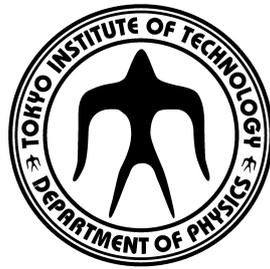


2018 年度 学士論文

ダイニュートロン探索のための 高精細中性子検出器の開発



東京工業大学 理学部 物理学科

学籍番号 15_14818

氏名 安田聖

指導教員 中村隆司

2019/ 02/ 27

概要

本論文では、原子核表面に現れると予言されている中性子対相関である”ダイニュートロン相関”を探索する実験で用いる新型高分解能中性子検出器 HIME (HIgh-resolution detector array for Multi neutron Events) の性能評価実験について報告する。ダイニュートロンとは空間的に強く相関した中性子対のことであり中性子過剰核の表面に現れると予想されている。自由空間においては非束縛な 2 中性子が中性子過剰核表面においては束縛するとされている非常に興味深いテーマである。しかしダイニュートロンは理論的に存在が予言されているのみであり、実験において直接的な証拠は見つかっていない。ダイニュートロン探索実験では、中性子過剰核から放出される 2 中性子の角度相関を測定する必要があり、そのために高い時間分解能 ($\Delta t \sim 100$ ps) と高い位置分解能 ($\Delta x \sim 2$ cm) が要求される。現在開発中の新型高分解能中性子検出器 HIME は厚さ 2 cm×幅 4 cm×長さ 1 m のプラスチックシンチレータ 48 本で構成されており、縦横交互に設置された 5 つのレイヤーに配列されている。高精細化された HIME の構造により高分解能を達成できると期待されている。本論文では HIME のライトガイドの有無における宇宙線に対する時間分解能評価実験、および大阪大学核物理センターにおいて行われた HIME の中性子ビームに対する性能評価実験について報告する。後者においては陽子ビーム (250 MeV/核子) を厚さ 0.5g/cm² の ⁷Li 標的に照射させ ⁷Li(*p*, *n*)⁷Be(*g.s.* + 0.43 MeV) 反応によって得られた準単色中性子ビームに対する HIME の時間分解能を議論する。さらに以上のことを踏まえて、ダイニュートロン探索実験での要求性能を満たしているかを議論する。

目次

第 1 章	序	1
第 2 章	高精細中性子検出器 HIME	9
2.1	プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器	9
2.2	中性子検出器の原理	9
2.3	弾性散乱反応	10
2.4	電子換算発光量	10
2.5	中性子の運動量ベクトル	11
2.6	クロストーク	12
2.7	中性子検出器の基本構造	13
2.8	HIME と NEBULA・MoNA の比較	13
2.9	^{26}O における放出角分布の測定	18
第 3 章	宇宙線によるオフラインのテスト実験	19
3.1	ライトガイドの仕様	20
3.2	実験セットアップ	21
3.3	信号回路のセットアップ	22
3.4	データ解析: イベントの選択	23
3.4.1	信号の大きさ	24
3.4.2	左右の PMT の時間差	25
3.5	飛行時間 (TOF) と時間分解能	26
3.6	ライトガイド使用の是非	28
第 4 章	準単色中性子ビームによる HIME のテスト実験	29
4.1	実験目的	29
4.2	$^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応	29
4.3	実験セットアップ	30
4.4	HIME の各モジュールの ID 番号の割り振り	31
4.5	信号回路のセットアップ	32
4.6	ゲート条件	34
第 5 章	準単色中性子ビームによる HIME のテスト実験のデータ解析	36
5.1	時間の単位較正	36
5.2	ペDESTAL	38
5.3	中性子ビームに対する時間分解能	39
5.3.1	スルー補正	39
5.3.2	中性子ビームに対する時間分解能の評価	41

5.4	各モジュールごとの時間分解能	42
第 6 章	まとめ・今後の展望	44
6.1	まとめ	44
6.2	今後の展望	44
参考文献		45

目次

1.1	核内ダイニュートロンの概念図	1
1.2	核図表	2
1.3	2 中性子ハロー核 ^{11}Li におけるダイニュートロン相関	3
1.4	^{11}Li のクーロン分解反応で測定された E1 励起強度分布 [4]	3
1.5	^{26}O のエネルギーレベル図 [9]	4
1.6	^{13}Li の核相関 [11]	5
1.7	ヤコビ座標系における放出開き角 [13]	5
1.8	^{16}Be の核相関 [12]	6
1.9	中性子過剰核 ^{16}Be における角の定義	6
1.10	^{26}O から放出される 2 中性子の開き角分布 [15]	7
1.11	3 つの崩壊モデルの比較 [13]	8
1.12	実験結果とシュミレーションモデルの比較 [13]	8
2.1	プラスチックシンチレータ中での荷電粒子の発光量の入射エネルギー依存性 [19]	11
2.2	クロストークイベントの識別	12
2.3	反跳陽子によるクロストークイベント [16]	13
2.4	HIME の全体図	14
2.5	HIME の 1 モジュール	14
2.6	NEBULA の全体図	15
2.7	NEBULA の 1 モジュール	16
2.8	MoNA の全体図 [18]	17
3.1	ライトガイド	19
3.2	ライトガイドがない場合のシンチレータと PMT の接合部	20
3.3	ライトガイドの図面	20
3.4	波長ごとのライトガイドの透過率とシンチレータの発光量 [25][26]	21
3.5	実際に PMT へ入る光量	21
3.6	実験セットアップ	22
3.7	信号回路	22
3.8	トリガー生成回路	23
3.9	天頂方向からではない宇宙線の例	24
3.10	Q_{ave} のゲート	25
3.11	dt のゲート	26
3.12	2 モジュール間の TOF	27
4.1	7m セットアップ [16]	30

4.2	44m セットアップ [16]	31
4.3	HIME のモジュールの ID 番号の割り振り (1,3,5 層目)	31
4.4	HIME のモジュールの ID 番号の割り振り (2,4 層目)	32
4.5	信号回路	33
4.6	トリガー回路	33
4.7	正しい配線	34
4.8	実際の配線	35
5.1	各 ID での TDC Calibrator モジュールに対する TDC の出力	36
5.2	TDC の時間較正 (ID4-u)	37
5.3	時間較正の残差分布 (ゲート条件なし)	37
5.4	時間較正の残差分布 (ゲート条件有り)	38
5.5	ペDESTAL 補正前	38
5.6	ペDESTAL 補正後	39
5.7	スルーの原因	39
5.8	スルー補正前後の ID6-16 間の時間差と ID6 の Q_{ave} の分布	40
5.9	スレッシュホールド後の ID6-16 間の時間差と ID6 の Q_{ave} の分布	41
5.10	ID6-16 間の時間差	41
5.11	各モジュールごとの時間分解能の導出 (2,3,4 層目)	42
5.12	各モジュールごとの時間分解能の導出 (1,5 層目)	43

表目次

2.1	HIME の仕様 [16]	15
2.2	HIME の分解能 [16]	15
2.3	NEBULA の仕様 [16]	16
2.4	NEBULA の分解能 [16]	17
2.5	MoNA の仕様 [18]	17
2.6	MoNA の分解能 [23]	17

第1章

序

重イオン加速器技術の進展に伴い β 安定線から離れた不安定核の研究が進み、中性子過剰領域では魔法数の消失や新魔法数の出現に象徴される殻構造の変化や密度の飽和性を破る中性子ハロー構造など、 β 安定線近傍では見られなかった性質が現れることが分かってきた。そのような中性子過剰領域での性質の一つとしてダイニュートロン相関が予言されている。自由空間においては、束縛する2核子系はスピンの平行な重陽子 (np) のみであり、他のスピンの反平行な2核子系 (nn, np, pp) は束縛しない。しかし1973年にミグダルは、互いに強く相関しており空間的にコンパクトでスピン一重項状態の束縛ボソン系のようにふるまう2中性子系が、原子核表面に現れることを理論的に予言した [1]。この2中性子系のことを「ダイニュートロン」と呼ぶ。この予言以降核内ダイニュートロン探索実験が行われてきたが、 β 安定線近傍では発見されなかった。その後重イオン加速器技術の進展に伴い β 安定線から離れた原子核でのダイニュートロン探索が行われているが、実験で直接観測した例は存在しない。

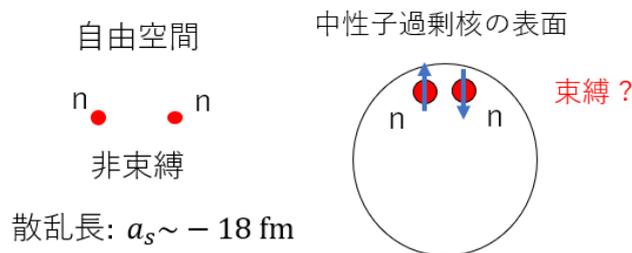


図 1.1 核内ダイニュートロンの概念図

松尾らの理論研究 [2] によってダイニュートロン相関は低密度状態で現れる可能性が示唆されている。具体的な候補としては2中性子ハロー核 (図 1.2 の赤) や中性子過剰な非束縛核 (図 1.2 の黄色) の表面、さらに中性子星の表面などがあげられる。2中性子ハロー核とは、通常の核密度 (0.17 fm^{-3}) であるコア核の周りに2つの中性子が空間的に薄く広がって分布する原子核のことで、核物質表面が低密度 ($\sim 10^{-4} \text{ fm}^{-3}$) になったものである。そのため2中性子ハロー核の表面でダイニュートロン相関が発達しやすいと考えられ、2中性子ハロー核におけるダイニュートロン相関の探索を目的とした実験が行われるようになった。

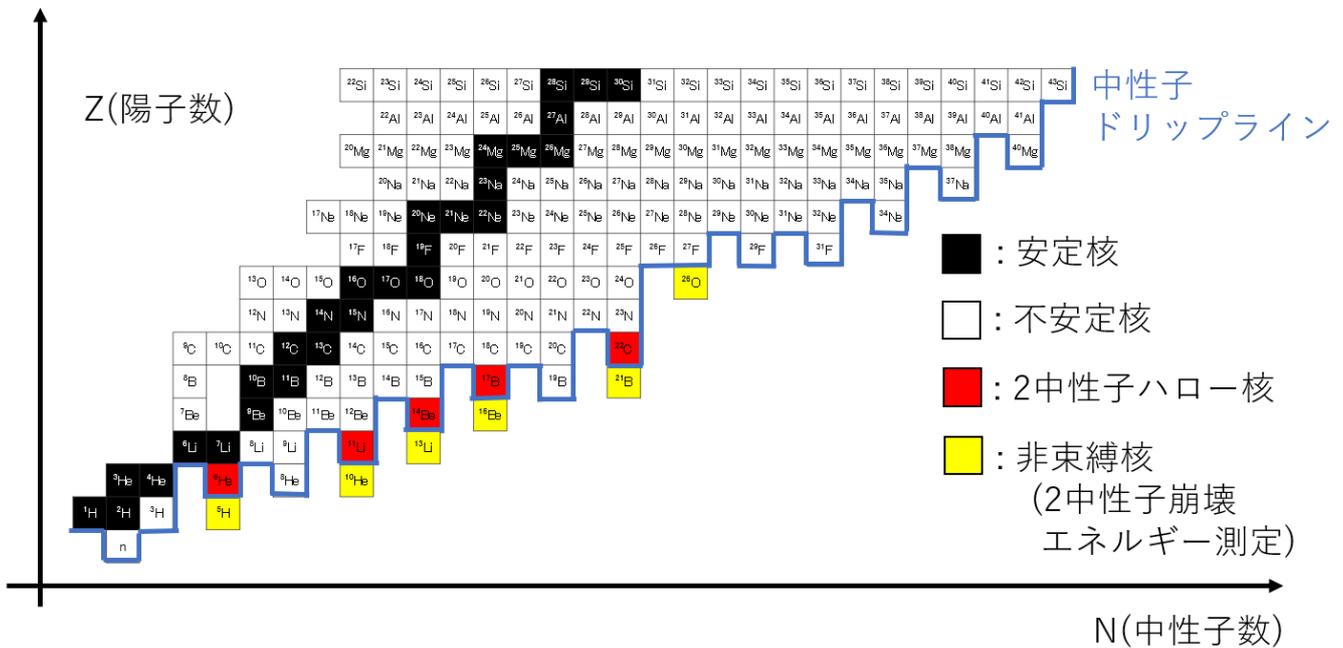


図 1.2 核図表。2 中性子ハロー核の核子を赤で、2 中性子崩壊エネルギーが測定された非束縛核を黄色であらわしている。

2 中性子ハロー核におけるダイニュートロン相関の探索手法のうち、有効な手法としてクーロン分解反応を用いた E1 遷移強度 $B(E1)$ の測定が挙げられる。 $B(E1)$ は 2 中性子ハロー核の幾何学的構造と結びつけることができる。エネルギー非加重型クラスター和則 [3] によれば $B(E1)$ は

$$B(E1) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dB}{dE_x} dE_x \quad (1.0.1)$$

$$= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right)^2 \langle (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)^2 \rangle \quad (1.0.2)$$

$$= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \theta_{12} \rangle . \quad (1.0.3)$$

と表される。ここで $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ はコア核を中心とした 2 つのハロー中性子それぞれの位置ベクトルであり、 θ_{12} はそれらのなす角である。(図 1.3)

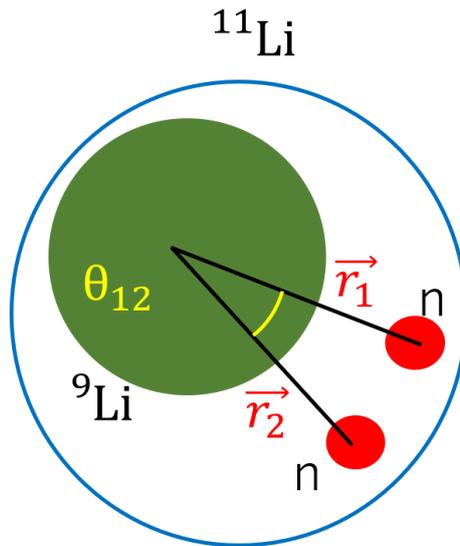


図 1.3 2 中性子ハロー核 ^{11}Li におけるダイニュートロン相関

ハロー中性子が相関を持たない場合には、2 中性子の開き角 θ_{12} は $\langle \theta_{12} \rangle = 90^\circ$ となるのに対し、相関があり 2 中性子が空間的に局在している場合には $\langle \theta_{12} \rangle$ の値が 90° よりも小さくなる。よって $B(E1)$ の強度を測定し $\langle \theta_{12} \rangle$ の値を導出することによって、2 中性子の空間的相関を議論することができる。

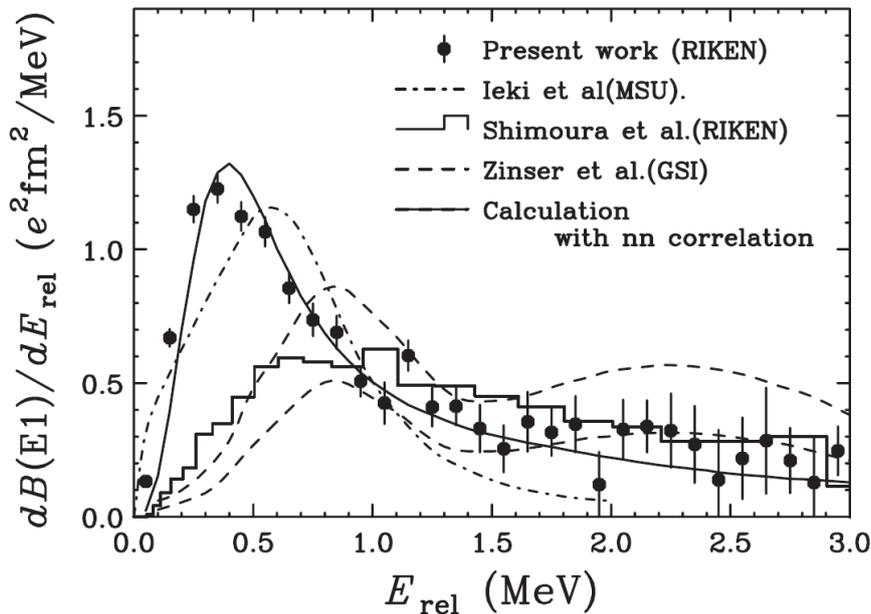


図 1.4 ^{11}Li のクーロン分解反応で測定された E1 励起強度分布 [4]。高エネルギー側のピークは安定核でも普遍的にみられるピークである。一方低エネルギー側のピークはハロー核にみられるピークである。

実験例として中村らによる理化学研究所 RIBF における ^{11}Li のクーロン分解反応実験 [4] がある。この実験で得られた ^{11}Li の $B(E1)$ スペクトルは図 1.4 のようになる。この実験から 2 中性子の開き角として $\langle \theta_{12} \rangle = 48^{+14}_{-18}$ 度という、無相関 ($\langle \theta_{12} \rangle = 90^\circ$) と比較して有意に小さい値が得られた。これは核内において 2 つのハロー中性子が空間的にコンパクトに存在していることを示しており、ダイニュートロン相関の存在を裏付けるものと考えられる。しかしこの手法は、モデル

依存性が強いことが問題とされている。先行研究 [4] では ^{11}Li のコア核である ^9Li は基底状態にあると仮定しているが、励起状態である可能性があるという理論研究がある [5], [6]。また崩壊後の終状態における相互作用 (Final State Interaction, FSI) による影響があり、この影響を考慮する必要がある [5], [7]。

一方中性子過剰な非束縛核におけるダイニュートロン相関においては、2 中性子分離エネルギーが小さい核に興味が集まっている。例として ^{26}O を考えるとエネルギー図は図 1.5 のようになっているため

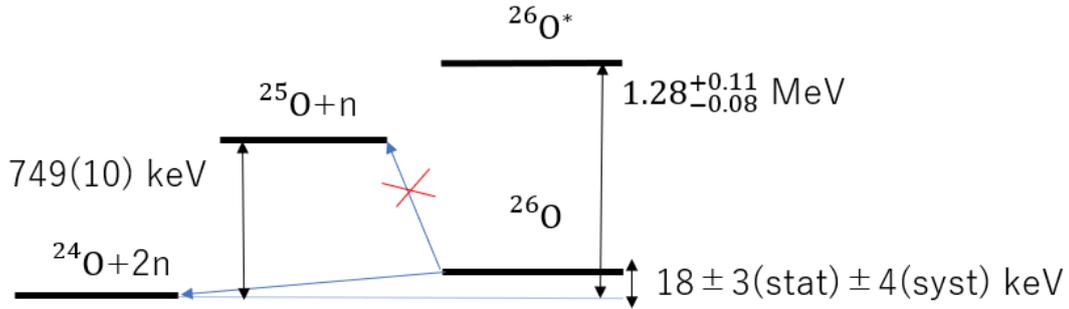


図 1.5 ^{26}O のエネルギーレベル図 [9]。 ^{26}O は ^{25}O へ 1 中性子崩壊するのではなく ^{24}O へ 2 中性子崩壊することが分かる。また ^{26}O の 2 中性子崩壊エネルギー ($18 \pm 3(\text{stat}) \pm 4(\text{syst})$ keV) は現在観測されているものの中で最小の 2 中性子崩壊エネルギーとなっている。



という 2 中性子崩壊が自然に発生する。この 2 中性子の相関を測定することでダイニュートロン相関を観測できる可能性がある。さらに 2 中性子分離エネルギー S_{2n} が小さい核ほど密度が小さくダイニュートロン相関が発達していると考えられている。フェルミガスモデルにおいて運動量 \mathbf{P} と密度 ρ の間には

$$\frac{\mathbf{P}}{\hbar} = \mathbf{k}_F = (3\pi^2\rho)^{\frac{1}{3}} \quad (1.0.5)$$

という関係式が成り立つ。ここで \mathbf{k}_F はフェルミ運動量である。 $S_{2n} = p^2/2m_n$ より

$$\rho = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{P}{\hbar} \right)^3 = \frac{(2m_n)^{\frac{3}{2}}}{3\pi^2\hbar^3} \times S_{2n}^{\frac{3}{2}} \quad (1.0.6)$$

となる。よって $\rho \propto S_{2n}^{\frac{3}{2}}$ となり S_{2n} が小さい核ほど密度が小さくなる。そのため ^{13}Li ($S_{2n} = 378(5)$ keV) や ^{26}O ($S_{2n} = 18 \pm 3(\text{stat}) \pm 4(\text{syst})$ keV) [9] に注目が集まっている。

米国のミシガン州立大学の国立超伝導サイクロトロン研究所では、非束縛核から放出される 2 中性子の角相関の研究が ^{13}Li , ^{16}Be を対象として行われた [11][12]。図 1.6 では、 $^{13}\text{Li} \rightarrow ^{11}\text{Li} + n + n$ の崩壊における $\cos\theta_k$ の分布を示す。

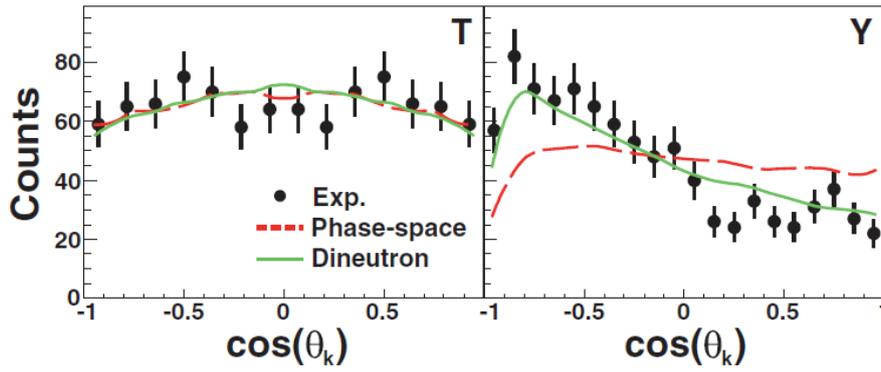


図 1.6 ^{13}Li の核相関 [11]。Y 座標系において θ_k が大きいことから、運動量空間において 2 中性子がコンパクトであり、同方向に放出されやすいことを示している。

ここで θ_k は、図 1.7 で示すヤコビ座標における T 系、Y 系における角度 θ_k であり

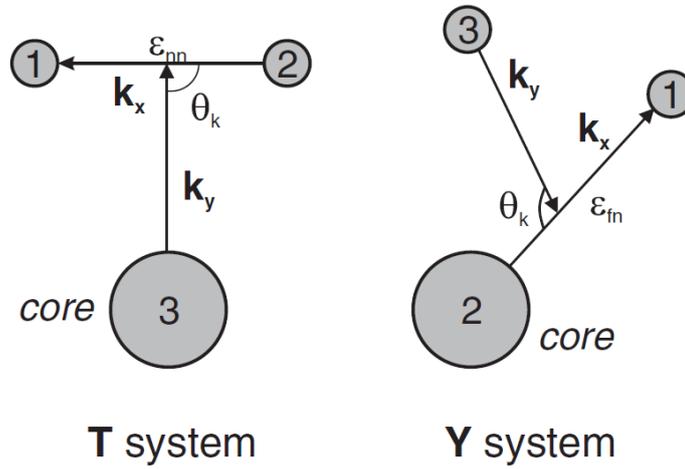


図 1.7 ヤコビ座標系における放出開き角 [13]

$$\mathbf{k}_x = \frac{m_2 \mathbf{k}_1 - m_1 \mathbf{k}_2}{m_1 + m_2} \quad (1.0.7)$$

$$\mathbf{k}_y = \frac{m_3(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) - (m_1 + m_2)\mathbf{k}_2}{m_1 + m_2 + m_3} \quad (1.0.8)$$

$$\cos \theta_k = \frac{\mathbf{k}_x \mathbf{k}_y}{k_x k_y}, \quad (1.0.9)$$

によって定義される。ここで $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y$ は運動量ベクトルである。 ^{13}Li の実験では Y 座標系における θ_k が 180° に近いものが多く観測された。これは 2 中性子が同方向に放出されやすいことを示している。図 1.8 では、 $^{16}\text{Be} \rightarrow ^{14}\text{Be} + n + n$ の崩壊における $\cos \theta_{n-n}$ の分布を示す。

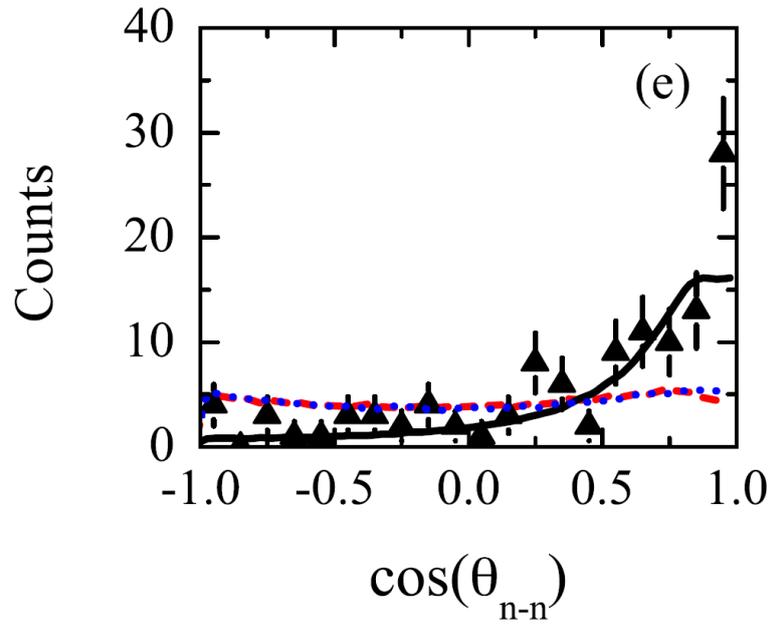


図 1.8 ^{16}Be の核相関 [12]。運動量空間において 2 中性子がコンパクトであり、同方向に放出されやすいことを示している。

ここで θ_{n-n} は図 1.9 のようになる。

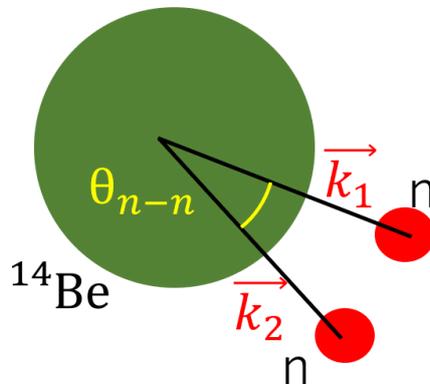


図 1.9 中性子過剰核 ^{16}Be における角の定義。

^{16}Be の実験では運動量空間における θ_{n-n} が 0° に近いものが多く観測された。これは ^{13}Li の場合と同様に 2 中性子が同方向に放出されやすいことを示している。

この ^{13}Li , ^{16}Be でみられる相関のモデルを「仮想 2 中性子状態崩壊モデル」と呼ぶことにする。2 中性子が同方向に放出されているということは運動量空間において 2 中性子相対運動量が小さいことを表している。このことから不確定性原理より座標空間において 2 中性子が「遠い」ことを表している。つまりこの仮想 2 中性子状態崩壊モデルにおける 2 中性子の相関は、ミグダル型のダイニュートロン相関とは逆の相関になっている。

近年萩野らの三体計算によって、非束縛核 ^{26}O において ^{13}Li とは逆の角度相関、つまりダイニュートロン相関が現れることが予言されている [14][15]。萩野らは 2 中性子を放出する非束縛核である ^{26}O について、連続状態とのカップリング及び三体の相互作用 (FSI) も含めた $^{24}\text{O} + n + n$ の三体計算を行った。2 中性子間相互作用がないと仮定した場合には開き角

の分布は 90° に対して対称になるが、2 中性子間相互作用があると仮定した場合の開き角の分布は非対称になり、2 中性子が反対方向 (180°) に放出されやすくなることを示した (図 1.10)。この萩野モデルにおいて 2 中性子が逆方向に放出しているということは 2 中性子が大きな相対運動量をもつことを表している。このことは不確定性原理より座標空間において 2 中性子がコンパクトであることに対応している。またコアと 2 中性子間の角運動量 $l = 0$ (s 波) のみの場合には開き角の分布は 90° に対して対称になるが、角運動量 $l = 1$ (p 波) の成分が混合すると非対称な分布となる。これはパリティの異なる軌道の混合がダイニュートロン相関の発達に関わっていることを示している [15]。

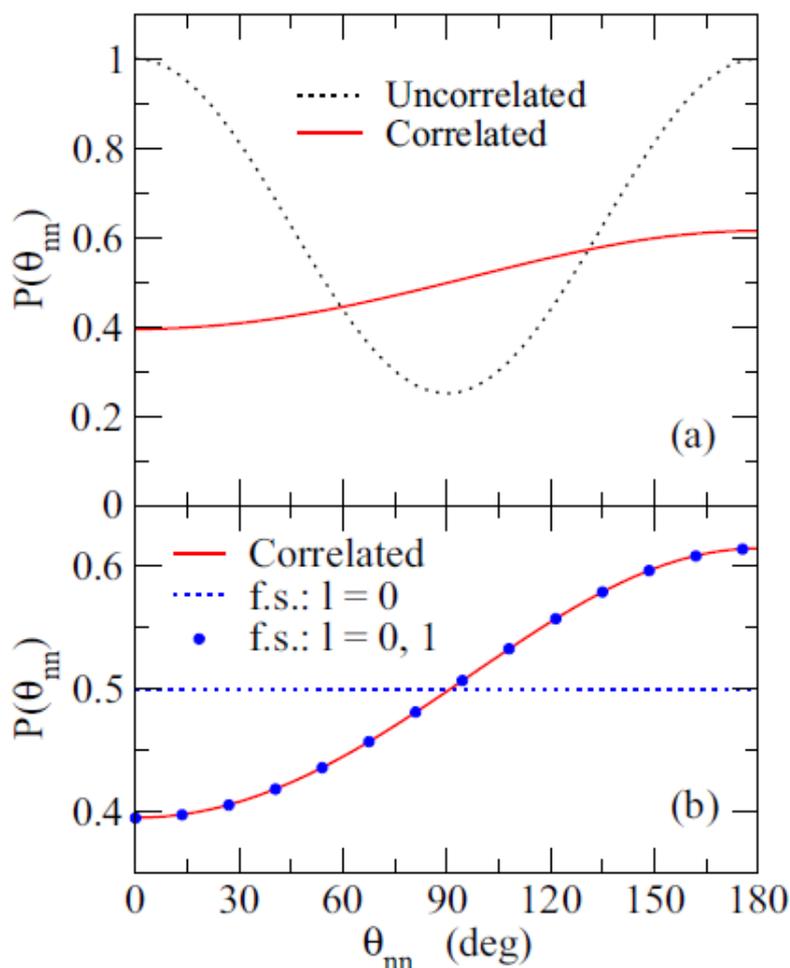


図 1.10 ^{26}O から放出される 2 中性子の開き角分布 [15]。 θ_{nn} の定義は図 1.9 の θ_{n-n} の定義と同様である。運動量空間において θ_{n-n} が大きく、2 中性子が逆方向に放出されやすいことを示している。

仮想 2 中性子状態崩壊モデルと萩野モデルの検証のため、ミシガン州立大学 (MSU) で ^{26}O の角相関測定が行われた [13]。Kohley らは、 ^{26}O の崩壊によって生成されるコア核 ^{24}O と 2 中性子の運動量ベクトルを測定し 2 中性子間の観測を試みた。測定された全粒子の運動量ベクトルから相対エネルギー及び角度分布を再構成し、その結果を

- 仮想 2 中性子状態崩壊モデル
- 萩野モデル
- Phase Space Decay

の 3 つのモデルと比較を行った。ここで "Phase Space Decay" とは 2 中性子が無相関に放出される崩壊であり、2 中性子は一様に放出されるため角度分布は平坦になる。3 つのモデルでは図 1.11 のように異なる角度分布を示す。

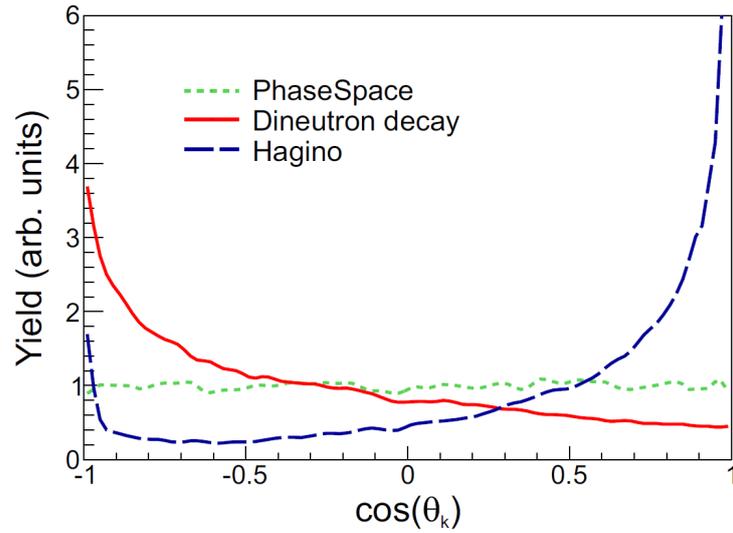


図 1.11 3つの崩壊モデルの比較 [13]。ここで θ_k はヤコビ座標系の Y 系の角 θ_k であり図 1.7 の Y 系の θ_k の定義と同様である。3つの崩壊モデルがそれぞれ異なった各相関を示していることが分かる。

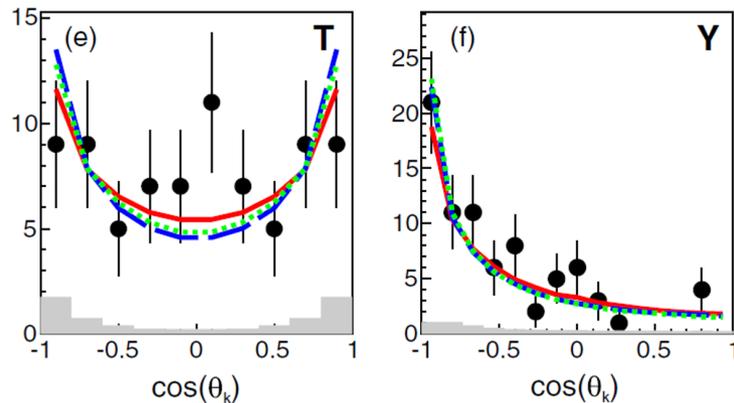


図 1.12 実験結果とシミュレーションモデルの比較 [13]。ここで θ_k はヤコビ座標系の角 θ_k であり図 1.7 の θ_k の定義と同様である。実験の分解能・アクセプタンスを含めると 3つの崩壊モデルを区別することが難しくなる。

Kohley らは各モデルについて実験の分解能・アクセプタンスを含むシミュレーションを行い、各シミュレーション結果と実験結果の比較を行った。結果は図 1.12 のようになった。この実験における検出器の分解能・アクセプタンスでは 3つのモデルを区別することができず、 ^{26}O の 2 中性子相関を説明することはできなかった。

放出角分布の測定から ^{26}O の 2 中性子相関を明らかにするためには、ミシガン州立大学 (MSU) に標準装備されている中性子検出器 MoNA(1 モジュールの幅 10cm) や理化学研究所の RIBF に標準装備されている中性子検出器 NEBULA(1 モジュールの幅 12cm) よりも良い分解能の中性子検出器が必要とされる。このため本研究では、新型高精細中性子検出器 HIME の性能評価実験を行った。

第 2 章

高精細中性子検出器 HIME

ダイニュートロン相関探索においては中性子の運動量ベクトルを高分解能で測定することが重要となる。中性子は電荷をもたないため電磁相互作用を用いた直接的な検出を行うことはできない。そこで強い相互作用によって生じる荷電粒子を検出することにより、間接的に中性子を検出し、飛行時間と検出位置から運動量を決定する。

本章では、中性子検出の仕組み及び中性子の運動量ベクトルの測定原理について述べる。また本研究で使用した高精細中性子検出器 HIME の概要について述べる。さらに比較として現在理化学研究所 RIBF の SAMURAI セットアップに標準装備されている中性子検出器 NEBULA[16]、および現在ミシガン州立大学 (MSU) に標準装備されている中性子検出器 MoNA[18] の概要についても述べて HIME との比較を示す。

2.1 プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器

本研究で開発を行っている HIME はプラスチックシンチレータを用いた中性子検出器である。プラスチックシンチレータの特徴として時間応答が良いため高い時間分解能が得られることがあげられる。このことは後述の飛行時間 (TOF) 法において有用である。また H を多く含んでいるので中性子との強い相互作用による反跳核のエネルギーが大きくなる。さらに形状の加工が容易であることや安価であるという特徴も持っている。

2.2 中性子検出器の原理

50~300 MeV のエネルギーの中性子とプラスチックシンチレータの反応として、主要なものは次の 5 つである。

1. $n + p \rightarrow n + p$ (陽子との弾性散乱)
2. $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}$ (${}^{12}\text{C}$ との弾性散乱)
3. $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow \gamma + X$
4. $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + X$
5. $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + n + X$

このうち 1,4 の反応は荷電粒子である陽子を反跳する反応であり中性子検出に利用される。3 の反応では ${}^{12}\text{C}$ 以外に 4.44 MeV の γ 線も放出されるが、この γ 線の平均自由行程が約 32 cm と中性子検出器の位置分解能よりも長いため、中性子検出の分解能を悪化させる。この γ 線によるシグナルはスレッシュホールドを設定することで排除する。5 の反応では後述するクロストークイベントの原因となる。

2 の反応に関しては ${}^{12}\text{C}$ が反跳される。また 3,5 の反応においても炭素の反跳が考えられる (式中の X)。この反跳された ${}^{12}\text{C}$ は以下の理由により中性子検出に用いることができない。

2.3 弾性散乱反応

非相対論的運動学において弾性散乱によるエネルギー移行率を考えると、エネルギー保存則と運動量保存則より

$$\frac{E}{E_n} = 4 \cos^2 \theta \frac{M}{(1+M)^2} \quad (2.3.1)$$

となる。ここで E, E_n は反跳粒子と中性子のエネルギーを表し、 θ は実験室系における反跳陽子の散乱角を、 M は標的核と中性子の質量比となっている。ゼロ度散乱において陽子の反跳では $E/E_n \sim 1$ だが ^{12}C の反跳では $E/E_n \sim 0.28$ となる。250 MeV の入射中性子に対してゼロ度に弾性散乱した ^{12}C のエネルギーは約 70 MeV となる。

2.4 電子換算発光量

荷電粒子がプラスチックシンチレータ中でエネルギー損失 (単位長さ当たり dE/dx) した時の発光量 (dL/dx) の関係は次式であらわされる。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \left(\frac{dE}{dx} \right) \quad (2.4.2)$$

ここで、 B はエネルギー損失 dE/dx により損傷を受ける分子の密度、 k はその内の消光する割合、 S は規格化定数を表す。電子の場合は運動エネルギーが 1 MeV 程度のときに MIP(最小電離損失粒子) となるため、1 MeV 以上の運動エネルギーを持つ電子の単位長さ当たりのエネルギー損失は一定とみなすことができる。ここから発光量の単位として、電子が 1 MeV エネルギー損失した時の発光量を 1 MeVee とする単位を導入する。図 2.1 に荷電粒子がプラスチックシンチレータに入射した際の発光量の入射エネルギー依存性を示す。電子以外の荷電粒子では電荷と質量が大きいほどエネルギー損失に対する発光量は相対的に減少することが分かる。炭素の場合の運動エネルギー $K[\text{MeV}]$ と発光量 $Q [\text{MeVee}]$ の関係式は

$$Q = 0.017K \quad (2.4.3)$$

程度となる。このため 250 MeV の入射中性子に対してゼロ度に弾性散乱した ^{12}C による発光量は約 1.19 MeVee と小さいため、 ^{12}C による信号を検出することができない。

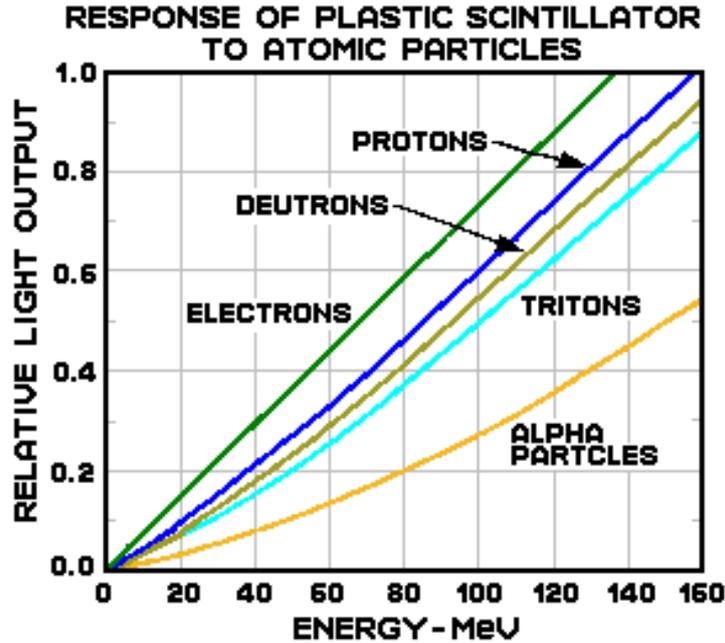


図 2.1 プラスチックシンチレータ中での荷電粒子の発光量の入射エネルギー依存性 [19]。電子の場合は運動エネルギーが 1 MeV 程度のときに MIP(最小電離損失粒子) となるため、1 MeV 以上の運動エネルギーを持つ電子のエネルギー損失は一定となり、発光量はほぼ線形になる。電子以外の荷電粒子では電荷と質量が大きいほどエネルギー損失に対する発光量は相対的に減少することが分かる。

2.5 中性子の運動量ベクトル

中性子の運動量ベクトルは、中性子の飛行時間法 (TOF 法) によって測定する。運動量を測定するためには粒子の位置と時間を 2 点で決める必要がある。中性子の運動量測定においては、始点は標的内で反応した位置であり、終点は中性子検出器上での検出位置および時間である。

実験データとして得られる測定量は、シンチレータ両端の PMT に到達したシグナルの波高 Q_l, Q_r と時間 T_l, T_r とどのモジュールになったかという情報である。二次粒子の発生場所の x, z はシンチレータの座標 x_0, z_0 で決定し、 y は両端のシグナルの時間差 $dt = T_l - T_r$ によって決定する。中性子の到着時間は両端の測定時間の相加平均 $T_{ave} = (T_l + T_r)/2$ によって決定する。具体的にはシンチレータ内での光の伝播速度を v 、シンチレータの長さを l_y 、シンチレータの幅を $\Delta x, \Delta y$ とすると

$$x = x_0 \quad (2.5.4)$$

$$y = \frac{v}{2}(T_l - T_r) \quad (2.5.5)$$

$$z = z_0 \quad (2.5.6)$$

$$t = \left(\frac{T_l + T_r}{2} \right) - \frac{l_y}{2v} \quad (2.5.7)$$

と与えられる。二次粒子の観測された場所は中性子の検出された位置と時間とみなすことができるので、中性子の運動量は

$$\beta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{ct} \quad (2.5.8)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.5.9)$$

$$p = m\gamma\beta \quad (2.5.10)$$

$$p_i = p \frac{x_i}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \quad (i = x, y, z) \quad (2.5.11)$$

と与えられる。

左右の PMT で測定される波高 Q_l, Q_r は、蛍光の減衰が減衰長 λ により位置の指数関数で表せると仮定すると、元の発光量を Q_0 とすると

$$Q_l = Q_0 \exp\left(-\frac{y}{\lambda}\right) \quad (2.5.12)$$

$$Q_r = Q_0 \exp\left(-\frac{L-y}{\lambda}\right) \quad (2.5.13)$$

となるため、相乗平均 $Q_{ave} = \sqrt{Q_l \times Q_r}$ を用いると

$$Q_0 = Q_{ave} \exp\left(\frac{L}{2\lambda}\right) \quad (2.5.14)$$

となる。

2.6 クロストーク

クロストークとは1つの中性子が入射したことに対して、複数のモジュールが信号が発する事象のことである。一般に複数のモジュールが同時に信号を出す事象には次のようなものがある。

1. 1つの中性子が複数のモジュールで反応し信号を発生させる。(クロストーク)
2. 1つの中性子との反応で発生した反跳陽子が複数のモジュールで反応し信号を発生させる。(クロストーク)
3. 複数の中性子がそれぞれ1モジュールで信号を発生させる。

1,2のクロストークイベントと3の複数中性子によるイベントの違いを図示すると、図2.2のようになる。

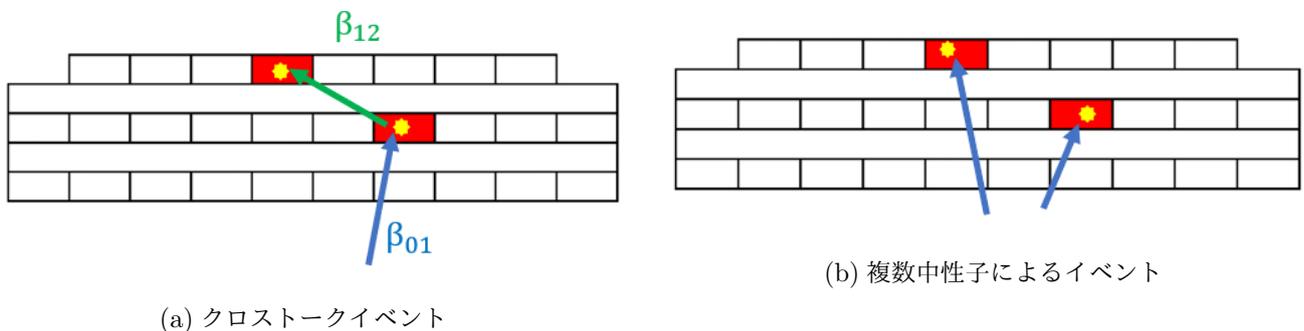


図 2.2 クロストークイベントの識別。 β_{01} と β_{12} の差。

既存の中性子検出器である NEBULA や MoNA においては2つの信号間の速度によってクロストークイベントを区別している。クロストークイベントでは1度目の信号を出す際にエネルギーを失うため $\beta_{01} > \beta_{12}$ となる。一方複数中性子によるイベントの場合は β_{01}, β_{12} に関係はない。そのため $\beta_{01} < \beta_{12}$ であるイベントのみを選ぶことで複数中性子によるイベントのみを抜き出すことができる。しかし複数中性子によるイベントのうちの半分ほどのイベントは失われてしまう。

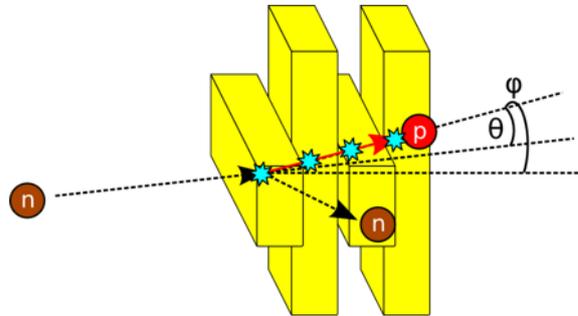


図 2.3 反跳陽子によるクロストークイベント [16]。HIME ではシンチレータの厚さが薄く反跳陽子を複数のモジュールで検出可能であることを利用して、反跳陽子の飛跡解析を行うことでクロストークイベントの識別を行う。

一方現在開発中の新型高精細中性子検出器 HIME は厚さが 2 cm と薄く、反跳陽子は複数のモジュールで検出することが可能である (図 2.3)。このことを利用して反跳陽子によるクロストークイベントにおいて反跳陽子の飛跡解析という新たな手法が考案されている [20]。

2.7 中性子検出器の基本構造

プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器では、中性子とプラスチックシンチレータ中の原子核との強い相互作用によって荷電粒子を反跳させて、その反跳粒子をプラスチックシンチレータ自身で検出する。プラスチックシンチレータ蛍光は両端に接続された PMT(光電子増倍管) によって電気信号に変換することによって中性子を検出する。

中性子検出器は中性子を検出する部分である NEUT と、荷電粒子と中性子を区別する VETO によって構成されている。NEUT は複数のモジュールを並列させた構造をしている。この NEUT によって中性子によって反跳された荷電粒子を検出するのだが、荷電粒子が一次粒子として入射した場合にもシグナルが観測されてしまう。一方 VETO は厚さ 1 cm ほどの薄いプラスチックシンチレータによって構成されていて、NEUT の前方に配置されている。VETO は薄いため荷電粒子の場合の反応率は 100 % であるが、中性子の場合の反応率は 1 %/cm である。よって VETO はシグナルを出していないが NEUT はシグナルを出しているというイベントを取り出すことで、中性子によるシグナルのみを取り出すことができる。

2.8 HIME と NEBULA・MoNA の比較

HIME はモジュール 1 本あたり、4 cm × 2 cm × 100 cm のプラスチックシンチレータ 48 本からなる中性子検出部 (NEUT) と、36 cm × 1cm × 105cm のプラスチックシンチレータ 3 枚からなる荷電粒子識別部 (VETO) から構成されている。中性子検出部 (NEUT) は 1 層あたり 10 本のシンチレータを並べたもの 4 層と 8 本のシンチレータを並べたもの 1 層の計 5 層を、互いに直交させた構造を持つ。図 2.4 は VETO を除いた HIME の全体図であり、各層が重なっている面積は 40cm × 40cm となる。また 1 モジュールに対して拡大したものを図 2.5 に示す。この HIME の宇宙線に対する性能評価実験は [16],[17] で行われている。その結果を表 2.1,2.2 に示す。

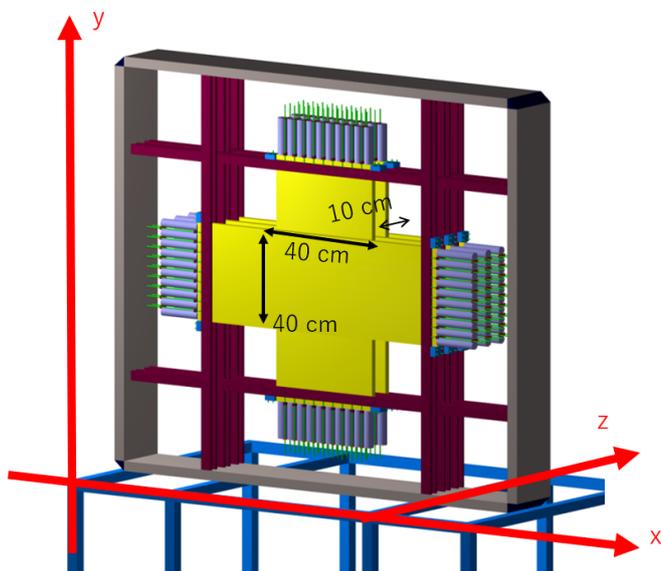


図 2.4 HIME の全体図

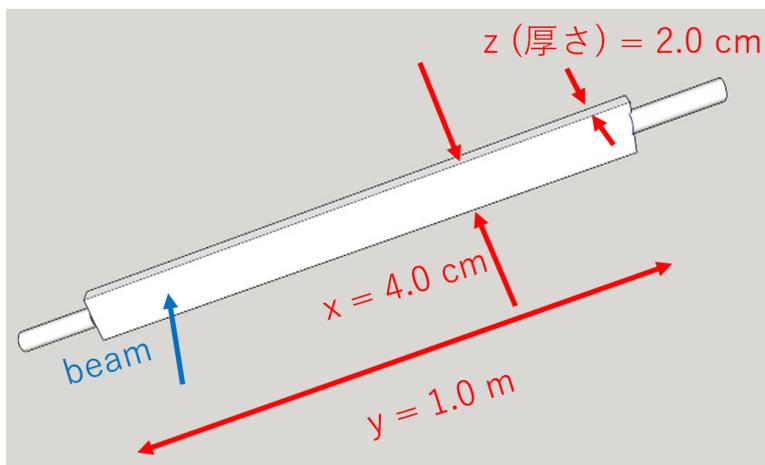


図 2.5 HIME の 1 モジュール。4 cm × 100 cm の面でビームを検知する。ビーム軸方向に対する厚さは 2 cm である。

比較のため、理化学研究所の RIBF の多種粒子測定装置 SAMURAI に標準装備されている中性子検出器 NEBULA について述べる。NEBULA は 12 cm × 12 cm × 180 cm のプラスチックシンチレータ 120 本からなる中性子検出部 (NEUT) と、32 cm × 1 cm × 190 cm のプラスチックシンチレータ 24 枚からなる荷電粒子識別部 (VETO) から構成されている。中性子検出器は 1 層あたり 30 本のシンチレータを並べたもの 4 層を、全て縦に配置した構造を持つ。図 2.6 は NEBULA の全体図であり、有感領域は 180 cm(V) × 360 cm(H) となる。また 1 モジュールに対して拡大したものを図 2.7 に示す。この NEBULA の中性子ビームに対する性能評価実験は [16] で行われている。その結果を表 2.3, 2.4 に示す。

NEUT	
シンチレータ	EJ-200 (Eljen Technology)
PMT (光電子増倍管)	H7415 (光電面の直径: 25 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	4 cm × 100 cm × 2 cm
有感領域	40 cm(V) × 40 cm(H)
モジュール数	10 NEUTs × 4 Layers + 8 NEUTs × 1 Layer
VETO	
シンチレータ	EJ-200 (Eljen Technology)
PMT (光電子増倍管)	H6410 (光電面の直径: 46 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	36 cm × 105 cm × 1 cm
有感領域	106 cm(V) × 105 cm(H)
モジュール数	3 VETOs × 1 Layer

表 2.1 HIME の仕様 [16]

位置分解能	$\sigma_x = 1.2\text{cm}, \sigma_y \sim 1.2\text{cm}, \sigma_z = 0.6\text{cm}$
宇宙線に対する時間分解能	67(2) ps

表 2.2 HIME の分解能 [16]。位置分解能は NEUT の大きさから導出。時間分解能は宇宙線に対する実験値 [17]。後述するライトガイドは使用していない。



図 2.6 NEBULA の全体図

NEUT	
シンチレータ	BC-408 (Saint-Gobain)
PMT (光電子増倍管)	R7724ASSY (光電面の直径: 46 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	180 cm × 12 cm × 12 cm
有感領域	180 cm(V) × 360 cm(H)
モジュール数	30 NEUTs × 4 Layers
VETO	
シンチレータ	BC-408 (Saint-Gobain)
PMT (光電子増倍管)	R7724ASSY (光電面の直径: 46 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	190 cm × 32 cm × 1 cm
有感領域	190 cm(V) × 370 cm(H)
モジュール数	12 VETOs × 2 Layers

表 2.3 NEBULA の仕様 [16]

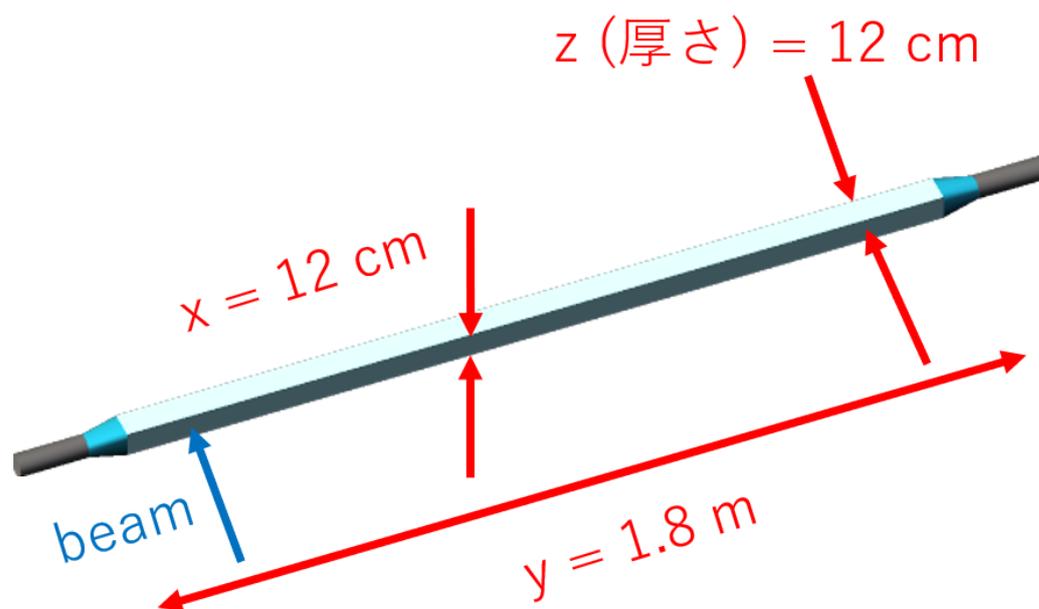


図 2.7 NEBULA の 1 モジュール。12 cm × 180 cm の面でビームを検知する。ビーム軸方向に対する厚さは 12 cm である。

つづいてミシガン州立大学 (MSU) に標準装備されている中性子検出器 MoNA について述べる。MoNA はモジュール 1 本あたり、10 cm × 10 cm × 200 cm のプラスチックシンチレータ 144 本からなる中性子検出部 (NEUT) から構成されている。中性子検出器は 1 層あたり 16 本のシンチレータを並べたもの 9 層を、全て横に配置した構造を持つ。図 2.8 は MoNA の全体図である。有感領域は 160 cm(V) × 200 cm(H) となっている。

位置分解能	$\sigma_x = 3.5\text{cm}, \sigma_y \sim 2.8\text{cm}, \sigma_z = 3.5\text{cm}$
NEBULA 固有の時間分解能	175(8)ps
NEUT でのビーム方向の反応位置の不定性	189ps
250MeV の中性子ビームに対する時間分解能	257ps
上流のセットアップによる時間分解能	154ps
飛行時間分解能	300(7)ps

表 2.4 NEBULA の分解能 [16]。x,z 方向は NEUT の大きさから導出。y 方向は NEBULA 固有の時間分解能と NEUT 内での伝達速度 15.8cm/ns の積。各値は 250MeV の中性子ビームに対する実験値。

NEUT	
シンチレータ	BC-408 (Saint-Gobain)
PMT (光電子増倍管)	XP2262B (光電面の直径: 51 mm, PHOTONIS)
寸法	200 cm × 10 cm × 10 cm
有感領域	160 cm(V) × 200 cm(H)
モジュール数	16 NEUTs × 9 Layers

表 2.5 MoNA の仕様 [18]。MoNA は NEUT のみから構成されており VETO は存在しない。

位置分解能	$\sigma_x = 2.9\text{cm}, \sigma_y \sim 5.1\text{cm}[23], \sigma_z = 2.9\text{cm}$
時間分解能	< 1ns

表 2.6 MoNA の分解能 [23]。x,z 方向は NEUT の大きさから導出。



図 2.8 MoNA の全体図 [18]。10 cm × 200 cm の面でビームを検知する。ビーム軸方向に対する厚さは 10 cm である。

2.9 ^{26}O における放出角分布の測定

前章で述べた通り、放出角分布の測定から ^{26}O の 2 中性子相関を明らかにするためには、より良い分解能が必要とされる。 ^{26}O は安定核ではないので標的として用いることができない。そのため実験では、 ^{27}F を高速なビームとして標的に照射して ^{26}O を作り出す。つまり ^{26}O の重心は高速で運動している。そのためミグダル型の相関によって、重心系で見て ^{26}O 中の 2 中性子が逆方向に放出されたとしても、実験室系である中性子検出器上では近い位置で検出される。 ^{26}O の 2 中性子分離エネルギーが 18keV である [9] ことから具体的な数値を計算すると、 ^{13}Li の場合は MSU の実験セットアップ (標的から中性子検出器まで 8.44m[11]) において 2 中性子の検出位置の距離は 25.3cm であるが、 ^{26}O の場合は MSU の実験セットアップ (標的から中性子検出器まで 6.05m[13][24]) において 2 中性子の検出位置の差は 7.02cm、理研の SAMURAI セットアップ (標的から中性子検出器まで 11m[9]) において 2 中性子の検出位置の差は 13cm となる。これより、ミシガン州立大学 (MSU) に標準装備されている中性子検出器 MoNA(1 モジュールの幅 10cm) や理化学研究所の RIBF に標準装備されている中性子検出器 NEBULA(1 モジュールの幅 12cm) を用いて、 ^{26}O の 2 中性子の相関を測定することが困難であると分かる。そのため新たに高精細な中性子検出器が必要となる。

先行研究 [20] においてシュミレーションが行われており HIME の時間分解能が 100 ps であれば、SAMURAI セットアップにおいて ^{26}O の 2 中性子の相関を測定し角相関の 3 つのモデルを区別可能であるとされている。そのため HIME の開発において時間分解能 100 ps という値が一つの目標となっている。

第3章

宇宙線によるオフラインのテスト実験

ライトガイドの有無による HIME の性能の変化を評価するために、宇宙線を用いて HIME の時間分解能の測定を行った。ライトガイドは図 3.1 のようにシンチレータと PMT の間に接合するものであり、シンチレーション光を PMT へ誘導する。先行研究 [16] においてはライトガイドを使用しない場合のテスト結果に問題がなかったことから、ライトガイドの使用が見送られた。しかしシンチレータの断面が $4\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ の長方形である [16] のに対し PMT の受光面は直径 2.5 cm の円形であることから、シンチレータ端部の光を検知することができない (図 3.2)。さらにライトガイドを使用することによってシンチレータ端部の光を集光できるようになるうえに接着強度面から構造的に安定することなどの利点がある。一方でライトガイド内で光が減衰することによって逆に光量が減少してしまう可能性もある。そのためライトガイドの有無によって時間分解能がどのように変化するのかについて宇宙線を用いた実験を行った。

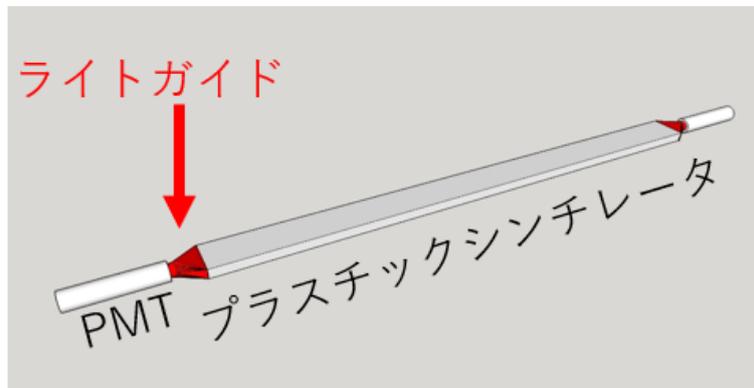


図 3.1 ライトガイド

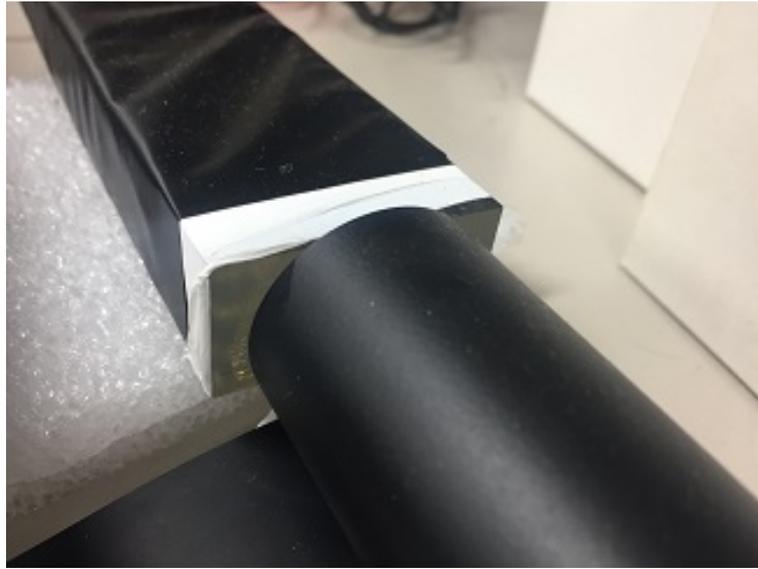


図 3.2 ライトガイドがない場合のシンチレータと PMT の接合部。シンチレータの断面が $4\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ の長方形である [16] のに対し PMT の受光面は直径 2.5 cm の円形であるため、シンチレータ端部のシンチレーション光を検知することができない。

3.1 ライトガイドの仕様

この実験では 2 種類のライトガイドについて実験を行った。まず 2 種類のライトガイドに共通の事項としてアクリル製であり形状がフィッシュテール型である点があげられる。両者の寸法は一致しており図面は図 3.3 である。

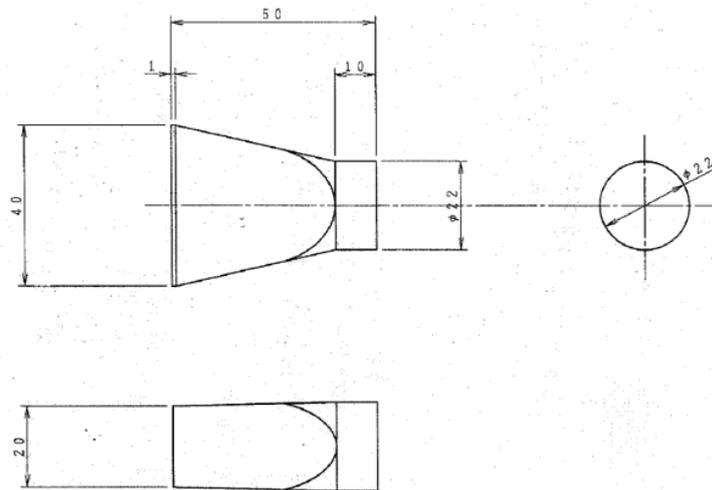
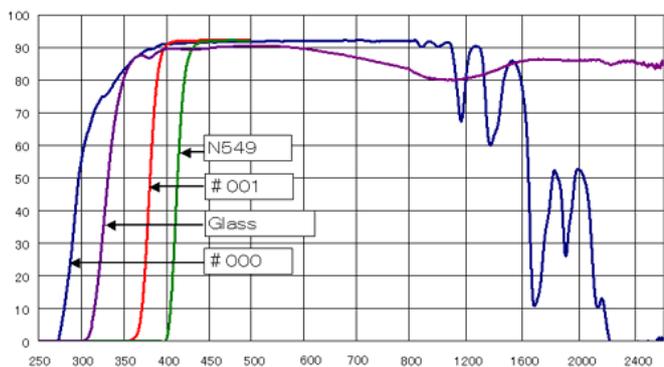
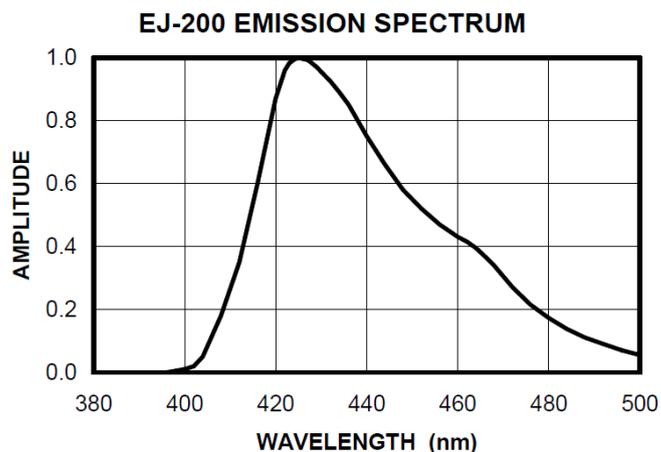


図 3.3 ライトガイドの図面

2 種類のライトガイドの違いは紫外線領域の光の透過率である。1 種類目は「N549」という型番のものである。図 3.4 の a で示す通り N549 は波長が 430 nm より短い光の透過率が悪く、波長が 400 nm の光は透過されない。2 種類目は「#000」という型番のものである。#000 は波長が 380 nm より長い光の透過率は 90% 以上である。これに対しシンチレーション光の波長は 425 nm にピークがある (図 3.4 の b)。



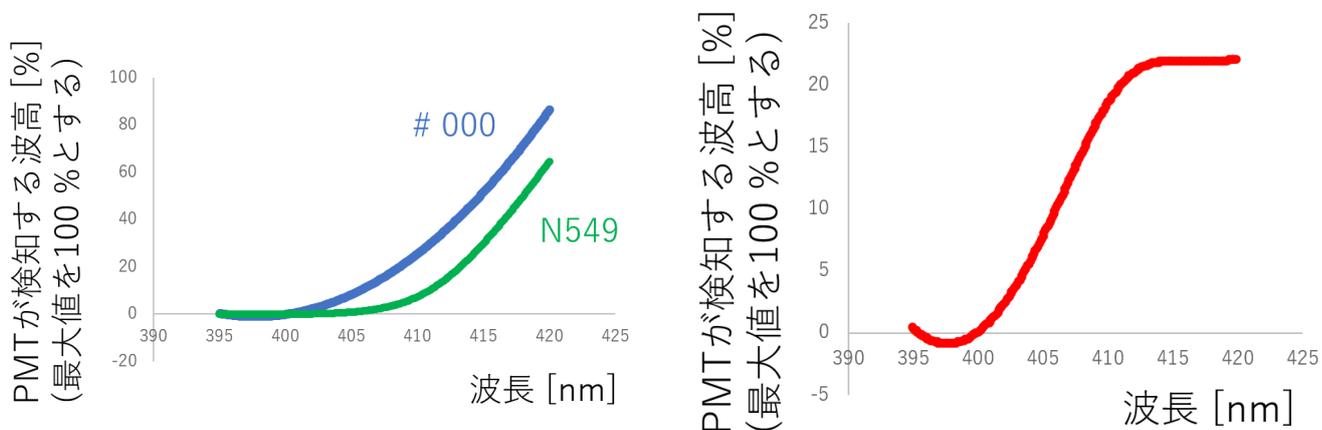
(a) ライトガイドの波長ごとの透過率 [25]。横軸は透過する光の波長 (単位は nm)。縦軸は光の透過率 (単位は %) をあらわしている。



(b)HIME に使われているプラスチックシンチレータ発光波長 [26]。最も発光量が多い波長の時の発光量を 1 としている。

図 3.4 (a) ライトガイドの波長ごとの透過率 [25]。図中では 4 種類のライトガイドが示されているが、短波長領域の光を最も透過しない「N549」と最も透過しない「#000」の 2 種類のライトガイドについて実験を行った。(b)HIME に使われているプラスチックシンチレータ発光波長 [26]。

図 3.4 の 2 曲線の積から、波長ごとの PMT が検知する光量を求めることができ図 3.5 のようになる。これにより波長が 400 ~ 420 nm の光に対しては、2 種類のライトガイドの透過光量の差は最大 20% になる。この差が HIME の時間分解能にどれほど影響するかについても実験を行う。



(a), シンチレータの発光量 × ライトガイドの透過率

(b),(a) での 2 曲線の差

図 3.5 実際に PMT へ入る光量

3.2 実験セットアップ

ライトガイド N549 を使用したモジュール (以下 ID0)、ライトガイドを使用していないモジュール (以下 ID1)、ライトガイド #000 を使用したモジュール (以下 ID2) の 3 つモジュールにおいて、宇宙線に対する時間分解能を測定して比較を行う。図 3.2 のように ID0,1 と ID1,2 が中央で直交するようにモジュールをセットする。

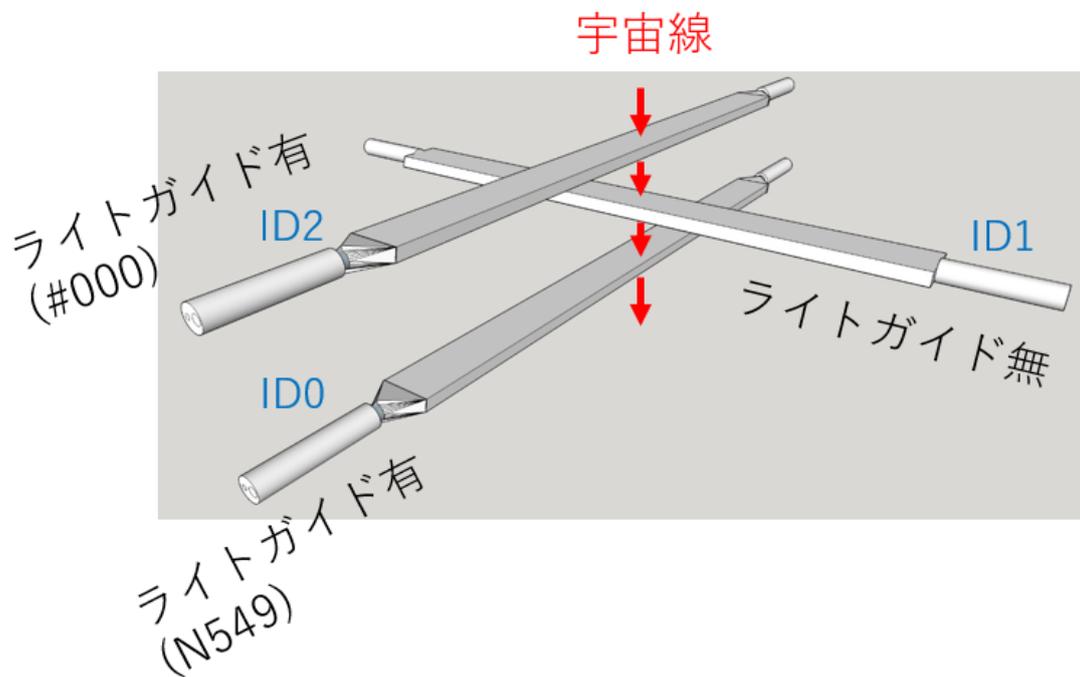


図 3.6 実験セットアップ

3つのモジュールの両端のPMTの計6個のPMTすべてで信号が検出されたイベントを解析で選択した。これにより天頂方向からくる宇宙線によるイベントのみを取り出すことができる。

3.3 信号回路のセットアップ

図 3.7 および図 3.8 に本実験で使用した信号回路およびトリガー回路を示す。

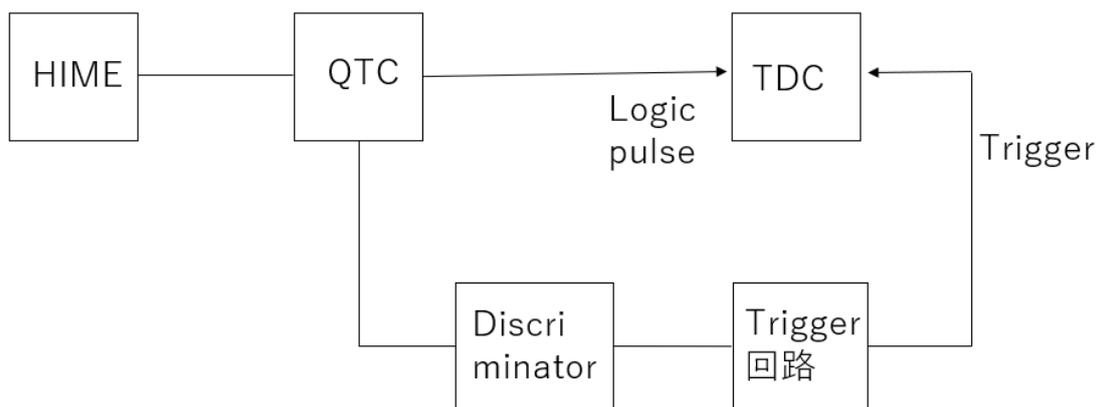


図 3.7 信号回路

- Discriminator
Discriminator は入力された信号がスレッシュホールドを超えたときにデジタル信号を出力する。
- TDC (HUL TDC)

TDC(Time to Digital Converter) は入力されたデジタル波から時間情報を書き出す回路である。

- QTC (GeV γ -1370) (富士ダイヤモンドインターナショナル有限会社製)

QTC(charge to Time Converter) は入力されたアナログ信号をデジタル信号に変換する回路である。元のアナログ信号の積分値 (電荷量) によって出力信号の時間幅が決定される。さらに出力信号の立下りが元の入力信号の時間情報に対応することから、入力信号の幅も取得できる TDC を用いることによって1つのデジタルパルスのみで電荷量と時間の両方のデータを取得することができる。

今回使用した TDC はトリガー信号の来る少し前の入力信号を記録することができる。そのため QTC と TDC によって QDC やケーブルディレイが不要になり回路が簡単になるという大きなメリットがある。

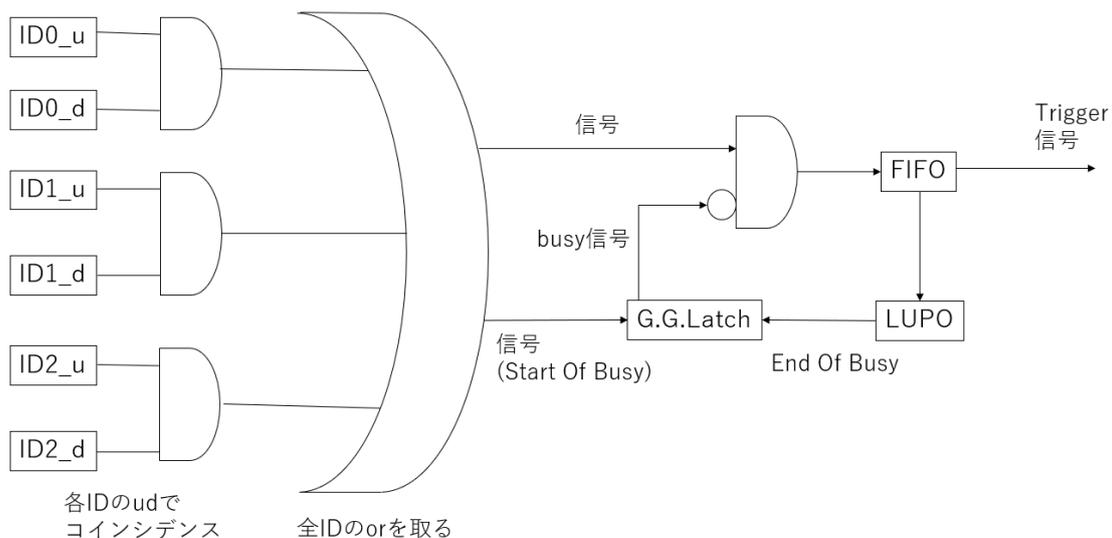


図 3.8 トリガー生成回路

データ収集システムの処理には有限の時間がかかるため、その間は別のイベントを受け付けることができない。この時間を”dead time”と呼ぶ。そのため以下のような回路を利用することによって、”dead time”中にトリガー信号が出力されないようにする。

- LUPU
データ収集システムが処理を終えて次の信号を処理することが可能になった際に、EOB(End Of Busy) 信号を出力する。
- G. G. Latch. (Gate Generator)
HIME からの信号を受け取ると busy 信号の出力を始める。LUPU からの EOB 信号を受けると busy 信号の出力を終える。

HIME からの信号と busy 信号のアンチコインシデンスを取ることによって、”dead time”中にトリガー信号が出力されないようにしている。

3.4 データ解析:イベントの選択

3本のモジュールのコインシデンスを取ることによって天頂からの宇宙線によるイベントのみをおおよそ取り出すことができるが、例えば図 3.9 のような宇宙線によるイベントを取り除くことができない。よってさらに天頂方向以外からの宇宙線によるイベントを取り除くために、信号の大きさと左右の PMT の時間差に関してゲート条件をかける。

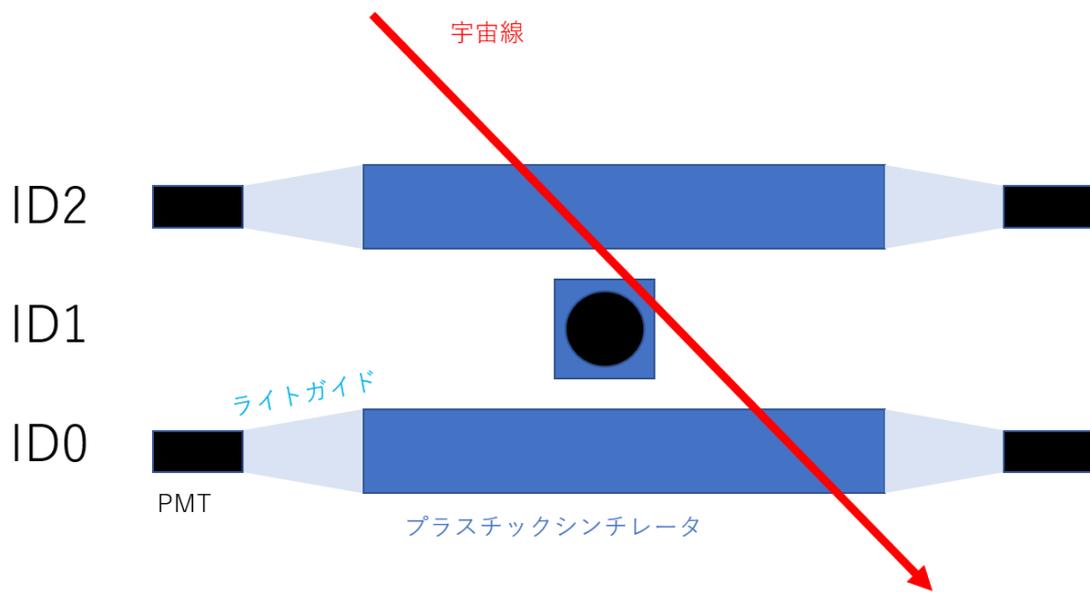


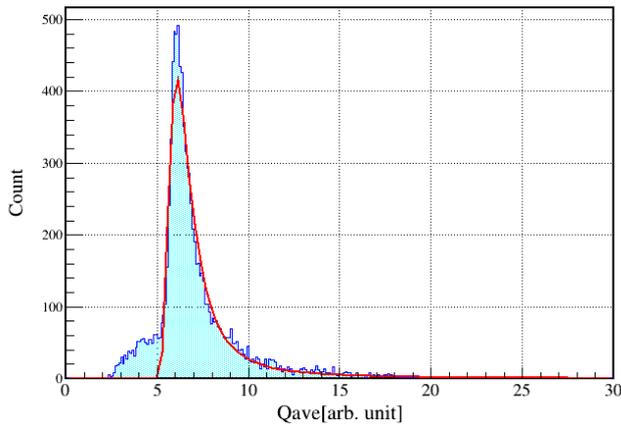
図 3.9 天頂方向からではない宇宙線の例。3 本のモジュールでのコインシデンスのみではこのような宇宙線を取り除くことができない。

3.4.1 信号の大きさ

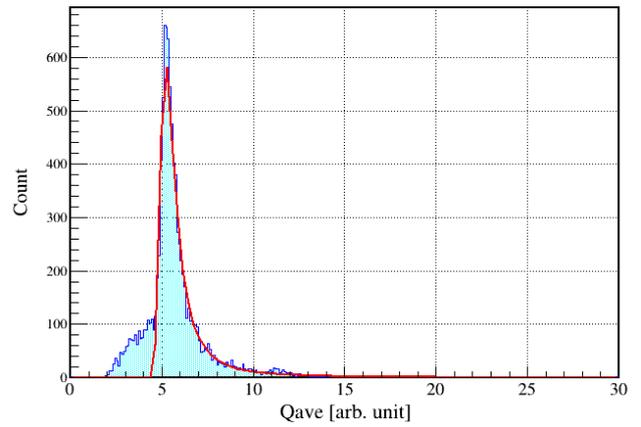
一端の PMT での信号の波高 Q_l ともう一端の PMT での信号の波高 Q_r の相乗平均である

$$Q_{ave} = \sqrt{Q_l \times Q_r} \quad (3.4.1)$$

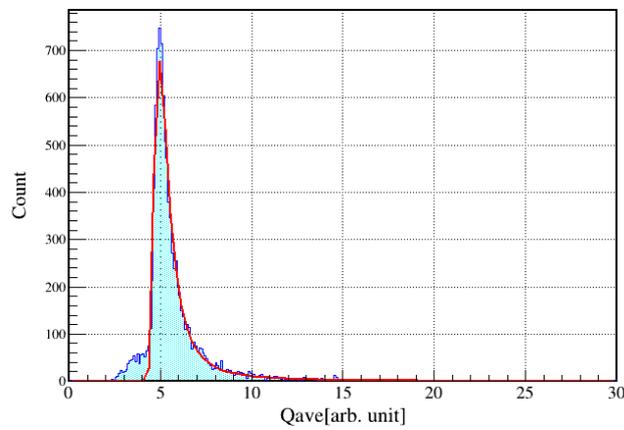
について考える。ID0,1,2 それぞれのモジュールでの Q_{ave} の分布は図 3.10 のようになる。



(a)ID0



(b)ID1



(c)ID2

図 3.10 Q_{ave} のゲート。ランダウ分布でフィッティングし、ピーク Q_0 に対して $Q_0 - 2\sigma < Q < Q_0 + 3\sigma$ となる信号のみを取り出す

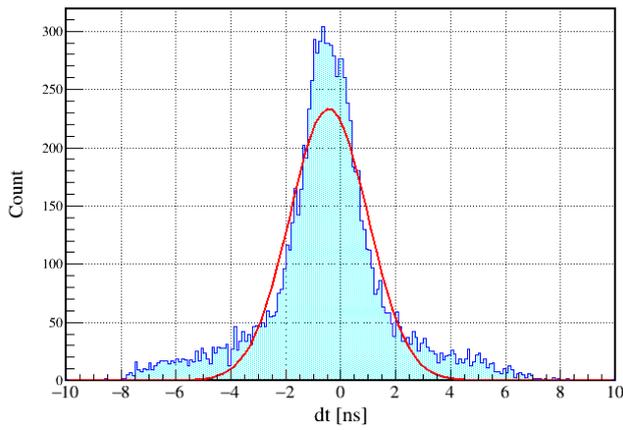
天頂方向からの宇宙線が厚さ 2cm のシンチレータを通過する際のエネルギー損失の分布はランダウ分布に従う。 Q_{ave} の分布をランダウ分布によってフィッティングすると Q_{ave} が大きい部分の分布はランダウ分布に従うが、 Q_{ave} が小さい部分の分布ではランダウ分布に従わない分布が見られる。これは天頂方向からではなく斜めに入射してきた宇宙線がシンチレータを 2cm だけ通過するのではなく、より短い距離で通過したものと考えられる。ピークとなる値を Q_0 としたときに $Q_0 - 2\sigma < Q < Q_0 + 3\sigma$ となる信号のみを取り出すことによって、天頂方向以外からの宇宙線によるイベントを取り除くことができる。

3.4.2 左右の PMT の時間差

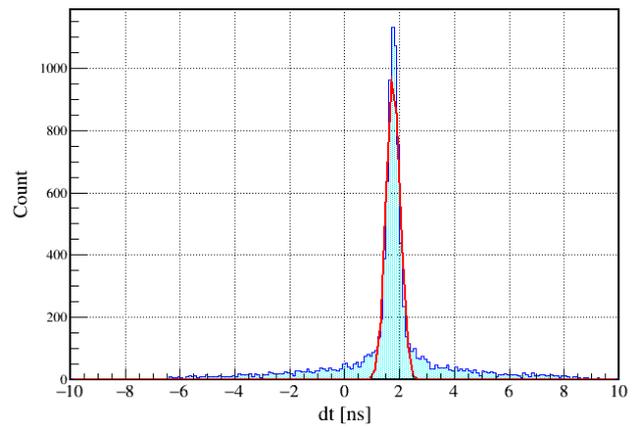
一端の PMT での信号の時間情報 T_l ともう一端の PMT での信号の時間情報 T_r の差である

$$dt = T_l - T_r \quad (3.4.2)$$

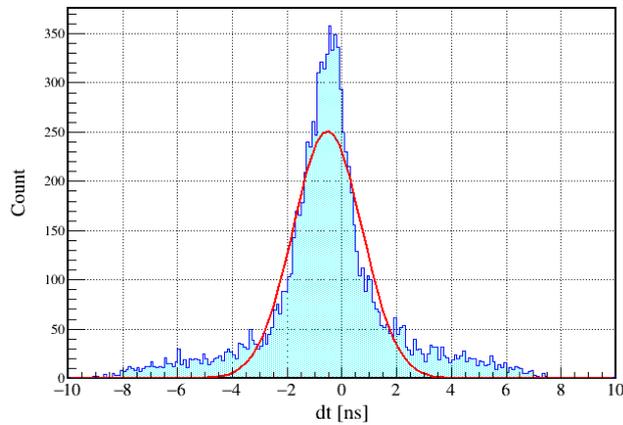
について考える。ID0,1,2 それぞれのモジュールでの dt の分布は図 3.11 のようになる。



(a)ID0



(b)ID1



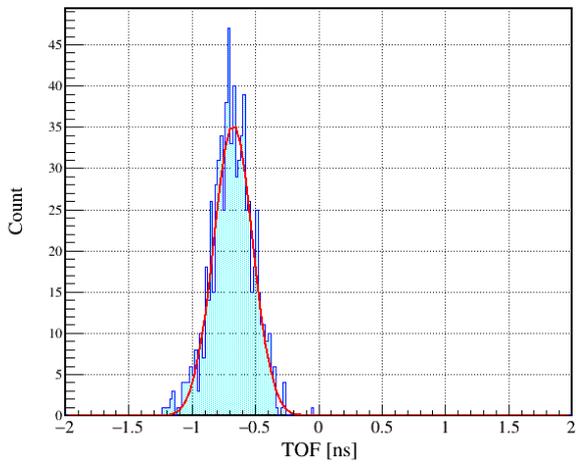
(c)ID2

図 3.11 dt のゲート。ガウシアンでフィッティングし、ピーク dt_0 に対して $dt_0 - 2\sigma < dt < dt_0 + 3\sigma$ となる信号のみを取り出す

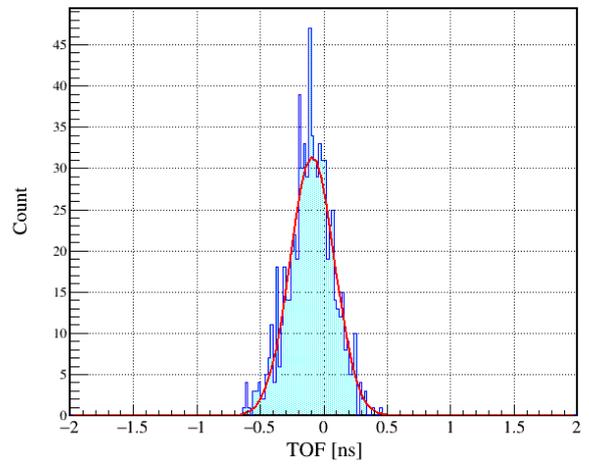
図より特に ID0,2 において天頂以外からの宇宙線によるイベントを含んでいることがわかる。この分布をガウス分布によってフィッティングすることでピークとなる値を dt_0 を求め、 $dt_0 - 0.4 \text{ ns} < dt < dt_0 + 0.4 \text{ ns}$ となる信号のみを取り出すことによって天頂以外からの宇宙線によるイベントを取り除く。

3.5 飛行時間 (TOF) と時間分解能

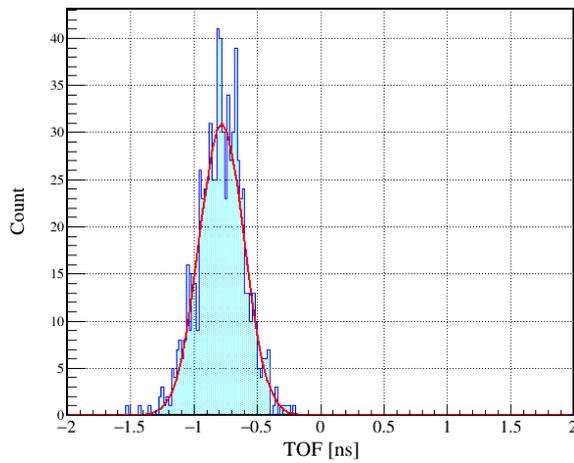
ゲート条件をかけたデータから 2 モジュール間 (ID0,1 間、ID1,2 間、ID0,2 間) の飛行時間 TOF を導出すると図 3.12 のような分布になる。



(a) ID0,1 間の TOF



(b) ID1,2 間の TOF



(c) ID0,2 間の TOF

図 3.12 2 モジュール間の TOF

これらをガウス分布でフィッティングした時の分解能は次のようになる。

$$\sigma_{(TOF01)} = 154.8(55) \text{ ps} \quad (3.5.3)$$

$$\sigma_{(TOF12)} = 173.7(66) \text{ ps} \quad (3.5.4)$$

$$\sigma_{(TOF02)} = 172.3(63) \text{ ps} \quad (3.5.5)$$

また各モジュールの時間分解能と TOF の分解能には次のような関係がある。

$$\sigma_{(TOF01)} = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_1^2} \quad (3.5.6)$$

$$\sigma_{(TOF12)} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (3.5.7)$$

$$\sigma_{(TOF02)} = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_2^2} \quad (3.5.8)$$

よって各モジュールの時間分解能は

$$\sigma_0 = 109(5) \text{ ps} \quad (3.5.9)$$

$$\sigma_1 = 110(6) \text{ ps} \quad (3.5.10)$$

$$\sigma_2 = 134(7) \text{ ps} \quad (3.5.11)$$

となる。

3.6 ライトガイド使用の是非

ID2 に関しては他の 2 モジュールと比較して有意に悪い分解能となった。正確な原因は不明だが個体差によるものであると推測される。ID0,1 に関しては時間分解能に有意な差はなかった。しかし両者を比較した場合に構造上の安定性からライトガイドを使用することが望ましい。

ID0 の時間分解能が 110 ps と十分良いものであることから、HIME の 48 モジュール全てに型番 N549 のライトガイドを使用することを決定した。次章以降で述べる準単色中性子ビームの実験においては型番 N549 のライトガイドを使用した HIME を用いて行った。

第 4 章

準単色中性子ビームによる HIME のテスト実験

2018 年 11 月に大阪大学核物理研究センター (RCNP) において HIME の性能評価を目的とした ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応実験を行った。

4.1 実験目的

先行研究 [16], [17], [22] によって、宇宙線に対する時間分解能および陽子・ガンマ線に対する時間分解能の上限が求められている。および先行研究 [20] によって中性子に対する反跳陽子の飛跡解析の手法について調べられている。しかしこの実験は他の実験のパラサイト実験であり HIME の前面には別の中性子検出器が設置されていたため、HIME に入射する中性子の個数・エネルギー・角度分布はわからない。そのため中性子に対する HIME の時間分解能・検出効率に関しては先行研究で評価できていない。そのため HIME の中性子ビームに対する時間分解能・検出効率の評価、および先行研究 [20] で求められた反跳陽子の飛跡解析の手法の検証を目的とした実験を行った。

4.2 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応

この反応の特徴として以下の 2 つが挙げられる。

- 反応微分断面積が既知
- 準単色中性子ビームを生成

まず反応微分断面積が既知であることについて述べる。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応の微分断面積は Taddeucci によって調べられている [27]。角度分布は前方に集中し、 0° にピークを持つ。重心系において微分断面積の運動量移行分布は $q < 0.5 \text{ fm}^{-1}$ において

$$\sigma(q) = \sigma_0 \exp\left(-q^2 \frac{\langle r^2 \rangle}{3}\right) \quad (4.2.1)$$

と近似的に表すことができる。250 MeV の中性子ビームに対する断面積の値は 200 MeV の中性子ビームに対する実験結果から求めることができ、 $\sigma_0 = 26.0 \text{ mb/sr}$, $\langle r^2 \rangle / 3 = 5.3 \text{ fm}^2$ という値を用いて微分散乱断面積を導出することができる。この値から全断面積を求めると後述する 7 m セットアップでは $100 \mu\text{b}$ 、44 m セットアップでは $2 \mu\text{b}$ となる。この全断面積の値を検出効率の導出の際に用いることができる。

次に準単色中性子ビームを生成することについて述べる。この反応で生成される ${}^7\text{Be}$ の束縛状態は基底状態と 0.43 MeV の第一励起状態の 2 つのみであり、それ以上の準位に遷移した場合には分解する。よってこの反応で放出される中性子のエネルギースペクトルは、基底状態と第一励起状態に遷移した場合に生成される中性子による 2 つのピークと、それより上の準位に遷移して分解したことによる連続スペクトルによって構成される。

4.3 実験セットアップ

本実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) の N0 コースで行われた。N0 コースは荷電粒子の掃引マグネットを有しており、さらに 100 m 遠方まで中性子検出器を置くことができる、中性子検出に特化した実験施設である。一次ビームには 250 MeV の非偏極陽子ビームを用い、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43\text{MeV})$ 反応により準単色中性子ビームを生成する。この中性子ビームに対する時間分解能・位置分解能・検出効率の測定、および反跳陽子のトラッキングを用いた新たな手法の確立を目指す。

本実験においては 2 つの実験セットアップを用いる。1 つ目のセットアップを図 4.1 に示す。プラスチック検出器をビームの計数のために標的の 1m 上流に、HIME を 7 m ほど下流に設置する。アクセプタンスは 2.6×10^{-3} sr となる。HIME を標的に近い距離に設置することによってイベントレートと中性子の飛行時間の揺らぎを抑えることができる。ビーム検出器によって飛行時間の原点と陽子ビームの個数を正確に得られるので、飛行時間分解能と検出効率を正確に求めることができる。一方でビーム検出器の制限によって陽子ビームのレートは 5×10^5 cps 程度に制限される。

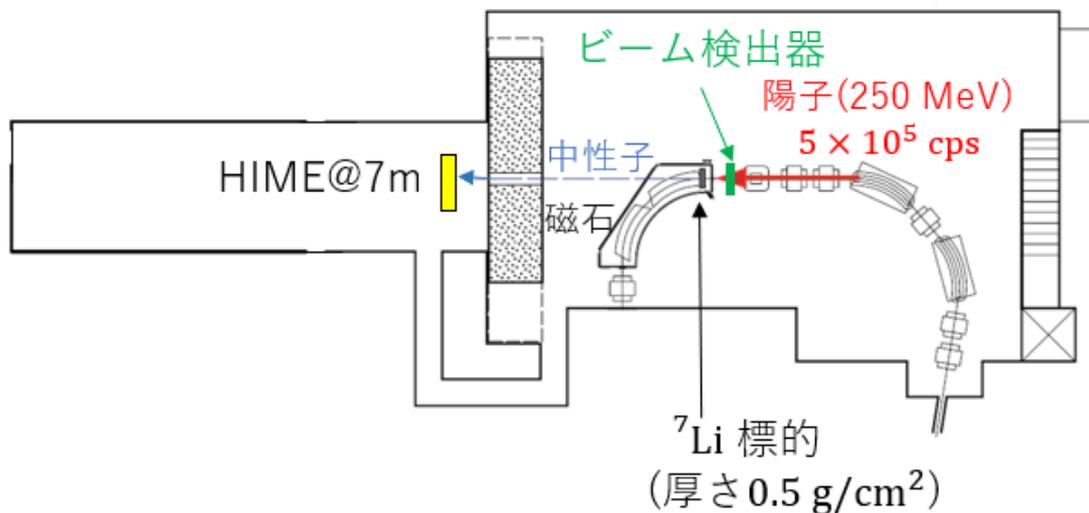


図 4.1 7m セットアップ [16]。HIME を標的の 7m 下流に設置。標的の 1m 手前にビーム検出器を設置

2 つ目のセットアップを図 4.2 に示す。ビーム検出器は外し HIME は標的から 44 m 下流に設置する。アクセプタンスは 6.6×10^{-5} sr となる。ビーム検出器を使用しないため陽子ビームのレートは 2.5×10^{10} cps にすることができ高いイベントレートが得られる。また標的から HIME までの距離が長くなるため中性子の飛行時間が長くなりエネルギー分解能が改善する。一方でビーム検出器を使用しないことで飛行時間の原点と陽子ビームの個数を正確に得ることができないため、飛行時間分解能や検出効率を導出することは困難である。

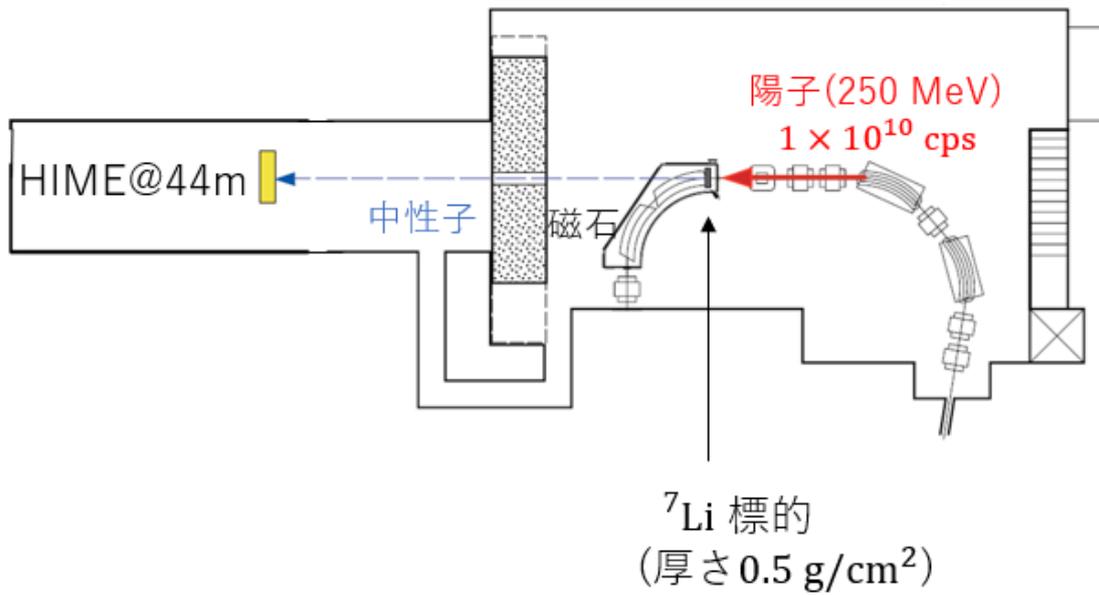


図 4.2 44m セットアップ [16]。HIME を標的の 44m 下流に設置。ビーム検出器は設置しない。

この 2 つのセットアップを組み合わせることによって、HIME の中性子ビームに対する性能を評価する。

4.4 HIME の各モジュールの ID 番号の割り振り

以下では HIME の 48 本のモジュールに対して ID1 から ID48 の ID 番号を割り振る。ID の割り振りは図 4.3,4.4 のように行う。まずビームの上流側から 1 層目、2 層目、3 層目、4 層目、5 層目とする。縦向きに置かれている 1,3,5 層目に関してはビーム上流側から見て左側から ID1, ID2 と割り振っていく。横向きに置かれている 2,4 層目に関しては上側から ID11, ID12 と割り振っていく。

モジュール両端の PMT に関しては、縦向きに置かれている 1,3,5 層目に関しては上側の PMT を”u”、下側の PMT を”d”とする。横向きに置かれている 2,4 層目に関しては上流側から見て左側の PMT を”u”、右側の PMT を”d”とする。

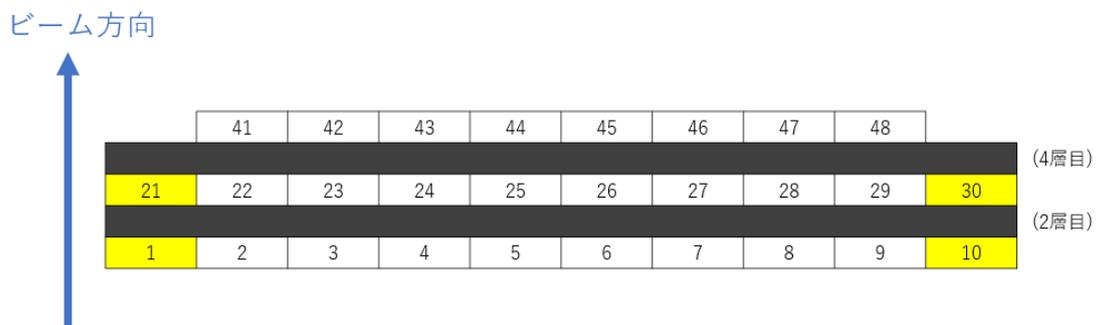


図 4.3 HIME のモジュールの ID 番号の割り振り (1,3,5 層目)。この図は上から見た図であり、ビーム上流側から見て左側から ID1, ID2 と割り振ってある。また黄色で塗られた ID1, 10, 21, 30 の 4 モジュールは本実験ではデータを取っていない。

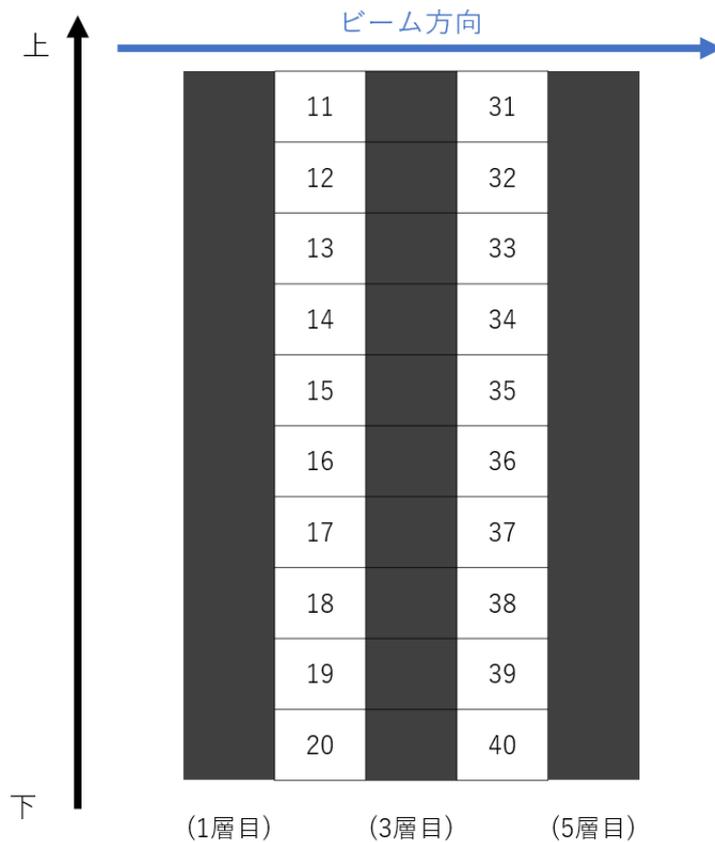


図 4.4 HIME のモジュールの ID 番号の割り振り (2,4 層目)。この図はビームの右岸側から見た図であり、上側から ID11, ID12 と割り振ってある。

また本実験においては、図 4.3 において黄色で塗られた ID1, 10, 21, 30 の 4 モジュールのデータを取っていない。つまり本実験における HIME の有感領域は、横 32 cm × 縦 40 cm となっている。

4.5 信号回路のセットアップ

図 4.5, 4.6 に本実験で用いた信号回路およびトリガー回路を示す。前章の宇宙線を用いたオフライン実験の際に使用した QTC は、本実験では使用していない。

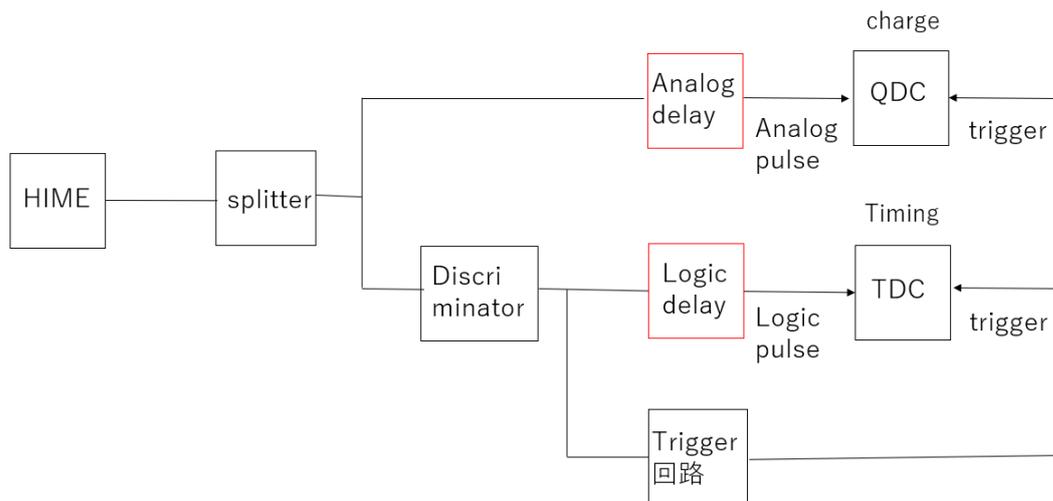


図 4.5 信号回路

- Discriminator

Discriminator は入力された信号がスレッシュホールドを超えたときにデジタル信号を出力する。

- QDC (CAEN V792)

QDC(charge to Digital Converter) は入力されたアナログ波を積分することで、電荷量を書き出す回路である。

- TDC (CAEN V1290)

TDC(Time to Digital Converter) は入力されたデジタル波から時間情報を書き出す回路である。

前章とは異なり QDC を使用していないので、Analog/Logic Delay によって信号を遅くして trigger 信号を待つ必要がある。

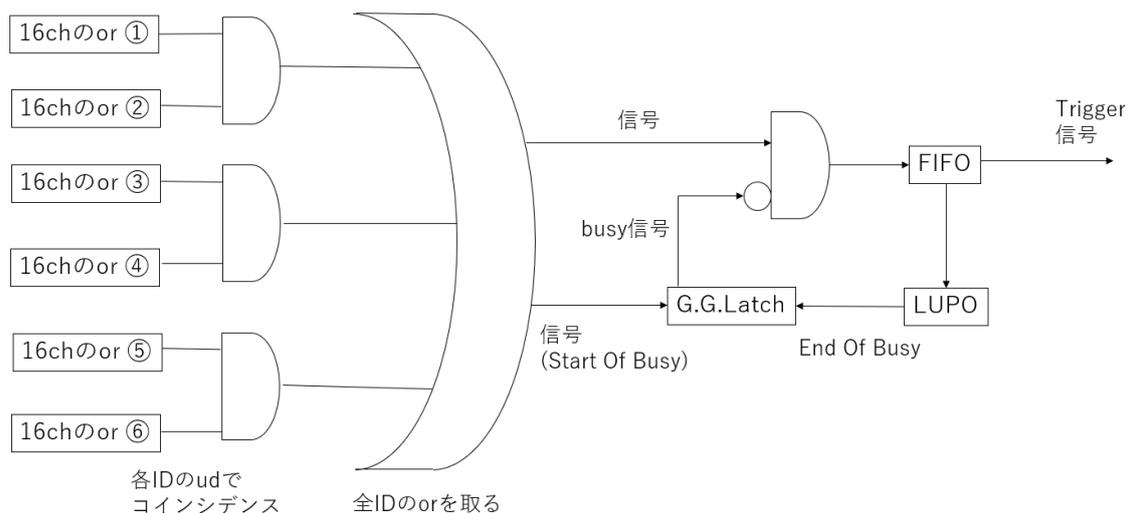


図 4.6 トリガー回路

- LUPO

TDC が処理を終えて次の信号を処理することが可能になった際に、EOB(End Of Busy) 信号を出力する。

- G. G. Latch. (Gate Generator)

HIME からの信号を受け取ると busy 信号の出力を始める。LUPO からの EOB 信号を受けると busy 信号の出力を終える。

前章と同様に、HIME からの信号と busy 信号のアンチコインシデンスを取ることによって、“dead time”中にトリガー信号が出力されないようにしている。

4.6 ゲート条件

第 2 章で述べた通り HIME は 48 本の NEUT から構成されている。しかし今回は 1 層目および 3 層目の両端のモジュール (ID1,10,21,30) を使わずに、縦置ききの 8NEUT × 3 層と横置ききの 10NEUT × 2 層の計 44 モジュールによって実験を行った。

図 4.6 で示した通り、今回のトリガー回路においては図 4.7 のような配線にすることによって 1 モジュールの両端の PMT のコインシデンスを取ってトリガー信号を生成する予定であった。しかし実際には誤って図 4.8 のような配線にしてしまったため、正しくコインシデンスを取ることのできるモジュールが ID2,3,4,19,20 の 5 モジュールのみとなった。

①	②	③	④	⑤	⑥
2u	2d	19u	19d	36u	36d
3u	3d	20u	20d	37u	37d
4u	4d	22u	22d	38u	38d
5u	5d	23u	23d	39u	39d
6u	6d	24u	24d	40u	40d
7u	7d	25u	25d	41u	41d
8u	8d	26u	26d	42u	42d
9u	9d	27u	27d	43u	43d
11u	11d	28u	28d	44u	44d
12u	12d	29u	29d	45u	45d
13u	13d	31u	31d	46u	46d
14u	14d	32u	32d	47u	47d
15u	15d	33u	33d	48u	48d
16u	16d	34u	34d		
17u	17d	35u	35d		
18u	18d	Tref	Tref		Tref

図 4.7 正しい配線。すべてのモジュールにおいて両端の PMT のコインシデンスを取ることが可能である。

①	②	③	④	⑤	⑥
2u	36u	19u	5d	22d	36d
3u	37u	20u	6d	23d	37d
4u	38u	22u	7d	24d	38d
5u	39u	23u	8d	25d	39d
6u	40u	24u	9d	26d	40d
7u	41u	25u	11d	27d	41d
8u	42u	26u	12d	28d	42d
9u	43u	27u	13d	29d	43d
11u	44u	28u	14d	31d	44d
12u	45u	29u	15d	32d	45d
13u	46u	31u	16d	33d	46d
14u	47u	32u	17d	34d	47d
15u	48u	33u	18d	35d	48d
16u	2d	34u	19d		
17u	3d	35u	20d		
18u	4d	Tref	Tref		Tref

図 4.8 実際の配線。両端の PMT のコインシデンスを取ることが可能であるのは赤字で示した ID2,3,4,19,20 の 5 モジュールのみである。

第 5 章

準単色中性子ビームによる HIME のテスト実験のデータ解析

本章では、前章で概要を述べた大阪大学核物理センター (RCNP) における、準単色中性子ビームによる HIME のテスト実験の解析結果について述べる。

5.1 時間の単位較正

TDC の出力 (T_{raw}) は単位が [ch] によって出力されるため、式 5.1.1 であらわされるような変換係数 t_{cal} によって、実時間 T_{cal} (単位は [ns]) に変換する必要がある。

$$T_{cal} [\text{ns}] = t_{cal} \times T_{raw} [\text{ch}] \quad (5.1.1)$$

変換係数 t_{cal} は TDC Calibrator モジュールを使って求める。TDC Calibrator モジュールは 10 ns 間隔の信号を出力するため、TDC の出力 (T_{raw} [ch]) は 10 ns 間隔の鋭いピークが立つ。これらのピークをそれぞれガウス分布によってフィットし、各ピークの間隔が 10 ns に対応するということから変換係数 t_{cal} を求める (図 5.1, 5.2)。

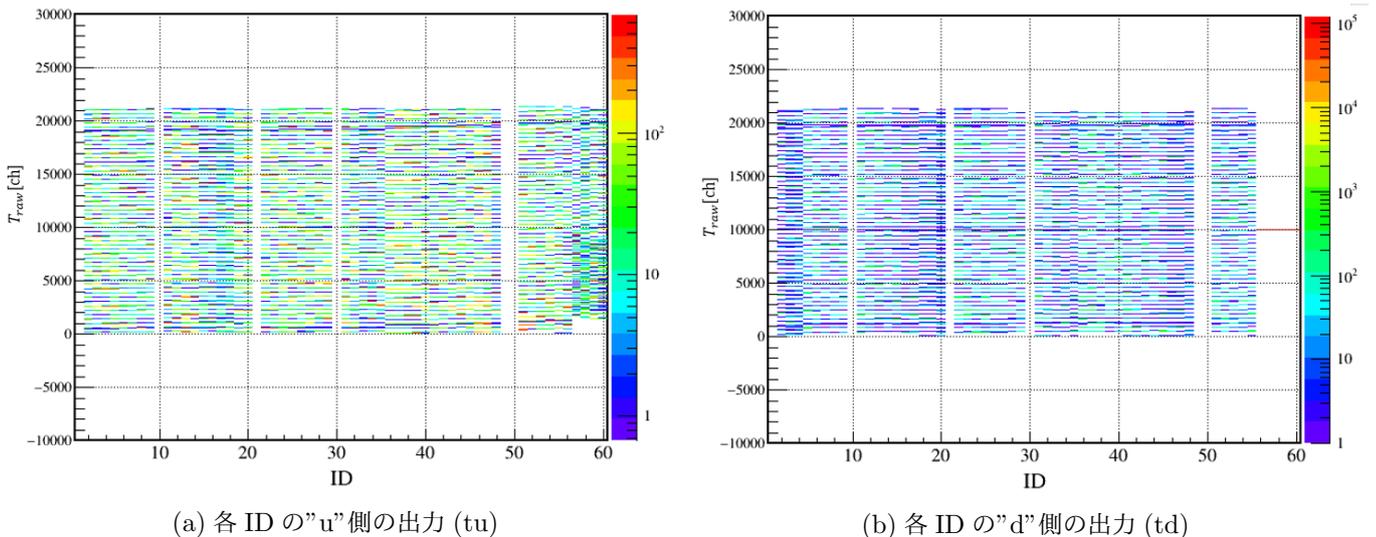
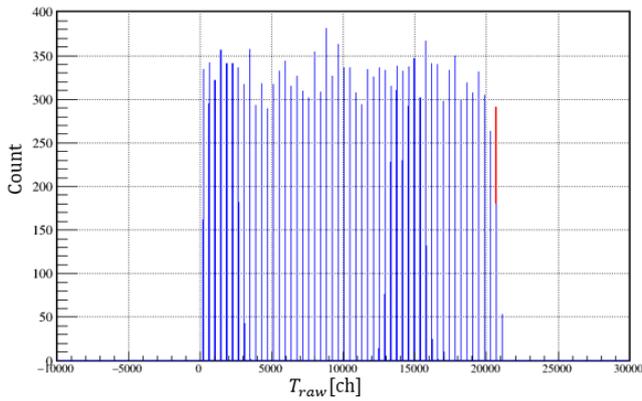
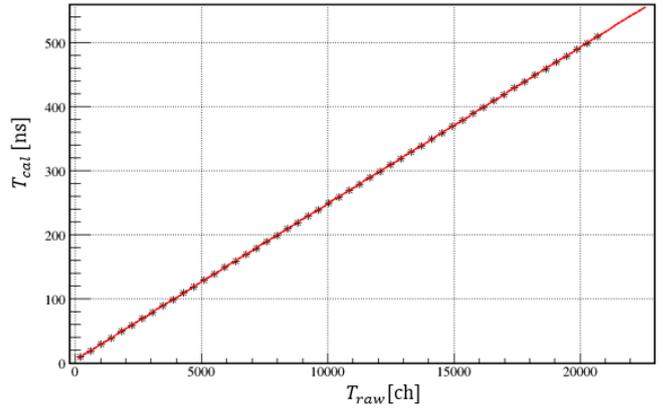


図 5.1 各 ID での TDC Calibrator モジュールに対する TDC の出力



(a) ID4 の t_u における分布

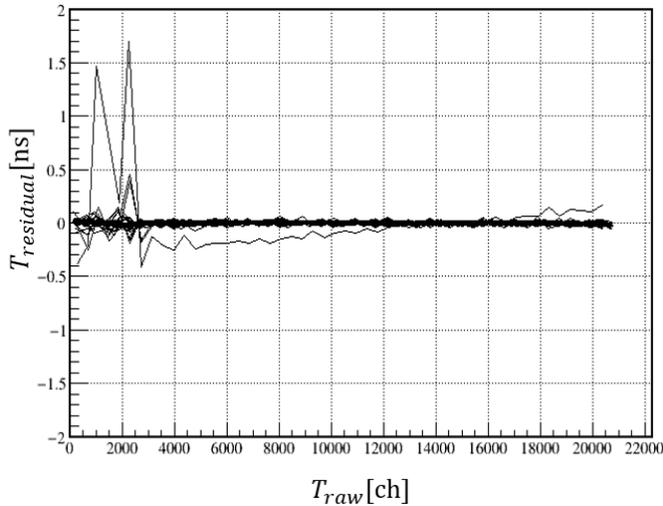


(b) 線形近似によって変換係数 t_{cal} を求める。

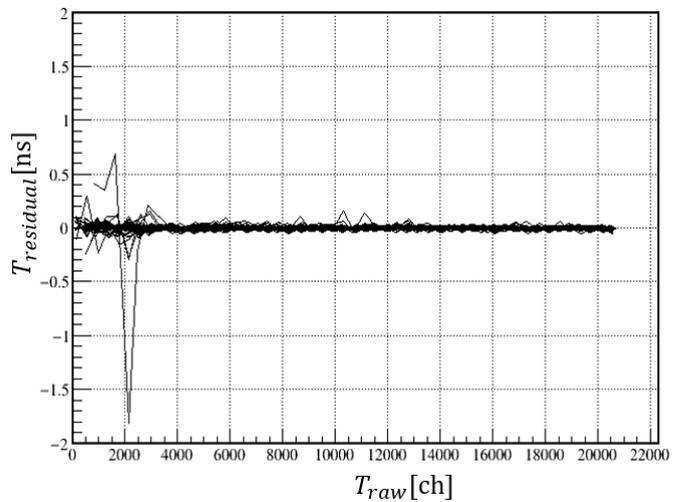
図 5.2 TDC の時間校正 (ID4-u)

上記の方法によって変換係数 t_{cal} を求め、そこから計算した時間 T_{cal} と実際に TDC Calibrator モジュールが出力した時間 T_{calib} の差 $T_{residual}$ の分布は図 5.3 のようになる。

$$T_{residual}[\text{ns}] = T_{cal}[\text{ns}] - T_{calib}[\text{ns}] = (t_{cal} \times T_{raw}[\text{ch}]) - T_{calib}[\text{ns}] \quad (5.1.2)$$



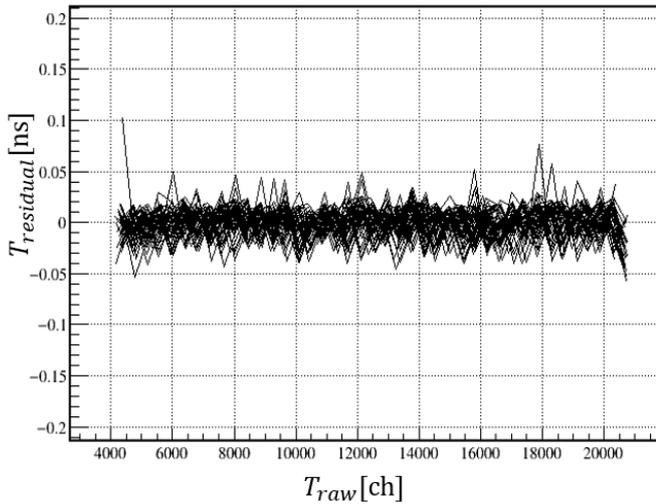
(a) t_u における $T_{residual}[\text{ns}]$ の分布 (ゲート条件なし)



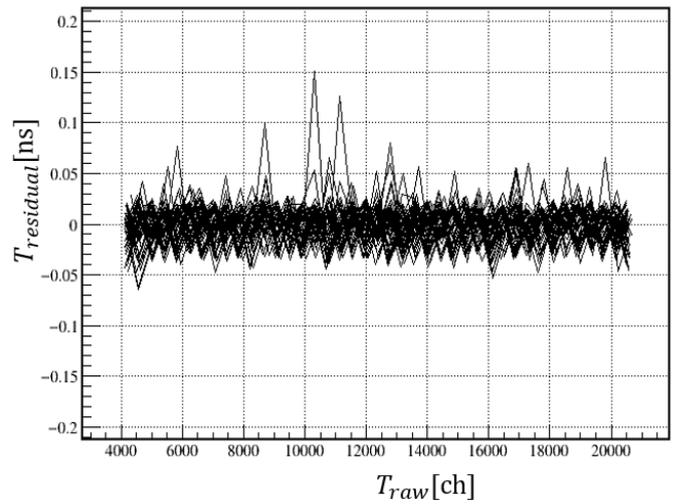
(b) t_d における $T_{residual}[\text{ns}]$ の分布 (ゲート条件なし)

図 5.3 時間校正の残差分布 (ゲート条件なし)

一部の ID において低チャンネル部の線形性が悪い結果となった。しかし以下で解析を行う中性子ビームに対するデータは低チャンネル部には入っていないので、4000 ch 以上というゲート条件をかして変換係数 t_{cal} を求め直した。この場合での t_{cal} に対する $T_{residual}$ の分布は図 5.4 のようになる。



(a)tu における $T_{residual}[ns]$ の分布 (ゲート条件 4000 ch 以上)



(b)td における $T_{residual}[ns]$ の分布 (ゲート条件 4000 ch 以上)

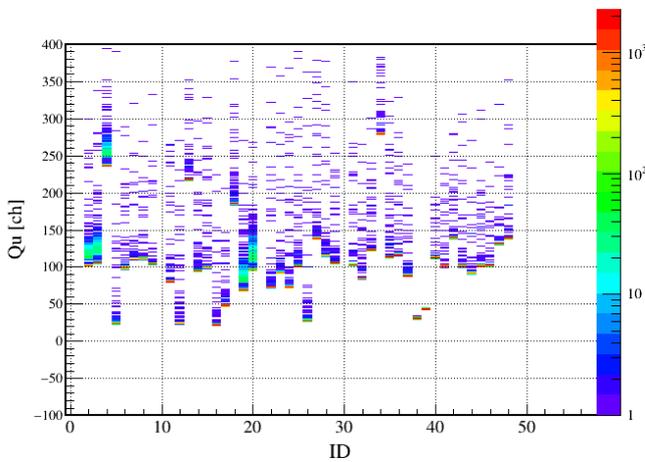
図 5.4 時間較正の残差分布 (ゲート条件有り)

十分単位較正することができたため、以降は単位較正された時間情報を使って解析を進めていく。

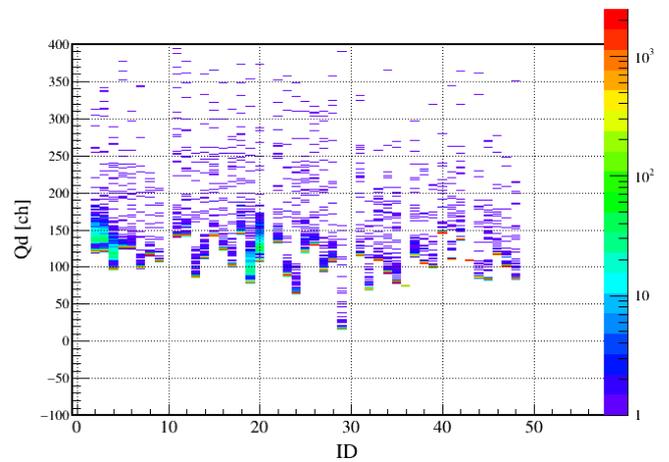
5.2 ペDESTAL

QDC は入力されたアナログ信号を積分しデジタル値に変換するモジュールである。トリガーによって生成されたゲート信号を QDC に入力し、このゲート幅中に含まれるアナログ信号を積分した値を返す。本来入力信号がない場合には出力は 0 になるはずであるが、実際には QDC の GND レベルと入力信号の GND レベルが一致しないことによって、入力信号がない場合でも一定の出力が発生してしまう。この値をペDESTAL と呼ぶ。

QDC のスレッシュホールドを 0 ch に設定して QDC にゲート信号のみを入力することによって、ペDESTAL を取得することができる。ペDESTAL の分布を図 5.5 に示す。各チャンネルごとのペDESTAL の分布をガウシアンでフィットすることによってペDESTAL の値を得た。このペDESTAL の値を差し引くことでエネルギーの原点をそろえた (図 5.6)。



(a) 各 ID の”u”側の出力 (Q_u)



(b) 各 ID の”d”側の出力 (Q_d)

図 5.5 ペDESTAL 補正前

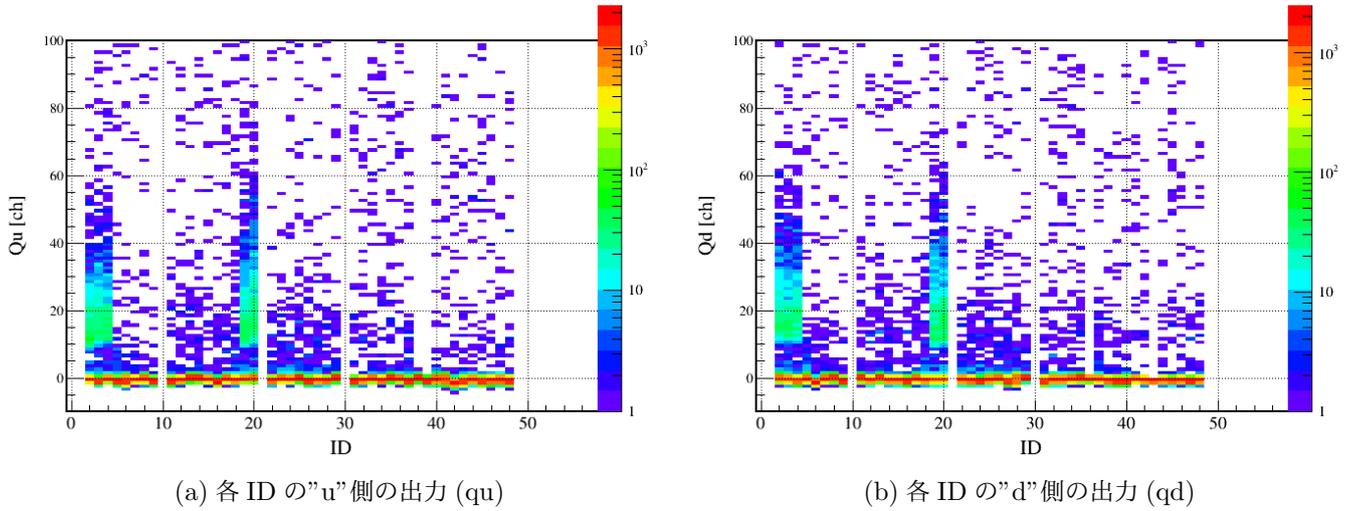


図 5.6 ベDESTAL補正後

5.3 中性子ビームに対する時間分解能

44m セットアップにおける ID6-16 間の時間差の分解能から、HIME の中性子ビームに対する時間分解能を求める。

5.3.1 スルー補正

時間情報の発光量依存性をスルーと呼ぶ。これは、シグナルの発生時間が同じであった場合でも発光量によってディスクリミネータのスレッシュホールドを超えるタイミングが異なることに起因する (図 5.7)。スルーは時間分解能を悪化させる原因となるので補正を行う。

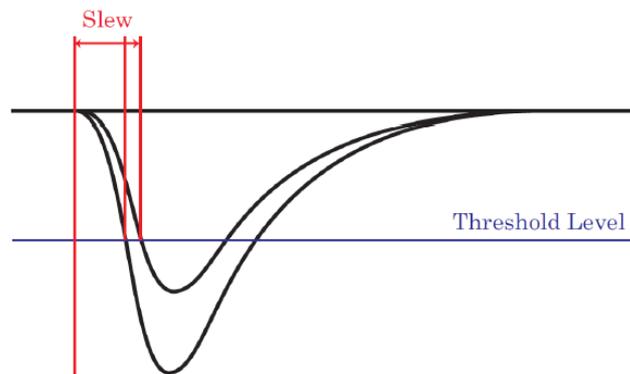


図 5.7 スルーの原因。時間情報が等しくても、発光量が小さいとスレッシュホールドを超える時間が遅くなり、信号の時間情報が遅くなる。

真の時間を T 、測定時間を T' 、スルーによって遅れる時間を T_{slew} とする。シグナルの立ち上がりを 2 次の関数であるとすると

$$T_{slew} = \frac{2a}{\sqrt{Q}} + b \quad (5.3.3)$$

$$T' = T + T_{slew} \quad (5.3.4)$$

となる。ID6-16 間の時間差におけるスルーの影響を考えると

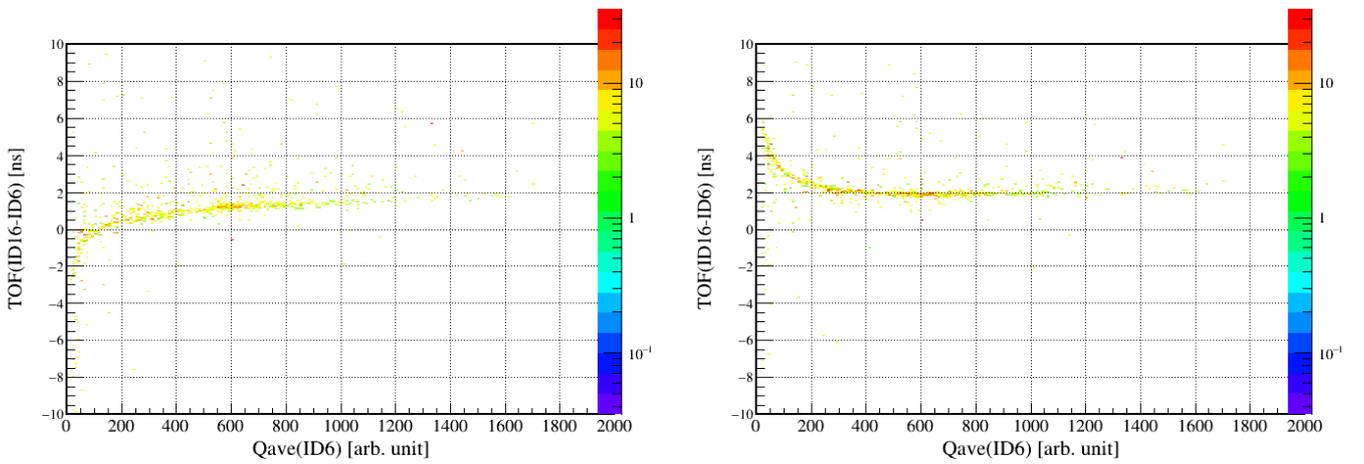
$$TOF_{obs} = \frac{1}{2}(T'_{16u} + T'_{16d}) - \frac{1}{2}(T'_{6u} + T'_{6d}) \quad (5.3.5)$$

$$= \frac{1}{2} \left(T_{16u} + \frac{2a_{16u}}{\sqrt{Q_{16u}}} + b_{16u} + T_{16u} + \frac{2a_{16d}}{\sqrt{Q_{16d}}} + b_{16d} \right) - \frac{1}{2} \left(T_{6u} + \frac{2a_{6u}}{\sqrt{Q_{6u}}} + b_{6u} + T_{6u} + \frac{2a_{6d}}{\sqrt{Q_{6d}}} + b_{6d} \right) \quad (5.3.6)$$

$$= TOF_{true} + \frac{a_{16u}}{\sqrt{Q_{16u}}} + \frac{a_{16d}}{\sqrt{Q_{16d}}} - \frac{a_{6u}}{\sqrt{Q_{6u}}} - \frac{a_{6d}}{\sqrt{Q_{6d}}} + c \quad (5.3.7)$$

となるため各 PMT についてスルーパラメータ a を導入し、個別に補正していく。

スルー補正前の ID6-16 間の時間差と ID6 の発光量 Q_{ave} の分布は図 5.8 の (a) のようになっており、スルーの効果が大きいことが分かる。そのため各 PMT についてスルーパラメータ a の導入を行うと図 5.8 の (b) のようになる。おおよそ補正できているが、まだスルーの効果が残っている。



(a) スルー補正前の ID6-16 間の時間差と ID6 の Q_{ave} の分布 (b) スルー補正後の ID6-16 間の時間差と ID6 の Q_{ave} の分布

図 5.8 スルー補正前後の ID6-16 間の時間差と ID6 の Q_{ave} の分布。発光量の大きい部分では補正できているが、発光量が小さい部分ではまだスルーの効果が残っている。

残ったスルーの効果を補正するためにスレッシュホールドを導入する。本来スレッシュホールドは全モジュールに対して等しい発光量となるべきであるが、今回は発光量の較正を行っていないためスレッシュホールドは一律で 300 ch に設定した。このスレッシュホールドを課すことによって ID6-16 間の時間差と ID6 の発光量 Q_{ave} の分布は図 5.9 のようになり、スルーの効果が補正できていることが分かる。

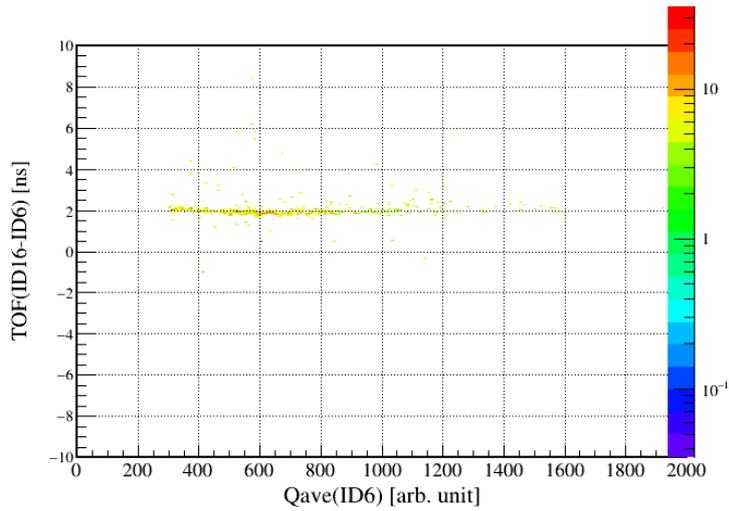


図 5.9 スレッシュホールド後の ID6-16 間の時間差と ID6 の Q_{ave} の分布。スルーの効果が補正されていることが分かる。

5.3.2 中性子ビームに対する時間分解能の評価

スルー補正後の ID6-16 間の時間差の分布は図 5.10 のようになっている。この時の時間差の分解能は 95.4(25) ps となっている。

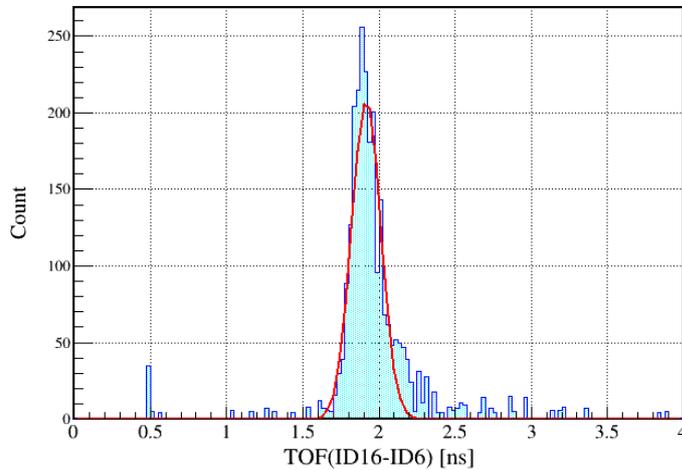


図 5.10 ID6-16 間の時間差。ガウシアンによってフィットすると $\sigma_{TOF} = 95.4(25)$ ps となっている。

ID6-16 間の飛行時間分解能と ID6-16 の時間分解能の間には式 5.3.8 のような関係式がある。

$$\sigma_{TOF} = \sqrt{\sigma_{ID6}^2 + \sigma_{ID16}^2} \quad (5.3.8)$$

ここで ID6,16 の時間分解能およびその誤差が等しいと仮定すると

$$\sigma_{ID6} = \sigma_{ID16} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{TOF} = 67.4(17) \text{ ps} \quad (5.3.9)$$

となる。

先行研究 [20] において、HIME の時間分解能が 100 ps であるという仮定でシミュレーションが行われており、時間分解能が 100 ps であれば ^{26}O における角相関に対する 3 つのモデルを識別可能であるとされている。今回の測定の結果、67.4(17) ps という値が得られたため角相関の 3 つのモデルを識別可能であり、HIME を用いることでダイニュートロン相関の探索実験が可能であると考えられる。

5.4 各モジュールごとの時間分解能

前節においては全モジュールの時間分解能が等しいという仮定をし、ID6-16 間の時間差の分解能から HIME の時間分解能を求めた。しかし実際には各モジュールごとに時間分解能にばらつきがあると考えられるので、各モジュールごとに時間分解能を求めることが望ましい。各モジュールごとの時間分解能の求め方としては次のようなものが考えられる。

「ID6・ID11・ID26」の 3 本によるコインシデンスを取り、ID6-11 間・ID11-26 間の時間差の分解能を求める。同様にして「ID6・ID12・ID26」のコインシデンス、「ID6・ID13・ID26」のコインシデンス、のように取っていくことで各時間差の分解能を求めていく。その結果 12 モジュール (ID5 と ID25 および 2 層目に配置されている 10 モジュール) に対し 20 本の経路の時間差の分解能が求まるため、2 層目に配置されている各モジュールの分解能を求めることができる。同様の手法によって 3,4 層目に配置されている各モジュールの分解能を求めることができる (図 5.12)。

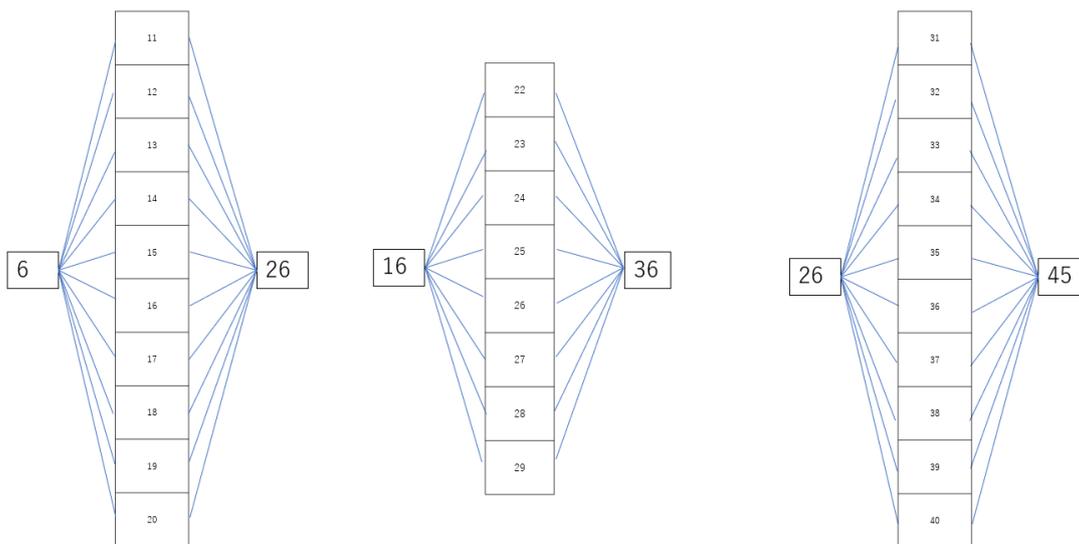


図 5.11 各モジュールごとの時間分解能の導出 (2,3,4 層目)。図中に線で示した経路の時間差の分解能から、2,3,4 層目の各モジュールの時間分解能を導出することができる。

その後「ID2・ID16・ID22」のコインシデンス、「ID3・ID16・ID23」のコインシデンス、のようにして 1,5 層目に配置されている各モジュールの分解能を求めることができる (図 5.12)。

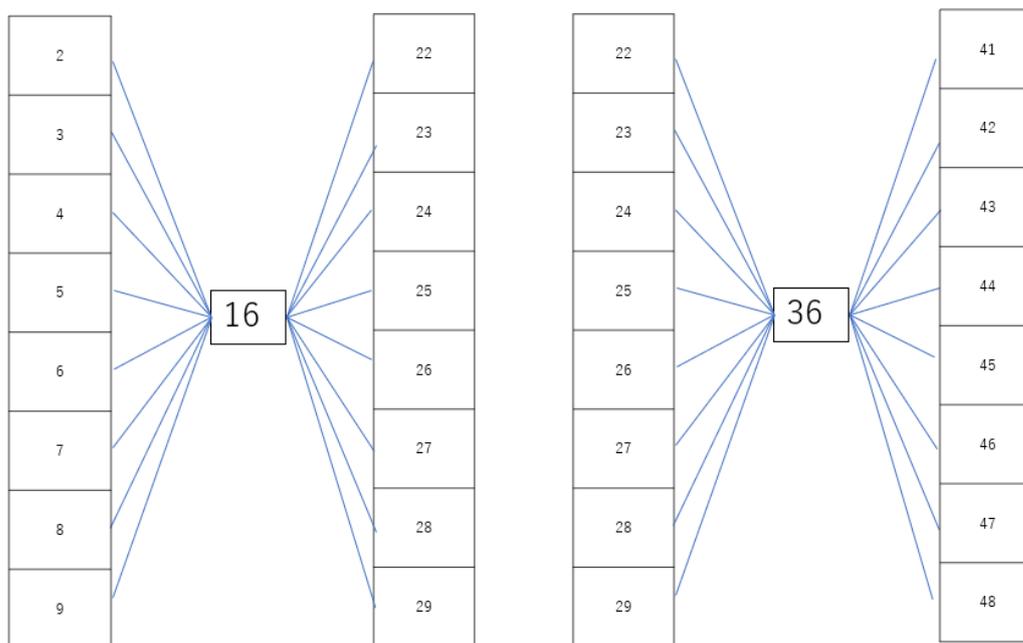


図 5.12 各モジュールごとの時間分解能の導出 (1,5 層目)。図中に線で示した経路の時間差の分解能および先ほど導出した 3 層目の各モジュールの時間分解能から、1,5 層目の各モジュールの時間分解能を導出することができる。

第 6 章

まとめ・今後の展望

6.1 まとめ

本研究においてはライトガイドの有無における HIME の宇宙線に対する時間分解能、および中性子ビームに対する時間分解能を評価した。

ライトガイドの有無における HIME の宇宙線に対する時間分解能に関しては、ライトガイドを用いないモジュール・ライトガイド「N549」を用いたモジュール・ライトガイド「N549」を用いたモジュールの 3 モジュールの比較を行った。ライトガイド「N549」を用いたモジュールでもライトガイドを用いないモジュールと有意な差の無い時間分解能を得ることができたため、構造上の安定性からライトガイド「N549」の使用を決定した。

このライトガイド「N549」を装備した HIME において、中性子ビームに対する時間分解能の導出を行った。全モジュールの時間分解能が等しいと仮定した場合には 67.4(17) ps という時間分解能を得た。これは ^{26}O における角相関に対する 3 つのモデルの識別に十分な時間分解能である。この結果から、HIME を用いることでダイニュートロン相関の探索実験が可能であると考えられる。

6.2 今後の展望

本研究において中性子ビームに対する時間分解能の導出の際に a/\sqrt{Q} 型の関数によってスルー補正を行ったが、 a/\sqrt{Q} 型の関数が最適の関数であるという保証はなく、より良い関数形の導出及びその関数形によるスルー補正を行うことが望まれる。また今回は発光量の単位較正を行っていないことからスレッシュホールドを全モジュール一律に 300 ch に設定したが、宇宙線などによって発光量較正することによって、全モジュールに対し等しい発光量となるようなスレッシュホールドを設定することが望まれる。

本研究では全モジュールの時間分解能が等しいと仮定した場合の中性子に対する時間分解能を導出した。今後は各モジュールそれぞれにおける中性子ビームに対する時間分解能の導出を目指していく。さらに、中性子ビームに対する検出効率の導出および先行研究 [20] で求められた反跳陽子の飛跡解析の手法の検証を行っていく。

参考文献

- [1] A. B. Migdal *et al.*, *Sov.J.Nucl.Phys.***16**, 238 (1973)
- [2] M. Matsuo *et al.*, *Phys.Rev.C***73**, 044309 (2006)
- [3] H.Esbensen *et al.*, *Nucl.Phys.A***542**, 310 (1992)
- [4] T. Nakamura *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***96**, 252502 (2006)
- [5] Y. Kikuchi *et al.*, *Phys.Rev.C***87**, 034606 (2013)
- [6] G. Potel *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***105**, 172502 (2010)
- [7] K. Hagino *et al.*, *Phys.Rev.C***80**, 031301 (2009)
- [8] J. Dobaczewski *et al.*, *Prog.Part.Nucl.Phys.***59**, 432 (2007)
- [9] Y. kondo *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***116**, 102503 (2016)
- [10] C. Gaulard *et al.*, *Nucl.Phys.A*, **826**, 1-23 (2009)
- [11] Z. Kohley *et al.*, *Phys.Rev.C*, **87**, 011304 (2013)
- [12] A. Spyrou *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***108**, 102501 (2012)
- [13] Z. Kohley *et al.*, *Phys.Rev.C*, **91**, 034323 (2015)
- [14] K. Hagino, H. Sagawa, *Phys.Rev.C*, **89**, 014331 (2014)
- [15] K. Hagino, H. Sagawa, *Phys.Rev.C*, **93**, 034330 (2016)
- [16] 田中隆己, 修士論文, 東京工業大学 (2013)
- [17] 田中隆己, 卒業論文, 東京工業大学 (2011)
- [18] MoNA Collaboration.
<http://www.cord.edu/dept/physics/mona/index.html>
- [19] ELJEN Technology, EJ-200 の諸元表 <http://www.ggg-tech.co.jp/marker/eljen/ej200.html>
- [20] 斎藤敦美, 修士論文, 東京工業大学 (2017)
- [21] Hadron Universal Logic module 仕様書 兼 ユーザーガイド
<http://openit.kek.jp/project/HUL/public/hul/userguide>
- [22] 中嶋丈嘉, 卒業論文, 東京工業大学 (2013)
- [23] A. Schiller *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 112501 (2007)
- [24] E. Lunderberg *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***108**, 142503 (2012)
- [25] 三菱ケミカル アクリライト ラインナップ
https://www.m-chemical.co.jp/acrylite/lineup/lineup_detail_03.html
- [26] ELJEN TECHNOLOGY 社 EJ200 データシート
<http://fcomp.ist.utl.pt/LRC.web/equipamento/EJ200-datasheet.pdf>
- [27] T. N. Taddeucci *et al.*, *Phys.Rev.C*, **41**, 6 (1990)

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導と助言をいただきました。指導教官である中村隆司教授には、専門的な物理の内容だけでなく文章の書き方や発表の方法といった様々な点でご指導いただきました。助教の近藤洋介氏には解析および本論文執筆の両面において私の質問に答えていただきました。研究員である武内聡氏には狭い視野で悩んでいる私に別の観点からの助言をいただきました。中村研究室の齊藤敦美氏、安田昌弘氏には本研究を引っ張っていただいただけでなく私に疑問点が浮かんだ際には一緒に解決してくださいました。また同じく中村研究室の Katlin cook 氏、斗米貴人氏、山田啓貴氏、松本真由子氏、藤井勇紀氏、栗原篤氏、三木晴瑠氏、島田哲朗氏、吉留勇起氏、李慧智氏には物理以外の面においても様々な面から私を支えていただきました。

また RCNP での実験においては RCNP の青井考氏、嶋達志氏、小林信之氏、王恵仁氏、および理化学研究所の磯部忠昭氏に協力していただき実験の進行を助けていただきました。

最後に研究生生活を精神的に支えていただいた家族に心から感謝いたします。