

高精細中性子検出器 HIME の性能評価

東京科学大学 理学院 物理学系

学籍番号 21B00970

氏名 武内悠仁

指導教員 中村隆司

2025年2月14日

概要

原子核表面において、2中性子が空間的に強く相関する”ダイニュートロン”と呼ばれる2中性子系が現われると予言されている。ダイニュートロン相関を探索するための実験がいくつか行われ、既に ^{11}Li などのハロー核でダイニュートロン相関が観測されているが、一方で、エネルギーの低い非束縛核でもダイニュートロン相関は現われると期待されている。なかでも ^{26}O は1中性子の崩壊を行わず、2中性子の崩壊だけを起こすことから、ダイニュートロン相関探索の有力な候補と見られている。ダイニュートロン相関の探索実験では、 ^{26}O 静止系から放出される2中性子間の開き角度の測定が有効であるが、 ^{26}O の実験室系での開き角度は最大で12 mrad程度であり、既存の中性子検出器では位置分解能が不足している。そこで、より高い位置分解能を持つ中性子検出器 HIME(High resolution detector array for Multi neutron Events)の開発を行っている。現在、有感領域を広げるために、従来のセットアップから1層当たり24本のモジュールを15層にまで増設するアップグレードを行いつつある。本研究では、HIMEにおける漏れ磁場による光電子増倍管(PMT)のゲインの変化を測定した。本論文では ^{60}Co , AmBe線源を用いて測定したPMTのゲインの変化について、検出器の位置やPMTの取り付け方への依存性を評価し、議論する。

目次

第1章	序	5
1.1	ダイニュートロン	5
1.2	高精細中性子検出器の開発の動機	11
第2章	中性子検出	13
2.1	中性子検出の原理	13
2.2	中性子の運動量ベクトル	15
2.3	クロストーク	15
第3章	中性子検出器 HIME	17
3.1	HIME の概要	17
3.2	HIME の信号処理回路	20
3.3	HIME のアップグレード	21
第4章	HIME の性能評価	22
4.1	漏れ磁場の測定	23
4.2	PMT のゲインの変化	24
第5章	まとめ、今後の展望	29
	参考文献	30

目次

1.1	^{11}Li の構造の模式図	6
1.2	^{11}Li のクーロン分解反応における E1 遷移確率分布	6
1.3	ヤコビ系における $^{13}\text{Li} \rightarrow ^{11}\text{Li} + n + n$ 反応の開き角度分布	7
1.4	$^{16}\text{Be} \rightarrow ^{14}\text{Be} + n + n$ 反応の ^{16}Be 重心系における開き角度分布	7
1.5	ヤコビ系における θ_k の定義	7
1.6	萩野モデルにおける開き角度分布	8
1.7	^{26}O のエネルギー準位の模式図	9
1.8	ヤコビ系における ^{26}O の開き角度の分布	9
1.9	ヤコビ Y 系における ^{26}O の開き角度分布のシミュレーション	10
1.10	$^{27}\text{F}(p, 2p)^{26}\text{O}$ 実験のセットアップ	11
1.11	欠損質量法の模式図	12
1.12	不変質量法の模式図	12
2.1	シンチレータ内での荷電粒子の入射エネルギーと発光量の関係	14
2.2	クロストークイベントの模式図	16
2.3	複数中性子イベントの模式図	16
3.1	HIME-NEUT 部 4 層目	17
3.2	モジュールの模式図	18
3.3	HIME の 1 層目、3 層目の模式図	18
3.4	HIME の 2 層目、4 層目の模式図	18
3.5	HIME の moduleID の定義	19
3.6	HIME および NEBULA モジュールの諸元	19
3.7	HIME-VETO 部	19
3.8	HIME の信号処理回路	20
3.9	PaDiWa	20
3.10	ディスクリミネーター	21
3.11	FPGA	21
4.1	PMT の磁気特性	22
4.2	磁場の測定箇所	23
4.3	^{60}Co 線源	24
4.4	$^{241}\text{Am}(\text{Be})$ 線源	24

4.5	B=0 T,moduleID=35, ⁶⁰ Co 線源	25
4.6	B=2.3 T,moduleID=35, ⁶⁰ Co 線源	25
4.7	B=2.7 T,moduleID=35, ⁶⁰ Co 線源	25
4.8	B=0 T,moduleID=35, 宇宙線	25
4.9	B=2.3 T,moduleID=35, 宇宙線	25
4.10	B=2.7 T,moduleID=35, 宇宙線	25
4.11	ToT のエネルギー較正	27

表目次

4.1	SAMURAI 磁石の中心磁場が $B=2.7$ T のときの、漏れ磁場の実測値と計算値	23
4.2	SAMURAI 磁石の中心磁場が $B=2.3$ T のときの、漏れ磁場の実測値と計算値	23
4.3	moduleID=35	27
4.4	moduleID=36	27
4.5	moduleID=37	27
4.6	moduleID=59	28
4.7	moduleID=60	28
4.8	moduleID=61	28
4.9	moduleID=83	28
4.10	moduleID=84	28
4.11	moduleID=85	28

第 1 章

序

現在の原子核物理学において、陽子数・中性子数比が安定核と大きく異なる不安定核の探求は、いまや一大分野として研究が行われている。なかでも中性子過剰核を取り巻く問題は未解明な部分が多く、たとえば中性子ハロー核や既知の魔法数の消失、ダイニュートロン相関などが挙げられる。我々は、このうちのダイニュートロン相関に特に興味を持って研究を行っている。本章では、ダイニュートロン相関についての説明と、本論文の背景となった実験について述べる。

1.1 ダイニュートロン

2009 年の Gårdestig の報告によると、2 中性子系は自由空間で非束縛であり、散乱長は $a_s = -18.6 \pm 0.3$ fm である [1]。一方で、原子核中では、原子核表面付近に空間的に近い位置にある 2 中性子系が存在する可能性を、Migdal によって予言されている [2]。

また松尾らの理論研究によって、原子核密度が $\rho/\rho_0 \approx 10^{-4} - 0.5$ の低密度領域でダイニュートロン相関が現れることが示唆されたが [3]、中性子ハロー核において実際にこのような状態が再現されると考えられている。したがって、中性子ハロー核はダイニュートロン相関の探索において重要なターゲットの 1 つである。

1.1.1 束縛核における 2 中性子ハロー

中性子ハロー核の構造を探るためには、2 中性子ハロー核のクーロン分解反応における E1 励起状態への遷移確率 $B(E1)$ の測定が有効である。クーロン分解反応は、高エネルギーの入射核が標的核近傍を通過した際に、入射角が標的核の電場パルスを感じて励起したのち、分解するという反応である。このときの断面積から $B(E1)$ を求め、クラスター和則によって 2 中性子ハロー核の構造を議論することができる。ここで、クラスター和則は以下のように書ける [4]：

$$B(E1) = \int_{-\infty}^{+\infty} dE \frac{dB(E1)}{dE} \quad (1.1)$$

$$= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_1^2 + r_2^2 + 2\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2 \rangle \quad (1.2)$$

$$= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \theta_{12} \rangle . \quad (1.3)$$

ただし、 \vec{r}_1, \vec{r}_2 はコア核を基準としたハロー中性子の位置ベクトルで、 θ_{12} は 2 つのハロー中性子のなす角である。

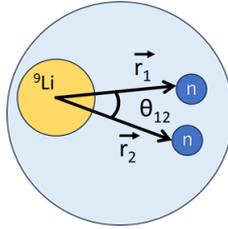


図 1.1 ^{11}Li の構造の模式図。

実際に $B(E1)$ を測定した実験の例に、束縛核である ^{11}Li を入射核としたクーロン分解反応実験がある [5]。中村らによるこの実験で得られた $E1$ 遷移確率分布を図 1.2 に示す。 $E_{\text{rel}} = 0.4 \text{ MeV}$ のピークはソフト $E1$ 励起であり、ハロー核に典型的な特徴である。

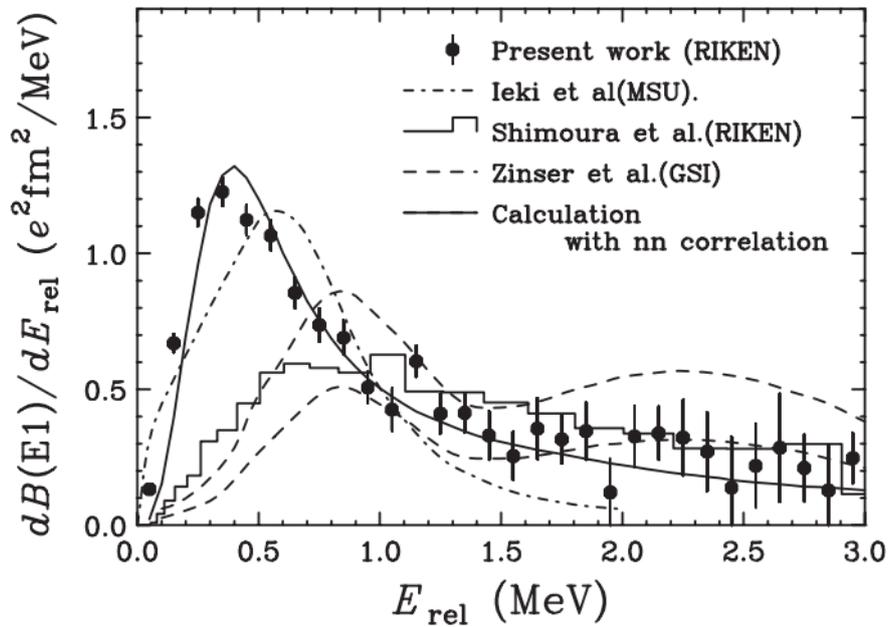


図 1.2 ^{11}Li のクーロン分解反応における $E1$ 遷移確率分布 [5]。 $E_{\text{rel}} = 0.4 \text{ MeV}$ のピークがソフト $E1$ 励起であり、ハロー核に典型的である。

この実験によって、2 中性子の開き角度の期待値は $\langle \theta_{12} \rangle = 48_{-18}^{+14}$ 度と、無相関で期待される 90 度よりも有意に小さい値を得られた。このことは ^{11}Li の原子核表面において 2 つのハロー中性子が空間的に近い位置にあることを示唆しており、ダイニュートロン相関を支持する結果であると言える。

しかし、この手法に対する問題点の指摘もある。[4] のクラスター和則は、コア核である ^9Li が基底状態にあることを前提としているが、 ^{11}Li の内部で ^9Li は励起状態にある可能性が指摘された [6]。

1.1.2 非束縛核における 2 中性子ハロー

束縛核だけでなく、非束縛核においてもダイニュートロン相関が議論されている。非束縛の 2 中性子ハロー核は、 $^AZ \rightarrow ^{A-2}Z + n + n$ という形で 2 中性子崩壊を起こすことから、2 中性子が放出される方向から相関

を調べることができる。図 1.3、図 1.4 に ^{13}Li 、 ^{16}Be の 2 中性子の開き角度の分布を示す [7][8]。

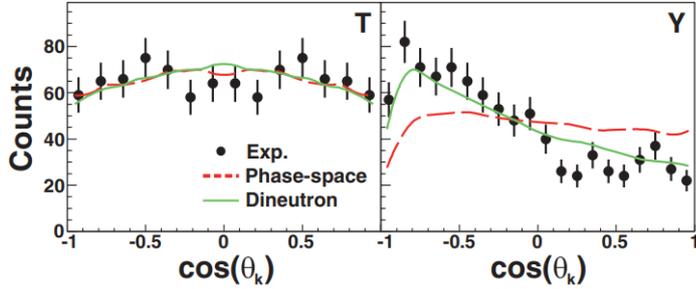


図 1.3 $^{13}\text{Li} \rightarrow ^{11}\text{Li} + n + n$ 反応で放出される 2 中性子の開き角度分布 [7]。ここで、 θ_k は式で定義されるヤコビ座標系での T 系、Y 系の角度である。Y 系で $\cos \theta_k \sim -1$ のイベントが多いことから、2 中性子は同方向に放出されやすい。

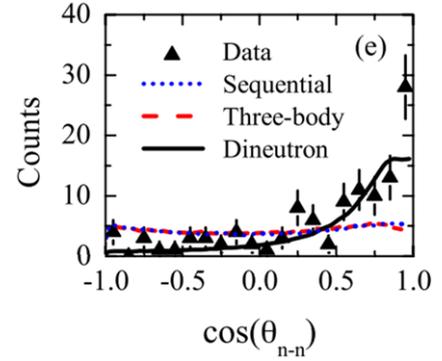


図 1.4 $^{16}\text{Be} \rightarrow ^{14}\text{Be} + n + n$ 反応で放出される 2 中性子の ^{16}Be 重心系における開き角度分布 [8]。 $\cos \theta_{n-n} \sim 1$ にピークがあることから、2 中性子は同方向に放出されやすい。

ここで、図 1.3 に分布を示した θ_k は図 1.5 および式 1.4 で定義されるヤコビ座標系での T 系、Y 系の角度である。

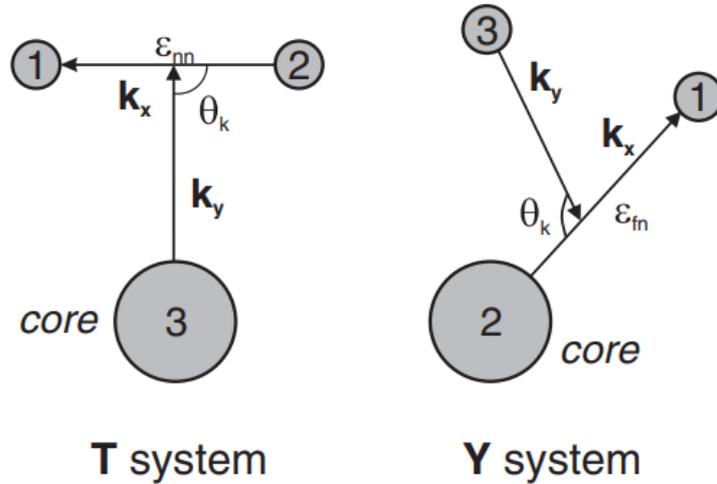


図 1.5 ヤコビ座標系における 2 中性子の開き角度 [9]。左側に T 系、右側に Y 系での θ_k を示した。

$$\cos \theta_k = \frac{\vec{k}_x \cdot \vec{k}_y}{k_x k_y} \quad (1.4)$$

ただし \vec{k}_x, \vec{k}_y はヤコビ運動量で、図 1.5 中の 3 粒子の質量および運動量を用いて

$$\vec{k}_x = \frac{m_2 \vec{k}_1 - m_1 \vec{k}_2}{m_1 + m_2}, \quad (1.5)$$

$$\vec{k}_y = \frac{m_3 (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) - (m_1 + m_2) \vec{k}_3}{m_1 + m_2 + m_3} \quad (1.6)$$

と定義される。

図 1.3 の右側より、ヤコビ Y 系で $\cos \theta_k \sim -1$ のイベントが多いことがわかる。これは Y 系で $\theta_k \sim 180$ 度であることに対応している。つまり、 $^{13}\text{Li} \rightarrow ^{11}\text{Li} + n + n$ 反応による 2 中性子は同方向に放出されやすい。しかし、2 中性子の放出される方向が近いということは 2 中性子の相対運動量が小さいことに対応し、不確定性関係から 2 中性子が空間的に離れている可能性が導ける。つまり ^{13}Li においては、 ^{11}Li と逆の帰結となった。また、 ^{16}Be においても同様の帰結が得られた。図 1.4 より、 ^{16}Be の重心系で $\cos \theta_{n-n} \sim 1$ のイベントが多く、 $\theta_{n-n} \sim 0$ 度であることから 2 中性子は同方向に放出されやすい。以上のように、 ^{13}Li や ^{16}Be で見られた相関を”仮想 2 中性子相関”と呼称する。

一方で、非束縛の 2 中性子ハロー核である ^{26}O におけるダイニュートロン相関が予言されている [10]。荻野らの計算によると、 ^{26}O においては ^{13}Li , ^{16}Be と逆の相関が現れる。図 1.6 に、 $^{24}\text{O}, n, n$ の 3 体モデルによる 2 中性子の開き角度分布の計算結果を示す。

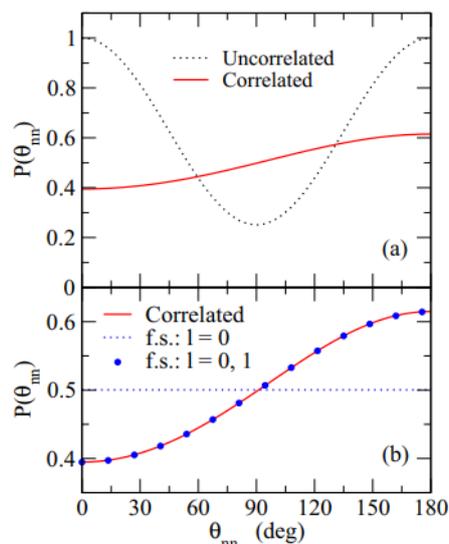


図 1.6 $^{24}\text{O}, n, n$ の 3 体モデルによる 2 中性子の開き角度分布の計算結果 [10]。上側の図中の実線はダイニュートロン相関がある場合、破線は無相関を仮定した場合の分布である。ダイニュートロン相関がある場合は、 $\theta_{n-n} \sim 180$ 度になりやすい。

図 1.6 の上側の図中の実線はダイニュートロン相関がある場合、破線は無相関を仮定した場合の分布である。ダイニュートロン相関がある場合は、 $\theta_{n-n} \sim 180$ 度で 2 中性子が反対方向に放出されやすいと分かる。このことは 2 中性子の相対運動量大きいことを意味するため、不確定性関係より 2 中性子が空間的に近い位置にあることと対応する。つまり、 ^{26}O の原子核表面でダイニュートロン相関が存在するという Mlgdal の予言を支持する結果となった。

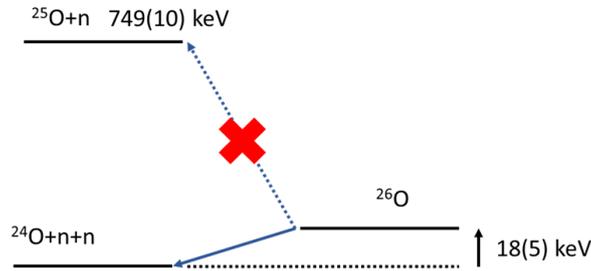


図 1.7 ^{26}O のエネルギー準位。 $^{25}\text{O}+n$ のエネルギー準位が 749 keV[11] と ^{26}O よりも高いことから、 $^{26}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + n + n$ の 2 中性子崩壊のみが遷移として許される。

$^{25}\text{O}+n$ のエネルギー準位が ^{26}O よりも高いことから、 ^{26}O は $^{25}\text{O}+n$ 状態へ遷移せず $^{26}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + n + n$ の 2 中性子崩壊のみを起す。そのため、バックグラウンドイベントとして $^{26}\text{O} \rightarrow ^{25}\text{O} + n$ の 1 中性子崩壊を考慮せずともよい。また、 ^{26}O の 2 中性子分離エネルギーは 18(5) keV とこれまでに観測された中で最小である [11]。Dobaczewski らの報告によると、2 中性子の分離エネルギー S_{2n} が 2 中性子の結合エネルギー Δ と比べてはるかに小さい ($S_{2n} \ll \Delta$) とき、2 中性子の相関が特に強まる [12]。以上より、2 中性子分離エネルギーが特に小さい ^{26}O はダイニュートロン相関の探索において重要な候補である。

萩野らが ^{26}O におけるダイニュートロン相関の可能性を示唆したことで、 ^{26}O の開き角度を実験的に測定することに興味をもたれるようになった。その一例として、MSU(Michigan State University) での測定が挙げられる [9]。この実験では、 ^{26}O の 2 中性子崩壊で生じる $^{24}\text{O}, n, n$ の運動量ベクトルを測定し、2 中性子間の開き角度を測定することが目的であった。測定の結果を図 1.8 に示す。

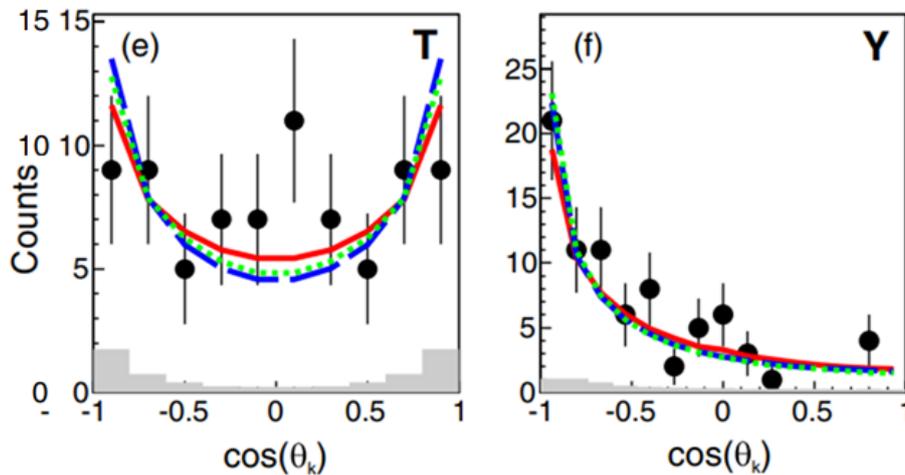


図 1.8 ヤコビ系における ^{26}O の開き角度の分布 [9]。測定の分解能が不足していたことにより、3つのモデルをそれぞれ区別することができなかった。緑の破線は無相関、赤の実線は仮想 2 中性子相関、青の破線は萩野らの用いたダイニュートロン相関モデルである。モデルの詳細は図 1.9 に詳しい。

ただし、図 1.8 中の 3 つのモデルは図 1.9 に示したものと対応しており、緑の破線は無相関、赤の実線は仮想 2 中性子相関、青の破線は萩野らの用いたダイニュートロン相関モデルである。本来であれば、無相関モデル

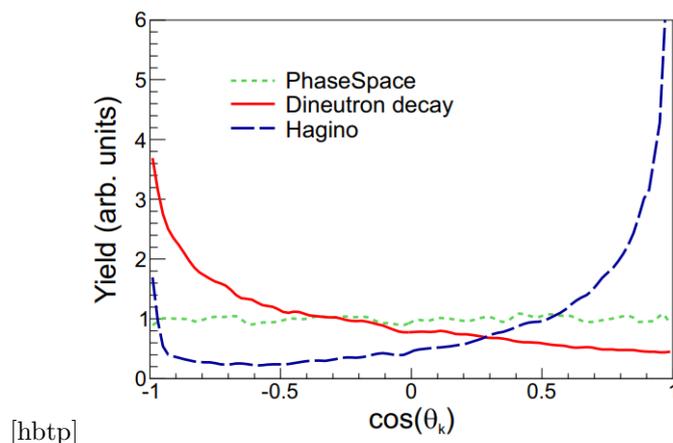


図 1.9 ヤコビ Y 系における ^{26}O の開き角度分布のシミュレーション [9]。緑の破線は無相関、赤の実線は仮想 2 中性子相関、青の破線は萩野らの用いたダイニュートロン相関モデルである。

ルは角度によらず分布が一定であり、仮想 2 中性子相関モデルは 2 中性子が同方向に放出されやすいため 0 度でピークを持ち、萩野らのダイニュートロン相関モデルは反対方向に放出されやすいため 180 度でピークを持つことが予想される。しかし、測定の分解能が不足していたことにより、これら 3 つのモデルをそれぞれ区別することは出来なかった。したがって、 ^{26}O のダイニュートロン相関を開き角度分布から調べるためには、より分解能の高い測定手法が必要である。

1.1.3 高精細中性子検出器を用いた ^{26}O の開き角度の測定

我々は、2025 年度中に理化学研究所 RIBF 棟で ^{26}O のダイニュートロン相関探索実験を行う予定である。その際には、従来よりも高精細な中性子検出器 HIME(HIGH resolution detector array for Multi neutron Events) を用いる。図 1.10 に実験のセットアップを示す。

簡単に実験の概要を述べる。まず、1 次ビームとして 220 MeV/nucleon の ^{27}F ビームを MINOS(Magic Numbers Off Stability) 装置内の液体水素 (LH2) 標的に入射し、 $^{27}\text{F}(p, 2p)^{26}\text{O}$ 反応によって 1 陽子のみを分離して ^{26}O を生成する。次に、 ^{26}O の 2 中性子崩壊 $^{26}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + n + n$ によって放出される ^{24}O および 2 つの中性子を検出する。このとき ^{24}O は SAMURAI 磁石の磁場によって軌道を曲げられ、ドリフトチェンバー (FDC1, FDC2) とプラスチックシンチレータ (HODF24) で検出される。一方で、中性子は磁場の影響を受けずに直進し、中性子検出器で検出される。

実験室系における中性子の開き角度は 12 mrad 程度であるため、LH2 標的から 11 m 程度離れた中性子検出器の位置で 2 中性子間の距離は 14 cm 程度である。HIME 以前に使用していた中性子検出器 NEBULA は位置分解能が数 cm 程度であり、プラスチックシンチレータの幅は 12 cm である。NEBULA では 2 つの中性子が 1 本または 2 本のプラスチックシンチレータで検出されるため、開き角度を測定することができない。そこで、NEBULA より時間・位置ともに位置分解能が精細であり、プラスチックシンチレータの幅が細い HIME を用いることとなった。また、HIME の有感領域は 96cm×96cm と広い点も特筆すべき特徴である。有感領域が広いと、HIME を SAMURAI 磁石へ近づけて角度アクセプタンスを広げられる点で有利である。

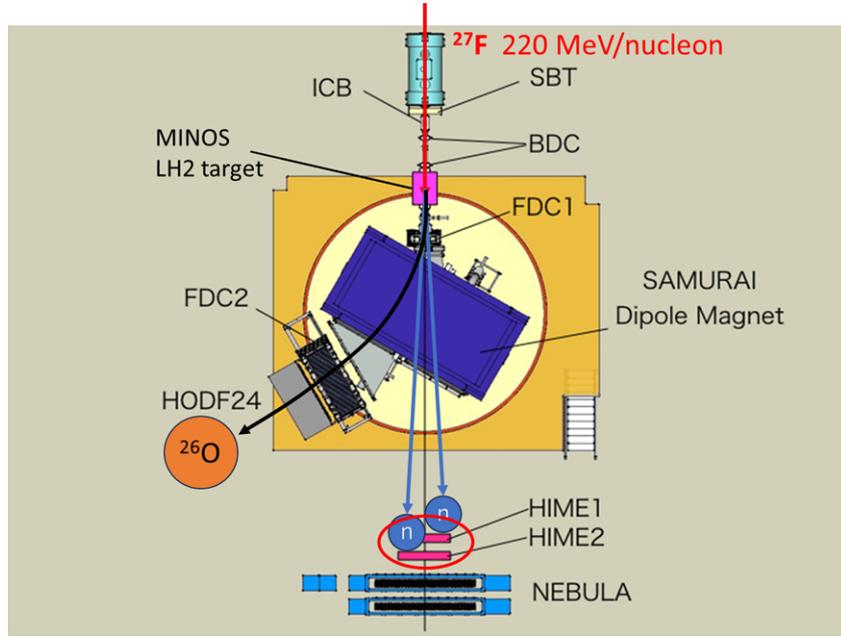


図 1.10 2025 年度に行う予定の $^{27}\text{F}(p, 2p)^{26}\text{O}$ 実験のセットアップ。実験は理研 RIBF 棟で行われる。

ただし、SAMURAI 磁石へ近づけることで、HIME の光電子増倍管 (PMT) が漏れ磁場から影響を受ける可能性が生じる。そこで本論文では、HIME の PMT が SAMURAI 磁石の漏れ磁場から受ける影響を、PMT の取り付け方と漏れ磁場の大きさへの依存性の観点から評価する。

1.2 高精細中性子検出器の開発の動機

中性子を検出するための手法として、現在では欠損質量法と不変質量法の 2 つが主流となっている。それぞれの手法の説明のため、ここでは $^{27}\text{F}(p, 2p)^{26}\text{O}$ 反応後の 2 中性子崩壊 $^{26}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + n + n$ を例にとることとする。

1.2.1 欠損質量法

欠損質量法においては、ダイニュートロンの相対エネルギーを

$$E_{\text{miss}} = E_{^{27}\text{F}} + m_p - E_{^{24}\text{O}} - E_p - E_{p'} \quad (1.7)$$

$$\vec{P}_{\text{miss}} = \vec{P}_{^{27}\text{F}} - \vec{P}_{^{24}\text{O}} - \vec{P}_p - \vec{P}_{p'} \quad (1.8)$$

$$m_{\text{miss}} = \sqrt{E_{\text{miss}}^2 - \vec{P}_{\text{miss}}^2} \quad (1.9)$$

$$E_{2n} = m_{\text{miss}} - 2m_n \quad (1.10)$$

と書ける。ここで m_p は静止陽子標的の質量、 E_p はノックアウトされた陽子のエネルギー、 $E_{p'}$ は ^{27}F との準弾性散乱によって反跳された陽子のエネルギー、 m_n は中性子の質量である。運動量についても同様である。質量欠損法では、始状態と終状態でそれぞれ荷電粒子のみを検出して間接的にダイニュートロンの状態を求めることを目的としている。欠損質量法の模式図を図 1.11 に示す。

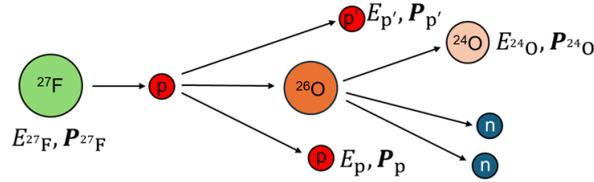


図 1.11 欠損質量法の模式図。荷電粒子のみエネルギーと運動量を測定し、間接的にダイニュートロンの状態を求める。

欠損質量法では荷電粒子を検出するため実験が容易である一方で、エネルギー分解能が 1 MeV 程度と粗くダイニュートロンの状態を正確に求めるには分解能が不足していることが難点である。またダイニュートロンの崩壊モードを求めることができないという問題も抱えている。

1.2.2 不変質量法

不変質量法においては、ダイニュートロンの相対エネルギーを

$$m_{2n} = \sqrt{(E_{n1} + E_{n2})^2 - (\vec{P}_{n1} + \vec{P}_{n2})^2} \quad (1.11)$$

$$E_{2n} = m_{2n} - 2m_n \quad (1.12)$$

と書ける。不変質量法は、 ^{26}O の崩壊によって生じた 2 つの中性子を直接検出することでダイニュートロンの状態を求めることを目的としている。不変質量法の模式図を図 1.12 に示す。

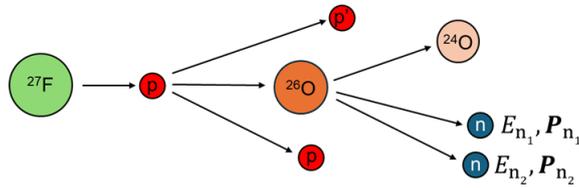


図 1.12 不変質量法の模式図。中性子を直接検出することでダイニュートロンの状態を求める。

欠損質量法の懸念点であったエネルギー分解能が 100 keV 程度まで向上したほか、ダイニュートロンの崩壊モードを調べることができる点で優れていることから、今後のダイニュートロンの相関探索の実験において積極的に採用されることが考えられる。しかし後に述べる通り、中性子の検出効率が非常に低だけでなく、 $^{26}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + n + n$ 反応の開角度は最大でも 12 mrad 程度と非常に小さいために従来の中性子検出器では位置分解能が不足している。これを解決するために、従来よりも時間・位置分解能が精細かつ複数のモジュールの層を備えた検出器を開発した。

第 2 章

中性子検出

中性子は電荷的に中性であるため、陽子や電子のような電磁相互作用を用いた検出は不可能である。よって中性子の検出には、中性子と検出器中の原子核の準弾性散乱で生じる反跳陽子を検出する手法が一般的である。本章では、後に述べる高精細中性子検出器 HIME にも実装されているプラスチックシンチレータを用いた中性子の検出について述べる。

2.1 中性子検出の原理

ダイニュートロン関連の探索実験のための検出器にはプラスチックシンチレータを用いる。プラスチックシンチレータを用いる理由は、安価で加工しやすいこと、検出器の大型化が容易なこと、H を多量に含み中性子との相互作用に由来する反跳陽子のエネルギーが大きくなること、時間応答がよいことなどがある。

^{26}O の 2 中性子崩壊において中性子が持つエネルギーは数百 MeV 程度である。数百 MeV 程度のエネルギー領域で、プラスチックシンチレータが起こす主要な反応は次の 5 つである。



以上のうちで中性子検出に用いられるのは、陽子を反跳する 1 と 4 に限られ、2,3,5 の反応はバックグラウンドとなる。2,3,5 の反応で生じる荷電粒子の発光量は小さくなるため、発光量に対してスレッシュホールドをかけることで除去する。以下では、5 つの反応で生じる陽子以外の荷電粒子が検出できない原因を述べる。

弾性散乱において、入射粒子から反跳粒子へのエネルギー移行率は非相対論的条件下でのエネルギー保存則と運動量保存則から

$$\frac{E}{E_n} = 4 \cos^2 \theta \frac{m \cdot m_n}{(m + m_n)^2} \quad (2.6)$$

と書ける。ここで、 E, E_n は反跳粒子と入射中性子のエネルギー、 θ は散乱角、 m, m_n は反跳粒子と中性子の質量である。0 度散乱に対して、反跳粒子が陽子である場合 $m = m_p$ として $E/E_n \simeq 1$ 、 ${}^{12}\text{C}$ である場合 $m = 12m_p$ として $E/E_n = 48/169 \sim 0.28$ 程度になる。

次に、反跳粒子の発光量の求め方を述べる。シンチレータ内での発光量 dL/dx とエネルギー損失 dE/dx の関

係は、Birks の式 [13] により

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.7)$$

と与えられる。ここで S はシンチレーション効率、k は消光を受ける割合、B は比例定数である。電子の場合は、運動エネルギーが約 1 MeV で最小電離損失粒子 (MIP: Minimum Ionizing Particle) となり、より大きいエネルギーでは発光量とエネルギーの関係は Birks の式により線形で近似される。発光量の単位として、シンチレータ内で電子が 1 MeV のエネルギーを付与したときの発光量が 1 MeVee (MeV electron equivalent) と定義される。プラスチックシンチレータ内部での荷電粒子の入射エネルギーに対する発光量は図 2.1 のようになる。電子と比較して、電荷と質量が大きい粒子ほど発光量が相対的に小さくなるのが分かる。

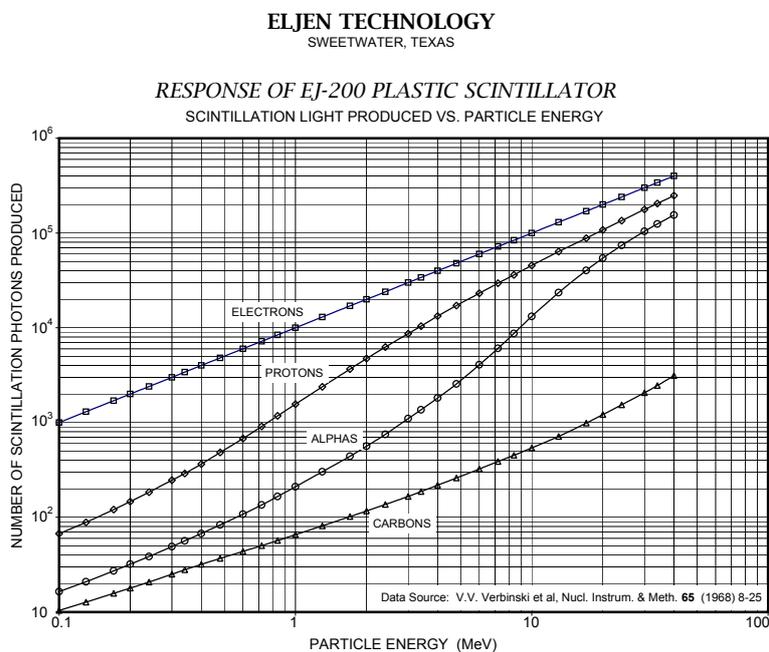


図 2.1 シンチレータ内での荷電粒子の入射エネルギーと発光量の関係 [14]。横軸には荷電粒子のエネルギー [MeV]、縦軸には発光量をとった。

2 の反応で反跳する ^{12}C に関して、式 (2.7) での議論から、反跳した陽子の最大エネルギーは入射中性子とほぼ同じエネルギーのままであるのに対し、反跳する ^{12}C の最大エネルギーはその 0.28 倍程度にまで下がる。さらにシンチレータの発光量のクエンチングの効果により、陽子の発光量に対して ^{12}C の発光量は非常に小さくなる。したがって、 ^{12}C は検出器に対して不感である。

3 の反応に関して、ここで放出される γ 線は最大で 4.44 MeVee であるため、スレッシュホールドをそれ以上に設定すれば除去できる。

2,5 の反応で生じる中性子は後述するクロストークの原因となるが、ここで放出された中性子が検出されるた

めには5の反応の後に1か4の反応を起こす必要があり、その確率は低いため通常は問題にならない。

2.2 中性子の運動量ベクトル

中性子の運動量ベクトルの測定は飛行時間法 (ToF 法:Time Of Flight) を用いて行われる。ToF 法において、運動量ベクトルを決定するためには中性子の位置と時間の測定が必要である。標的での反応点を原点とし、中性子検出器でシグナルが出た位置と時間を $(\vec{r}, t) = (x, y, z, t)$ とすると、中性子の相対論的な運動量ベクトルは

$$\beta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{ct}, \quad (2.8)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (2.9)$$

$$p = m_n \gamma \beta, \quad \vec{p} = p \cdot \frac{\vec{r}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \quad (2.10)$$

と書ける。ここで c は光速、 m_n は中性子の質量である。シグナルが出た位置と時間は、第4章にて後述する手順によって較正する必要がある。

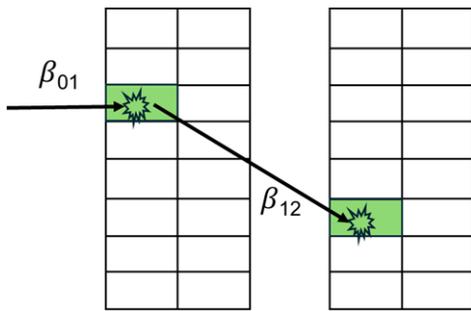
2.3 クロストーク

クロストークとは、1つの中性子入射イベントに対して複数のモジュールがシグナルを出すバックグラウンドイベントのことである。

複数のモジュールがシグナルを出すには (i) 1つの中性子が複数のモジュールと反応する場合、(ii) 反跳した陽子が複数のモジュールで検出される場合、(iii) クロストークでなく複数の中性子がそれぞれ独立に異なったモジュールと反応する場合の3通りが考えられる。複数の中性子を検出するにあたり、クロストークによって生じた (i), (ii) のイベントを取り除き、(iii) のイベントのみを選別することが求められる。

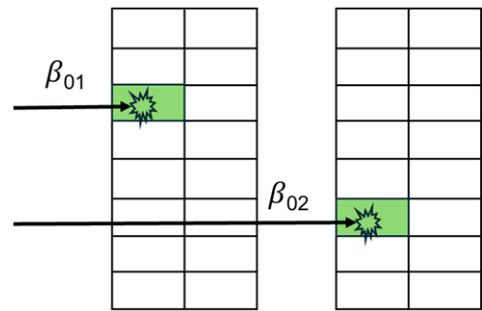
理研のNEBULAなどプラスチックシンチレータが複数の層に別れている検出器では、シグナル間の速度差から複数中性子イベントかクロストークイベントかを判別している。以下に示す図2.2および図2.3が判別の模式図である。あるイベントがクロストークであった場合、1度目の反応で中性子は必ず速度を落とし、1度目の反応点までの速度 β_{01} と2つの反応点の間の速度 β_{12} の関係は $\beta_{01} > \beta_{12}$ となる。対する複数中性子イベントの場合2つのイベントに相関はなく、したがって β_{01} と β_{02} の間に特別な関係はない。

よって $\beta_{01} > \beta_{12}$ のイベントを除去することで、複数中性子イベントのみを選別することができる。ただし $\beta_{01} < \beta_{02}$ の複数中性子イベントが失われてしまう問題もある。



 中性子がヒットしたモジュール

図 2.2 クロストークイベント。必ず $\beta_{01} > \beta_{12}$ となる。



 中性子がヒットしたモジュール

図 2.3 複数中性子イベント。必ずしも $\beta_{01} > \beta_{02}$ とは限らない。

第 3 章

中性子検出器 HIME

本章では、序章でも触れた ^{26}O のダイニュートロン相関探索実験に用いる中性子検出器 HIME について述べる。

3.1 HIME の概要

HIME は、中性子を検出する NEUT 部と荷電粒子の検出を行う VETO 部からなる。以下で、NEUT 部と VETO 部の詳細を述べる。

3.1.1 NEUT 部

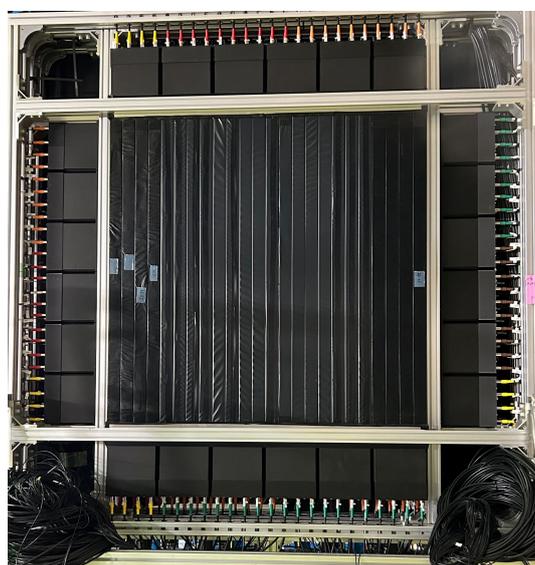


図 3.1 NEUT 部の 4 層目を正面から撮った写真。

NEUT 部は複数の検出器のまとまりで構成されている。図 3.2 に示すように、1 本の検出器は長さ 1000 mm、幅 40 mm、厚さ 20 mm のプラスチックシンチレータの両端にライトガイドを接着し、ライトガイドに光電子増倍管 (PMT) を接着したものである。以降は、プラスチックシンチレータとライトガイドと PMT を

一まとめにしたものを”モジュール”と呼称する。また、モジュールを 24 本並べたものを”層”、複数の層からなるまとまりを”ウォール”とする。HIME には層が 4 つあり、4 層で 1 つのウォールを形成している。

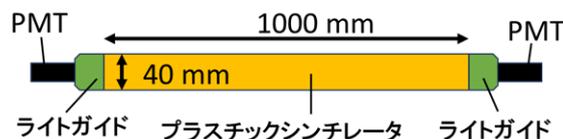


図 3.2 モジュールを正面から見たときの模式図。プラスチックシンチレータの両端にライトガイドと PMT を接着した。

ビームの上流側から見て 1 層目と 3 層目、2 層目と 4 層目で検出器の向きが互い違いになるようにモジュールが並べられている。以降は 1 層目と 3 層目を”横置き”、2 層目と 4 層目を”縦置き”とする。図 3.3 に横置きモジュール、図 3.4 に縦置きモジュールの模式図、図 3.5 に各モジュールに振ってある番号 moduleID の定義を示す。

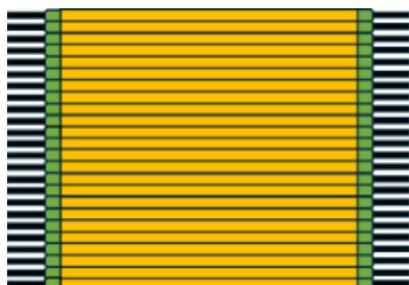


図 3.3 HIME の 1 層目、3 層目の模式図。
横置きのモジュールを 24 本並べた。

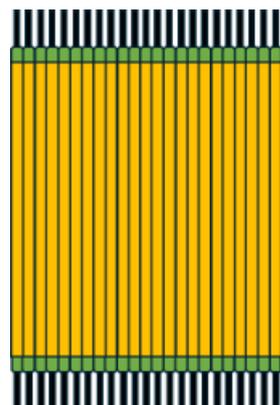


図 3.4 HIME の 2 層目、4 層目の模式図。
縦置きのモジュールを 24 本並べた。

HIME のモジュールは厚さが 2 cm と、NEBULA[15] のものよりも薄いため z 方向への位置分解能が向上している。しかし、その薄さのために中性子によって反跳された陽子が複数のモジュールで検出される可能性が生じる。これは第 2 章で述べたクロストークの原因となるため、陽子の飛跡をモジュールの検出位置から再構築し、複数中性子イベントとクロストークイベントを区別する手法が考案されている [16][17]。

3.1.2 VETO 部

NEUT 部は荷電粒子の入射にもシグナルを出すため、中性子イベントと荷電粒子を区別する必要がある。そこで、長さ 1050 mm、幅 360 mm、厚さ 10 mm のプラスチックシンチレータを並べた VETO 部を配置した。VETO 部でシグナルの出たイベントを除外することで、VETO 部のプラスチックシンチレータ検出された中性子イベントまで除外する可能性はあるものの、中性子によるイベントのみを取り出すことが可能となる。

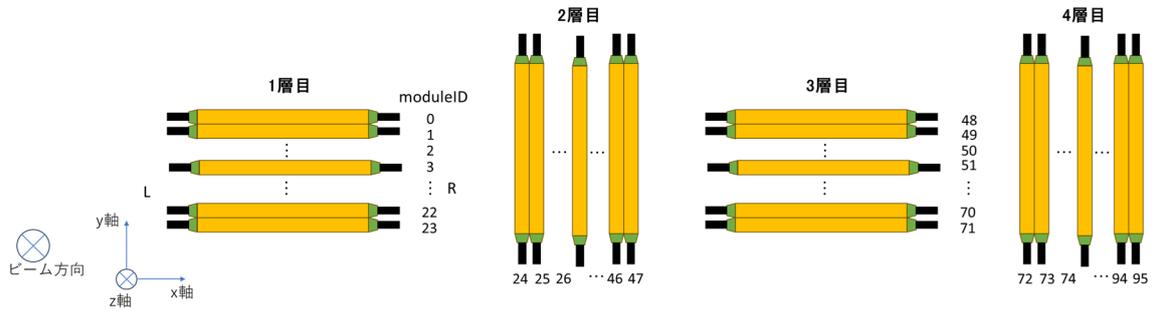


図 3.5 HIME の moduleID の定義。1 層目の上から順に 1,2,...,22,23、2 層目の左から順に 24,25,...,46,47、3 層目の上から順に 48,49,...,70,71、4 層目の左から順に 72,73,...,94,95 と番号が振ってある。また、ビームに乗って見たとき右側に来る方を R、左側に来る方を L とする。

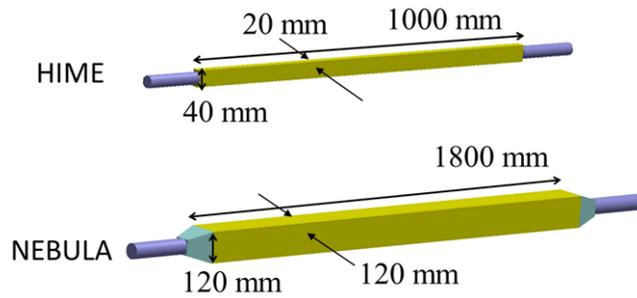


図 3.6 (上) HIME のモジュールの模式図。長さが 1000 mm、幅が 40 mm、厚さが 20 mm である。
(下) NEBULA[15] のモジュールの模式図。長さが 1800 mm、幅が 120 mm、厚さが 120 mm である。



図 3.7 VETO 部を正面から撮った写真。

3.2 HIME の信号処理回路

HIME の PMT から出力される信号の処理回路を、図 3.8 に簡略化したブロックダイアグラムとして示す。

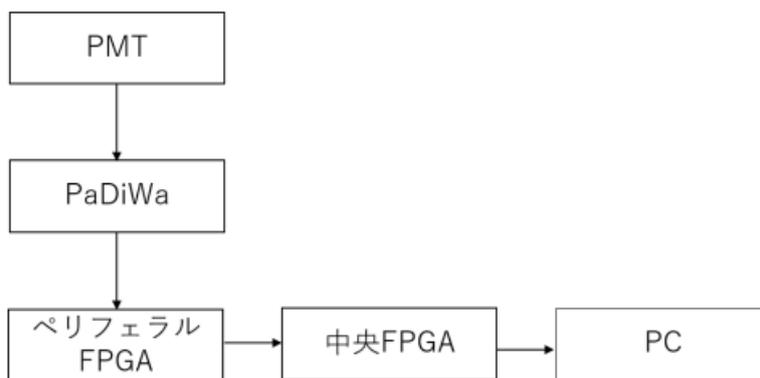


図 3.8 HIME の信号処理回路のブロックダイアグラム [18]。

以下に、図 3.8 中の素子の詳細を記す。

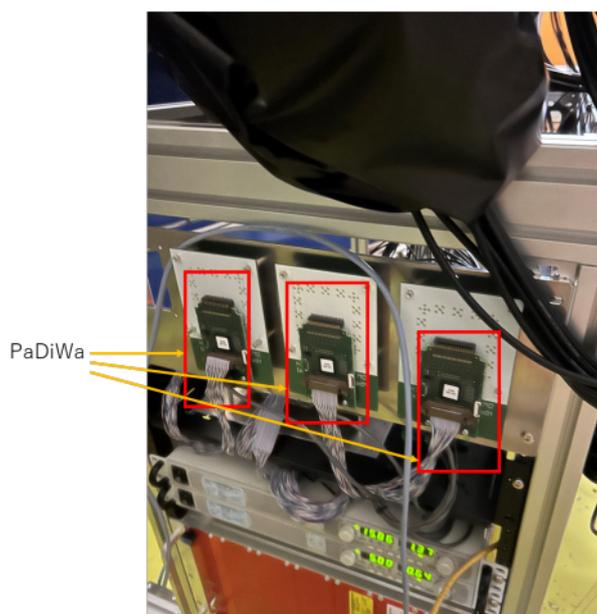


図 3.9 PaDiWa の写真 [18]。HIME の側面の架台に取り付けられており、信号の増幅と整形を担う。

- PaDiWa：PMT から出力される信号を増幅し、整形する。特に、増幅した信号の整形を行う素子をディスクリミネーターという。図 3.10 に整形の模式図を示す。ディスクリミネーターは、信号の波高がスレッシュホールドを上回った時間と下回った時間の差を出力する。この時間の差を ToT(Time over Threshold) と呼び、ディスクリミネーターに入力する信号の波高に対応している。また、信号の波高

は PMT の発光量に対応することから、ToT は発光量に対応する量である。

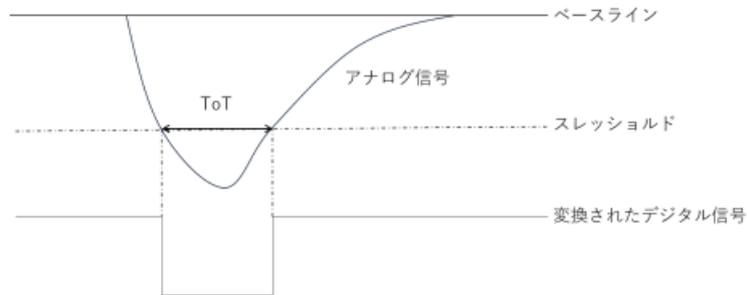


図 3.10 信号の整形の模式図 [18]。通常のアナログ信号を矩形波へ整形し、PMT の発光量を ToT として出力する。

- ペリフェラル FPGA(Field Programing Gate Arrays)：飛行時間 (ToF:Time of Flight) に対応する時間を記録するのと、ディスクリミネーターで整形した矩形波のパルス幅から ToT を読み取る素子である。HIME には 4 つ実装されており、4 つのペリフェラル FPGA は中央 FPGA という素子によって管制される。
- 中央 FPGA：周囲に配置されたペリフェラル FPGA から信号を収集し、PC へ送信する。



図 3.11 4 つのペリフェラル FPGA および中央 FPGA の写真 [18]。ペリフェラル FPGA は緑の基板に取り付けられており、中央 FPGA はその中央にある。

3.3 HIME のアップグレード

現在の HIME は、1 層当たり 24 本のモジュールが 4 層並んだ NEUT 部と VETO 部という構成である。ドイツの Darmstadt 工科大学の研究グループの協力のもと、NEUT 部をさらに 11 層増設し、4 層のウォールと 11 層のウォールに変更するアップグレードを行いつつある。アップグレード後には、モジュールの総数が 96 本から 360 本まで増えることとなる。そのほか、ウォールを 2 つに別けることで中性子検出の効率も向上が見込める。

第4章

HIME の性能評価

中性子検出の角度アクセプタンスを拡大するために、中性子検出器はなるべくビームラインの上流へ置くことが望ましい。しかし、HIME を SAMURAI 磁石へ近づけることで漏れ磁場による影響を受ける可能性がある。

池田による先行研究 [18] では、プラスチックシンチレータの時間・位置分解能、横置きモジュールの PMT のゲインが漏れ磁場から受ける影響を定量的に評価することができた。一方で、HIME の 2 層目から 4 層目は池田の研究の後に増設されたため、漏れ磁場による影響は未知である。特に、2 層目と 4 層目は PMT が地面と垂直に取り付けられていることから、磁場環境下で横置きモジュールより大きな変化が現れると予想される [19]。図 4.1 に詳しいが、PMT の z 軸が磁場と平行な向きの場合、遮蔽効果が著しく減じて内部の電子に影響が出ると考えられる。SAMURAI 磁石は双極子型の磁石であるため、漏れ磁場と HIME の 2 層目および 4 層目の PMT は同じ方向を向いていることになる。そのため本論文では、SAMURAI 磁石の中心磁場を

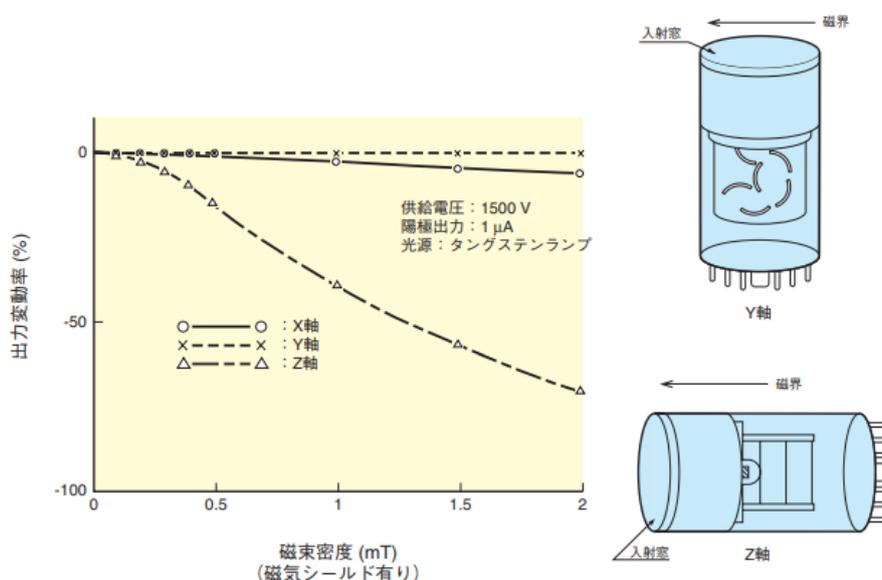


図 4.1 遮蔽を施した PMT の磁気特性 [19]。PMT の x 軸,y 軸が磁界と同じ方向を向いても遮蔽効果が得られるが、z 軸に関しては遮蔽効果が著しく減ずる。

B=2.7 T, B=2.3 T, B=0 T に設定したときの、HIME の各層に取り付けられた PMT のゲインが SAMURAI

磁石の漏れ磁場から受ける影響を評価した。

4.1 漏れ磁場の測定

まず、SAMURAI 磁石の中心磁場が $B=2.7\text{ T}$, $B=2.3\text{ T}$ のときの漏れ磁場をガウスメーターで測定した。測定した箇所を図 4.2、実際に測定した磁場の大きさと計算値との比較を表 4.1, 4.2 へ示す。ただし、漏れ磁場の計算値は、磁場マップから実際に磁場を測定した箇所の座標と最も近いものを参照した。また、実際に磁場を測定した箇所の座標は、SAMURAI 磁石の中心を $(x,y,z)=(0,0,0)$ としている。表 4.1, 4.2 より実測値が計

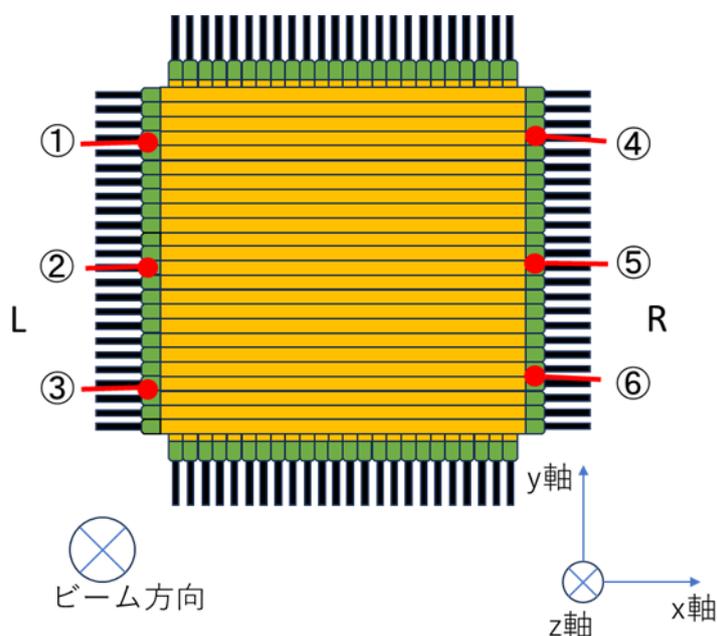


図 4.2 漏れ磁場の大きさを測定した箇所。①から⑥までの番号は表 4.1, 4.2 と対応している。

表 4.1 SAMURAI 磁石の中心磁場が $B=2.7\text{ T}$ のときの、漏れ磁場の実測値と計算値。(x,y,z) 成分ではなく、大きさのみを記している。単位は [mT] である。

	実測値 [mT]	計算値 [mT]
①	1.5	1.1
②	1.4	1.1
③	1.2	1.0
④	1.0	0.76
⑤	0.90	0.74
⑥	0.88	0.99

表 4.2 SAMURAI 磁石の中心磁場が $B=2.3\text{ T}$ のときの、漏れ磁場の実測値と計算値。(x,y,z) 成分ではなく、大きさのみを記している。単位は [mT] である。

	実測値 [mT]	計算値 [mT]
①	0.49	0.41
②	0.45	0.38
③	0.38	0.41
④	0.33	0.23
⑤	0.29	0.22
⑥	0.34	0.29

算値よりも大きくなりやすかった。考えられる原因としては、実際に磁場を測定した箇所の座標のずれ、ガウ

スケーターの測定精度などが挙げられる。

4.2 PMT のゲインの変化

電子は磁場環境下で Lorentz 力を感じて軌道を曲げられるため、漏れ磁場によって PMT 内で電子の増幅が阻害され、出力されるパルス波高が小さくなる可能性がある。第 3 章で述べた通りパルス波高は発光量に対応していることから、漏れ磁場による影響は PMT のゲインの減少として現れる。

4.2.1 実験のセットアップ

本論文では、SAMURAI 磁石の中心磁場を $B=2.7\text{ T}$, $B=2.3\text{ T}$, $B=0\text{ T}$ に設定し、 ^{60}Co , $^{241}\text{Am}(\text{Be})$ 線源、宇宙線を用いて、HIME の 2,3,4 層目の PMT のゲインが SAMURAI 磁石の漏れ磁場から受ける影響を評価した。HIME の各層と SAMURAI 磁石の中心間の距離を求めたところ、1 層目が 310 cm、2 層目が 316 cm、3 層目が 322 cm、4 層目が 328 cm 離れていた。なお、 ^{60}Co 線源は 1.33 MeV の γ 線源、 $^{241}\text{Am}(\text{Be})$ 線源は 4.4 MeV の γ 線源として使用した。

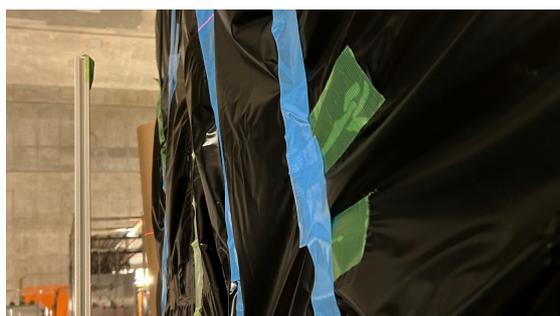


図 4.3 ^{60}Co 線源を用いてデータテイキングをしている最中。アルミフレーム先端に張り付けた ^{60}Co 線源が HIME の有感領域の中央と高さが合うようにした。

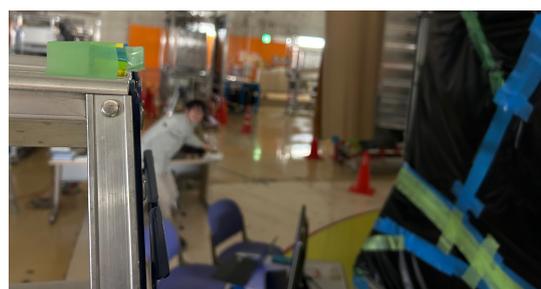


図 4.4 $^{241}\text{Am}(\text{Be})$ 線源を用いてデータテイキングをしている最中。このとき $^{241}\text{Am}(\text{Be})$ 線源は HIME の 4 層目から 117 cm だけ離れたところに設置した。

4.2.2 実験結果

以下、図 4.5 から図 4.10 まで $\text{moduleID}=35$ のモジュールに限って、 ^{60}Co 線源および宇宙線の ToT 分布を示す。ここで横軸の ToT は、図 3.5 に示した R 側の PMT から得られた ToT_0 、L 側の PMT から得られた ToT_1 の相乗平均 $\text{ToT} = \sqrt{\text{ToT}_0 \cdot \text{ToT}_1}$ で与えられる。

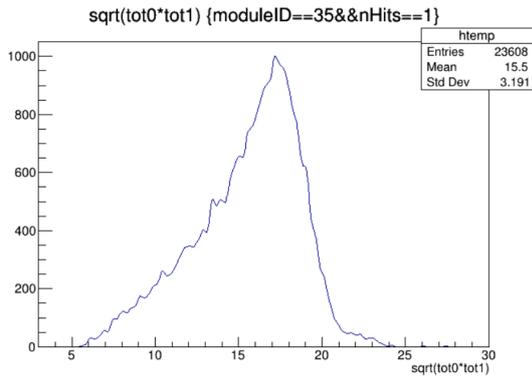


図 4.5 SAMURAI 磁石の中心磁場が $B=0$ T の条件下で、moduleID=35 のモジュールで測定した ^{60}Co 線源の ToT 分布。

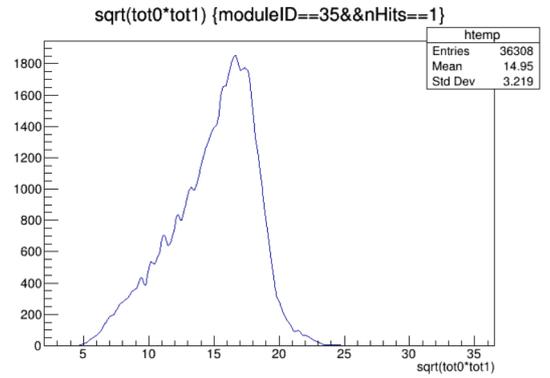


図 4.6 SAMURAI 磁石の中心磁場が $B=2.3$ T の条件下で、moduleID=35 のモジュールで測定した ^{60}Co 線源の ToT 分布。

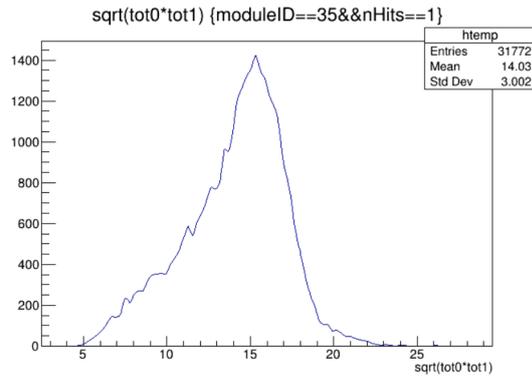


図 4.7 SAMURAI 磁石の中心磁場が $B=2.7$ T の条件下で、moduleID=35 のモジュールで測定した ^{60}Co 線源の ToT 分布。

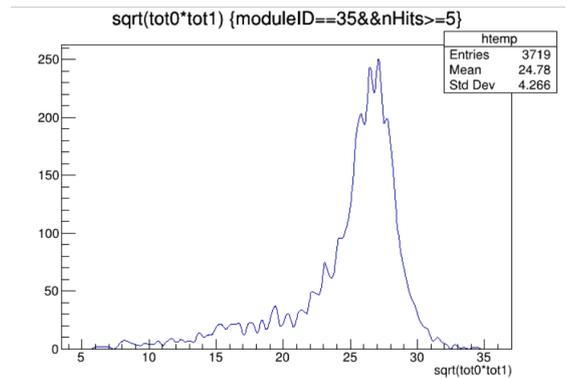


図 4.8 SAMURAI 磁石の中心磁場が $B=0$ T の条件下で、moduleID=35 のモジュールで測定した宇宙線の ToT 分布。

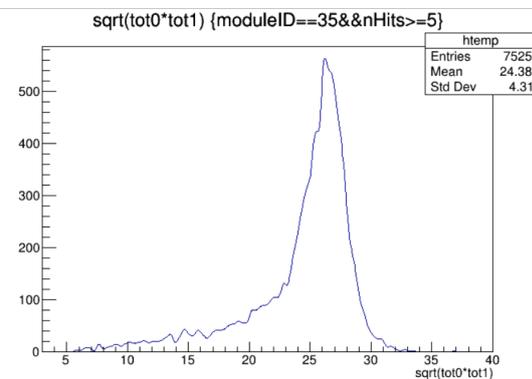


図 4.9 SAMURAI 磁石の中心磁場が $B=2.3$ T の条件下で、moduleID=35 のモジュールで測定した宇宙線の ToT 分布。

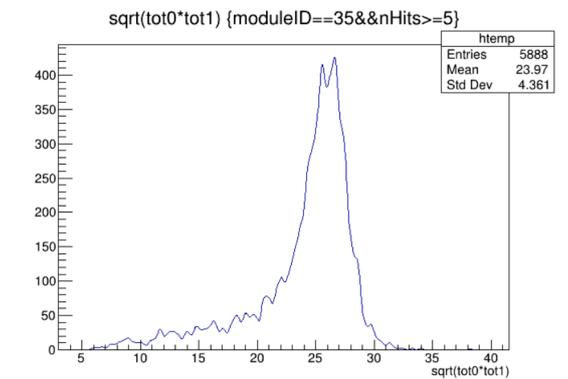


図 4.10 SAMURAI 磁石の中心磁場が $B=2.7$ T の条件下で、moduleID=35 のモジュールで測定した宇宙線の ToT 分布。

4.2.3 解析

最後に、PMT のゲインについて論ずる。実験結果の項目に載せた分布図の横軸はいずれも ToT であり、ToT は 3 章で述べた通り PMT の発光量と対応するものである。また、PMT の発光量はプラスチックシンチレータを走った電子、ひいては放射線のエネルギーに対応する。したがって、ToT は放射線のエネルギーに対応する量であるといえる。本論文では、エネルギーが既知である ^{60}Co , $^{241}\text{Am}(\text{Be})$ 線源を用いて、ToT の 1 次元ヒストグラムをエネルギー分布に変換し、漏れ磁場の影響を評価することを目的としている。

本論文では、ゲインの変化を評価ために調べるモジュールを、2 層目から ID=35,36,37、3 層目から ID=59,60,61、4 層目から ID=83,84,85 の 9 本のみとする。これらの 9 本のモジュールは、いずれも層の中央付近に配置していることから選定基準とした。

次に、必要なイベントを取り出すための条件を述べる。

- ^{60}Co 線源： ^{60}Co 線源の γ 線はエネルギーが 1.33 MeV でモジュール 1 本で十分止まるため、指定したモジュールにだけヒットしたイベントを選べばよい。
- $^{241}\text{Am}(\text{Be})$ 線源： $^{241}\text{Am}(\text{Be})$ 線源の γ 線はエネルギーが 4.4 MeV である。ESTAR program[20] で計算したところ、4.4 MeV の電子に対するプラスチックシンチレータの阻止能は $1.897 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$ であった。HIME のモジュールは厚さが 2 cm で、 $^{241}\text{Am}(\text{Be})$ 線源のコンプトンエッジは 4.4 MeV であることから、1 層だけでは突き抜けてしまう。したがって、2 層にヒットしたイベントを選べばよい。
- 宇宙線：バックグラウンドイベントとなる環境放射線に比べて高いエネルギーをもつため、電子が複数の層にヒットすることが特徴である。HIME の 1 層から 4 層で 4 回ヒットしたイベントを除去するために、指定したモジュールを含めて 5 つ以上のモジュールに電子がヒットしたイベントを選べばよい。このとき、隣り合うモジュールともヒットしていると考えられるのでプラスチックシンチレータ中を電子が走った距離は 4 cm である。エネルギー損失は $2 \text{ MeV}/\text{cm}$ であるから、4 cm では 8 MeV のエネルギー損失があったとみなす。

なお、 ^{60}Co および $^{241}\text{Am}(\text{Be})$ コンプトンエッジに対応する ToT の決定には Klein-Nishina の公式によるフィッティングを施すことが通常であるが、今回はコンプトンエッジがピークの半値であることを仮定し目視で読み取った。また、宇宙線はコンプトンエッジを形成しないことから、ピーク値を目視で読み取った。

さらに、SAMURAI 磁石の中心磁場が $B=0 \text{ T}$ 条件下で各モジュールごとに E-ToT グラフにプロットし、E を ToT の 2 次関数として較正を行った。図 4.11 に例として moduleID=35 を示す。

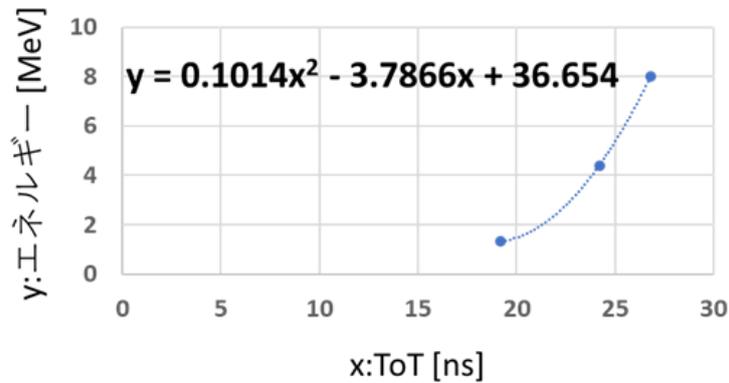


図 4.11 moduleID=35 のモジュールにおける ToT のエネルギー較正。読み取った ToT を ^{60}Co の 1.33 MeV、 $^{241}\text{Am}(\text{Be})$ の 4.4 MeV、宇宙線の 8 MeV と対応させてプロットし、E を ToT の 2 次関数で表した。

以下、表 4.3 から表 4.11 に、本論文で取り上げた moduleID=35,36,37,59,60,61,83,84,85 のゲインの変化を示す。エネルギーは、ToT のエネルギー較正によって求めた 2 次関数に ToT を代入して求めた。通常、

表 4.3 moduleID=35 のモジュールにおけるゲインの変化。

	B=0 T 下でのエネルギー	B=2.3 T 下でのエネルギー	B=2.7 T 下でのエネルギー
^{60}Co	1.33 [MeV]	1.31 [MeV]	1.44 [MeV]
$^{241}\text{Am}(\text{Be})$	4.40 [MeV]	4.40 [MeV]	3.67 [MeV]
宇宙線	8.00 [MeV]	7.05 [MeV]	6.75 [MeV]

表 4.4 moduleID=36 のモジュールにおけるゲインの変化。

	B=0 T 下でのエネルギー	B=2.3 T 下でのエネルギー	B=2.7 T 下でのエネルギー
^{60}Co	1.34 [MeV]	1.59 [MeV]	3.12 [MeV]
$^{241}\text{Am}(\text{Be})$	4.42 [MeV]	3.82 [MeV]	2.71 [MeV]
宇宙線	8.02 [MeV]	8.24 [MeV]	6.74 [MeV]

表 4.5 moduleID=37 のモジュールにおけるゲインの変化。

	B=0 T 下でのエネルギー	B=2.3 T 下でのエネルギー	B=2.7 T 下でのエネルギー
^{60}Co	1.33 [MeV]	1.31 [MeV]	1.40 [MeV]
$^{241}\text{Am}(\text{Be})$	4.41 [MeV]	3.87 [MeV]	3.23 [MeV]
宇宙線	8.01 [MeV]	7.47 [MeV]	6.58 [MeV]

漏れ磁場の影響によってゲインは減少するはずだが、表 4.3 から表 4.11 までの間には磁場の印加がないときよりもゲインが大きくなる場合が見られた。これは、目視で ToT 値を読み取ったためにエネルギー較正の段階で大いに揺らぎを含んでいるためであると考えられる。

表 4.6 moduleID=59 のモジュールにおけるゲインの変化。

	B=0 T 下でのエネルギー	B=2.3 T 下でのエネルギー	B=2.7 T 下でのエネルギー
^{60}Co	1.32 [MeV]	1.36 [MeV]	1.47 [MeV]
$^{241}\text{Am}(\text{Be})$	4.38 [MeV]	3.45 [MeV]	3.34 [MeV]
宇宙線	7.98 [MeV]	7.61 [MeV]	7.43 [MeV]

表 4.7 moduleID=60 のモジュールにおけるゲインの変化。

	B=0 T 下でのエネルギー	B=2.3 T 下でのエネルギー	B=2.7 T 下でのエネルギー
^{60}Co	1.33 [MeV]	1.35 [MeV]	1.34 [MeV]
$^{241}\text{Am}(\text{Be})$	4.40 [MeV]	4.29 [MeV]	3.95 [MeV]
宇宙線	8.00 [MeV]	7.66 [MeV]	7.33 [MeV]

表 4.8 moduleID=61 のモジュールにおけるゲインの変化。

	B=0 T 下でのエネルギー	B=2.3 T 下でのエネルギー	B=2.7 T 下でのエネルギー
^{60}Co	1.35 [MeV]	1.50 [MeV]	1.50 [MeV]
$^{241}\text{Am}(\text{Be})$	4.43 [MeV]	3.89 [MeV]	3.77 [MeV]
宇宙線	8.03 [MeV]	7.43 [MeV]	7.05 [MeV]

表 4.9 moduleID=83 のモジュールにおけるゲインの変化。

	B=0 T 下でのエネルギー	B=2.3 T 下でのエネルギー	B=2.7 T 下でのエネルギー
^{60}Co	1.39 [MeV]	2.03 [MeV]	3.30 [MeV]
$^{241}\text{Am}(\text{Be})$	4.47 [MeV]	4.30 [MeV]	2.77 [MeV]
宇宙線	8.08 [MeV]	9.10 [MeV]	8.08 [MeV]

表 4.10 moduleID=84 のモジュールにおけるゲインの変化。

	B=0 T 下でのエネルギー	B=2.3 T 下でのエネルギー	B=2.7 T 下でのエネルギー
^{60}Co	1.23 [MeV]	1.08 [MeV]	1.15 [MeV]
$^{241}\text{Am}(\text{Be})$	4.28 [MeV]	4.17 [MeV]	3.20 [MeV]
宇宙線	7.87 [MeV]	6.96 [MeV]	6.96 [MeV]

表 4.11 moduleID=85 のモジュールにおけるゲインの変化。

	B=0 T 下でのエネルギー	B=2.3 T 下でのエネルギー	B=2.7 T 下でのエネルギー
^{60}Co	1.38 [MeV]	1.34 [MeV]	1.49 [MeV]
$^{241}\text{Am}(\text{Be})$	4.46 [MeV]	4.24 [MeV]	3.26 [MeV]
宇宙線	8.07 [MeV]	7.58 [MeV]	6.96 [MeV]

第 5 章

まとめ、今後の展望

本研究では、SAMURAI 磁石の漏れ磁場が高精細中性子検出器 HIME の PMT のゲインに与える影響を調べた。その結果、池田による先行研究 [18] と同じく、横置きモジュールである 3 層への影響はほとんどないと結論を得た。

本研究においては、磁場の測定、またゲインの変化を求めるための ToT 値の読み取りなど、解析に必要な数値の精度を確保することができなかった。今後の展望としては、解析に用いるデータを改めて精査するほか、漏れ磁場が HIME の縦置きモジュールの PMT へ影響を与えることを防ぐために新たな遮蔽手法を考案することである。

参考文献

- [1] A. Gårdestig, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **36**, 053001 (2009).
- [2] A. B. Migdal *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **16**, 238 (1973).
- [3] M. Matsuo *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 044309 (2006).
- [4] H. Esbensen *et al.*, Nucl. Phys. A **542**, 310 (1992).
- [5] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 252502 (2006).
- [6] Y. Kikuchi *et al.*, Phys. Rev. C. **87**, 034606 (2013).
- [7] Z. Kohley *et al.*, Phys. Rev. C. **87**, 011304 (2013).
- [8] A. Spyrou *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 102501 (2012).
- [9] Z. Kohley *et al.*, Phys. Rev. C. **91**, 034323 (2015).
- [10] K. Hagino, H. Sagawa, Phys. Rev. C. **93**, 034330 (2016).
- [11] Y. Kondo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 102503 (2016).
- [12] J. Dobaczewski *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **59**, 432 (2007).
- [13] Glenn F. Knoll 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).
- [14] ELJEN-TECHNOLOGY Response of EJ-200 Plastic Scintillator
https://eljentechnology.com/images/technical_library/EJ200_Resp.pdf.
- [15] T. Kobayashi *et al.*, Nucl. Instrum. MethB. **317**, 294 (2013).
- [16] 田中隆己 修士論文 東京工業大学 (2012).
- [17] 齋藤敦美 修士論文 東京工業大学 (2016).
- [18] 池田旭輝 卒業論文 東京工業大学 (2023).
- [19] 光電子増倍管 その基礎と応用
https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/PMT_handbook_v4J.pdf.
- [20] ESTAR program 最終閲覧日 (2025/02/13)
<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.

謝辞

本研究を進め、本論文を執筆するに当たり、多くの方にご指導・ご鞭撻をいただきました。指導教官の中村隆司教授には研究に当たっての多くのアドバイスをいただいたほか、プレゼンテーションの作法など様々な点でご指導いただきました。理化学研究所の近藤洋介氏には、個人的な測定に何度もお付き合いいただいたほか、HIME の信号処理の仕様など得難い知識をご教授くださいました。ダルムシュタット工科大学の Dominic Rossi 氏、Meytal Duer 氏は、Spirit 実験やその後の HIME の 4 層目の増設など何かと顔を合わせる機会も多く、データファイルのアンパックなど煩雑な手順を明快にご教示くださいました。またドイツに帰国なさった後も、私が解析で行き詰まるたびに迅速かつ的確なお返事をいただきました。同じ中村研究室で 1 つ上の学年の池田氏には、些細な疑問の解消から解析の詳細な手順に至るまで、大変お世話になりました。時にはプログラミングに不慣れであった私のためにマクロを提供してくださることもあり、知識を惜しげなく共有してくださいました。日々の研究で多忙にもかかわらず中村研究室の石黒宗一郎氏、大澤悠真氏、槇村泰都氏、高橋里緒氏には大小さまざまな不明点の解決など、学生としての研究活動並びに本論文の執筆を支えていただきました。

本研究にご協力してくださった皆様に心より感謝を申し上げます。