV) の  $ch$  からエネルギー較正を行なった結果。なお、ADC で検出可能なチャンネル数は  $100 < ch < 4096$  である。

HV (V)	傾き $A$	陽子発光量のチャンネル数 ( $ch$ )	
		3.41 MeVee	15.5 MeVee
1500	167.9	648.3	2678.3
1550	224.7	766.4	3559.1
1600	296.4	1086.5	4670.4
1650	384.6	1387.2	6037.2
1700	496.0	1766.9	7763.1
1750	635.8	2243.9	9931.1
1800	856.8	2997.3	13355.5
1850	1064.0	3703.9	16567.7
1900	1417.7	4910.1	22050.1
1950	1679.2	5801.8	26103.3
2000	2156.2	7428.3	33496.8

表 5.4 累乗近似により得られた PMT のゲインの指数  $kn$  と理論値の比較。4.1.2 項で述べたように、PMT のゲインは HV 値の  $kn$  乗に比例する。

ゲインの指数 $kn$	
理論値 [20]	8.4~9.6
今回の測定結果	8.8

存性を求める。図 5.6 と図 5.7 に、フィッティングによって得られた PMT の HV 値と陽子発光量に対応する  $ch$  の関係を表すグラフを示す。これらの結果より、3.41 MeVee を検出するにはおよそ 1250~1850 V の範囲、15.5 MeVee を検出するにはおよそ 1050~1550 V の範囲に HV 値を設定する必要がある。また、PMT のゲインが低すぎると検出効率が悪くなり、限界までゲインを上げると発光量がオーバーフローする可能性がある。したがって、プロトタイプ検出器で反跳陽子を検出するには、PMT への印加電圧を HV=1500 V に設定することが適しているといえる。なお、HV=1500 V における ADC の最大チャンネル数 ( $ch=4096$ ) に対応するエネルギーは 23.8 MeV、スレッシュホールド ( $ch=100$ ) に対応するエネルギーは 0.145 MeV である。

累乗近似から得られたゲインの指数  $kn$  と、4.1.2 項で述べた理論値 [20] との比較を表 5.4 に示す。今回の実験から得られたゲインは理論値とよく一致しており、エネルギー較正から得られた陽子発光量のチャンネル数は妥当であるといえる。

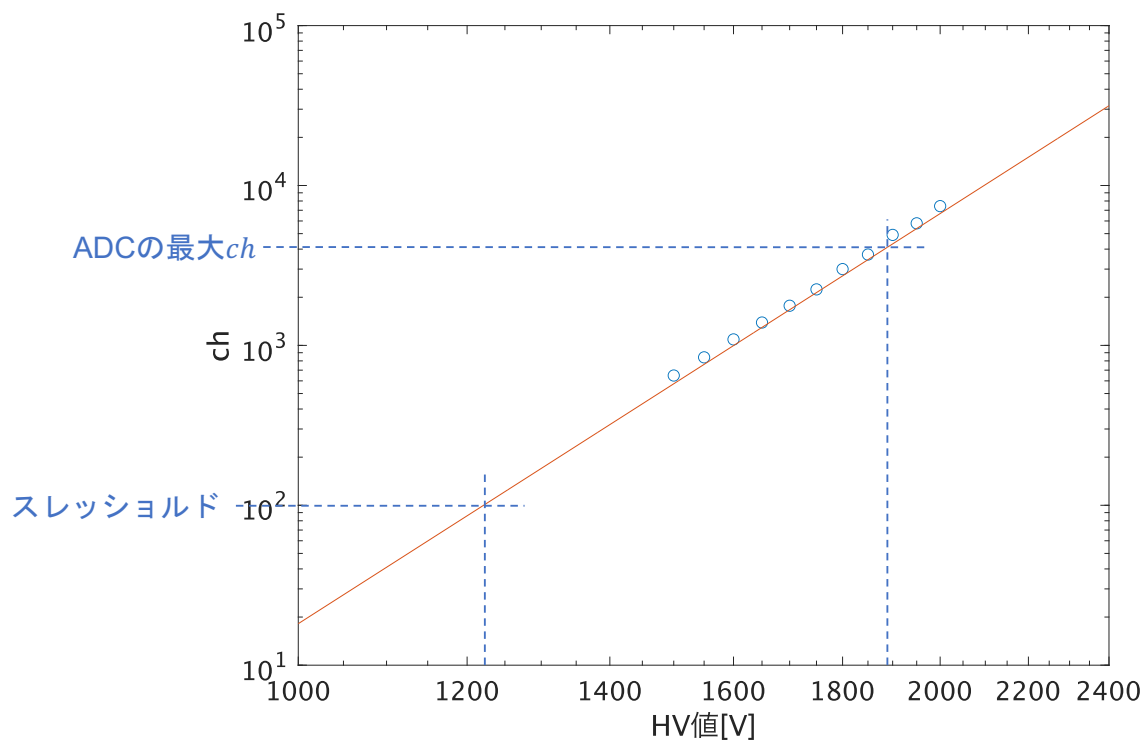


図 5.6 3.41 MeVee が対応する  $ch$  の HV 依存性。横軸は HV 値 (V)、縦軸に対応するチャンネル数を表す両対数グラフである。ADC のスレッシュホールドと最大チャンネル数を青い点線で示した。

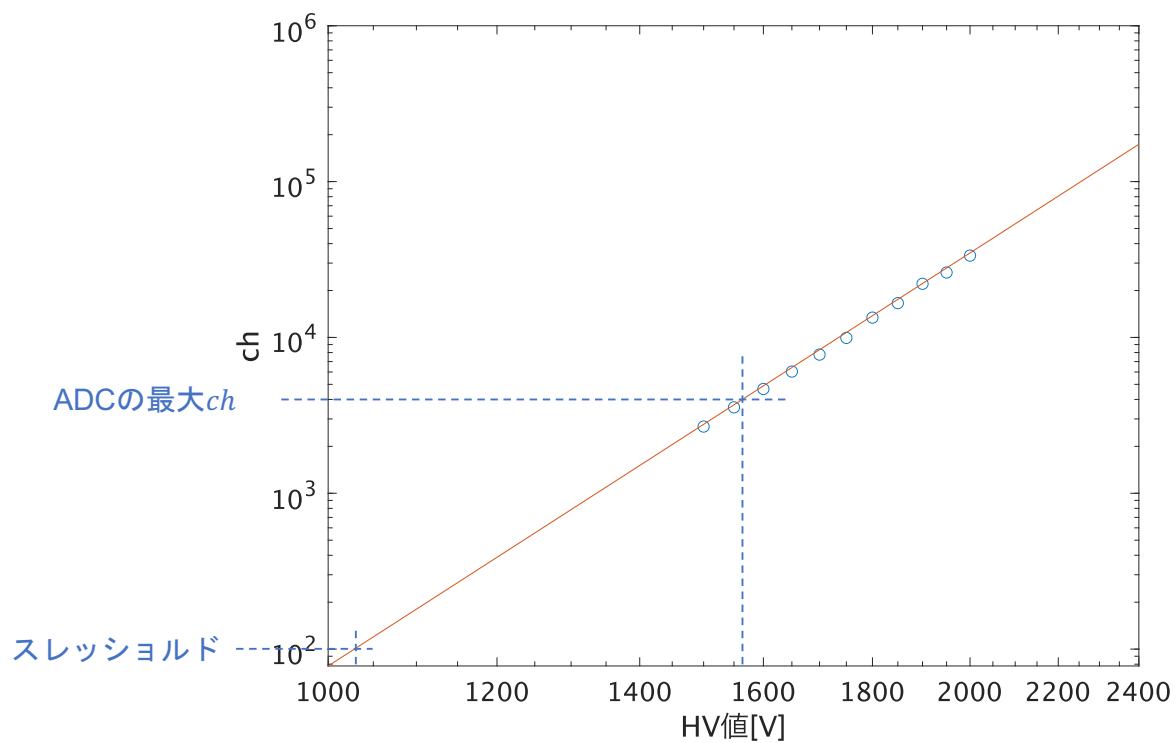


図 5.7 15.5 MeVee が対応する  $ch$  の HV 依存性。図 5.6 と同様に、横軸は HV 値 (V)、縦軸に対応するチャンネル数を表す両対数グラフである。ADC のスレッシュホールドと最大チャンネル数を青い点線で示した。

## 第 6 章

# まとめと今後の展望

本研究では、2022 年 5 月に量子科学技術研究開発機構（QST）の HIMAC で行う PFAD のテスト実験で用いるトリガーシンチレーション検出器のプロトタイプを開発し、陽子検出に最適な光電子増倍管（PMT）の印加電圧（HV）を決定した。反跳陽子がトリガーシンチレータへ入射したときの発光量を計算したところ、最大で 15.5 MeVee、最小で 3.41 MeVee であるとわかった。これらの発光量が対応するチャンネル数を求めるために、 $\gamma$  線源  $^{137}\text{Cs}$  と  $^{22}\text{Na}$  を用いてコンプトンエッジの検出し、エネルギー較正を行なった。さらに、PMT のゲインの HV 依存性測定を行い、HV 値と陽子発光量が対応するチャンネル数の関係を求めた。これらの結果より、3.41 MeVee から 15.5 MeVee の発光量を ADC でチャンネル数に変換するには HV=1500 V が適当であると結論づけられた。

本研究では行わなかったが、得られたエネルギースペクトルに対してフィッティングを行いコンプトンエッジのチャンネル数を求めることで、より高い精度で PMT の HV 依存性を評価することができる。今後の展望として、検出器が入射位置に依らずに陽子検出ができることを確かめる必要がある。これには、鉛コリメータなどを用いて  $\gamma$  線のシンチレータへの入射位置を限定し、発光量の入射位置依存性を評価する実験が考えられる。また、トリガーシンチレーション検出器は全部で 12 台用意するが、PMT の HV 特性は個体ごとに異なる。したがって、各検出器に対して同様の実験を行い、PMT の個体ごとにテスト実験で用いる HV 値を決定する必要がある。

## 参考文献

- [1] K. Ikeda, H. Horiuchi, N. Takigawa, Prog. Theor., Phys. Suppl. E68, 464 (1968).
- [2] W. von Oertzen, Maetin Freer and Yoshiko Kanada-En'yo., Phys. Rep. 432, 43 (2006).
- [3] A. B. Migdal et al., Sov. J. Nucl. Phys. 16, 238 (1973).
- [4] M. Matsuo et al., Phys. Rev. C 73, 044309 (2006).
- [5] K. J. Cook et al., Phys. Rev. Lett. 124, 212503 (2020).
- [6] Y. Kubota et al., Phys. Rev. Lett. 125, 252501 (2020).
- [7] K. Kisamori et al., Phys. Rev. Lett. 116, 052501 (2016).
- [8] T. Faestermann et al., Phys. Lett. B 824, 136799 (2022).
- [9] H. T. Johansson et al., Nucl. Phys. A 842, 15 (2010).
- [10] A. Korshennikov et al., Phys. Lett. B 326, 31 (1994).
- [11] T. Kobayashi et al., Nucl. Phys. A 616, 223c (1997).
- [12] Z. Kohley et al., Phys. Rev. Lett. 109, 232501 (2012).
- [13] A. Matta et al., Phys. Rev. C 92, 041302(R) (2015).
- [14] S. I. Sidorchuk et al., Phys. Rev. Lett. 108, 202502 (2012).
- [15] H. Kamada et al. Phys. Rev. C 88, 014005 (2013).
- [16] RIKEN NISHINA CENTER <https://www.nishina.riken.jp/RIBF/index.html>
- [17] 山田啓貴, 卒業論文, 東京工業大学 (2016).
- [18] Saint-Goban, BC400-404-408-412-416 Data Sheet, <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/hps-mac3-cma-crystals/files/2021-10/BC400-404-408-412-416-Data-Sheet.pdf>
- [19] Glenn F. Knoll 著, 木村逸郎/阪井英次 訳「放射線計測ハンドブック (第3版)」日刊工業新聞社 (2001)
- [20] 浜松ホトニクス, 光電子増倍管 その基礎と応用 [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT\\_handbook\\_v4J.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v4J.pdf)
- [21] CAEN, Technical Information Manual, [https://twiki.cern.ch/twiki/pub/DREAM/CaenDoc/v792\\_rev18.pdf](https://twiki.cern.ch/twiki/pub/DREAM/CaenDoc/v792_rev18.pdf)
- [22] William R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Berlin, Springer(2012)
- [23] LISE++ : Rare Isotope Beam Production <http://lise.nsl.msui.edu/lise.html>
- [24] D. Fox et al., Nucl. Instr. and Meth. 374, 63 (1996)
- [25] K. Nakayama et al., Nucl. Instr. and Meth. 190, 555 (1981)
- [26] 田中隆己, 修士論文, 東京工業大学 (2013)

# 謝辞

本研究を進めるにあたって、多くの方々からのご指導、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、原子核物理の基本的な知識から研究者としての心構え、プレゼンテーションの方法など様々な方面でご指導いただきました。助教の近藤洋介氏には実験のやり方や卒論執筆の指導など、私が困った時に多くの適切な助言をいただきました。研究員の中塚徳継氏には検出器の開発に関して多くの助言や励ましのお言葉をいただきました。また、同じく中村研のメンバーである海老名直樹氏、高橋康平氏、松井智樹氏、堀川晃太氏、磯部駆氏には他愛のない会話などで大変和ませていただきました。また、ここまで育ててくださった両親には心からの感謝を申し上げます。最後に、これまで関わってくださった全ての人に感謝申し上げます。