

2021 年度 学士論文

中性子過剰核における短距離相関対探索のための
後方散乱粒子検出器の開発

東京工業大学 理学院 物理学系

学籍番号 18B01222

氏名 礒部 駆

指導教員 中村隆司

2022 年 3 月 23 日

概要

本論文では、短距離相関した陽子-中性子対 (SRC:Short Range Correlation) の探索実験で用いる重陽子検出器の開発とその性能について述べる。SRC ペアは核子半径より近接した陽子-中性子対であり相対運動量がフェルミ運動量を超える。この高運動量を持つ核内核子について、近年電子散乱による研究結果が複数報告されており、SRC が注目を集めている。その中の 1 つでは、中性子過剰な安定核である ^{208}Pb の電子散乱の実験により陽子における SRC の割合が中性子におけるものより大きいことを報告している。この形成割合の発現機構を明らかにするために不安定核を用いたより幅広い陽子中性子比の原子核について SRC を実験的に研究することが重要となっている。そこで我々は世界初となる中性子過剰な不安定核を用いた SRC 探索の実験を計画している。この実験は不安定核に SRC が存在するのか、その存在比は N/Z にどのように依存するのか、また、不安定核では顕著である陽子と中性子のフェルミエネルギーの差異によって SRC の振る舞いは変化するのかを知ることが目的である。不安定核の実験に電子散乱の手法は運用できないため、本研究では逆運動学を用いて不安定核を水素標的に入射させることで重陽子ノックアウト反応 (p, pd) を起こし、この反応における三重微分断面積を測定する。その第一段階として $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 実験を理化学研究所 RIBF において行う予定である。

本研究では $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 実験に用いる重陽子検出器のプロトタイプを作成し、エネルギー分解能を ^{22}Na ガンマ線源を用いることで評価した。重陽子検出器の役割は $\Delta E - E$ 法による陽子と重陽子の粒子識別と重陽子のエネルギーを測定することである。重陽子検出器は 2 層のプラスチックシンチレータにより構成されており、1 層目で ΔE 、2 層目で E を測定する。この 2 層目のエネルギー検出器が粒子識別のために必要な分解能はエネルギー損失が 1 MeV の場合に 0.34 MeV が要求される。本研究で制作したプロトタイプ検出器では 0.1 MeV のエネルギー分解能が得られた。この結果から粒子識別に十分な分解能が得られていることが結論付けられた。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	実験の概要及びセットアップ	11
2.1	(p, pd) 反応の運動学	11
2.2	実験セットアップ	12
第 3 章	BSDD の開発	15
3.1	シンチレーション検出器	15
3.2	BSDD の構成要素	18
3.3	要求性能	21
第 4 章	BSDD の性能評価実験	22
4.1	テスト実験	22
4.2	MPPC 基板の製作	24
4.3	データ収集 (DAQ) システム	25
4.4	解析方法	29
第 5 章	検出器の性能評価実験の結果と考察	33
5.1	実験 1: エネルギー分解能の MPPC 個数依存性	33
5.2	実験 2: エネルギー分解能のガンマ線の入射位置依存性	36
第 6 章	まとめと今後の課題	40
6.1	まとめ	40
6.2	今後の課題	40
	参考文献	41

目次

1.1	フェルガス模型での核子の運動量分布	2
1.2	$(e, e'p)$ 反応から得られた原子核の質量数に対する分光学的因子の値	3
1.3	Gade プロット	3
1.4	電子散乱断面積比 (中性子ノックアウト反応/陽子ノックアウト反応) の N/Z 依存性	4
1.5	中性子と陽子それぞれの ^{12}C に対する相対的な高運動量と低運動量のイベント数比	5
1.6	2 核子系のテンソル相互作用	6
1.7	安定核 ^{16}O を用いた (p, pd) 反応	7
1.8	$\theta_d = 8.6^\circ / \theta_p = 138.4^\circ$ のときの $^{16}\text{O}()$ ^{14}N の励起エネルギースペクトル	7
1.9	^{14}N の準位図	8
1.10	ビームエネルギー 135 MeV/u による $p + d$ 弾性散乱の微分断面積	9
2.1	$p + d$ 散乱における重心系 60° (前方散乱) の陽子及び重陽子の散乱角とエネルギーの関係	12
2.2	$p + d$ 散乱における重心系 160° (後方散乱) の陽子及び重陽子の散乱角とエネルギーの関係	12
2.3	SAMURAI スペクトロメータの模式図	13
2.4	粒子の飛跡のシミュレーション	14
3.1	シンチレータの発光原理	15
3.2	Si フォトダイオードの PN 接合の状態 [12]	16
3.3	アバランシェ増倍の模式図 (近赤外タイプ)[13]	17
3.4	MPPC の回路図 [14]	18
3.5	水素標的と BSDD の位置関係	18
3.6	BSDD の模式図	19
3.7	浜松ホトニクス製 MPPC	20
3.8	MPPC 検出効率	20
3.9	厚さ 6 mm のプラスチックシンチレータに粒子が入射するときの $\Delta E - E$ 図	21
4.1	BSDD の 2 層目の模式図	22
4.2	MPPC の ID とシンチレータ上のポジション	23
4.3	シンチレータとガンマ線源の位置関係	23
4.4	鉛コリメーター	24
4.5	コリメータの模式図	24
4.6	読み出し回路の回路図	24
4.7	作成した基板	25

4.8	EASIROC の回路図の概略	26
4.9	電圧型前置増幅器の等価回路	27
4.10	電荷型前置増幅器の等価回路	27
4.11	ペDESTALのフィッティングの	28
4.12	本テスト実験での MPPC 読み出し回路	29
4.13	ガンマ線減弱係数	30
4.14	コンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布	31
4.15	コンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布をガウス関数で畳み込み積分した分布	31
5.1	MPPC1 から得らデータにフィッティングを行った図	34
5.2	MPPC2 から得らデータにフィッティングを行った図	34
5.3	MPPC3 から得らデータにフィッティングを行った図。	34
5.4	4.14 より得られたヒストグラムに再びフィッティングした図	35
5.5	ポジション 7 についての各 MPPC のスペクトル	37
5.6	実験値と理論値の比較	37
5.7	ポジション 8 についての各 MPPC のスペクトル	37
5.8	ポジション 9 についての各 MPPC のスペクトル	37
5.9	ポジション 1 についての各 MPPC のスペクトル	38
5.10	ポジション 4 についての各 MPPC のスペクトル	38

表目次

3.1	EJ200 の特性	19
3.2	S13360-3025CS の性能	21
3.3	S13360-6025CS の性能	21
4.1	NIM-EASIROC の各チャンネルのペDESTAL	28
5.1	各 MPPC のエネルギー較正の傾きパラメータ k (keV/ch) と 1 MeV での分解能 a (MeV) . .	34
5.2	Q_{ave} にフィッティングすることで得た MPPC のエネルギー較正の傾きパラメータ k (keV/ch)	35
5.3	各ポジションでの集光効率の変化および分解能	36
5.4	ポジション 7、8、9 での各 MPPC の分解能の変化および分解能	38
5.5	ポジション 1 と 4 での各 MPPC の分解能の変化および分解能	39
5.6	ポジション 2、3、5、6 での各 MPPC の分解能の変化および分解能	39

第 1 章

序論

原子核の基本的な性質は独立粒子模型によって理解される。独立粒子模型とは核子が原子核の平均場の中をそれぞれ独立に運動しているとみなす描像のことである。各核子は一粒子軌道を占有し原子核全体は一粒子軌道の重ね合わせで記述できる。短距離力の核力で束縛している原子核中の核子が、自由に動き回ることができるというのは一見不自然であり、核物理の研究の黎明期にはこのような描像はあり得ないと考えられていた。しかし、現実の核子の平均自由行程は原子核の大きさを超えていて、自由に動き回れるとする模型は適切だと結論付けられた。平均自由行程が長くなるのはフェルミ粒子のパウリの排他律が原因である。

殻模型などの独立粒子模型は原子核の性質をよく記述することが知られている一方で、それでは説明できない現象も存在することが知られている。陽子・中性子の短距離相関 (Short Range Correlation: SRC) は独立粒子模型では説明できない現象であり、近年特に注目を集めている。序論では SRC 研究についての意義や背景を述べるために、原子核の標準的な模型の一つである独立粒子模型、その中で最も単純なフェルミガス模型について述べ、フェルミガス模型と比較した SRC の特徴や SRC の先行研究について述べる。また、不安定核を SRC 研究に用いる意義についても述べる。

フェルミガス模型は独立粒子模型のもっとも単純な模型である。フェルミガス模型は運動量空間で考える模型であり、通常は運動量空間と等価な $\mathbf{k} = \mathbf{P}/\hbar$ であらわされる波数ベクトル空間を用いる。体積 V (=原子核の体積) の中に詰まった核子は \mathbf{k} 空間では半径 k_F (フェルミ波数) の球 (フェルミ球) の中で、 $(2\pi)^3/V$ という間隔で 2 個ずつ詰まっているものとみなせる。この「2 個」というのはスピンの向きに対する自由度に対応する。このことから状態数 n は

$$n = 2 \frac{V}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} = 2 \frac{V}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} 4\pi k^2 dk = \frac{V k_F^3}{3\pi^2} \quad (1.1)$$

である。 n は核子数に対応し、 $n = N$ (中性子数) ないし $n = Z$ (陽子数) である。これよりフェルミ波数 k_F は

$$k_F = (3\pi^2 \rho)^{1/3} \quad (1.2)$$

となる。ここで $\rho = n/V$ であり密度を表す。フェルミエネルギーはフェルミ運動量に対応するエネルギー (運動エネルギーの最大値) として定義され、核子の質量を m とすると

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 \rho)^{2/3} \quad (1.3)$$

である。このことからフェルミ運動量およびフェルミエネルギーは密度の増加関数であるから、密度が大きいくほど核内の核子の運動量は大きくなる。

陽子数と中性子数が等しい、すなわち $n = Z = N = \frac{A}{2}$ である原子核についてフェルミ波数、フェルミ運動量およびフェルミエネルギーを計算すると

$$k_F = \left(3\pi^2 \frac{A}{2V}\right)^{1/3} \quad (1.4)$$

$$P_F = \hbar \left(3\pi^2 \frac{A}{2V}\right)^{1/3} \quad (1.5)$$

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{A}{2V}\right)^{2/3} \quad (1.6)$$

となる。これに $A/V = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ (核子密度) を代入して計算すると、

$$k_F = 1.36 \text{ fm}^{-1} \quad (1.7)$$

$$P_F = 268 \text{ MeV}/c \quad (1.8)$$

$$\epsilon_F = 38 \text{ MeV} \quad (1.9)$$

となる。フェルミガス模型の運動量分布は図 1.1 のようになる。

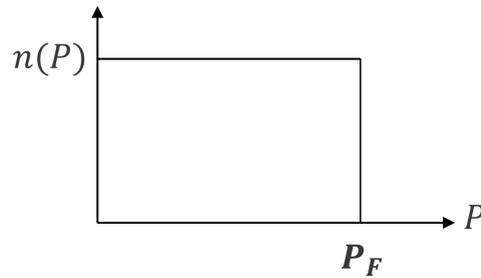


図 1.1: フェルミガス模型での核子の運動量分布

フェルミガス模型は原子核の性質を理解するうえで重要であるが、これだけでは理解できないことがある。一例として、一粒子軌道の占有率が殻模型での計算より小さいことがあげられる。図 1.2 は $(e, e'p)$ 反応を用いた実験により得られた安定核についてのデータで横軸は標的の質量数、縦軸は規格化された一粒子軌道占有率(分光学的因子)を表している。殻模型計算では分光学的因子を核子間の相関も入れて計算しているが、実験で得られる断面積は、殻模型計算で計算された分光学的因子で予想される断面積の 0.6~0.8 倍でありこの減少率を Reduction Factor(減少因子)とよんでいる。図 1.3 には、不安定核を含めたより広範囲の原子核に対して測定された一陽子分離反応や一中性子分離反応(電子による (e, ep) 反応に相当)の断面積を、殻模型による予想断面積で割った、Reduction Factor のプロットを示す。図 1.3 のように一陽子分離エネルギーと一中性子分離エネルギーの差(陽子、中性子間のフェルミエネルギーの差)が大きくなると、Reduction Factor が 1 よりかなり小さくなることわかる。中性子過剰核の場合であれば、一陽子分離反応の断面積が殻模型の計算よりかなり小さくなってしまっていることを示している。このようにフェルミエネルギーの差が Reduction Factor に大きく影響していることが知られているが、このメカニズムは全く分かっていない。このメカニズムの一つが SRC であると考えられており、中性子過剰核でどのように SRC が発現するのか、定量的に系統的に調べる必要がある。

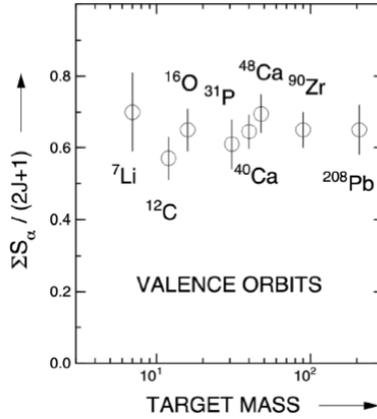


図 1.2: $(e, e'p)$ 反応から得られた原子核の質量数に対する規格化された分光学的因子の値 [1] 横軸は標的核の質量数、縦軸は分光学的因子を表す。

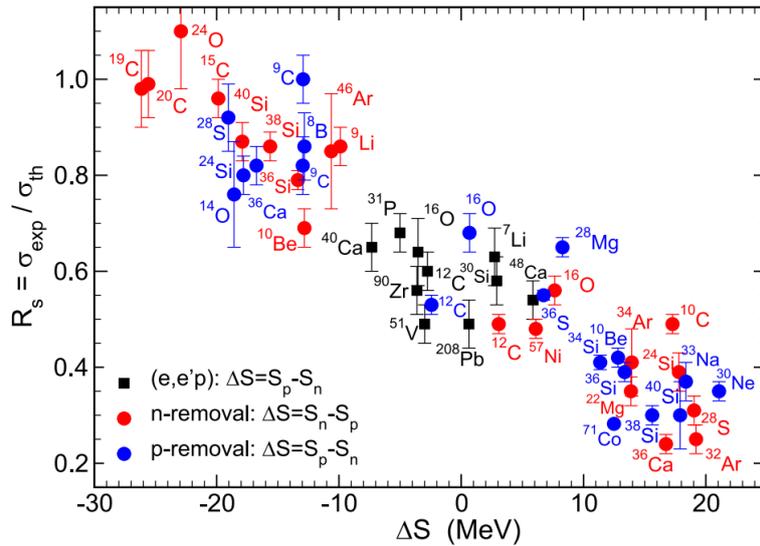


図 1.3: それぞれの原子核に対する、一核子分離反応における断面積の測定値と計算値の比 R_S [2] 横軸は一陽子 (中性子) 分離エネルギーと一中性子 (陽子) 分離エネルギーの差を表し、縦軸は断面積の測定値と計算値の比を表す。赤 (青) 丸は中性子 (陽子) 分離反応に対応しており、黒い四角は電子による陽子分離反応のデータを示している。

次に SRC の先行研究について述べる。R. Subedi 氏らは電子を原子核に入射させ、核子をノックアウトする実験 [3] を行った。この実験によると ^{12}C 中で 80 % の核子はペアを形成していないが、残りの 20 % の核子はフェルミ運動量より大きい運動量を持ち SRC ペアを形成している。このうち陽子-中性子対が 18 % を占め、陽子-陽子対、中性子-中性子対はそれぞれ 1% であった。つまり、SRC ペアのほとんどは陽子・中性子の 2 組み合わせであることが分かった。この理由は後述する。

M. Duer 氏らは電子散乱実験 [4] により、さらに SRC 研究を進めている。図 1.4 が示すように、高運動量の核子を観測した際に $(e, e'n)$ と $(e, e'p)$ の断面積比は N/Z に依存せずほぼ 1 であった。これは原子核内の

フェルミ運動量を超える高運動量の陽子数と中性子数が等しいことを示しており、高運動量の核子が SRC ペア由来であることと矛盾しない。一方、低運動量成分については、Pb 標的について (e, en) の断面積が (e, ep) の断面積の 1.6 倍程度と大きくなった。すなわち、中性子過剰核では低運動量の中性子成分が大きいことが示された。

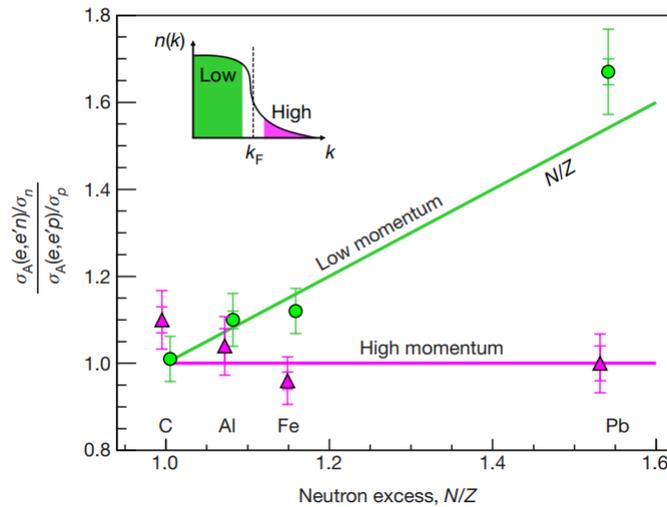


図 1.4: 電子散乱断面積比 (中性子ノックアウト反応/陽子ノックアウト反応) の N/Z 依存性 [4] 低運動量 (緑丸) と高運動量 (紫三角形) のイベントについての、中性子がノックアウトされる反応 $(e, e'n)$ 反応と陽子がノックアウトされる反応 $(e, e'p)$ の断面積比 $[\sigma_A(e, e'n)/\sigma_n]/[\sigma_A(e, e'p)/\sigma_p]$ を表す。 σ_n, σ_p は電子-中性子及び電子-陽子の弾性散乱断面積であり、それぞれ $(e, e'n)$ 断面積、 $(e, e'p)$ 断面積を割ることで規格化している。挿入図は、核子運動量分布を示しており、”low” と ”high” はそれぞれフェルミ運動量より低運動量と高運動量を示している。

また、M. Duer 氏は原子核内の陽子、中性子がそれぞれどの程度の割合で SRC ペアを形成するかを調べた。図 1.5 は陽子と中性子、それぞれについて高運動量の核子数と低運動量の核子数の比をとり ^{12}C の比で規格化したものを示している。高運動量の核子は SRC ペアが起源とみなすことができるので、図 1.5 は ^{12}C と比較したときの原子核内の SRC ペアの割合を示している。中性子の SRC ペアの割合は N/Z に依存せず一定であるのに対し、 N/Z が大きいほど陽子の SRC ペアの割合は大きくなっている。また、図 1.5 の挿入図は中性子数と陽子数が等しい核 (破線) と中性子数が陽子数より大きい核 (実線) の運動量分布を示している。中性子数と陽子数が等しいときより、中性子数が陽子数より大きいときのほうが高運動量の陽子の割合が高い。このことから、SRC ペアの形成には N/Z 依存性があると考えられる。

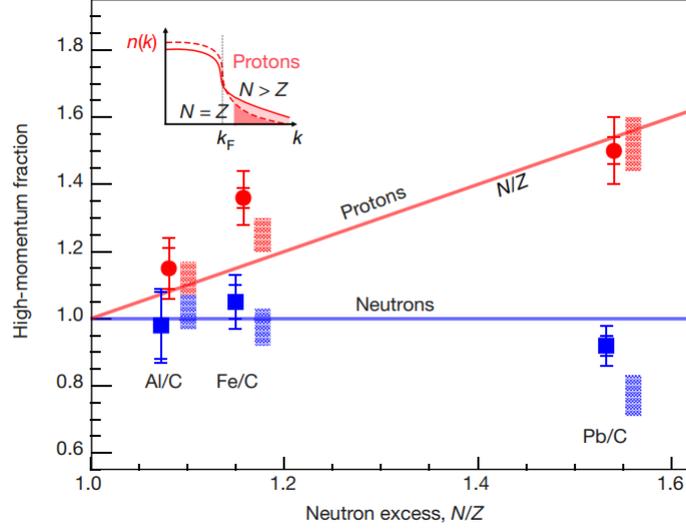


図 1.5: 中性子と陽子それぞれの ^{12}C に対する相対的な高運動量と低運動量のイベント数比 [4] 赤丸は $(e, e'p)$ 反応における ^{12}C でスケールした原子核 A の低運動量陽子数に対する高運動量陽子数の比 (二重比) を示している: $([\text{原子核 A の高運動量陽子}]/[^{12}\text{C の高運動量陽子}])/([\text{原子核 A の低運動量陽子}]/[^{12}\text{C の低運動量陽子}])$ 。内側の誤差棒は統計誤差によるものであり、外側の誤差棒は統計誤差と系統誤差の両方を含み、両方とも 1σ または 68% の信頼度を示している。青色の四角は中性子について陽子と同様に、 $(e, e'n)$ 反応における ^{12}C でスケールした原子核 A の低運動量中性子数に対する高運動量中性子数の比 (二重比) を示している。赤と青のハッチングされた四角は陽子と中性子の比それぞれに対する理論モデルの予測範囲を示している。赤線は傾きが 1 の直線、青線は $([\text{原子核 A の高運動量中性子}]/[^{12}\text{C の高運動量中性子}])/([\text{原子核 A の低運動量中性子}]/[^{12}\text{C の低運動量中性子}])=1$ の直線を表している。直線は、低運動量核子の場合には核内の中性子と陽子の数の比に対応する N/Z (傾き 1 の直線) を表し、高運動量核子の場合には陽子-中性子対モデルの予測 $([\sigma_A(e, e'n)/\sigma_n]/[\sigma_A(e, e'p)/\sigma_p] = 1)$ を示している。内側の誤差棒は統計誤差を示し、外側の誤差棒は統計誤差と系統誤差の両方を含んでいる。挿入図は中性子数と陽子数が等しい核 (破線) と中性子数が陽子数より大きい核 (実線) の運動量分布を示している。

次に SRC ペアと深い関わりを持つテンソル相互作用について述べる。2 核子間の核力ポテンシャル $V(1, 2)$ の主要な成分は、2 核子間の距離 r だけの関数で書ける中心力ポテンシャル $V_c(r)$ と、2 核子のスピンの向きと相対座標ベクトルの向きに依存する非中心力ポテンシャルの一種、テンソル力ポテンシャル $S_{12}V_T(r)$ 及びスピン軌道力ポテンシャル $V_{LS}(r)\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ を用いて次のように書ける。

$$V(1, 2) = 2^{S+1} V_c(r) + S_{12}V_T(r) + V_{LS}(r)\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \quad (1.10)$$

S_{12} はテンソル演算子であり、次のように書ける。

$$S_{12} = 3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}}) - \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \quad (1.11)$$

r は 2 核子の相対座標、 $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$ であり、 $\boldsymbol{\sigma}$ はパウリのスピン行列である。2 核子系ではスピン $S = 0$ 、アイソスピン $T = 0$ 、または $S = 1$ 、 $T = 0$ を取りうる。 $S = 0$ の場合は式 (1.6) に $\boldsymbol{\sigma}_1 = -\boldsymbol{\sigma}_2$ を代入して、

$$S_{12} = -(3/r^2)(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{r})^2 + (\boldsymbol{\sigma}_1)^2 = 0 \quad (1.12)$$

となり、テンソル力は働かない。一方、 $S = 1$ に対しては、陽子中性子間にテンソル力が働く。この時、

$$S_{12}V_T(r) = (3 \cos^2 \theta - 1)V_T(r) \quad (1.13)$$

となる。 θ は陽子、中性子のスピンの向きを z 軸にとった ($\sigma_1 = \sigma_2 = \hat{z}$) 時の、2 核子の相対座標 \mathbf{r} の向きと z 軸のなす角を表す。

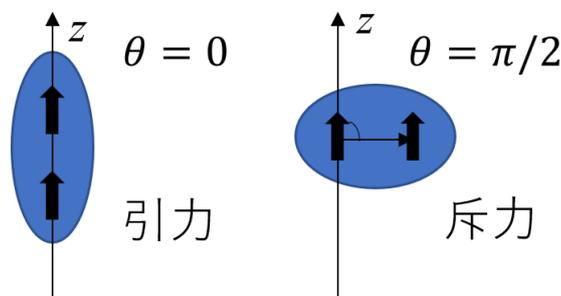


図 1.6: 陽子と中性子のスピンの向きが同じ方向を向いている場合のテンソル相互作用。その大きさと向きは核子のスピンの向きと 2 核子の相対座標ベクトル \mathbf{r} のなす角 θ に依存する。

$V_T(r)$ は負なので、 $\theta = 0$ のとき最大の引力となり、 $\theta = \pi/2$ のとき最大の斥力となる (図 1.6)。以上のことより 2 核子系では重陽子 ($S = 1, T = 0$) のみにテンソル相互作用が働く。

寺嶋氏らの (p, pd) 反応を用いた実験 [6] により、SRC ペアは $S = 1, T = 0$ を持ちテンソル相互作用が支配的になっていることが示された。この実験では ^{16}O を標的として、392 MeV の陽子ビームを衝突させ陽子-中性子対を散乱させた。標的核中に SRC ペアがある場合、SRC ペアの中中性子は高運動量を持つ。入射陽子の運動量と SRC ペアの中中性子の運動量が一致した場合、入射陽子は中性子をピックアップし、重陽子を形成し核外へ放出される。その際、もともと SRC ペアを形成していた陽子は放出される重陽子とは反対の方向に放出される。そのため入射陽子が SRC ペアの中中性子をピックアップした場合、陽子は後方に散乱する。 ^{16}O は陽子数、中性子数ともに 8 の偶々核であり、基底状態のスピン・パリティは $J^\pi = 0^+$ である。散乱される陽子-中性子対が $S = 1, T = 0$ であった場合、残留核 ^{14}N の終状態は $J^\pi = 1^+, T = 0$ となる。一方で散乱される陽子-中性子対が $S = 0, T = 1$ であった場合、残留核 ^{14}N の終状態は $J^\pi = 0^+, T = 1$ となる (図 1.7)。散乱に関与した陽子-中性子対のスピン・アイソスピンによって散乱後の残留核の状態は異なるため、残留核の終状態を特定することで陽子-中性子対の状態を知ることができる。この実験で観測された ^{14}N の励起エネルギースペクトルを図 1.8 に示す。この図から、基底状態と励起エネルギーが 3.95 MeV の第二励起状態が大きなピークとして観測され、励起エネルギーが 2.31 MeV の第一励起状態は非常に寄与が小さい。 ^{14}N の準位図から ^{14}N の基底状態と第二励起状態は $J^\pi = 1^+, T = 0$ 、第一励起状態は $J^\pi = 0^+, T = 1$ なので原子核内の相対運動量の大きな陽子-中性子対は $S = 1, T = 0$ が支配的であることが分かる。また、陽子-中性子対の高運動量成分が SRC ペア由来であることが示されているため、SRC ペアはテンソル相互作用が支配的であることが実験的に明らかとなった。

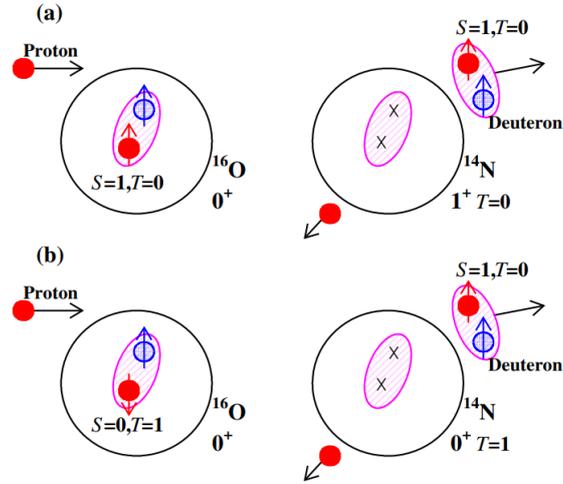


図 1.7: 安定核 ^{16}O を用いた (p, pd) 反応 [6] (a) ^{16}O 中の陽子-中性子対のスピンのアイソスピンが $S = 1, T = 0$ の場合、(b) ^{16}O 中の陽子-中性子対のスピンのアイソスピンが $S = 0, T = 1$ の場合。

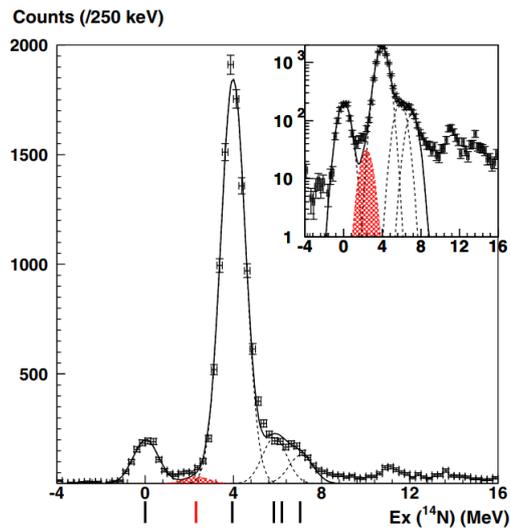


図 1.8: $\theta_d = 8.6^\circ / \theta_p = 138.4^\circ$ のときの $^{16}\text{O}(p, pd)^{14}\text{N}$ の励起エネルギースペクトル [6] 実線は全スペクトルについてフィッティングしたもので、破線は各ピークの成分についてフィッティングしたものを表している。図下の縦線は ^{14}N の基底状態及び励起状態のエネルギーを表す。

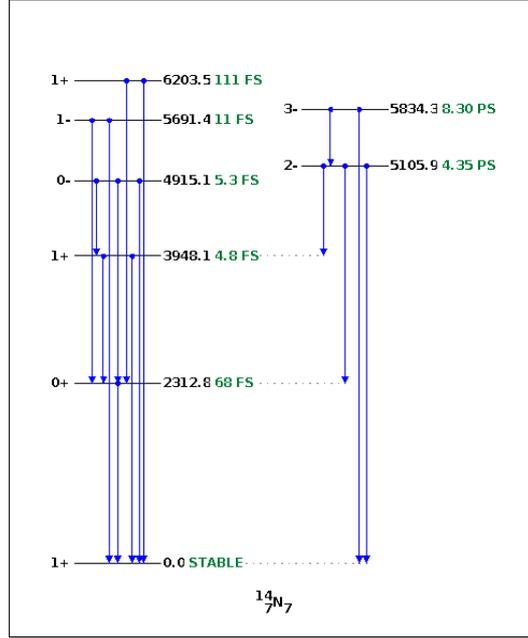


図 1.9: ^{14}N の準位図 [7]。準位線右の黒字は励起エネルギー (keV) を表し、緑字は半減期 $T_{1/2}$ を表す。下向きの青矢印はガンマ崩壊の遷移を表し、準位線左の数字は全スピンとパリティ J^π を表す。

SRC ペアに関する先行研究は安定核を用いて行われていたが、我々は不安定核を用いた実験により SRC ペアの探索を行うことを計画している。不安定核を用いて SRC ペアの探索を行うことのモチベーションは主に 2 つある。1 つ目のモチベーションは SRC ペア形成の N/Z 依存性を定量的に評価することである。先行研究 [4] の N/Z 依存性の結果は N/Z の大きい ^{208}Pb の結果に大きく依存している。図 1.5 の直線はそれぞれ単に傾き 1 (赤) のものと一定 (青) のものを表しているだけでデータをフィッティングしたものではない。そのため陽子、中性子ともに SRC ペア形成の N/Z 依存性の議論は定性的であり定量的なものではない。SRC ペアの N/Z 依存性を定量的に評価するために ^{208}Pb と同程度かそれよりも大きな N/Z を持つ不安定核に関するデータが必要となる。

モチベーションの 2 つ目は不安定核における陽子と中性子のフェルミ面の違いが SRC ペアに影響を及ぼすかどうかを調べることにある。この章の冒頭では陽子数と中性子数が等しい場合のフェルミガス模型について述べたが、陽子数と中性子数が異なる場合、フェルミ面は陽子と中性子で異なる。陽子数と中性子数が等しい場合のフェルミ運動量を P_F としたとき、陽子のフェルミ運動量 P_F^p は

$$P_F^p = P_F \left(\frac{2Z}{A} \right)^{1/3} \quad (1.14)$$

と書ける。一方で中性子のフェルミ運動量 P_F^n は

$$P_F^n = P_F \left(\frac{2N}{A} \right)^{1/3} \quad (1.15)$$

と書ける。このことから中性子数が陽子数より大きい場合、中性子のフェルミ運動量が陽子のフェルミ運動量より大きくなるのが分かる。不安定核 ^{14}Be と安定核 ^{208}Pb それぞれについて中性子、陽子のフェルミ運動量の比をとると

$$\frac{P_F^n(^{14}\text{Be})}{P_F^p(^{14}\text{Be})} \approx 1.36 \quad (1.16)$$

$$\frac{P_F^n(^{208}\text{Pb})}{P_F^p(^{208}\text{Pb})} \approx 1.15 \quad (1.17)$$

となり、不安定核の ^{14}Be は安定核 ^{208}Pb に比べ中性子と陽子のフェルミ運動量の比は大きくなる。このことが SRC ペア形成にどのように影響を与えるかを調べるのが不安定核で SRC ペアを探索するモチベーションの1つとなっている。

我々は寺嶋氏らが用いた (p, pd) 反応を逆運動学条件下で不安定核に適用する SRC 探索実験を計画している。この反応は $p + d$ の準弾性散乱とみなすことができる。散乱イベントは、 $p + d$ 散乱の重心系での散乱角度 $\theta_{\text{c.m.}}$ が小さい前方散乱と散乱角度が大きい後方散乱に大別される。先ほど述べたように陽子が原子核中の重陽子をノックアウトする反応が前方散乱にあたり、入射陽子が SRC ペアの中性をピックアップする反応は後方散乱に対応する。SRC ペアが存在する場合には、高運動量をもつ中性子の割合が増加し、 (p, pd) 反応における後方散乱の断面積が大きくなる。このことから SRC ペアの存在を議論することができる。

寺嶋氏らの実験では (p, pd) 反応の三重微分断面積 $d^3\sigma/d\Omega_p d\omega_d dE_d$ を測定し、DWIA(Distorted Wave Impulse Approximation) 計算により解析を行っている。DWIA 計算より (p, pd) 反応の三重微分断面積は

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\omega_d dE_d} = S_d F_k \frac{d\sigma}{d\Omega_{p+d}} |T|^2 \quad (1.18)$$

と表される。 F_k は運動学的因子、 S_d は原子核内の重陽子の分光学的因子、 $|T|^2$ は遷移行列である。 $d\sigma/d\Omega_{p+d}$ は $p + d$ 弾性散乱の微分断面積をであり、図 1.10 は $p + d$ 散乱における重心系での散乱角度と微分断面積の関係を表す。

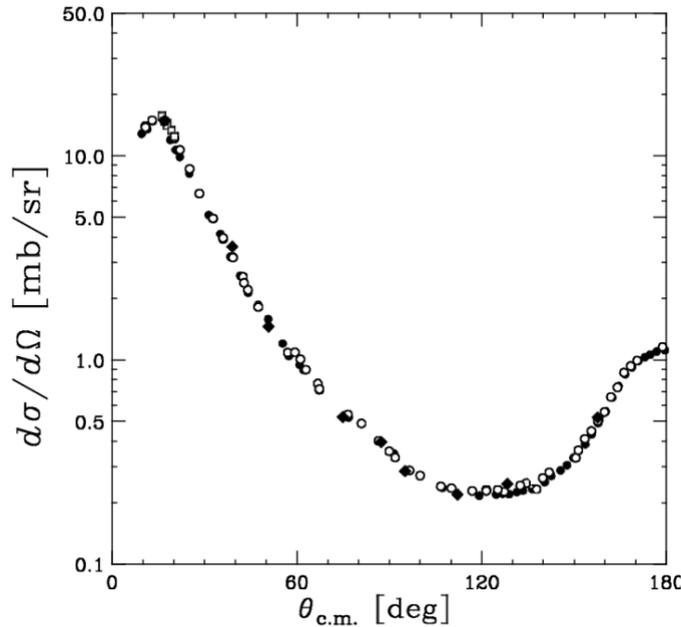


図 1.10: ビームエネルギー 135MeV/u による $p + d$ 弾性散乱の微分断面積 [8] 白丸・白四角・黒丸は理化学研究所で行われた実験による散乱断面積、黒菱形は大阪大学核物理研究センターで行われた実験による散乱断面積を表す。

順運動学の場合、前方散乱は $p + d$ 反応と同じような準弾性散乱とみなせるため陽子の実験系での散乱角度は $0^\circ \leq \theta_p \leq 180^\circ$ をとり、重陽子の実験室系での散乱角度は $0^\circ \leq \theta_d \leq 90^\circ$ をとる。陽子が SRC ペアの中

性をピックアップする後方散乱において陽子は陽子ビームと反対方向に散乱し、重陽子はビーム方向に散乱する。そのため順運動学では前方散乱と後方散乱を同時に観測することは難しい。一方で逆運動学の場合、不安定核をビームとして用いるため前方散乱、後方散乱のどちらの散乱でも陽子、中性子ともに実験室系では 90° より小さい角度に散乱する。そのため前方散乱と後方散乱を同時に検出することが可能である。前方散乱の測定には三重微分断面積の運動学的因子や行列要素に制限をかけ、モデル依存性を小さくするという目的がある。不安定核における SRC 探索の第一歩として我々は $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応実験を行う予定である。

本論文では $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応実験で使用する後方散乱重陽子の開発およびエネルギー分解能の評価について述べる。第 2 章では我々が計画している $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応の運動学および実験セットアップについて述べ、第 3 章では私が開発を行った重陽子検出器の原理および構造について述べる。第 4 章では重陽子検出器のテスト実験と解析方法について述べ、第 5 章ではテストの結果および考察を述べる。最後に第 6 章では本論文のまとめと今後の課題について述べる。

第 2 章

実験の概要及びセットアップ

本章では、SRC 探索実験で用いる (p, pd) 反応の運動学、および $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 実験の概要について述べる。実験は理化学研究所 RIBF で供給される不安定核 ^{10}Be ビームを使用し、逆運動学条件下で $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ を観測する。

2.1 (p, pd) 反応の運動学

本実験では、寺嶋氏らの実験と同様に $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ の三重微分断面積 $d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_d dE_d$ を測定し、それをもとに SRC について議論を行う。そのために陽子、重陽子、 ^8Li を同時検出し、陽子と重陽子の散乱角度と重陽子のエネルギーを測定する必要がある。 ^{10}Be ビームのエネルギーが 230 MeV/u の時の $p + d$ 散乱における重心系 60° (前方散乱) 及び 160° (後方散乱) の散乱後の陽子・重陽子の散乱角とエネルギーの関係は図 2.1 及び図 2.2 のようになる。なお、これらの図は残留核の反跳運動量 P_r が $|P_r| < 100$ MeV/c である無反跳条件を満たしているものを示している。図 2.1、2.2 からわかるように前方散乱、後方散乱のいずれの場合も陽子・重陽子はどちらも実験室系では 50° 未満に散乱する。後方散乱の重陽子のエネルギー及び散乱角を測定する検出器の開発を本研究で行った。

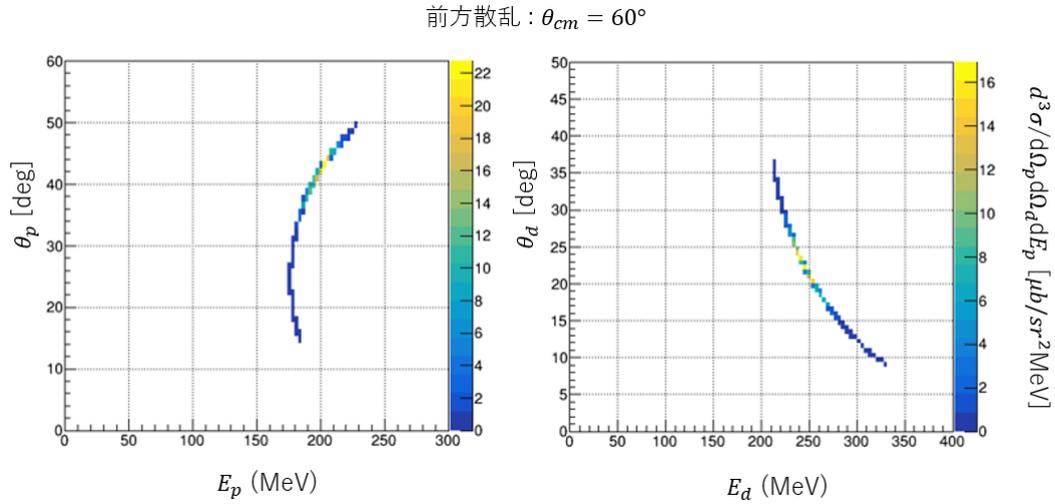


図 2.1: $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ の逆運動学における、ビームエネルギー 230 MeV/u の時の $p + d$ 散乱における重心系 60° (前方散乱) の陽子 (左図) 及び重陽子 (右図) の散乱角とエネルギーの関係。それぞれ横軸は粒子のエネルギー、縦軸は実験室系での粒子の散乱角を表している。z 軸は三重微分断面積 $d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_d dE_d$ [$\mu\text{b}/\text{sr}^2\text{MeV}$] を表している。

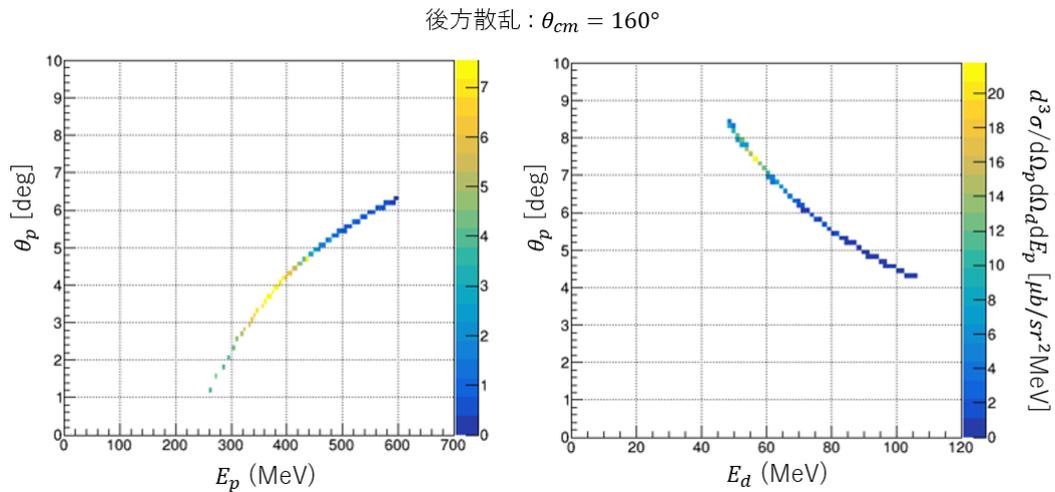


図 2.2: $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ の逆運動学における、ビームエネルギー 230 MeV/u の時の $p + d$ 散乱における重心系 160° (後方散乱) の陽子 (左図) 及び重陽子 (右図) の散乱角とエネルギーの関係。それぞれ横軸は粒子のエネルギー、縦軸は実験室系での粒子の散乱角を表している。z 軸は三重微分断面積 $d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_d dE_d$ [$\mu\text{b}/\text{sr}^2\text{MeV}$] を表している。

2.2 実験セットアップ

実験は理化学研究所仁科加速器科学研究センターにある RI ビームファクトリー (RIBF) で、SAMURAI スペクトロメーターを用いて実験を行う。SAMURAI (Super Analyzer for Multi-particles from Radioisotope beams) は RI ビームが標的と衝突後に放出される荷電粒子、中性子、ガンマ線の同時検出に用いられる超伝

導双極磁石スペクトロメータである (図 2.3)。

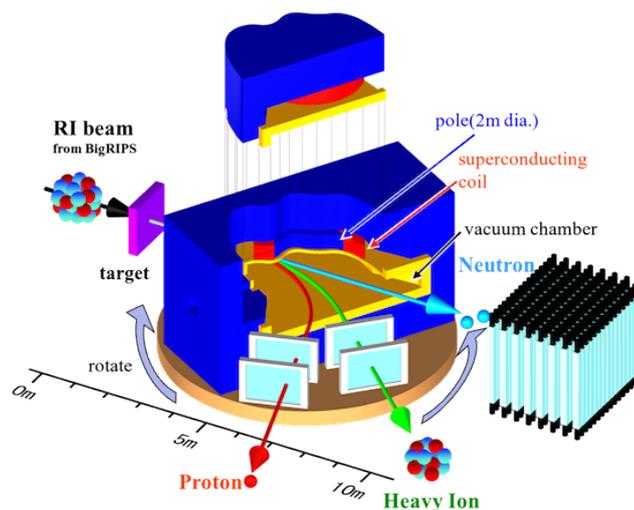


図 2.3: SAMURAI スペクトロメータの模式図 [9]

SRC ペア探索実験は 230 MeV/u のビームエネルギーについて行う。図 2.4 に実験セットアップを示す。 ^{10}Be ビームを液体水素標的に入射する。反応で放出される残留核 ^8Li からのガンマ線は標的周囲に設置された CsI(Na) シンチレータアレイ CATANA で検出する。残留核 ^8Li が高い励起状態にあるとき ^8Li は中性子を放出し ^7Li になる。中性子は NEBULA によって検出し、残留核 ^8Li 、 ^7Li 、未反応の ^{10}Be は SAMURAI 磁石に入射し、SAMURAI 磁石下流に設置されたドリフトチェンバー (FDC2) とプラスチックシンチレータホドスコープ (HODF24) により検出する。前方散乱由来の陽子、重陽子はどちらもプラスチックシンチレータアレイ (FSPD) と CATANA で検出する。後方散乱で放出された陽子、重陽子のうち、 4° 未満のイベントは SAMURAI 磁石に入射する。陽子は SAMURAI 磁石下流に設置されたドリフトチェンバー (PDC) とプラスチックシンチレータホドスコープ (HODP) により検出する。 4° 未満に放出される重陽子は磁石内部に設置された NINJA により検出する。 $4 \sim 9^\circ$ に散乱された重陽子はプラスチックシンチレータアレイ BSDD により検出する。本論文ではこの BSDD の開発を行った。この詳細については第 3 章で述べる。

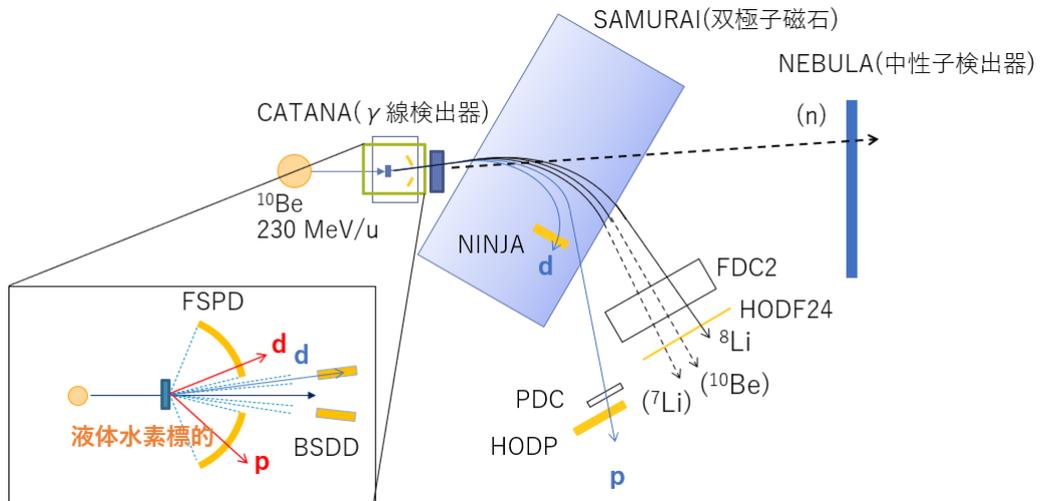


図 2.4: 粒子の飛跡のシミュレーション。p、d は陽子、重陽子を表し、赤字は前方散乱由来のもの、青字は後方散乱由来のものを表す。

第3章

BSDD の開発

この章では理化学研究所の実験で用いる予定の後方散乱重陽子検出器 BSDD (Backward Scattering Deuteron Detector) の原理および開発について述べる。BSDD はプラスチックシンチレータと MPPC で構成される。まずプラスチックシンチレータと MPPC の原理について述べ、BSDD の詳細について説明する。

3.1 シンチレーション検出器

ある種の物質中で発生するシンチレーション光によって電離性放射線を検出することは非常に古くから行われてきた放射線測定法の一つである。シンチレーション過程は各種放射線の検出とスペクトル測定を行うための有用な方法の一つとして今日でも使用されている。BSDD はシンチレーション光を検出することで粒子の検出を行う。

3.1.1 プラスチックシンチレータ

後方散乱重陽子検出器はシンチレータとしてプラスチックシンチレータを用いた。プラスチックシンチレータは単一分子のエネルギー準位間の遷移によって発光する。シンチレータ内部を荷電粒子が通過したときに、荷電粒子の運動エネルギーを吸収してシンチレータを構成する分子の電子が励起させる。励起状態にある電子が基底状態に遷移する際にシンチレーション光が発せられる。シンチレーション光の強度は減衰時間を τ 、励起後時刻 t として次のように表される。

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (3.1)$$

プラスチックシンチレータの τ は小さく、シンチレーションの即発成分は非常に速い。

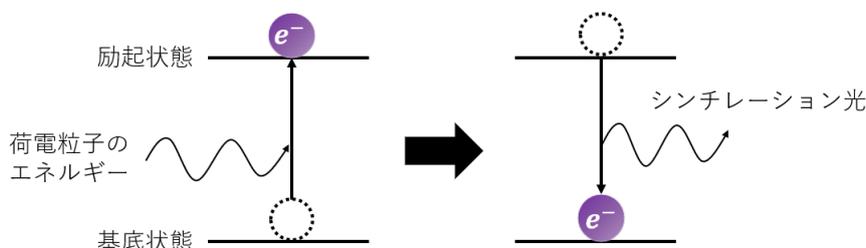


図 3.1: シンチレータの発光原理

シンチレータの荷電粒子に対する応答は、単位飛程長あたりに放出される蛍光エネルギー dL/dx と荷電粒子のエネルギー損失 dE/dx の間の関係式で表される。高速電子で励起されるようなクエンチングがない場合は、シンチレーション効率 S を用いて

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad (3.2)$$

となる。すなわち単位エネルギー損失当たりの光出力の増加分は一定となるため光出力は

$$L = SE \quad (3.3)$$

となり、入射粒子のエネルギーに比例するため発光量から粒子のエネルギーを評価することができる。

実際には放射線によるシンチレーション光の光量は光検出器に到達するまでに減衰する。減衰前の光量を Q_0 とすると、発光した位置から距離 x 離れた位置での光量 Q は

$$Q = Q_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (3.4)$$

と書ける。 λ は減衰長と呼ばれシンチレータ固有の量である。

3.1.2 フォトダイオード (PD)

フォトダイオード (PD) は N 型半導体と P 型半導体を接合した半導体検出器である。N 型半導体の電子は P 型半導体に移動し正孔と結合し電荷を打ち消しあい空乏層と呼ばれる領域ができる。N 型半導体は正に、P 型半導体は負に帯電するため空乏層には内部電圧が生じる。PD にバンドギャップエネルギーを超えるエネルギーを持つ光子が入射すると価電子帯の電子は伝導帯へ励起され、元の価電子帯に正孔を残す。この電子・正孔対は内部電場のために電子は N 層へ、正孔は P 層に加速される。その結果 N 層は負に、P 層は正に帯電する。N 層と P 層に外部回路を接続することで電流が発生する。発生する電流は入射光子により発生する電子正孔対の数に比例するため、電流を測定することで入射光子数を評価することができる。

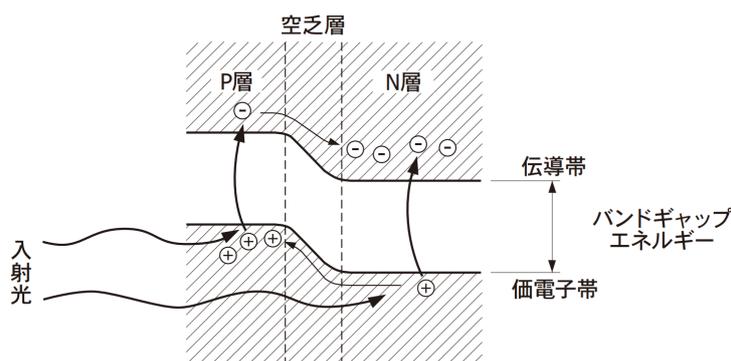


図 3.2: Si フォトダイオードの PN 接合の状態 [12]

3.1.3 アバランシェフォトダイオード (APD)

APD(アバランシェフォトダイオード) は、逆電圧を印加することにより光電流が増倍される高速・高感度の PD である。APD の光電流の発生機構は、通常の PD と同様である。APD の内部でキャリアが発生する機構

も PD と変わらないが、APD は PD と異なり発生したキャリアを増倍する機能を持っている。図は APD の構造を表している。PN 接合に逆電圧を印加すると、空乏層内部で発生した電子・正孔対のうち、電子は N^+ 側に、正孔は P^- 側にそれぞれ電場によって移動する。この時のキャリアの速度は電場が大きくなるほど速くなるが、結晶格子との散乱頻度が増して、ある一定の速度に飽和する。しかし結晶格子との衝突を免れたキャリアは非常に大きなエネルギーを持つようになり、このキャリアが結晶格子と衝突すると新たな電子・正孔対を発生させる現象が起こる。この現象をイオン化と呼び、電子・正孔対が新たな電子・正孔対を発生させるといのように、イオン化は連鎖的に発生する。この現象をアバランシェ増倍という。

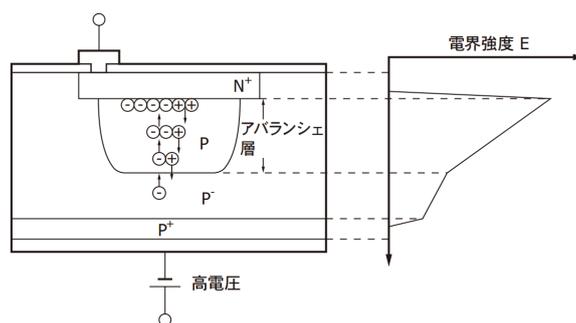


図 3.3: アバランシェ増倍の模式図 (近赤外タイプ)[13]

3.1.4 MPPC

MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) はガイガーモード APD をマルチピクセル化したフォトンカウンティングデバイスである。APD の逆電圧を降伏電圧以上にして動作させると、光量の大小に関係なく光入射によって素子固有の飽和出力が発生する。これをガイガー放電という。この電圧で APD を動作させる状態をガイガーモードといい、ガイガーモードにおいては 1 光子の検出時においても放電現象により大きな出力が得られることが特徴であり、ひとたびガイガー放電が始まると素子内部の電場が保たれる間は放電が継続する。ガイガー放電を止めるために MPPC ではガイガーモードの APD にクエンチング抵抗を直列に接続し、APD のアバランシェ増倍を短時間で停止している。ガイガー放電による出力電流がクエンチング抵抗を流れる際に電圧降下を起し、直列に接続された APD の動作電圧が下がりガイガー放電が止まる。

MPPC のピクセルは、それぞれが光子の検出時に同じパルスを出力する。複数のピクセルで発生したパルスは重ね合わされて出力される。各ピクセルからの出力パルス数は 1 つであり、入射光子数によって変化しない。そのため同一のピクセルに複数の光子が同時に入射した場合、1 光子としてカウントされてしまう。MPPC に入射する光子数を正確にカウントするために、光子数に対して十分なピクセル数が必要となる。

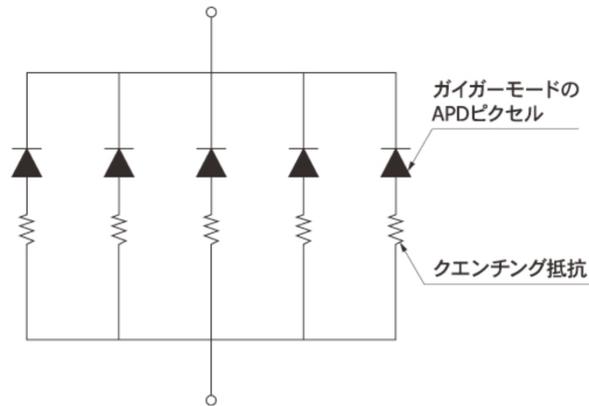


図 3.4: MPPC の回路図 [14]

3.2 BSDD の構成要素

BSDD は散乱角 $4 \sim 9^\circ$ の重陽子を検出できるようにビームラインの左右に設置される。図 3.5 は鉛直方向から見た水素標的と検出器の位置関係を表している。水素標的から BSDD までの距離は 80 cm で、ビームラインに対して 6.5° 傾けた状態の検出器を左右に配置する。

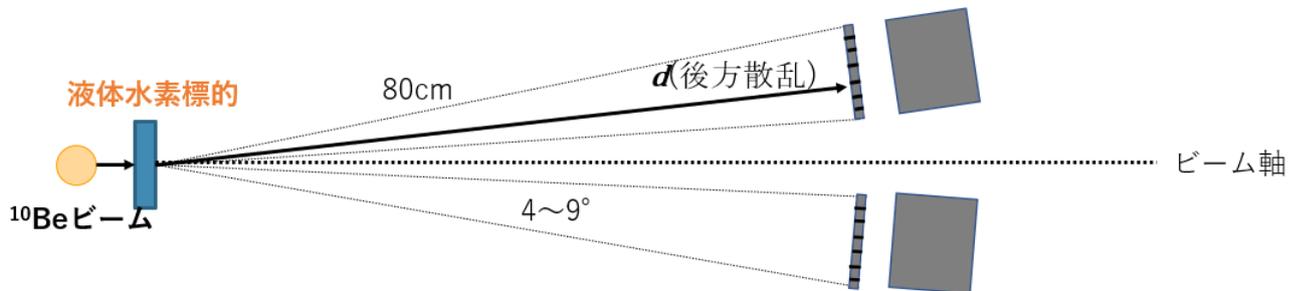


図 3.5: 水素標的と BSDD の位置関係

図 3.6 はビーム軸の斜め上から見た左側の検出器の模式図を表している。青の円柱は水素標的、黒の直線はビーム軸、奥の灰色の直方体はシンチレータを表している。画面手前がビームの上流側であり、実際にはビームの上流から見て右側にも同じ検出器を配置する。重陽子の粒子識別は $\Delta E - E$ 法によって行うため 1 層目のプラスチックシンチレータでは ΔE を、2 層目のプラスチックシンチレータでは E を測定する。後方散乱重陽子のエネルギー E は $50 \sim 110$ MeV であり、シンチレータ内での飛程は 50 MeV では 12 mm、 110 MeV では 51 mm である。 $50 \sim 110$ MeV のすべての重陽子が 1 層目のシンチレータを通過し、2 層目のシンチレータ内で止まるように 1 層目は 6 mm、2 層目は 60 mm の厚さに設計した。また 1 層目は水平方向に 7 枚、2 層目は鉛直方向に 12 枚のプラスチックシンチレータより構成されるためそれぞれ水平方向、鉛直方向の位置を測定する役割も持つ。1 層目のプラスチックシンチレータには上下に 1 つずつ、2 層目にはビームの下流側

に3つずつ MPPC を取り付けつけてシンチレーション光を検出する。

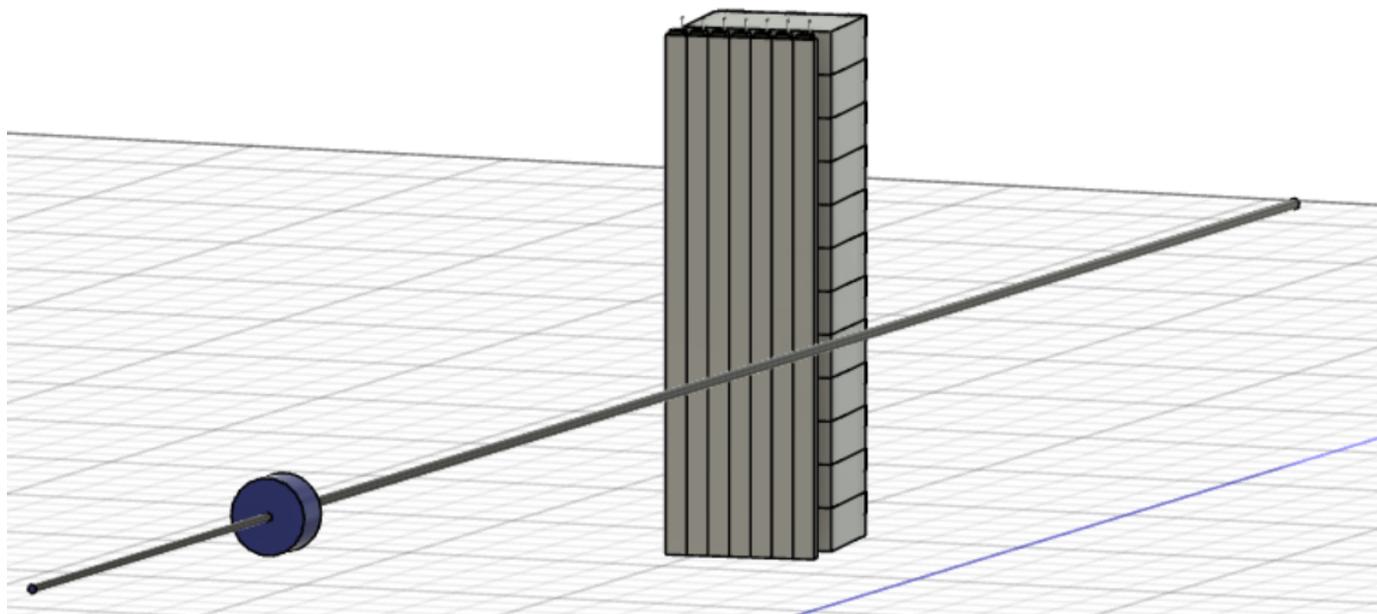


図 3.6: BSDD の模式図。青の円柱は水素標的、黒の直線はビーム軸、奥の灰色の直方体はシンチレータを表している。画面手前がビームの上流側であり、実際にはビームの上流から見て右側にも同じ検出器を配置する。

3.2.1 シンチレータ

シンチレータには1層目も2層目もどちらも ELJEN TECHNOLOGY 社製のプラスチックシンチレータ EJ-200 をアルミナイズドマイラーと黒ビニルシートで遮光して使用する。大きさは、1層目は $6\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 240\text{ mm}$ 、2層目は $20\text{ mm} \times 60\text{ mm} \times 70\text{ mm}$ のものを使用した。表 3.1 に EJ-200 の特性を示す。

最高放出波長	425 nm
発光効率	10000 フォトン/1 MeV e^-
減衰長	380 cm
屈折率	1.58
水素/炭素比	1.10
密度	1.023 g/cm 3

表 3.1: EJ200 の特性 [15]

3.2.2 MPPC

MPPC は浜松ホトニクス製のものを使用した。1層目には S13360-3025CS、2層目には S13360-6025CS を使用した。この2種類の MPPC はサイズが異なるだけで性能は同じである。性能は表 3.2 および表 3.3 に

示す。図 3.8 は MPPC の検出効率波長依存性を表している。図 3.8 が示すように 450 nm が最大感度波長になっており、プラスチックシンチレータからの最大蛍光波長 425 nm でも十分大きな検出効率を持っている。50~110 MeV の重陽子を検出する際に 1 層目のシンチレータで検出する最大光子数はおよそ 10^5 である。MPPC はシンチレータの上下に接着するので光子が等しく 2 分して MPPC に入射するとする。MPPC を接着する面の面積は $6 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ であり MPPC の受光面積は $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ であることと開口率が 47% であることから 1 つの MPPC に入射する光子数は $10^5 \times \frac{3 \times 3 \times 0.47}{10 \times 6} \times \frac{1}{2} \sim 3500$ である。表 3.2 よりピクセル数は 14400 であるため十分なピクセル数を持っている。一方で 2 層目のシンチレータで検出する最大光子数はおよそ 10^6 である。MPPC を接着する面の面積は $20 \text{ mm} \times 70 \text{ mm}$ であり MPPC の受光面積は $6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$ であることと開口率が 47% であることから 1 つの MPPC に入射する光子数は $10^6 \times \frac{6 \times 6 \times 0.47}{20 \times 70} \sim 10000$ である。表 3.3 よりピクセル数は 57600 であるため十分なピクセル数を持っている。

シンチレータと MPPC の接着には光学グリスを使用した。光学グリスを使用することでシンチレータと MPPC を光学接着し、両者の屈折率の違いから起こりうる接着面での反射や散乱を防止している。光学グリスには ELJEN TECHNOLOGY 社製の EJ-550 を使用した。



図 3.7: 浜松ホトニクス製 S13360-3025CS(左) S13360-6025CS(右)[16][17]

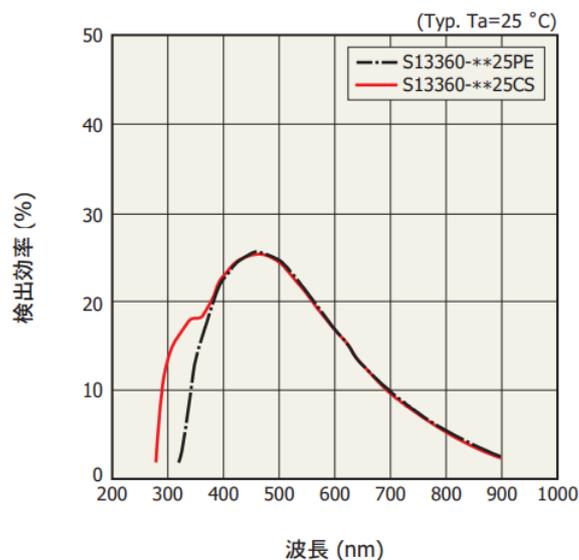


図 3.8: S13360-3025CS および S13360-6025CS の検出効率 (赤線)。[18]

受光面サイズ	3 × 3 mm
開口率	47%
ピクセルサイズ	25 μm
ピクセル数	14400
感度波長範囲	270 ~ 900 nm
最大感度波長	450 nm

表 3.2: S13360-3025CS の基本的性能 [16]

受光面サイズ	6 × 6 mm
開口率	47 %
ピクセルサイズ	25 μm
ピクセル数	57600
感度波長範囲	270 ~ 900 nm
最大感度波長	450 nm

表 3.3: S13360-6025CS の基本的性能 [17]

3.3 要求性能

陽子と重陽子を識別するためには、 $\Delta E - E$ 法による粒子識別図における陽子のピークと重陽子のピークを分離する必要がある。そのために必要となる検出器のエネルギー分解能を見積もった。1層目のシンチレータに対して粒子が垂直に入射することを仮定して、LISE++[19]でエネルギー損失を計算したものが図 3.9 である。1層目で測定するエネルギーが横軸、2層目で測定するエネルギーは縦軸に当たる。エネルギーの測定で分解能が重要となるのは1層目と2層目ともにエネルギー損失が小さい領域である。1層目のエネルギー損失を考えると、陽子と重陽子でエネルギー損失の差が最も小さいときの間隔はおよそ 3 MeV である。陽子と重陽子の分布を 10σ 分離するためには $10\sigma = 3 \text{ MeV}$ より 0.3 MeV の σ が必要となる。これは重陽子の ΔE が1層目のシンチレータで 7 MeV の場合の分解能である。エネルギー分解能は \sqrt{E} に比例するため 1MeV のエネルギー損失の場合の σ に換算すると 0.11 MeV となる。2層目に関しても同様に考えると、重陽子の ΔE が1層目のシンチレータで 25 MeV のとき陽子の残りのエネルギーは 0 となり重陽子の残りのエネルギーはおよそ 12 MeV であるから陽子と重陽子の分布を 10σ 分離するためには $10\sigma = 12 \text{ MeV}$ より $\sigma=1.2 \text{ MeV}$ が必要となる。1 MeV のエネルギー損失場合の σ に換算すると 0.34 MeV となる。本研究では2層目のシンチレータに関して分解能評価実験を行う。

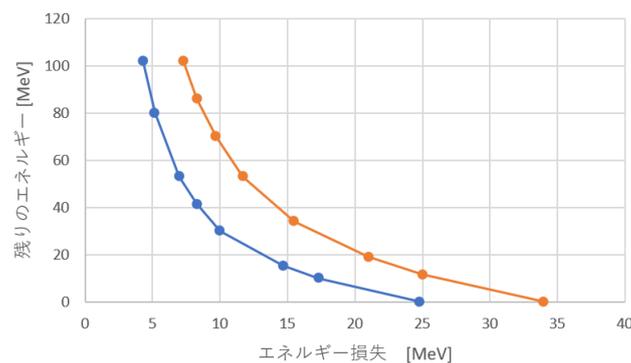


図 3.9: 厚さ 6 mm のプラスチックシンチレータに粒子が入射するときの $\Delta E - E$ 図。青は陽子、オレンジは重陽子を表す。

第 4 章

BSDD の性能評価実験

重陽子のエネルギー検出器として図 4.1 のようにプラスチックシンチレータに 3 個の MPPC を取り付けたプロトタイプを製作した。本実験ではこのプロトタイプ検出器のエネルギー分解能をガンマ線源を用いて評価した。本章では性能評価実験とデータ解析について述べる。

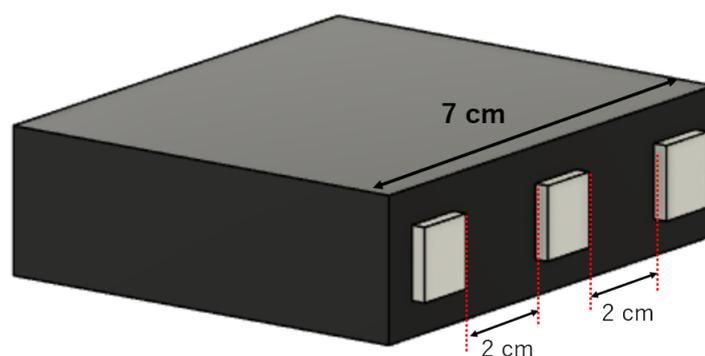


図 4.1: BSDD の 2 層目の模式図。黒の直方体はプラスチックシンチレータ、灰色の直方体は MPPC を表す。MPPC の間隔は 2 cm とした。

4.1 テスト実験

テスト実験では 2 つの測定を行った。実験 1 では ^{22}Na から放出される 1.274 MeV のガンマ線に対してエネルギー分解能を評価した。実験 2 では測定される波高、エネルギー分解能の位置依存性を調べた。本実験ではシンチレータに接着した MPPC に 1~3 の ID を振りそれぞれ後述する NIM-EASIROC の CH0、CH1、CH2 へ入力した。また、実験 2 で用いるためにシンチレータの各位置に番号を振った。それぞれをポジション 1~9 とする。

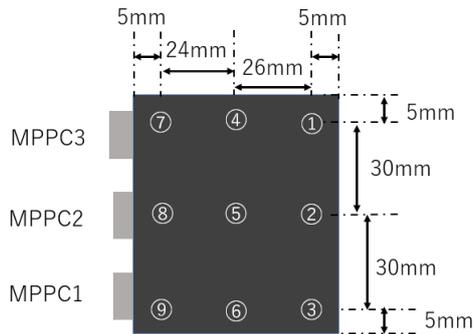


図 4.2: MPPC の ID とシンチレータ上のポジション

4.1.1 実験 1 : エネルギー分解能の MPPC の個数依存性

シンチレータから 8 cm 離れた位置にガンマ線源を置き、コリメートせずに 100,000 イベント取得した。図 4.3 に示すように MPPC を接着している面とは反対の面からガンマ線を入射させた。

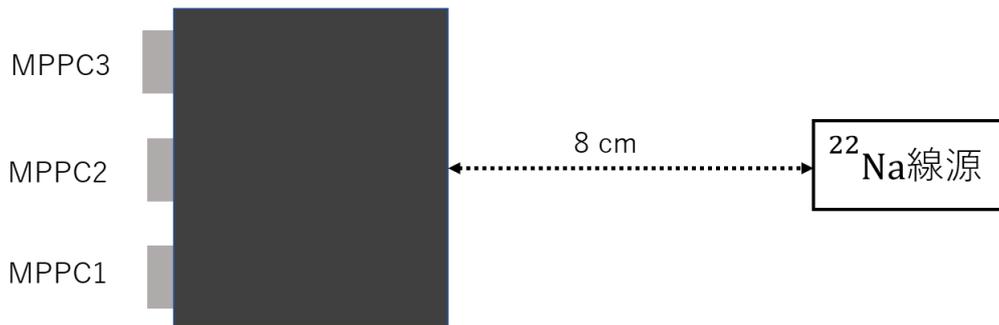


図 4.3: シンチレータとガンマ線源の位置関係

4.1.2 実験 2 : エネルギー分解能のガンマ線の入射位置依存性

直径 1 cm の円形の穴の空いた鉛のコリメーター (図 4.4) を用いて図 4.2 の 1 ~ 6 の位置にガンマ線を入射させた。ポジション 7 ~ 9 の位置ではコリメーターと MPPC 基板が接触してしまうため、この位置の測定では鉛を積み上げることで 1 cm 四方のコリメートを行った (4.5 の赤の四角形部分。灰色の長方形は鉛を表す。)。この実験ではそれぞれの位置で 10,000 イベント取得した。

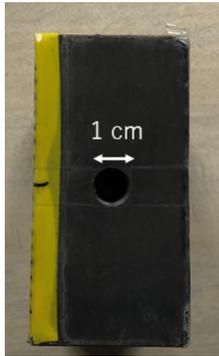


図 4.4: ポジション 1~6 にコリメートを行う際に用いた鉛ブロック

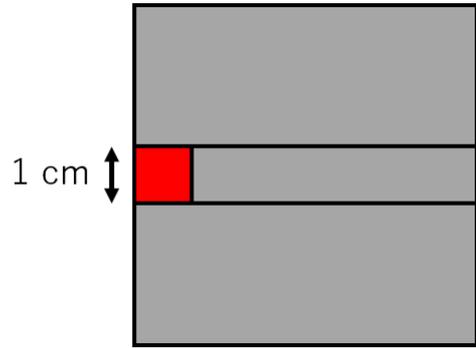


図 4.5: ポジション 7~9 にコリメートの模式図。灰色の長方形は鉛ブロックを表し、赤の四角形部分にコリメートした。

4.2 MPPC 基板の製作

本実験で作成した MPPC 読み出し回路を図 4.6 に示す。MPPC は図 4.7 に示す基板にはんだ付けした。この基板は抵抗・コンデンサーからなる。コンデンサーの電気容量は $0.1 \mu\text{F}$ であり、抵抗とともに電源からの高周波ノイズを除去するローパスフィルターの役割を持つ。抵抗値は $1 \text{ k}\Omega$ であり、過電流を防ぐ保護抵抗としての役割も持つ。電源電圧は本実験ではすべて 63 V を印加した。この基板は同軸ケーブルを通し次節に述べる NIM-EASIROC に接続してデータを取得した。はじめ、各 MPPC ごとに別々の基板を作成して固定していたが、MPPC と基板の固定が難しく、測定時にプラスチックシンチレータと MPPC の接合が取れ、波高が小さくなることがしばしばあった。そこで、3つの MPPC を 1つの基板に固定することで MPPC の相対位置を固定した。MPPC を固定した基板を黒テープで固定することでさらにプラスチックシンチレータと MPPC の接合を強固にした。

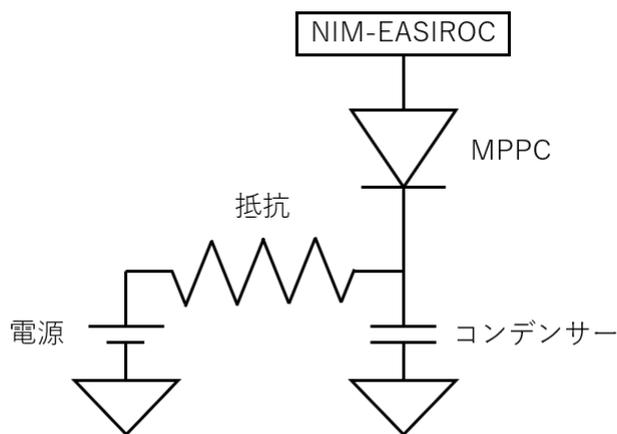


図 4.6: 読み出し回路の回路図。抵抗値は $1 \text{ k}\Omega$ 、電気容量は $0.1 \mu\text{F}$ 、電源電圧は 63 V 。

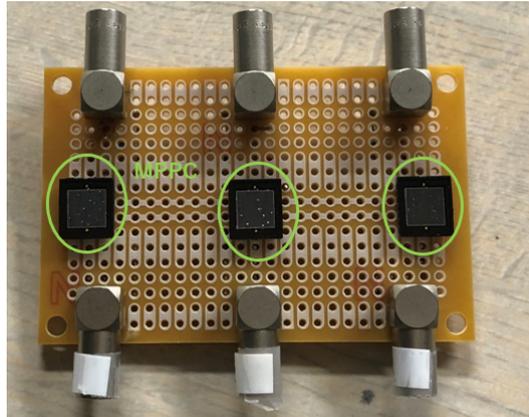


図 4.7: 実際に作成した基板。緑丸で囲まれている部分は MPPC を表す。画像には写っていないが基板の裏側に抵抗とコンデンサーが接続してある。

4.3 データ収集 (DAQ) システム

MPPC からの信号の処理には汎用の MPPC 読み出し用 ASIC を搭載した NIM-EASIROC モジュールを用いた。64 個の MPPC を同時に読み出すことができ、増幅率調節可能なアンプ、波形整形増幅器を各チャンネルが有している。内部回路の概要を図 4.8 に示す。MPPC から EASIROC に入力された信号は、2つのコンデンサーによって High gain と Low gain に 10:1 の割合で分割される。分割された信号はプリアンプによってそれぞれ増幅され、波形整形器へと送られる。NIM-EASIROC の波形整形器には電荷測定用の Slow Shaper と時間測定用の Fast Shaper の 2 種類用意されている。外部からのホールドトリガーが入力された瞬間の Slow shaper で整形された信号の電圧が後段のコンデンサーに保持される。この保持した電圧をアクセプトトリガーを受けたタイミングで出力し、ADC(Analog to Digital Converter) によりデジタルデータに変換する。本実験では、BSDD のエネルギー分解能を評価するために MPPC からの電荷情報を記録するため、ホールドトリガーとアクセプトトリガーが必要となる。

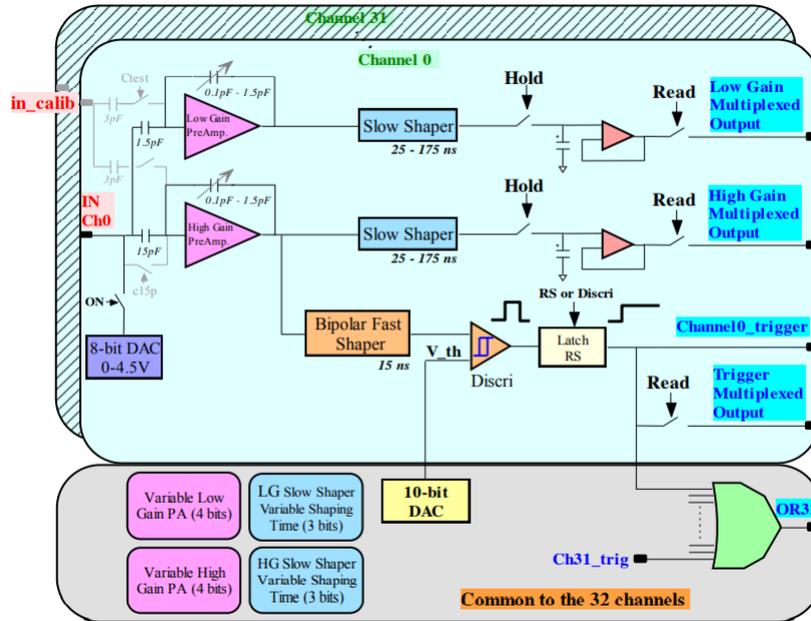


図 4.8: EASIROC の回路図の概略 [21]

4.3.1 前置増幅器

放射線検出器は検出器に入射した放射線による電荷 Q に対応したパルスを出力する。パルスが小さい場合、そのまま扱うことは実用的ではないため検出器とパルス処理分析用電子回路との間に前置増幅器を設置することでパルスを増幅する。

前置増幅器には電圧型前置増幅器と電荷型前置増幅器がある。電圧型前置増幅器は図 4.9 に示す回路で構成され、

$$V_{\max} = \frac{Q}{C} \quad (4.1)$$

のように、その入力端子に印加されたパルスの波高に比例した波高のパルスを持つ出力パルスを作る回路となっている。 Q は放射線による電荷、 C は入力静電容量、 V_{\max} は出力電圧の最大値である。ほとんどの検出器では入力電気容量が一定であるため、電圧型前置増幅器の出力パルスは入射放射線による電荷 Q に比例する。しかし、半導体検出器などではその電気容量が印加電圧とともに変化し電荷 Q に対する線形性が崩れてしまうため、電圧型前置増幅器は好ましくない。

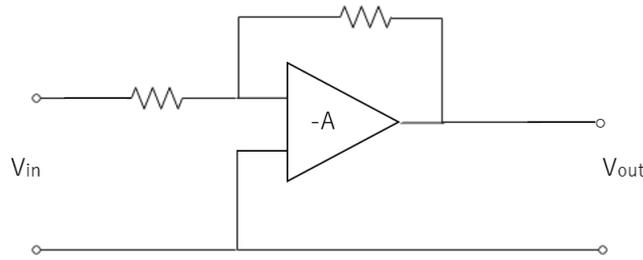


図 4.9: 電圧型前置増幅器の等価回路

入力電気容量が変化する場合に用いられる前置増幅器は電荷型前置増幅器である。図 4.10 は電荷型前置増幅器の等価回路を表している。前置増幅器の利得を $-A$ としたときその出力は、

$$V_{\text{out}} = -A \frac{Q}{C_d + (A+1)C_f} \quad (4.2)$$

と書かれる。ここで C_d は入力電気容量であり、検出器の静電容量や検出器と前置増幅器の間のケーブルなどによって生じる量である。利得 A が非常に大きい場合、この式は

$$V_{\text{out}} \simeq -\frac{Q}{C_f} \quad (4.3)$$

となり、出力パルス V_{out} は C_d に影響されることなく電荷 Q に比例する。NIM-EASIROC は電荷型前置増幅器が内蔵されている。その電気容量 C_f は 0.1 pF から 1.5 pF まで 0.1 pF 間隔で変更することが可能である。本実験ではすべて 0.2 pF に設定した

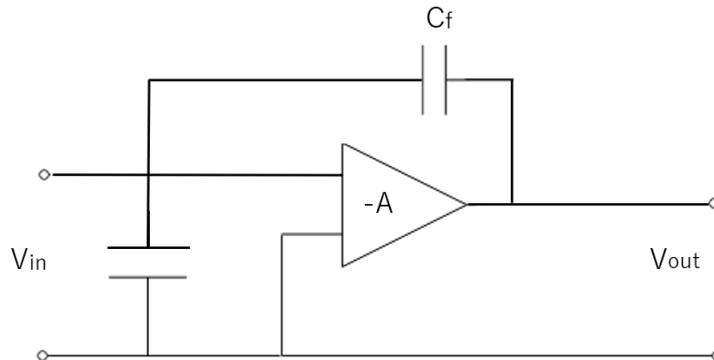


図 4.10: 電荷型前置増幅器

4.3.2 ADC

ADC(Analog to Digital Converter) は入力されたアナログ信号のピークを読み取り、デジタルデータに変換する信号処理回路である。理想的な ADC では、アナログ信号を完全な直線的にコードの数値 (チャンネル値) へと変換する。入射放射線による電荷 Q が 0 になる点と ADC の記録するチャンネル数の零点が一致する

場合、 Q とチャンネル値 ch の関係は

$$Q = k \times ch \quad (4.4)$$

で表される。実際には Q の零点と ch の零点は一致しておらず、 Q が 0 となる点でのチャンネル数をペDESTALと呼ぶ。ペDESTAL P を用いて式 4.4 は

$$Q = k(ch - P) \quad (4.5)$$

と書き換えられる。

本実験で用いた NIM-EASIROC モジュールの入力チャンネルのペDESTALの値を表 4.1 に示した。この値は NIM-EASIROC に MPPC を接続せず、クロック信号をトリガーとして取得したデータの ADC スペクトルをガウス関数でフィッティングすることで得た。

NIM-EASIROC の入力チャンネル	ペDESTAL (ch)
CH0	832.6
CH1	836.2
CH2	843.9

表 4.1: NIM-EASIROC の各チャンネルのペDESTAL

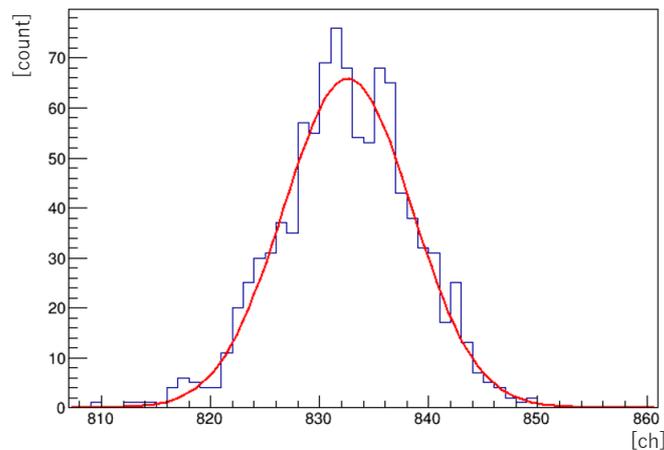


図 4.11: CH0 のペDESTALのフィッティング

4.3.3 テスト実験用トリガー回路

NIM-EASIROC は単体でトリガー信号を作成することが可能なモジュールであるため、本実験では NIM-EASIROC によって作成されたトリガー信号を用いて実験を行った。ただしデータ収集のビジー処理のために図 4.12 のような回路を組んだ。まず、NIM-EASIROC の CH0~CH63 に入力された信号で一定以上の波高の信号が入力されるとロジック回路で処理が行われる。このロジック回路では、いくつかの入力がスレッショルドを超えたか、という条件も設定することができる。本実験では使用していない入力チャンネルはマス

クし、3つ以上の入力信号がスレッシュホールドを超える、という条件に設定した。すなわち3つのMPPC信号のコインシデンスが条件となる。内部で作成されたトリガー信号は、NIM-EASIROC端子から出力される。NIM-EASIROCにはADCが内蔵されているおり、ADCでデータが処理中であるときにはビジー信号が出力される。ビジー信号とトリガー信号のアンチコインシデンスを取ることによって、ビジー信号が出ていないときのみ、その先に信号が出力される。出力された信号をケーブルディレイを用いて遅らせ、Fan In Fan Outモジュール(FIFO)を用いて2つに分けた。その後、一方をホールドトリガーとしてHOLDに入力し、もう一方をアクセプトトリガーとしてACCEPT端子へと入力した。

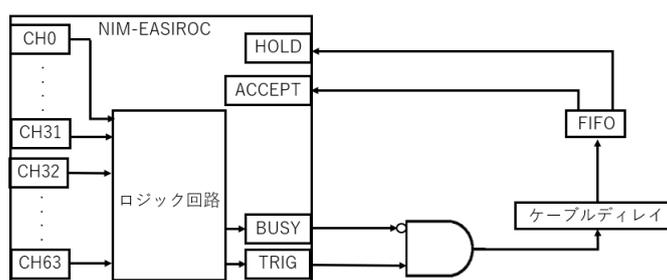


図 4.12: 本テスト実験での MPPC 読み出し回路

ホールドトリガーのタイミング調整

NIM-EASIROCでの電荷情報の記録では、ホールドトリガーを受けたタイミングの波高をコンデンサーに保持し、保持された電圧をADCで読み取るという方式をとっている。そのため、信号のピークの頂点にホールドトリガーが来るように調整する必要がある。ケーブルディレイを用いることでトリガーのタイミングを調整した。

ケーブルディレイ

信号がケーブルを伝播する際、その長さによってケーブルの端から端までの到達時間が異なる。このことを利用したものがケーブルディレイで、モジュールの中には入力から出力までに一定の遅延が発生するように調整されたケーブルが入っている。

Fan In Fan Out(FIFO)

入力した信号を統合し、出力することが可能なNIMモジュールである。本テスト実験ではNIM-EASIROCからのトリガー信号を2つに分ける目的で使用した。

4.4 解析方法

ガンマ線を用いたエネルギー分解能の評価には光電ピークを用いることが多い。しかし ^{22}Na 線源から発せられるガンマ線のエネルギーは0.511 MeV、1.274 MeVの2種類であり、図4.13が示すガンマ線のエネルギーと線源弱係数 μ の関係より光電ピークはどちらのエネルギーのガンマ線もほとんど現れない。1 MeV程度のエネルギーではコンプトン散乱が支配的であるため、コンプトン散乱のエネルギースペクトルを理論的に

求め、ガウシアンで畳みこんだ関数でフィッティングすることでエネルギー分解能の評価を行った。

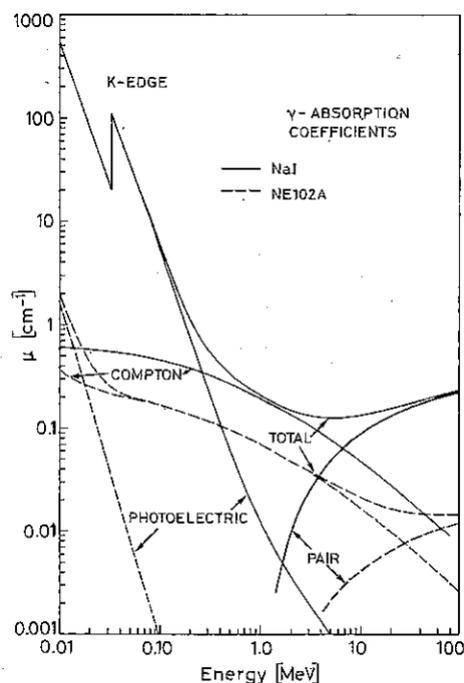


図 4.13: NaI および NE102A プラスチックシンチレータのガンマ線減弱係数 [22]

コンプトン散乱のエネルギースペクトルは以下のクライン-仁科の公式に従って計算できる。

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e \gamma^2} \left[2 + \frac{s^2}{\gamma^2(1-s)^2} + \frac{s}{1-s} \left(s - \frac{2}{\gamma} \right) \right] \quad (4.6)$$

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_e} \quad (4.7)$$

$$s = \frac{T}{h\nu} \quad (4.8)$$

ここで

T : 反跳電子のエネルギー

$h\nu$: 入射ガンマ線のエネルギー

m_e : 電子質量

r_e : 古典電子半径

である。コンプトンエッジのエネルギー (反跳電子の最大エネルギー) T_{max} は以下のように書ける。

$$T_{max} = h\nu \frac{2\gamma}{1+2\gamma} \quad (4.9)$$

分解能による畳み込みにはガウス関数を使用し、以下のように計算した。

$$f_{fold}(T) = \int f(T')g(T', T' - T)dT' \quad (4.10)$$

$$g(T', x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(T')} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma(T')^2}\right) \quad (4.11)$$

$$\sigma(T') = a\sqrt{T'} \quad (4.12)$$

ここで T は反跳電子のエネルギー、 a は 1 MeV における分解能を表す。 ^{22}Na のガンマ線のエネルギーは 0.511 MeV と 1.274 MeV であり、電子質量は 0.511 MeV であるためこれらを式 4.9 に代入して計算すると ^{22}Na のコンプトンエッジのエネルギーはそれぞれ 0.341 MeV と 1.061 MeV となる。図 4.14 はコンプトン散乱における反跳電子の分布を表し図 4.15 はそれを分解能により畳み込んだ分布を表している。図 4.15 では $a = 0.1$ MeV としている。

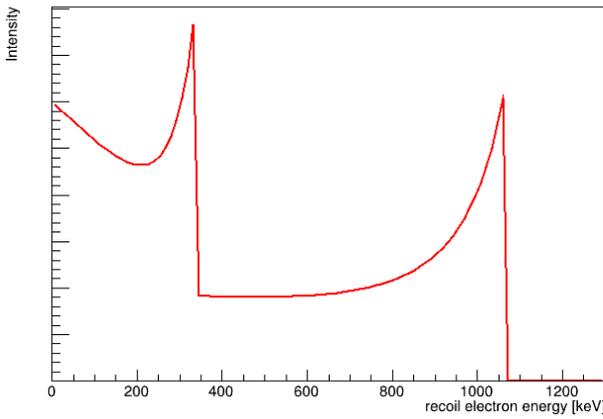


図 4.14: コンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布

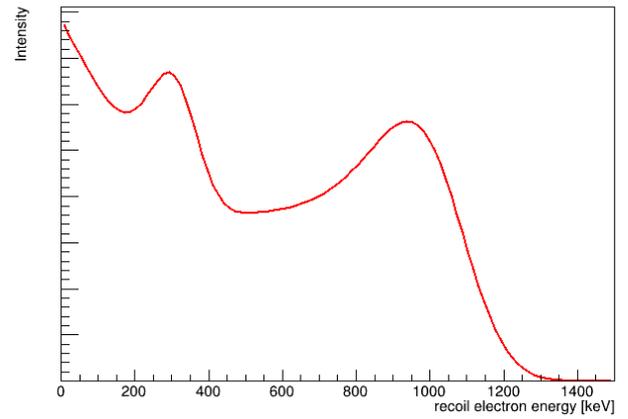


図 4.15: コンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布をガウス関数で畳み込み積分した分布

NIM-EASIROC においてそれぞれのチャンネルのエネルギー E とチャンネル数 ch の関係は次のように表される。

$$E \text{ (keV)} = k \times ch \quad (4.13)$$

ここでチャンネル数 ch は得られたデータのチャンネル値からペダスタルを引いたものである。 k は E と ch の関係を表す直線の傾きのパラメータである。実験 1 の各 MPPC で得られたデータからペダスタルを引いたものに、傾きのパラメータ k 、分解能のパラメータ a 、関数全体の定数倍 C を変数としてフィッティングを行うことでそれぞれのチャンネルの傾きのパラメータ k を求め、エネルギー較正を行った。

さらに、各 MPPC から得られた k を用いて各 MPPC のデータの横軸をエネルギー (keV) に変換した後、同一のイベントにおける 3 つの MPPC の波高の平均を取った。

$$Q_{ave} = \frac{1}{3}(Q_1 + Q_2 + Q_3) \quad (4.14)$$

Q_1 、 Q_2 、 Q_3 は MPPC1、MPPC2、MPPC3 が記録したエネルギーを表す。式 4.14 より得られた Q_{ave} 分布を同じ関数でフィッティングしたところ、 $k = 1$ からずれていることが分かったので、 Q_{ave} 分布のフィットで得られた k の値を各 MPPC のエネルギー較正に用いた k の値にかけることによってエネルギー較正の補正を行った。

実験2ではコリメートを行うことによる集光効率の減少からコンプトンエッジに対応する波高の減少が観測された。実験2に関しても Q_{ave} 分布のフィッティングを行った。ただし式 4.13 を変更し、エネルギーの減少を表すパラメータ k' を導入した次の式を用いた。

$$E \text{ (keV)} = \frac{1}{k'} \times k \times \text{ch} \quad (4.15)$$

k' 、 a 、 C をフィッティングパラメータとしてフィッティングし、 k' から集光効率の減少量を評価した。

第 5 章

検出器の性能評価実験の結果と考察

5.1 実験 1 : エネルギー分解能の MPPC 個数依存性

それぞれの MPPC から得たデータにフィッティングしたものを図 5.1、5.2、5.3 に示す。横軸はすべて 500 ch から表示している。また、このフィッティングにより得た傾きのパラメータ k (keV/ch) と 1 MeV での分解能 a (MeV) は表 5.1 のようになった。図 5.1、5.2、5.3 にはそれぞれ 800 ch、1200 ch 付近にピークがみられる。各チャンネルのベデスタルはいずれも約 800 ch であるため、800 ch 付近のピークは EASIROC がノイズをカウントしたためにできたと考えられる。0.511 MeV のガンマ線のコンプトンエッジのエネルギーは 0.341 MeV である。表 5.1 より MPPC1 の 1 MeV の分解能は 0.294 MeV なのでコンプトンエッジのエネルギーでの分解能は $\sigma = 0.294 \times \sqrt{0.341} \sim 0.17 \text{ MeV} = 170 \text{ keV}$ である。表 4.1 よりチャンネル値に変換すると $\frac{170}{0.799} \sim 210 \text{ ch}$ である。半値幅はおよそ 2.35σ なので MPPC1 のコンプトンエッジのエネルギーでの半値幅は $2.35 \times 210 \sim 500 \text{ ch}$ である。ピークのチャンネル値を 1300 ch とみると半値幅はおよそ 300 ch であり計算値より小さいため本来のピークのチャンネル値は 1300 ch より小さいと考えられる。そのためいずれのスペクトルでも見られる 1200 ch 付近のピークは 0.511 MeV のガンマ線のコンプトンエッジ付近のイベントが分解能により高エネルギーにしみ出し、その裾の一部がスレッシュホールドで切り取られたものであると考えられる。そのためエネルギー分解能の評価は 1200 ch より大きいチャンネル値の範囲で行った。

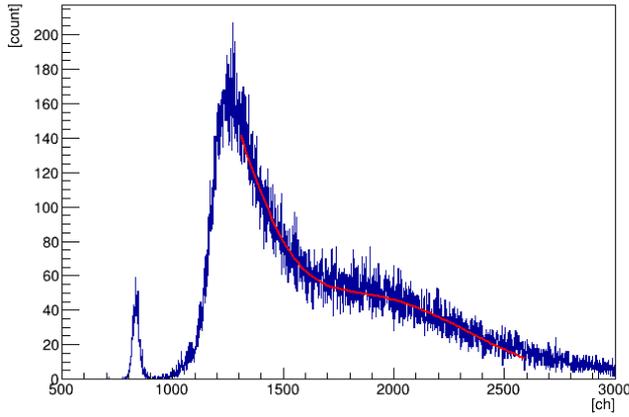


図 5.1: MPPC1 から得らデータにフィッティングを行った図。EASIROC によると思われるスレッシュホールドが 0.511 MeV のガンマ線のコンプトンエッジ付近に見えたため、フィッティングは 1200 ch 付近に見えるピークよりも大きいチャンネル数の範囲で行った。

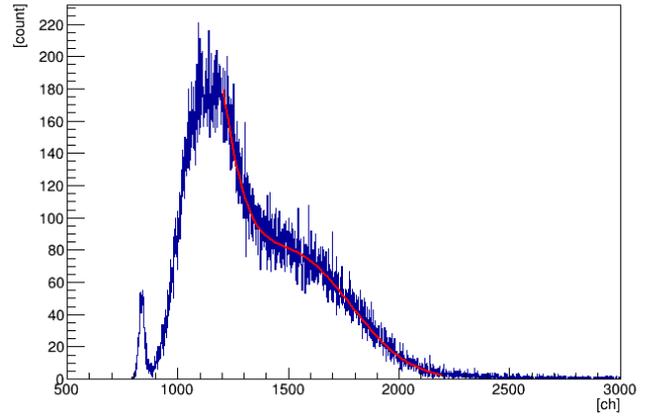


図 5.2: MPPC2 から得らデータにフィッティングを行った図。EASIROC によると思われるスレッシュホールドが 0.511 MeV のガンマ線のコンプトンエッジ付近に見えたため、フィッティングは 1200 ch 付近に見えるピークよりも大きいチャンネル数の範囲で行った。

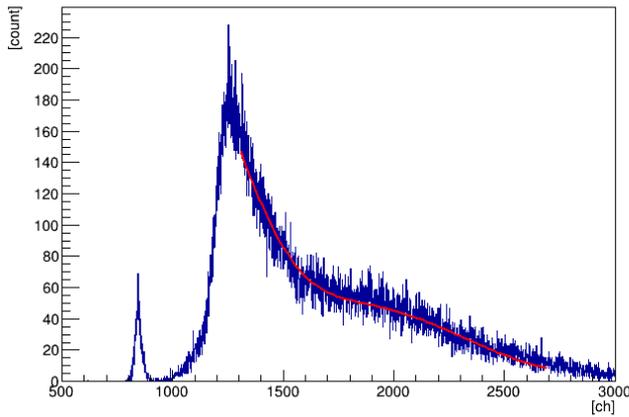


図 5.3: MPPC3 から得らデータにフィッティングを行った図。EASIROC によると思われるスレッシュホールドが 0.511 MeV のガンマ線のコンプトンエッジ付近に見えるため、フィッティングは 1200 ch 付近に見えるピークよりも大きいチャンネル数の範囲で行った。

MPPC ID	傾き k (keV/ch)	1 MeV での分解能 (MeV)
1	0.799	0.294(4)
2	1.21	0.280(2)
3	0.780	0.296(3)

表 5.1: フィッティングすることで得た各 MPPC のエネルギー較正の傾きパラメータ k (keV/ch) と 1 MeV での分解能 a (MeV)。括弧内の数字は誤差を表す。傾きのパラメータ k の誤差は 1% 未満であった。

図 5.4 は Q_{ave} 分布をフィッティングしたものである。このフィッティングにより補正した各 MPPC のエネルギー較正の傾きのパラメータ k を表 5.2 に示す。3 つの MPPC の波高の平均をとることで分解能は向上するため 2 つのコンプトンエッジのエネルギー幅は狭まる。0.511 MeV のガンマ線のコンプトンエッジは EASIROC 由来と考えられるスレッシュホールド付近に現れるため、スペクトルに現れるコンプトンエッジの裾の範囲は小さくなる。そのため、 Q_{ave} 分布の 550 keV を超えたところでは 0.511 MeV のイベントの寄与は無視できる。800 ~ 1500 keV の範囲で 1.274 MeV のコンプトン散乱のイベントにもを考慮してフィットを行いエネルギー分解能を評価した。この場合の 1 MeV でのエネルギー分解能は 0.102(1) MeV であり目標分解能は 0.34 MeV であったため達成できた。

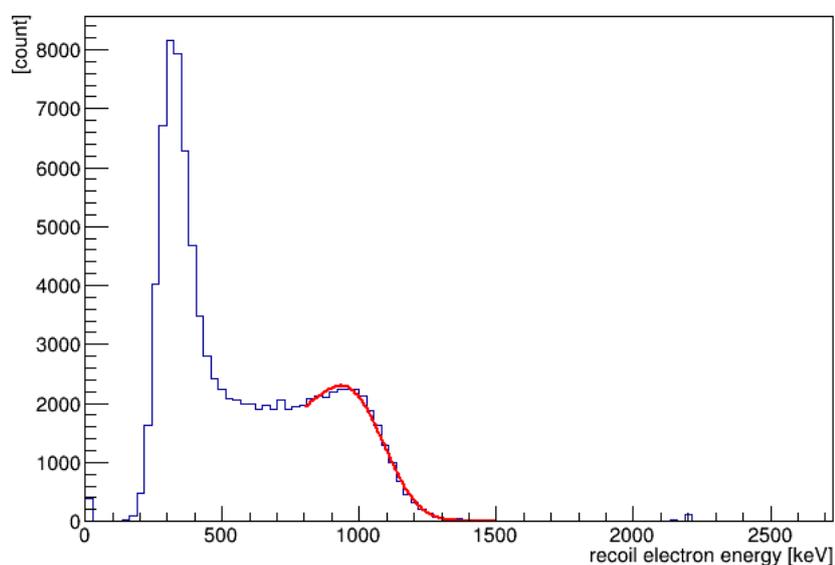


図 5.4: 4.14 より得られたヒストグラムに再びフィッティングした図。フィッティングには 1.274 MeV のガンマ線のみ含み、それに伴ってフィッティングの範囲も 1,000 keV 付近としている。

MPPC ID	傾き k (keV/ch)
1	0.702
2	1.06
3	0.685

表 5.2: Q_{ave} にフィッティングすることで得た各 MPPC のエネルギー較正の傾きパラメータ k (keV/ch)

5.2 実験 2：エネルギー分解能のガンマ線の入射位置依存性

5.2.1 すべての MPPC で波高の平均をとった場合

図 4.2 のポジション 1~9 について Q_{ave} 分布にフィッティングを行うことで求めた式 5.2 の k' と分解能を表 5.3 に示す。表 5.3 より、ガンマ線の入射位置が MPPC に近い場合と遠い場合で集光効率および分解能に相関は見られなかった。実験 1 に比べて集光効率が減少し分解能が悪くなったのは、コリメートにより時間当たりにシンチレータへ入る 1.274 MeV のガンマ線の量が減少し、環境放射線の影響が大きくなったことなどが原因として考えられる。ポジション 8 の分解能がほかのポジションに比べて悪いのはコリメーターを設定するときに基板やケーブルに触れて MPPC とシンチレータの接着が悪くなった可能性があると考えられる。

ポジション番号	集光効率の減少 k'	1 MeV での分解能 (MeV)
1	1.10	0.137(5)
2	1.06	0.143(9)
3	1.02	0.135(6)
4	1.07	0.121(8)
5	1.02	0.119(4)
6	1.02	0.121(5)
7	1.08	0.156(8)
8	1.02	0.209(9)
9	1.02	0.126(4)

表 5.3: 各ポジションでの集光効率の変化および分解能。括弧は誤差を表している。 k' の誤差は 1% 未満であった。

5.2.2 各 MPPC の集光効率と分解能

図 5.5、5.7、5.8 はポジション 7、8、9(図 4.2 で y 座標のみ異なる) について各 MPPC のスペクトルを色別に表したものである。図 5.6 はポジション 7 について MPPC3 のスペクトルと実験 1 結果よりプロットした理論値を表している。1900 keV 付近のピークはオーバーフローしたイベントを表している。ポジション 7 について、MPPC1、2 のエッジのエネルギーは 1061 keV より小さくなり集光効率が落ちていることがわかる。これは MPPC に直接入るシンチレーション光の立体角が小さく、シンチレータの表面との反射を繰り返すうちに光量が減衰したためだと考えられる。MPPC3 について、図 5.6 よりエッジのエネルギーは理論値より小さく分解能が悪いことがわかる。ポジション 7、8、9 についてフィッティングで得られた各 MPPC の k' と 1 MeV での分解能を表 5.4 に示す。誤差が非常に大きいためはっきりとした評価はできないがいずれのポジションも最も近い MPPC の分解能が一番悪かった。

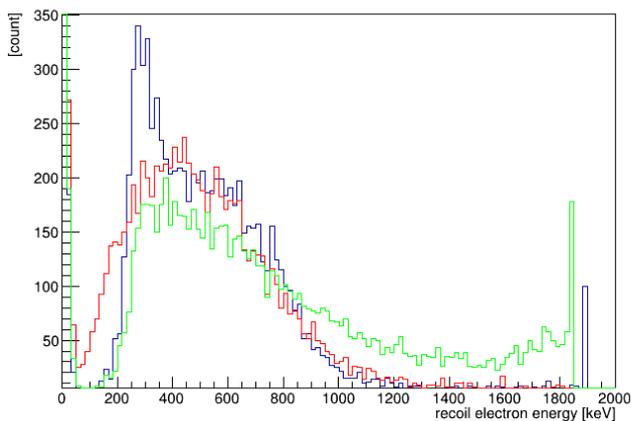


図 5.5: ポジション 7 についての各 MPPC のスペクトルを色別に表したものを。青は MPPC1、赤は MPPC2、緑は MPPC3 を表している。

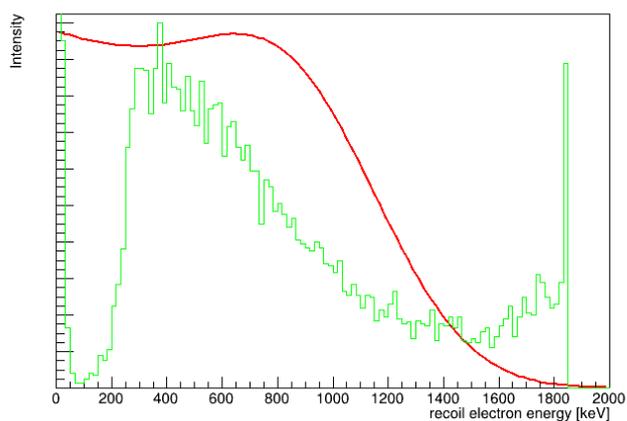


図 5.6: ポジション 7 についての MPPC3 のスペクトル (緑) と実験 1 の結果よりプロットした理論値 (赤)

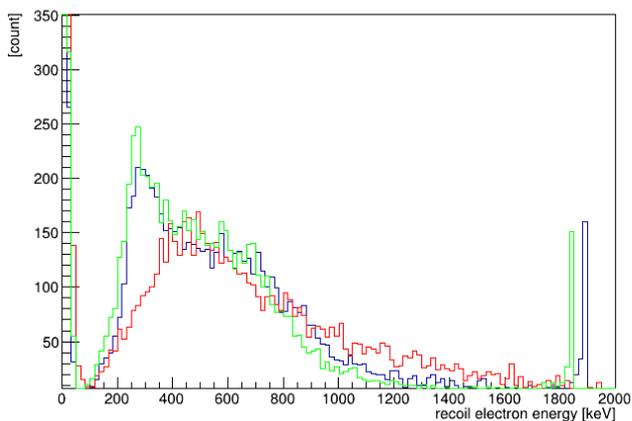


図 5.7: ポジション 8 についての各 MPPC のスペクトルを色別に表したものを。青は MPPC1、赤は MPPC2、緑は MPPC3 を表している。

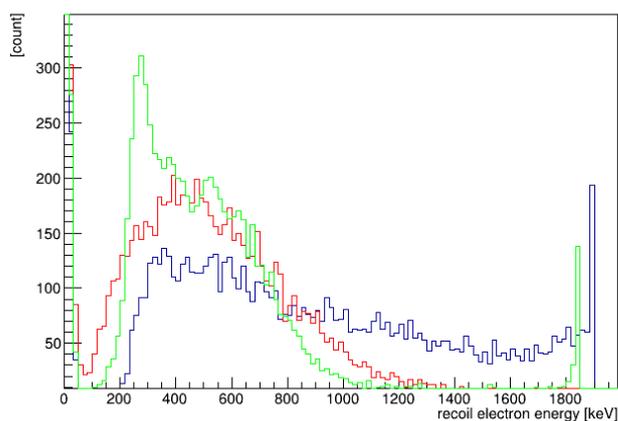


図 5.8: ポジション 9 についての各 MPPC のスペクトルを色別に表したものを。青は MPPC1、赤は MPPC2、緑は MPPC3 を表している。

ポジション番号	MPPC ID	集光効率の減少 k'	1 MeV での分解能 (MeV)
7	1	1.59	0.361(14)
7	2	1.60	0.459(18)
7	3	1.54	0.815(34)
8	1	1.83(142)	0.739
8	2	2.53	1.91(6)
8	3	2.05(2)	0.675
9	1	1.04(22)	0.903(374)
9	2	1.65	0.540(95)
9	3	1.81	0.452(15)

表 5.4: ポジション 7、8、9 での各 MPPC の分解能の変化および分解能。括弧は誤差を表している。

各 MPPC の集光効率と分解能の違いは MPPC とガンマ線を照射する位置との距離 (図 4.2 の x 座標) が変わった場合でも見られた。図 5.9 と 5.10 はポジション 1、4 について各 MPPC のスペクトルを色別に表したものである。表 5.5 にフィッティングから得られたポジション 1 と 4 の各 MPPC の k' と 1 MeV での分解能を示す。ポジション 7 では MPPC3 の分解能が MPPC1、2 に比べ悪かったが、表 5.5 よりポジション 1、4 では MPPC3 の分解能は MPPC1、2 より良いことが分かる。

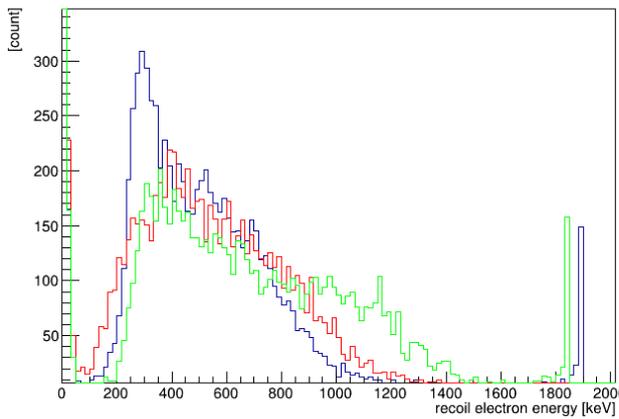


図 5.9: ポジション 1 についての各 MPPC のスペクトルを色別に表したもの。青は MPPC1、赤は MPPC2、緑は MPPC3 を表している。

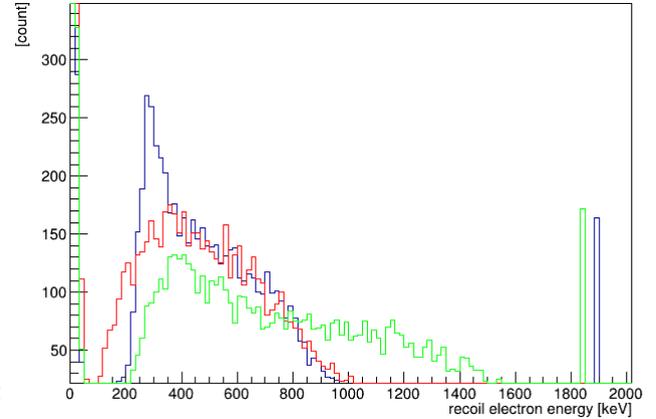


図 5.10: ポジション 4 についての各 MPPC のスペクトルを色別に表したもの。青は MPPC1、赤は MPPC2、緑は MPPC3 を表している。

ポジション番号	MPPC ID	集光効率の減少 k'	1 MeV での分解能 (MeV)
1	1	1.59	0.373(11)
1	2	1.50	0.429(12)
1	3	0.93	0.207(19)
4	1	1.84	0.445(13)
4	2	1.75	0.480(13)
4	3	0.859	0.275(11)

表 5.5: ポジション 1 と 4 での各 MPPC の分解能の変化および分解能。括弧は誤差を表している。

表 5.6 にポジション 2、3、5、6 についてフィッティングで得られた各 MPPC の k' と 1 MeV での分解能を示す。表 5.6 よりポジション 2 を除き、ポジションから最も近い MPPC の分解能が良いことが分かった。これは MPPC に直接入るシンチレーション光の立体角が大きく、シンチレータの表面との反射を繰り返すうちに減衰する光量の割合が小さいことが理由として考えられる。

ポジション番号	MPPC ID	集光効率の減少 k'	1 MeV での分解能 (MeV)
2	1	1.07	0.218(7)
2	2	1.10	0.231(70)
2	3	1.08	0.223(7)
5	1	1.16(6)	0.280(42)
5	2	0.938(101)	0.192(85)
5	3	1.32	0.312(83)
3	1	0.863	0.209(8)
3	2	1.18	0.315(44)
3	3	1.69(1)	0.495(12)
6	1	0.749	0.182(16)
6	2	1.48	0.408(59)
6	3	1.95	0.537(9)

表 5.6: ポジション 2、3、5、6 での各 MPPC の分解能の変化および分解能。括弧は誤差を表している。

第6章

まとめと今後の課題

6.1 まとめ

本研究では、理化学研究所 RIBF で予定している $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応を用いた短距離相関した陽子-中性子対 (SRC:Short Range Correlation) の探索実験で用いる重陽子検出器 BSDD の開発を行い、BSDD の 2 層目のエネルギー分解能の評価を行った。

^{22}Na ガンマ線源を用いてエネルギー分解能の評価を行ったところ、1つの MPPC での分解能はエネルギー損失が 1 MeV では 0.28~0.3 MeV であり、MPPC 3つの平均をとった場合には 0.1 MeV であった。陽子と重陽子の粒子識別には 0.34 MeV の分解能が必要であるため、1つの MPPC で目標分解能は達成された。しかし、本研究で定めた目標分解能は BSDD の 1 層目のエネルギー分解能が 0 MeV と仮定した場合である。そのため実際に粒子識別に求められる分解能は 0.34 MeV より小さい。また、BSDD は粒子識別を行うだけでなく三重微分断面積 $d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_d dE_d$ を導出するために重陽子のエネルギーを測定する役割もある。エネルギーを正確に測定するために複数の MPPC を使用することが望ましい。

ガンマ線の入射位置を変えて分解能の評価を行ったところ、MPPC を 3つ用いる場合には位置依存性が小さいことが分かった。一方で1つの MPPC に注目した場合、光が直接入射する立体角が大きいほど分解能が良いことが分かった。しかし、MPPC に非常に近い場合には光が直接入射する立体角が大きいほど分解能が悪くなることが分かった。

6.2 今後の課題

本研究では検出器の評価にガンマ線のエネルギーがおよそ 1 MeV である ^{22}Na 線源を用いた。しかし理化学研究所 RIBF で予定している $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応を用いた実験ではおよそ 100 MeV の重陽子を検出する必要がある。そのため本研究で調べたエネルギー分解能は参考であり、より大きなエネルギーでの分解能を評価する必要がある。また、MPPC の位置によって分解能が悪化することによる影響とその原因を解明することが課題である。シミュレーションを行うことで集光効率を調べることによって問題の解決が期待される。

参考文献

- [1] L. Lapikás, *Nuclear Physics A*, **553**, 209~308 (2021)
- [2] T. Aumann *et al.*, *Prog. Part. Nuclear Physics*, **118**, 103847 (2021)
- [3] R. Subedi *et al.*, *Science* **320**, 1476 (2008)
- [4] M. Duer *et al.*(Jefferson Lab CLAS Collaboration), *Nature* **560**, 617 (2018)
- [5] 中村隆司 著, 「不安定核の物理 中性子ハロー・魔法数異常から中性子星まで」 共立出版 (2016)
- [6] S. Terashima *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **121**, 241501 (2018)
- [7] NuDat 2.8, National Nuclear Data Center
<https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>
- [8] K. Sekiguchi *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **95**, 162301 (2018)
- [9] RIKEN NISHINA CENTER RIBF, SAMURAI
- [10] 高橋康平, 修士論文, 東京工業大学 (2021)
<https://www.nishina.riken.jp/RIBF/SAMURAI/overview.html>
- [11] Glenn F. koll 著, 木村逸郎/阪井映次 訳, 「放射線計測ハンドブック」 日刊工業新聞 (2001)
- [12] 浜松ホトニクス, Si フォトダイオード
https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/si_pd_kspd9001j.pdf
- [13] 浜松ホトニクス, Si APD
https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/si-apd_kapd9007j.pdf
- [14] 浜松ホトニクス, MPPC とは —MPPC (SiPM)
https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/mppc/what_is_mppc/index.html
- [15] ELJEN TECHNOLOGY, GENERAL PURPOSE EJ-200, EJ-204, EJ-208, EJ-212
<https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212>
- [16] 浜松ホトニクス, MPPC S13360-3025CS
https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/mppc/mppc_mppc-array/S13360-3025CS.html
- [17] 浜松ホトニクス, MPPC S13360-6025CS
https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/mppc/mppc_mppc-array/S13360-6025CS.html
- [18] 浜松ホトニクス, MPPC S13360 シリーズ データシート
https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_

SALES_LIBRARY/ssd/s13360_series_kapd1052j.pdf

[19] LISE++ : Rare Isotope Beam Production

<http://lise.nsl.msui.edu/lise.html>

[20] 堀川晃太, 卒業論文, 東京工業大学 (2021)

[21] 石島直樹, 修士論文, 大阪大学 (2014)

[22] William R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Berlin, Springer(1994)

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方にご指導、助言を頂きました。指導教官である中村隆司教授には原子核物理学における考え方から、研究者としての姿勢など多くのことを学ばせて頂きました。助教の近藤洋介氏には実験の手順や解析など多くのことに関して様々なアドバイスを頂きました。理化学研究所の研究員である Wang He 氏には本研究で必要なこと、重要なことを教えて頂きました。中村研究室の研究員の中塚徳継氏には NIM モジュールの使い方や仕様をわかりやすく教えて頂きました。高橋康平氏には解析での評価の仕方や、理化学研究所で予定している実験に関する詳細などの疑問に丁寧に答えていただきました。堀川晃太氏には私が実験で行き詰った時に何度も時間をかけて解決にご協力していただきました。海老名直樹氏には研究に関して疑問に思ったことをともに調べて頂きました。松井智輝氏には普段の会話から何度も活力を頂きました。Lee Hyeji 氏には実験セットアップの組み立てにご協力していただきました。斗米貴人氏には研究に関する様々な経験を教えて頂きました。河口文哉氏にはプレゼンテーションの練習などにご協力して頂きました。家族には経済的、精神的支援をして頂きました。本研究に関わってくださった方、サポートしてくださった方々に心より感謝いたします。