

修士学位論文

ハイパーカミオカンデ長基線ニュートリノ振動実験における
中間水チェレンコフ検出器の揺動防止用
水圧ジャッキの性能とニュートリノ相互作用による
パイルアップ事象の識別方法に関する研究

令和8年2月6日

専攻名 物理学専攻

学籍番号 244S123S

氏名 和田伸一郎

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

目次

第 1 章	物理背景	1
1.1	素粒子標準模型	1
1.2	ニュートリノ	2
1.3	CP 対称性の破れ	3
第 2 章	ハイパーカミオカンデ実験	5
2.1	概要・目的	5
2.2	検出原理	5
2.3	ハイパーカミオカンデにおける長基線ニュートリノ振動実験	6
2.4	J-PARC	6
2.5	中間距離水チェレンコフ検出器 (IWCD)	12
第 3 章	水圧ジャッキの性能調査実験	16
3.1	IWCD の上下機構とジャッキの役割	16
3.2	実験目標と概要	17
3.3	本研究のセットアップ	17
3.4	使用装置の紹介	20
3.5	本研究における水圧ジャッキの使用方法和水漏れについて	25
3.6	ダミー実験	30
3.7	空気中実験	32
3.8	水中実験	37
3.9	水中試験 (加圧)	41
3.10	まとめと今後の展望	44
第 4 章	パイルアップ識別試験	45
4.1	IWCD における実験背景と本研究の目標	46
4.2	WCSim	47
4.3	ミューオンの生成方法と事象選別	48
4.4	Grid search を用いた Vertex 再構成手法	56
4.5	peak search	58
4.6	Vertex search の精度と PMT Charge threshold の決定	60
4.7	識別研究	62
4.8	ミューオン運動量固定による識別	62
4.9	ミューオン運動量変動による識別	71
4.10	まとめと今後の展望	79
第 5 章	まとめと今後の展望	80

第 6 章	謝辞	82
付録 A	Peak Search の条件を変更した場合の識別率の変化	84
A.1	Peak search の方法と新たな閾値について	85
A.2	Cut 条件変化による識別率の変化	86
A.3	考察と今後の方針	87
参考文献		88

概要

CP 対称性の破れを証明するためにハイパーカミオカンデにおける長基線ニュートリノ振動実験で設置予定の中間距離水チェレンコフ検出器 (IWCD) に関する研究を行った。IWCD は直径約 7m、高さ約 8m の検出器で約 50m の立坑内に入れた水の上に浮かせ、それを注排水することで上下する仕組みを持つ。それによる検出器の揺れを防止するために使用予定の水圧ジャッキの水中での性能を調べた。その結果、1 日当たり -0.0782 ± 0.0003 MPa 低下する結果が得られ、基準値である 7MPa まで 26 日で低下することが分かった。

また、IWCD の解析課題として、ニュートリノが短い時間で 2 つ反応を起こし、それぞれに由来する信号が重なり合って検出されるパイルアップ事象が発生してしまうことがある。これは、水チェレンコフ検出器をビーム生成点の近くで設置したことにより生じた新たな問題である。これに対して、PMT が検出した信号を解析し、それがいくつのニュートリノ反応によるものかの識別手法を考えた。ミューオンの運動量並びに生成位置による Cut により、識別率がどう変化するかを調べた結果、運動量が 400MeV 以上・壁に到達するまでの移動距離が 400cm 以上であるミューオンに対しては 1mu 事象に対する 1mu 識別率が $91.5 \pm 1.1\%$ 、2mu 事象 (パイルアップ) に対する 2mu 識別率が $79.5 \pm 6.3\%$ という結果を得られた。一方で、検出効率はこの Cut をかける前と比べて 1mu 検出効率は $21.0 \pm 0.4\%$ 、2mu 検出効率は $5.0 \pm 0.3\%$ と低いものとなった。

第 1 章

物理背景

1.1 素粒子標準模型

自然界には重力相互作用、電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用の 4 つの相互作用が存在する。標準理論では重力相互作用を除いた 3 つを記述しており、図 1.1 に示すように、12 種の物質を構成するフェルミオンと、4 種の相互作用を媒介するゲージ粒子、そして質量の起源であるヒッグス粒子の計 17 種で標準模型は構成されている。フェルミオンは強い相互作用が働くクォークと働かないレプトンに区別される。そしてアップクォークとダウンクォークのような 2 種類のクォークと、電子と電子ニュートリノのような 2 種類のレプトンごとに世代が分かれており、電荷は等しいが質量が異なる 3 つの世代が存在している。標準模型は多くの素粒子実験の結果を説明できるが、ニュートリノに質量があることなど標準模型では説明ができない事象も近年確認されている。



図 1.1: 素粒子標準模型 [1]

1.2 ニュートリノ

ニュートリノとは電荷を持たず質量も非常に小さい粒子で、重力相互作用を除くと弱い相互作用を介してのみ物質と反応する（以降はこの弱い相互作用での反応のみ考えていく）。それにより、物質との反応断面積が非常に小さく、検出が困難な粒子である。現在確認されているのは電子ニュートリノ・ミューニュートリノ・タウニュートリノの3世代（フレーバー）であり、それぞれのペアとして電子・ミュー粒子・タウ粒子がある。

1.2.1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、ニュートリノが空間を伝播中にフレーバーが変化することを意味する。

ここでは真空中のニュートリノ振動について考えていく。フレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) は質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) を用いて以下のように表される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{n=1} U_{\alpha n} |\nu_n\rangle \quad (1.1)$$

ここで、U は Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata 行列と呼ばれる 3×3 のユニタリ行列である [2]。

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{cp}} \\ 0 & 1 & s_{23} \\ -s_{13}e^{-i\delta_{cp}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{cp}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{cp}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{cp}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{cp}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{cp}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

$c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ 、 θ_{ij} は固有状態の混合角、 δ_{cp} は CP 位相である。

ニュートリノ振動は、生成点から観測点まで伝播する際に質量固有状態が時間発展をすることで生じる。標準模型ではニュートリノは質量を持っていないと考えられていたが、1998年にスーパーカミオカンデにて地球の上方と下方から来る ν_μ の観測数が異なることからニュートリノ振動が証明されたことで、ニュートリノに質量があることも同時に証明された。

1.2.2 ニュートリノの質量

先述したニュートリノ振動はニュートリノが質量を持つことの証明になったのだが、その質量はまだ不明な点がある。

ニュートリノ振動は世代間のニュートリノの質量差 Δm^2 に依存するため、質量の絶対値及び3世代のニュートリノの質量の順番（質量階層性問題）はまだ解決されていない。 $\Delta m_{32} > 0$ の場合は Normal Ordering、 $\Delta m_{32} < 0$ の場合は Inverted Ordering という。[3]

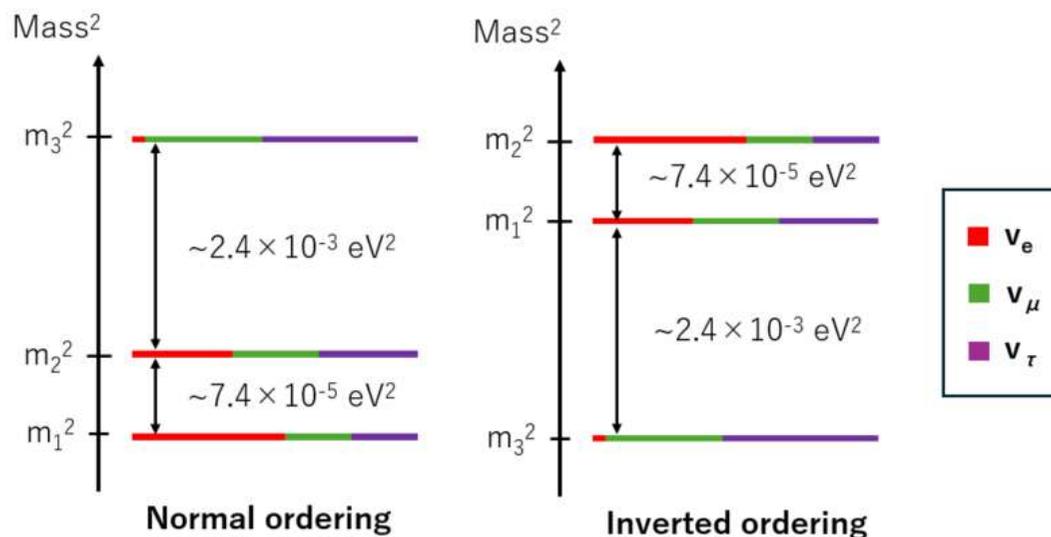


図 1.2: 質量階層性問題

1.2.3 ニュートリノ相互作用

ニュートリノが起こす弱い相互作用には W^\pm ボソンを介した荷電カレント (CC) 反応、 Z^0 ボソンを介した中性カレント (NC) 反応がある。CC 反応の場合は反応したニュートリノの世代に対応した荷電粒子が生成するが、NC 反応の場合は反応した標的にニュートリノがエネルギーの一部を受け渡すに留まるため、荷電粒子を測定したところで反応したニュートリノの世代を特定することは出来ない。以下に具体的な反応例を示す。

- 荷電カレント反応
 - 準弾性散乱 $\nu_l + n \rightarrow l + p$
 $\bar{\nu}_l + p \rightarrow \bar{l} + n$
 - 深非弾性散乱 $\nu + N \rightarrow lepton + N' + hadrons$
 - single-pion 生成 $\nu + N \rightarrow lepton + N' + \pi$
 - multi-pion 生成 $\nu + N \rightarrow lepton + N' + m\pi$
- 中性カレント反応
 - 準弾性散乱 $\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N'$
 - 深非弾性散乱 $\nu + N \rightarrow lepton + N' + hadrons$
 - single-pion 生成 $\nu + N \rightarrow lepton + N' + \pi$
 - multi-pion 生成 $\nu + N \rightarrow lepton + N' + m\pi$

ニュートリノエネルギーによって支配的な反応は異なるため、探索したい反応を効率よく調べられるように各実験ではそれぞれに適した事象識別を行っている。

1.3 CP 対称性の破れ

ニュートリノ分野において、注目されているのがこのレプトンにおける CP 対称性が破れているのではないか、という問題である。CP 対称性とは Charge の変換と Parity の変換を同時に行った前後での対称性である。Charge 変換は荷電共役変換とも称され、粒子と反粒子を入れ替える変換である。一方 Parity 変換は空間座標を反転させることである。そのため、CP 対称性とは粒子反粒子を入れ替え、空間座標を反転させたとしても物理現象が起こる確率が変わらないことを示す。この CP 対称性の破れはクォークにおいて既に発見されている。現在の宇宙は物質優勢である一方で初期宇宙は粒子と反粒子が同数存在していたことを考えると、CP 対称性が破れている必要があった。そして 1967 年に K 中間子における CP 対称性の破れを発見した。しかし、これだけでは

宇宙が粒子優勢であることの説明には不十分であったため、新たにレプトンにおける CP 対称性の破れを発見することが目標となり、その中でニュートリノがターゲットとなった。

式 1.3 の PMNS 行列において、 δ_{cp} は CP 位相であり、これが CP 対称性がどれほど破られているかの大きさを表す。 δ_{cp} は $-180^\circ \sim 180^\circ$ の値を持ち、 $\delta_{cp} = 0, \pm 180^\circ$ の場合は CP 対称性が破れられていない。後述するニュートリノ振動実験では、 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ であるかどうかを調べ、これが成り立たないとき、CP 対称性の破れが証明される。

第2章

ハイパーカミオカンデ実験

この章では、大型水チェレンコフ検出器ハイパーカミオカンデに関する実験概要を説明し、その建設に合わせて現在建設中のニュートリノに関する未解決問題 (CP 対称性の破れ・質量階層など) の解明に役立つことが期待される中間距離水チェレンコフ検出器 (IWCD, Intermediate Water Cherenkov Detector) について説明する。

2.1 概要・目的

ハイパーカミオカンデ (HK) は 2027 年から運用開始予定の検出器であり、スーパーカミオカンデ (SK) の後継機である。HK は J-PARC から 295km 下流の岐阜県飛騨市神岡町二十五山の栢洞鉱山内に位置し、地表からタンク上面までの岩盤の厚さは約 600 m にある水チェレンコフ検出器である。直径 68m、高さ 71m の大きさを持ち、直径 39m、高さ 41m の大きさである SK の約 8 倍の有効体積を持つ。それに応じて光電子増倍管も約 27,200 本 (内水槽側 20,000 本、外水槽側 7,200 本) 設置予定であり、SK の約 13,000 本 (内壁 11,129 本、外壁 1,885 本) よりも大幅に増量している。使用する PMT も、直径 50cmPMT と 3 インチ PMT を 19 本重ねた multi-PMT(後述) を使用予定である。このハイパーカミオカンデ実験では、陽子崩壊の探索や、ニュートリノ振動パラメータの精密測定による CP 対称性の破れの証明、超新星背景ニュートリノの観測など様々な目的を持っている。

2.2 検出原理

ニュートリノが水分子中の原子核や電子と相互作用することで荷電粒子を生成し、その粒子が水中の光速 ($\frac{c}{n} \approx 2.2 \times 10^8$ m/s, c は光速, n は水の屈折率 ($n_{\text{水}} \approx 1.33$)) を超えることで発生するチェレンコフ光を PMT を用いて検出することでニュートリノの測定を行っている。このチェレンコフ光は粒子が水中の光速を超えている間は円錐状に放出し続けており、その放射角 θ と速さ β の関係は以下の式で表される。

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.1)$$

そして、荷電粒子のエネルギーが十分高いとき、放射角は θ_c は $\theta_c \approx 42^\circ$ となる。このチェレンコフ光を放出する粒子のエネルギー閾値 E_{thr} は以下の式で表される。

$$E_{thr} = mc^2 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{-1/2} \quad (2.2)$$

また、J-PARC からのビーム由来のニュートリノの他にも大気ニュートリノなどビーム以外に由来するニュートリノも当然存在するため、GPS を用いてタイミングを同期することでビーム由来のみを取得する方法が行われている。

チェレンコフリングによる粒子識別

後置検出器では荷電粒子の識別方法としてチェレンコフリングの輪郭を用いている。電子由来の場合は電磁シャワーを発生させるため、ミューオン由来のリングよりも輪郭はぼやけたものになる。これを用いることで図 2.1 のように 99% 以上の精度で識別を可能にしている。ただし、水チェレンコフ検出器のため、WAGASCI のような磁場を発生させる機構はないことから電荷の正負を調べたりすることは出来ないことから、ニュートリノの世代は分かっても粒子反粒子の識別は出来ない。

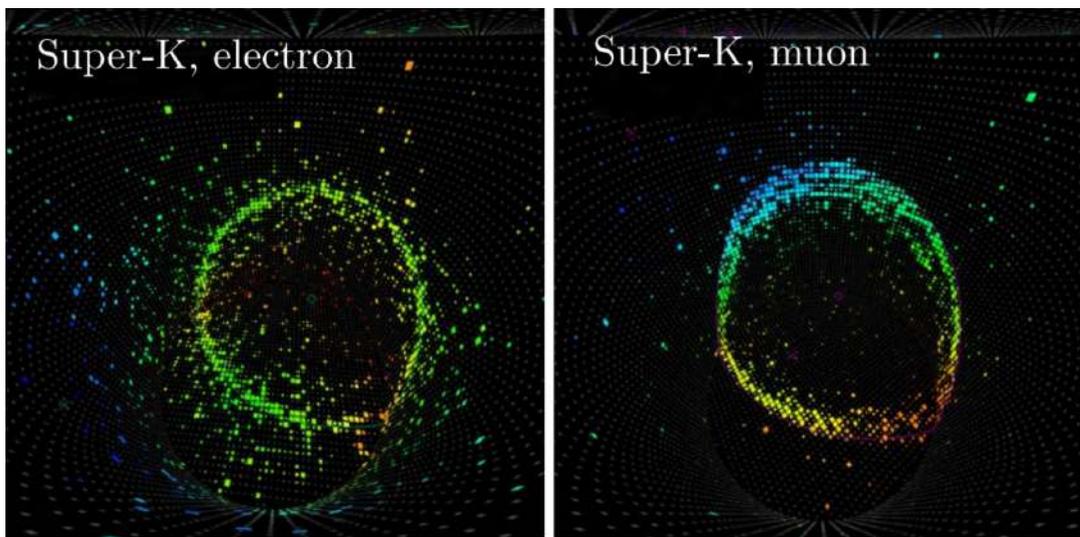


図 2.1: SK におけるミューオン由来と電子由来のチェレンコフリング [4]

2.3 ハイパーカミオカンデにおける長基線ニュートリノ振動実験

2.3.1 概要

T2K 実験は、茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan - Proton Accelerator Research Complex) から生成した (反) ミューニュートリノを生成点から 280m 離れた前置検出器及び 295km 離れた岐阜県神岡町にある後置検出器の SK 及び HK にて測定を行う長基線ニュートリノ振動実験である。主に $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ の消滅事象及び $\nu_e, \bar{\nu}_e$ の生成事象を測定しているため、PMNS 行列のパラメータにある $\theta_{13}, \theta_{23}, |\Delta m_{32}^2|, \delta_{CP}$ の精密測定が可能となり、レプトンにおける CP 対称性の破れや質量階層性問題の解決に繋がると考えられる。

2.4 J-PARC

J-PARC は主に 3 つの加速器によって構成される。まず、線形加速器 LINAC により H-イオンを 400MeV まで加速させる。次に RCS (Rapid Cycling Synchrotron) の入射部で電子を 2 つはぎとられ陽子に変換された後、3GeV まで加速させ、最後に MR (Main Ring synchrotron) にて 30GeV まで陽子を加速させる。図 2.2 にこれらの加速器の配置を示した。MR から出ている赤黒の矢印は、黒が On-axis を、赤が Off-axis を示している。この 2 本の成す角が 2.5° となる方向に HK が設置される予定である。

上記の過程で加速された陽子の塊は図 2.3 のような構成をしている。大きな塊をスピルと呼び、1 スピルに対して 8 つのバンチが存在する。バンチ間は 560ns、スピル間は 1.3s (これを繰り返し周期と称する) となるよう運転している。そして、加速された陽子を炭素標的 (グラファイト) に入射することでハドロン反応を起こし、荷電パイオンを生成する。荷電パイオンはその後、3 つの電磁ホーンにより運動方向を HK (SK) 方向から 2.5° ずらした向きにまとめられ、96m あるディケイボリュームにて以下の式のように崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \text{ or } \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.3)$$

反ニュートリノかニュートリノのどちらを集めるかは電磁ホーンの電流の向きを変えることで選択が可能になる。反ニュートリノかニュートリノのどちらを集めるかは電磁ホーンの電流の向きを変えることで選択が可能になる。[5][6][7]

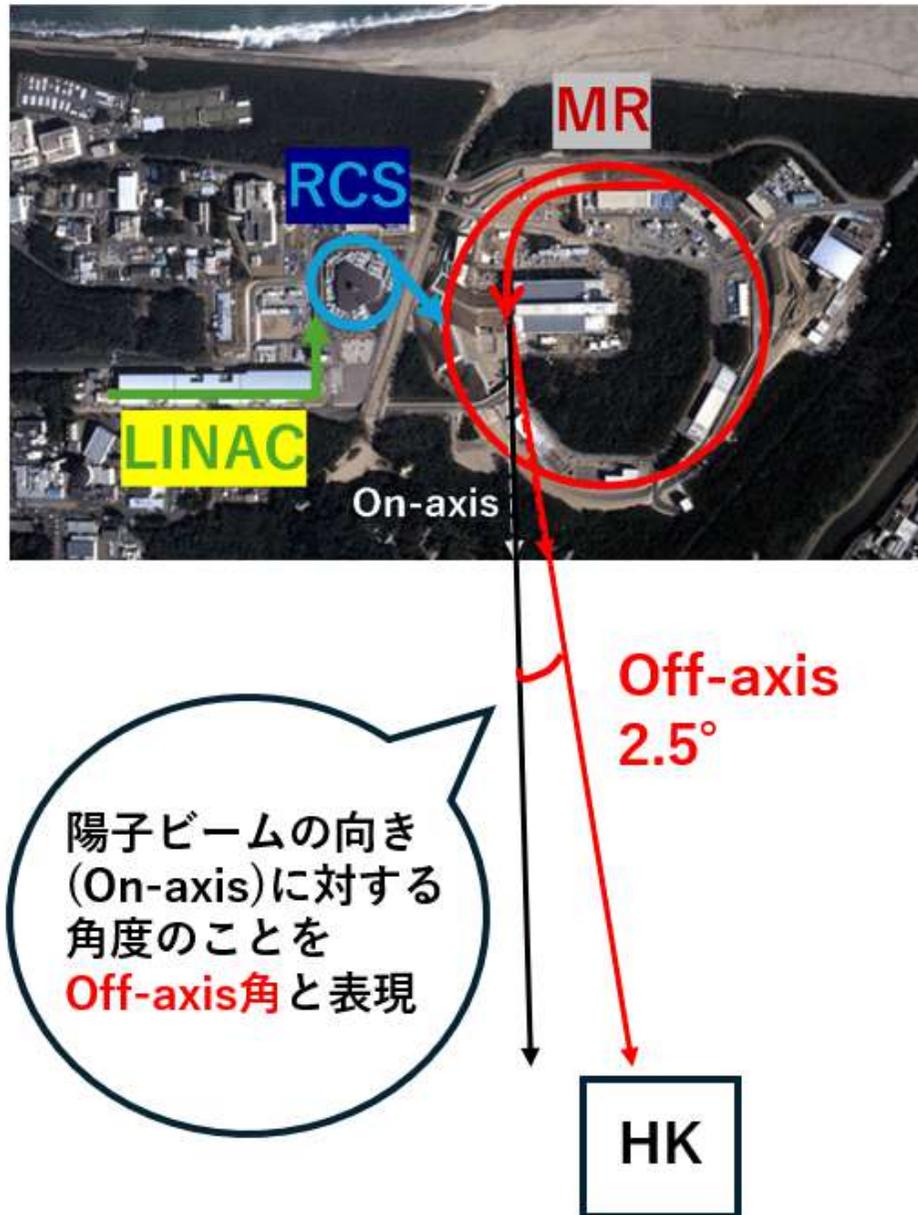


図 2.2: J-PARC の加速器の位置

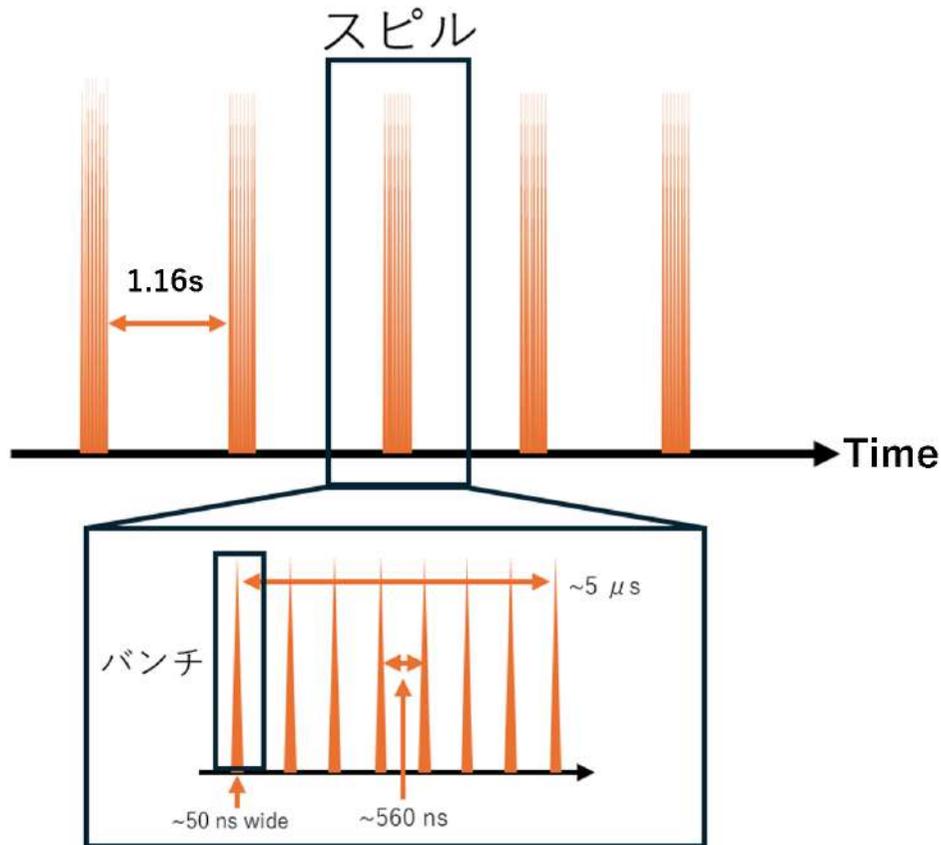


図 2.3: 陽子ビームの構成

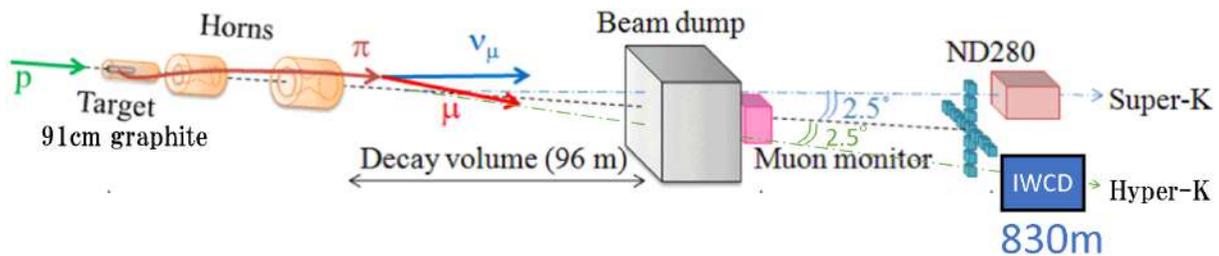


図 2.4: パイオン生成から HK までの流れ

2.4.1 陽子ビームパワー

人工的にニュートリノを作ること、ニュートリノ反応に関する統計データを多く集めることが可能となり、より新物理の探索が出来るメリットが T2K 実験にはある。この生成されるニュートリノの数に大きく関与しているのが陽子ビームパワーである。陽子ビームパワーは陽子の運動エネルギーと単位時間あたりに取り出される陽子数の積と定義されており、その歴史を示したものが図 2.5 となる。このビームパワーを高めるために重要な点は以下の 2 つである。

1. 一度に加速できる陽子の数（パルスあたりの陽子数）を増やす
2. 繰り返し周期を短くし、ビーム出射頻度を高くする

これにより、2021 年での繰り返し周期 2.48 秒でビームパワー 500kW であったのに対し、現在 (2026 年 2 月) は繰り返し周期 1.36 秒でビームパワー 900kW に到達している。なお、陽子数は $2.3 \times 10^{14} ppp$ (Proton Per Pulse) である。そして 2026 年内に繰り返し周期 1.16 秒、 $3.2 \times 10^{14} ppp$ により、ビームパワー 1.3MW の実現を目指している。

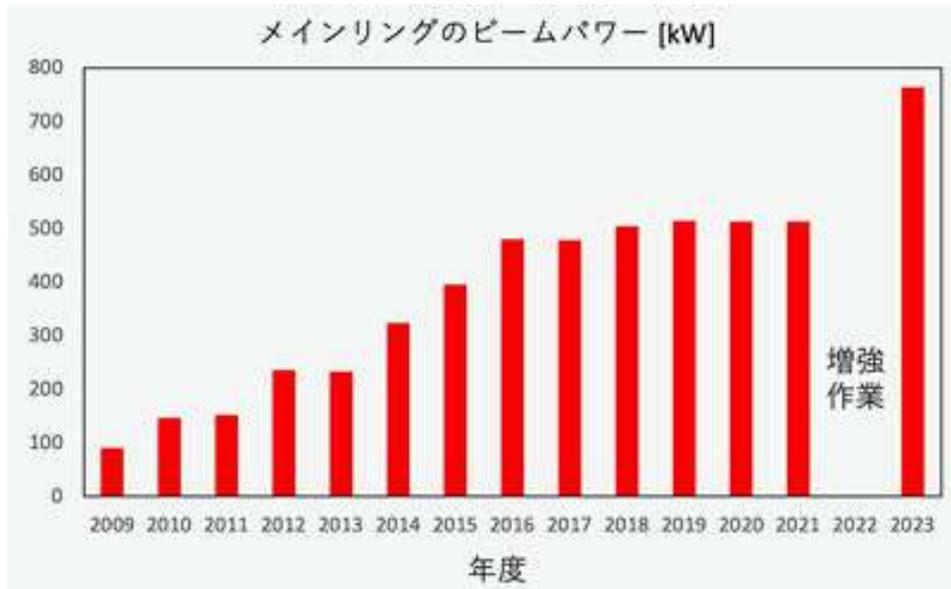


図 2.5: 陽子ビームパワーの歴史

2.4.2 Off-axis 法

先述したように、J-PARC から生成される陽子ビームは HK に向かって 2.5° 傾けて放出されているが、その理由はニュートリノのエネルギーピークの位置にある。ニュートリノの振動確率は以下の式のように表される。ここで、 $L=295\text{km}$ は固定であるため、SK(HK) にて高い確率で振動するエネルギーを持つニュートリノを多く含むようにしたい。そこで Off-axis 法を採用することで、図 2.7 のように HK(SK) にて振動確率の高いエネルギーにより細かいピークを持つようなエネルギー分布のビームを生成出来るようになった。このエネルギー分布は

$$E_\nu \approx \frac{0.43E_\pi}{1 + \gamma^2\theta^2} \quad (2.4)$$

で計算される。 E_ν, E_π はそれぞれニュートリノ・パイオンのエネルギー、 $\gamma = \frac{E_\pi}{m_\pi}$ (m_π はパイオンの質量)、 θ は Off-axis 角である。この式からニュートリノのエネルギーは θ が大きくなるにつれてパイオンのエネルギーに強く依存しなくなり、分布が狭くなる。 π 中間子は J-PARC にて、加速された陽子が炭素標的に衝突することで生成されるため、そのエネルギーは不安定性がある。そのため、ビーム方向に角度をつけることでニュートリノのビームエネルギー幅を狭め、より求めているエネルギーを持ったニュートリノが後置検出器に入射されるようにしたこの手法を Off-axis 法という。[8]

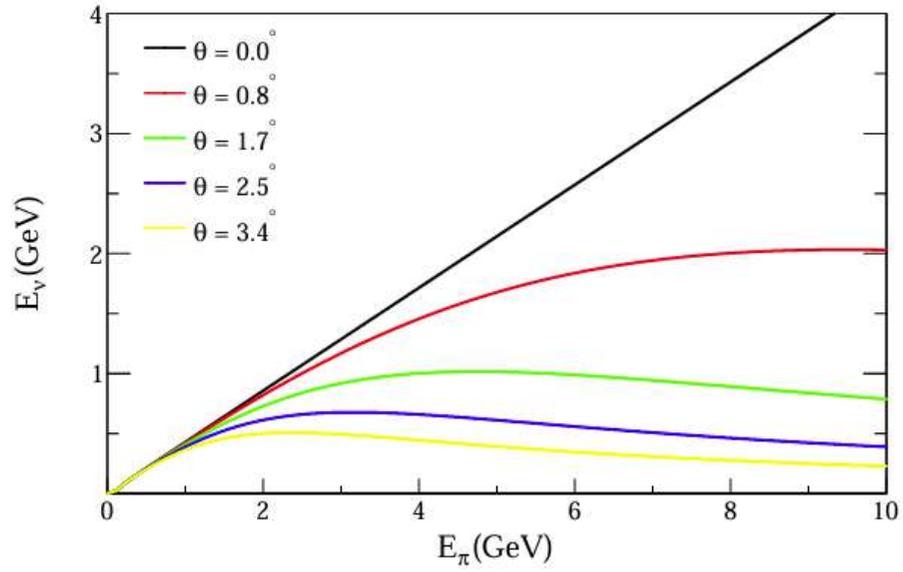


図 2.6: Off-axis 角によるパイオンとニュートリノのエネルギー分布の変化

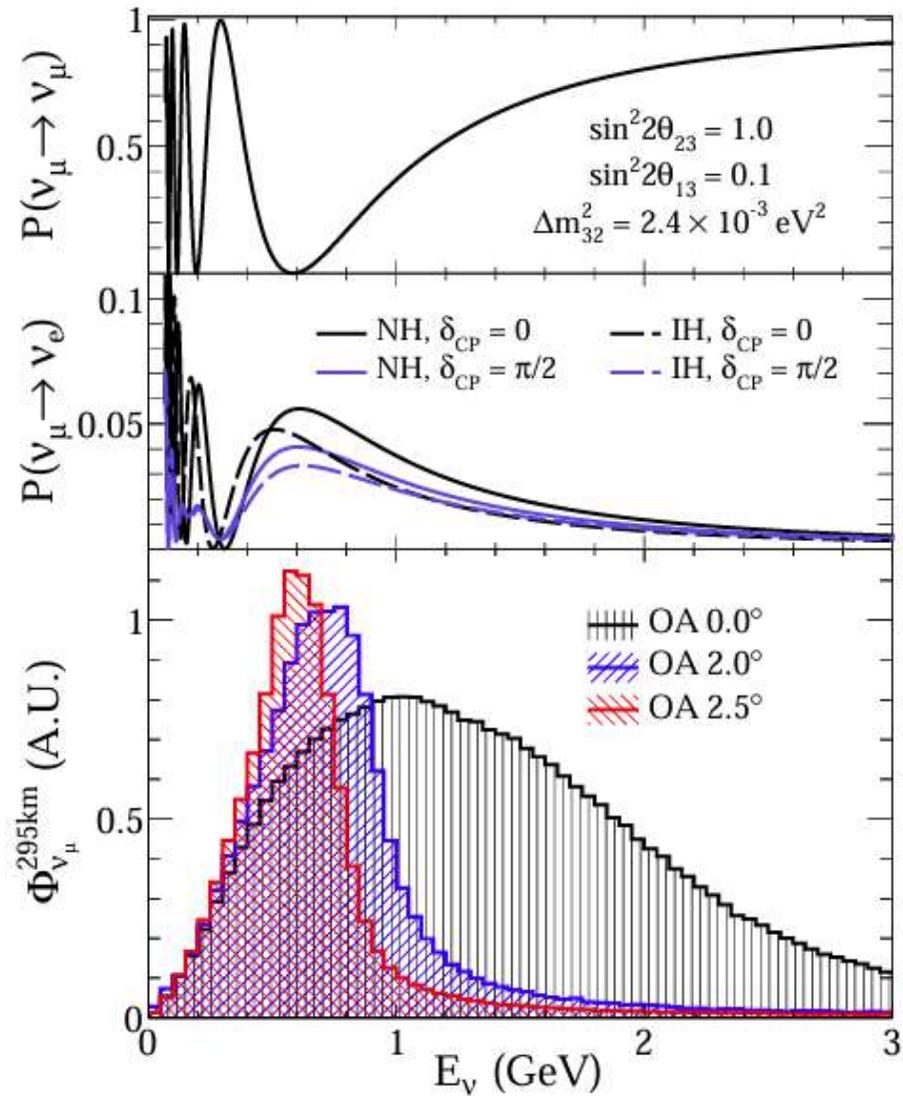


図 2.7: off-axis 角によるビームエネルギー分布の変化と振動確率 上図が ν_μ が振動しない確率、中央図が CP 対称性の破れと質量階層性の度合いを考慮した 295km 先における ν_μ から ν_e への振動確率、下図が off-axis 角によって変化するニュートリノのエネルギー分布を示している。これにより、off-axis 角が 2.5° のとき、 ν_μ が最も振動しやすくなることが分かる。

2.4.3 前置検出器

ニュートリノ振動を測定するには、HK(SK)にて振動後の(反)電子ニュートリノの測定をすることに加え、振動前のビームのエネルギー分布やニュートリノ反応断面積の測定を行う必要がある。そこで、T2K 実験ではビームの生成点から 280m の地点に前置検出器群を設置し、測定を行っている。以下では ND280、WAGASCI、INGRID の 3 つの検出器の説明を行う。

ND280

ビームの生成点から 280m、Off-axis 角が 2.5° に設置している前置検出器。2023 年にはアップグレードが行われ、ビーム上流に SuperFGD という $1\text{cm} \times 1\text{cm} \times 1\text{cm}$ のプラスチックシンチレータを詰め込んだ検出器を設置した。これは荷電粒子が通過することで発生するシンチレーション光を波長変換し、MPPC まで伝播させることで信号を読み取っており、これにより飛跡測定を 3 次元で行うことができる。またビーム下流には、ニュートリノの反応点を検出し、荷電粒子の飛跡を検出する FGD と、荷電粒子の運動量を測定する TPC が設置されている。また、Magnet Yoke には Side Muon Range Detector が含まれており、大角度に散乱したミューオンを測定できる役割を持っている(神戸大学担当)。

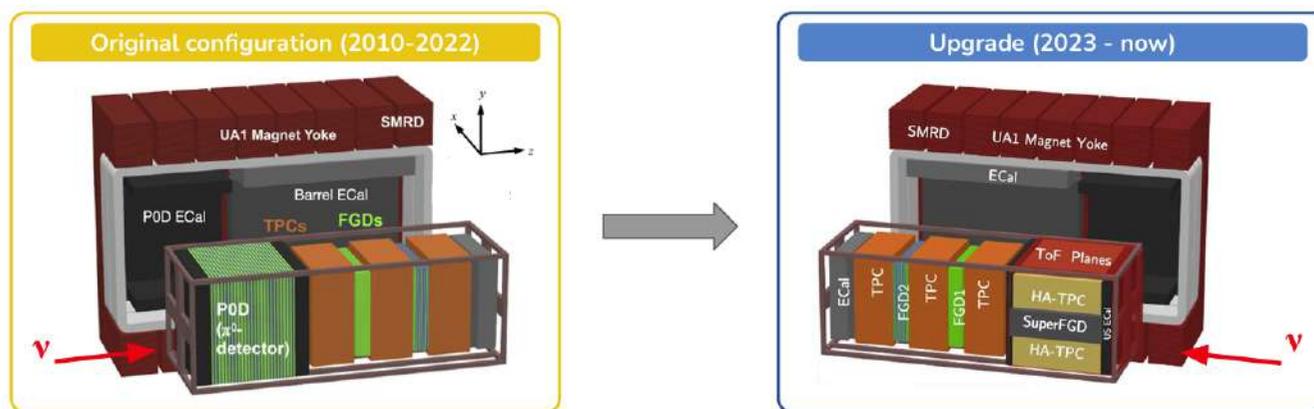


図 2.8: ND280 アップグレード前後の図 [9]

WAGASCI

WAGASCI は Off-axis 角 1.5° に設置された検出器で、WAGASCI、Muon Detector、Wall MRD、BabyMIND、(NINJA は今回説明を省略します) で構成されている。WAGASCI はプラスチックシンチレータを水に沈めており、これにより後置検出器と同じ target でニュートリノ反応断面積を測定することができ、SK (HK) での系統誤差削減のためのモデル改善などに役立つことが出来る。Proton Module はプラスチックシンチレータのみで構成されており、陽子の飛跡が可能であるためこの名がつけられた。Wall MRD はニュートリノ反応で生成し大角度に散乱したミューオンの運動量を測定する役割を持ち、鉄板とプラスチックシンチレータで構成されている。BabyMIND はプラスチックシンチレータと磁場を発生させる磁石モジュールを交互に積層した構造を持ち、磁場をかけることでその曲率と曲がる向きから荷電粒子の運動量と電荷が測定可能となる。

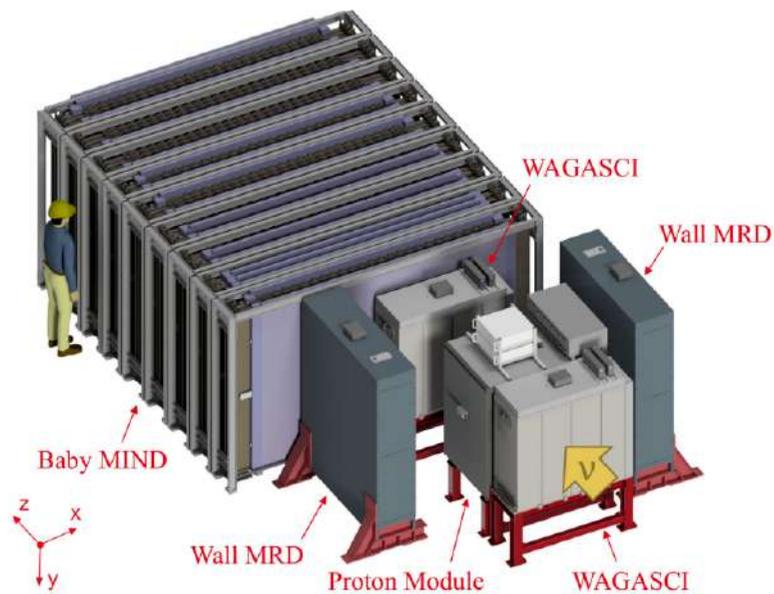


図 2.9: WAGASCI の全体図 [10]

INGRID

INGRID は鉄とプラスチックシンチレータが交互に積層された構造を持ち、鉄を使うことで先に紹介した前置検出器よりも多くニュートリノの反応を測定できる。On-axis に設置されたこの検出器はビーム方向に垂直になるよう縦に 7 台、横に 7 台の計 14 台の INGRID モジュールを十字型に配置した構造を持ち、1mrad 以内でビーム中心のズレを測定することが可能となっている。

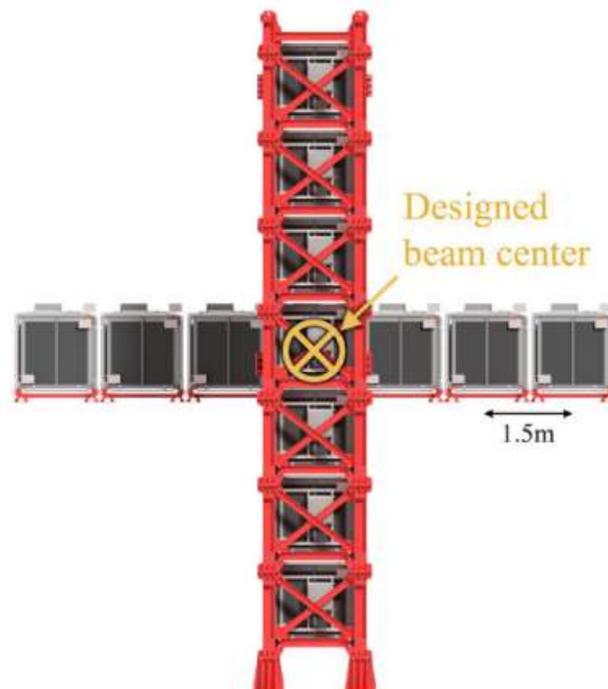


図 2.10: INGRID の全体図 [11]

2.5 中間距離水チェレンコフ検出器 (IWCD)

新たな検出器が HK 実験開始に合わせて現在建設中である。それが中間距離水チェレンコフ検出器 (IWCD) であり、前述した前置検出器群がビーム生成点から 280m、後置検出器 (SK, HK) が 295km 先に設置しているの

に対し、この検出器は約 830m 先に設置予定である (これが中間距離と称される理由である)。IWCD は内水槽と外水槽に分かれ、外水槽では宇宙線や、宇宙線やニュートリノが岩盤で相互作用して飛来する外部からのミュオンの検出を行う (図 2.12 参照)。この外水槽では 20 インチの PMT を 368 本使用予定であるが、本数はまだ検討中であり、削減することが出来ないか検討中である。また、内水槽は直径 7m、高さ 8m の円筒形を予定しており、外水槽の PMT とは異なるマルチ PMT (mPMT) を 368 本設置してチェレンコフ光の測定を行う (mPMT に関する説明は 2.5.2)。そして、IWCD は後置検出器と同じ水標的を使ってニュートリノ反応を測定する。

水標的を用いて測定することで、IWCD は後置検出器と同じ検出原理で反応断面積を測定できるため、原子核内での散乱確率やパイオンの検出効率などに依存せずに後置検出器での観測事象を予測できる。IWCD の主な測定対象は 2 つあり、1 つは電子ニュートリノ反応断面積の測定、もう 1 つはニュートリノ振動前のニュートリノビームエネルギー分布の測定である。

J-PARC から主に生成されるのはミューニュートリノであり、電子ニュートリノのフラックスはビーム成分の約 1% しかない。しかし、ビーム生成点から近い距離に位置している為、例え 1% であったとしても反応数自体は多くなる。電子ニュートリノとミューニュートリノは前述したように、チェレンコフリングから高精度で識別が可能である。

ここまで IWCD の特徴をまとめると、mPMT を用いて小型化した中間距離にある水チェレンコフ検出器である。もう一つ大きな特徴として、IWCD は 50m の立坑内に水を入れてその上に浮かべており、水を増減させることで検出器の位置を変えることが可能である。これにより、off-axis 角 1° から 4° までのニュートリノエネルギー分布を測定することが出来る。

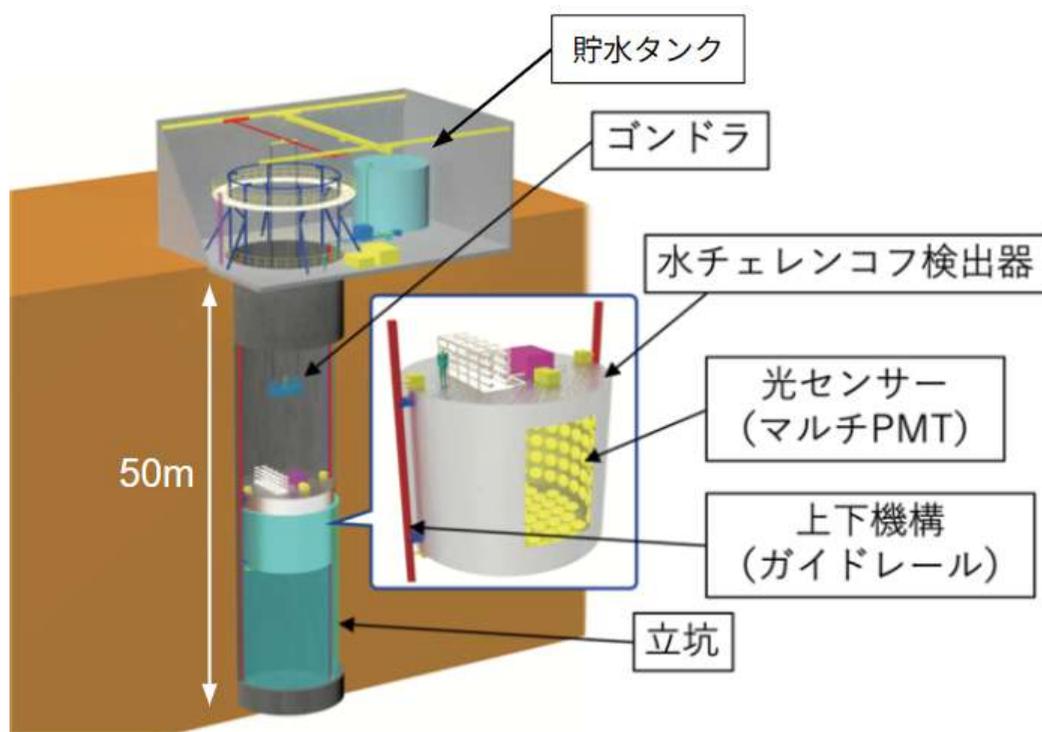


図 2.11: IWCD の概念図 [12]

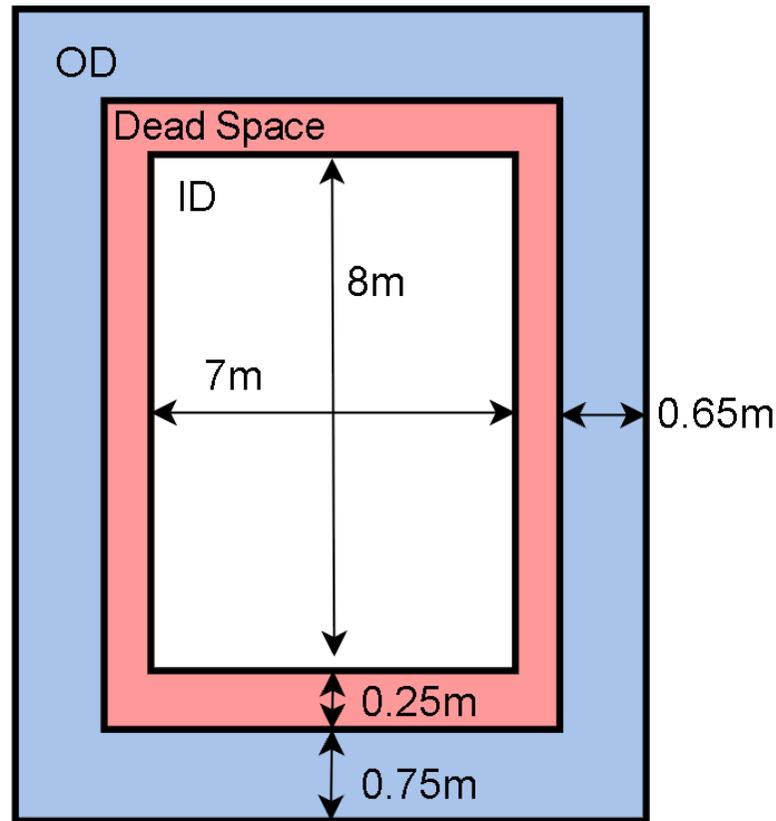


図 2.12: IWCD 検出器の大きさ

2.5.1 異なる off-axis 角の測定

前述したように、IWCD は立坑内を移動することで振動前のニュートリノビームのエネルギー分布を off-axis 角 $1-4^\circ$ まで連続的に測定することが可能である。HK および T2K 実験では荷電カレント準弾性散乱 (Charge Current Quasi Elastic) 反応 ($\nu_l + n \rightarrow l + p$) で生成されている荷電レプトンの運動量を測定することでニュートリノのエネルギーを算出している。この反応を選ぶのは、核子側から π などのハドロンが生成されてしまう反応だとニュートリノのエネルギーを持ち去ってしまうかつ、それらによって生成されるチェレンコフ光の全てを正しく再構成されることは困難であるからだ。そして、これらの CCQE 以外の反応を Non-QE と呼ぶことにし、CCQE で生成したニュートリノのエネルギー再構成のバックグラウンド事象となる。

これによって今までシミュレーションに頼っていた off-axis 角により変化するニュートリノエネルギー分布を測定出来るようになり、よりビームモデルの改善に役立つことが期待されている。

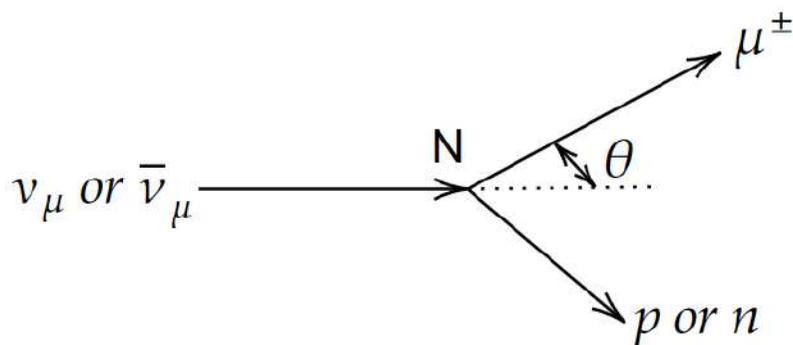


図 2.13: CCQE 反応

2.5.2 マルチ PMT

mPMT は 3 インチの PMT19 本を 1 ユニットにまとめた構造を持ち、これにより様々な角度から来るチェレンコフ光に対し高い検出効率を出すことで位置分解能を高めることができる。mPMT が IWCD に必要な理由として、検出器の大きさが関係している。後置検出器に比べて IWCD は小さく、荷電レプトンが移動できる領域が狭い。そのため、チェレンコフリングも小さいものになる為、チェレンコフリングの形状がより正確に検出できる性能が求められている。そのため、mPMT を使用すると、図 2.15 のようにチェレンコフリングの輪郭がより細かく検出でき、チェレンコフ光がミューオン由来か電子由来かの識別精度向上が期待されている。



図 2.14: mPMT

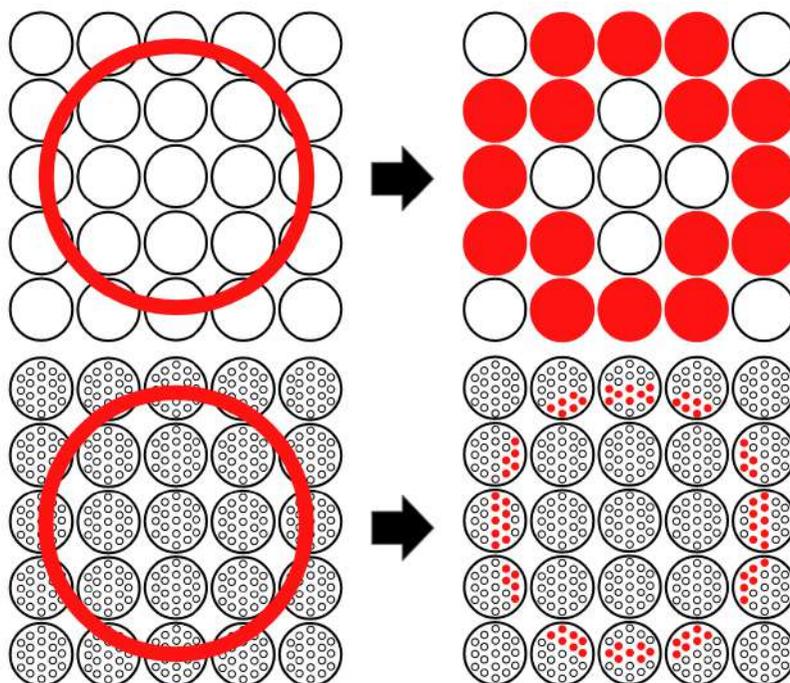


図 2.15: PMT と mPMT のチェレンコフリングの見え方の違い 上図は PMT、下図は mPMT による見え方、赤は光子を検出した PMT になる

第3章

水圧ジャッキの性能調査実験

中間距離水チェレンコフ検出器 (Intermediate Water Cherenkov Detector 以降 IWCD) の特徴として立坑内を上下する機構を持っている。水に IWCD を浮かせて、立坑内の水量を増減させることでその高さを変えることが可能となっている。これにより、今まで離散的にしか測れなかった Off-axis 角により変化する振動前のニュートリノビームのエネルギー分布を $1\text{-}4^\circ$ まで連続的に測定することが可能となる。しかし検出器を水に浮かせるだけでは検出器が揺れ、危険な状態となってしまう。そこで水圧ジャッキを用いて IWCD を地震などの揺れから守り、安定させる。今回はその水圧ジャッキの性能について調べていく。

3.1 IWCD の上下機構とジャッキの役割

図 3.1 は簡単な立坑内の構図であり、赤枠で囲っている部分に今回の実験で用いる水圧ジャッキが使用予定である。ガイドレールが4本あり、それに沿う形で IWCD を上下させる形をとっている。そして水圧ジャッキの先端に Rubber fender というゴム製の緩衝材を付け、それをガイドレールに合計 16 か所 (1本あたり4カ所) で押し当てることで IWCD を揺れから守る役割を果たせることが期待されている。なお、緩衝材の耐圧は素材にも依るが、基本的に $10\text{-}20\text{ MPa}$ が想定されており、衝材の経年劣化等の影響は今回は考えないこととする。

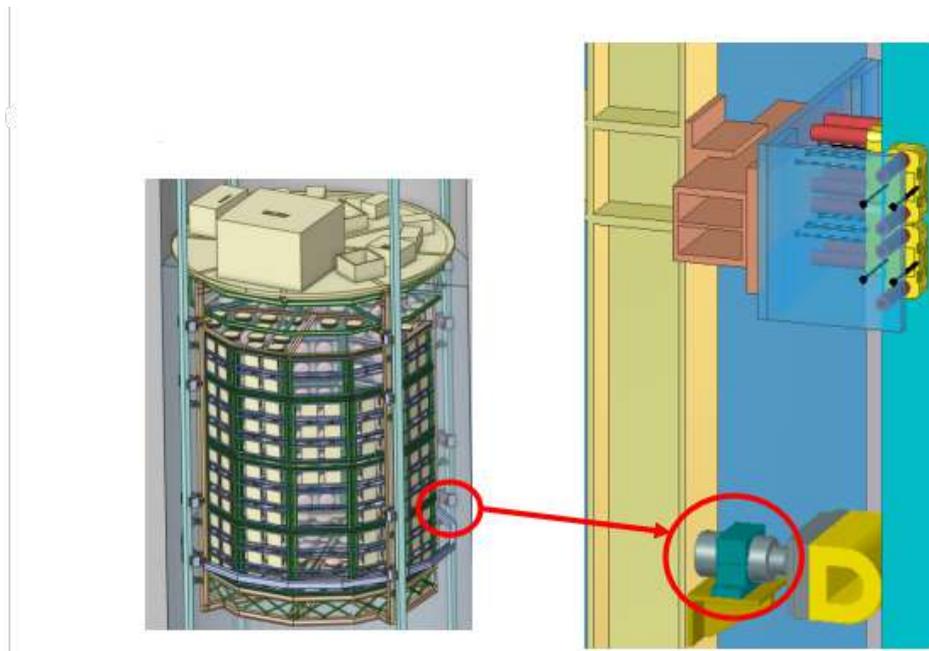


図 3.1: 立坑内の構造とジャッキ使用部分

3.2 実験目標と概要

本研究の目的は以下の3つである。

1. 水圧ジャッキの性能が空気中と水中で変化があるかの確認
2. 7 MPa まで落ちるのに何日かかるかの測定
3. 水漏れ・ポンプへの逆流の有無の確認

今回使用する水圧ジャッキは水中で稼働させることを想定していないため、実際に運用できるかどうかは不明である。水中で稼働させることにより、ロッドやチューブの摺動部に付着物が発生し、作動不具合やロッドが戻らなくなる可能性があり、他にも O リングの劣化により圧力維持性能が低下することが懸念されている。その確認として、空気中と水中での圧力 (水圧) 維持性能を 1 日当たりの圧力低下量で評価することを目的としている。また、水圧が 7 MPa であるとき、ジャッキのピストン部分の断面積を考慮すると、水圧ジャッキが与える力 F は以下のように計算できる。

$$F = 0.7 \text{ kg/mm}^2 \times \pi \times (25 \text{ mm})^2 = 1.4 \text{ tons}$$

また、地震によりかかる圧力は 2.5 ~ 3.7 MPa と試算されている (KEK 山岡広技官より [13]) ため、7 MPa は IWCD を支えるのに十分な圧力と考えられる。本研究ではこの 7 MPa を要求する圧力の最低値として扱い、そこに至るまでの日数 (予想値) も評価する。先述したように緩衝材はこの 7 MPa に耐えうる性能を持っている。そして先述したように、水圧ジャッキを使用するにおいて注意すべきこととして、液漏れがある。そのため、ホースとジャッキの接合部などで液漏れが無いかの確認。また、ポンプに向かって水が逆流する可能性もあるため、その確認も今回の目的に含まれている。

それを踏まえたうえで、今回は以下のような実験を行った。

1. ダミー (SUS 棒) 実験
ダミーを用いて、トルクの緩みを調べる
2. 空気中実験
空気中における圧力ジャッキの圧力値、圧力の温度依存性、トルク (ボルトの締める強さ) の緩みを確認する。
3. 水中実験
水中における圧力ジャッキの圧力値、圧力の温度依存性、トルクの緩みを確認する。

また、最後にセットアップを変更した水圧実験 (加圧) を行う。この実験は水圧が緩んだ場合にポンプから再度水を送り、加圧することを想定しており、実際にその動きをした場合の圧力変動を調べた。一方、得られた結果は今回行った各実験との比較が難しいため、測定結果のみを紹介する形に留める。

3.3 本研究のセットアップ

次に本研究のセットアップについて説明する。図 3.2 は今回行ったゴムホース及び SUS 管 (黒線で示す) を用いて行った実験の配管図である。バルブは水の逆流を防ぐ役割があり、水圧ポンプには既にリリースバルブとしてバルブが付属している。各接続部分には図 3.4 のようにテフロンテープを巻くことで SUS 管やゴムホースからの水漏れを防ぐ。

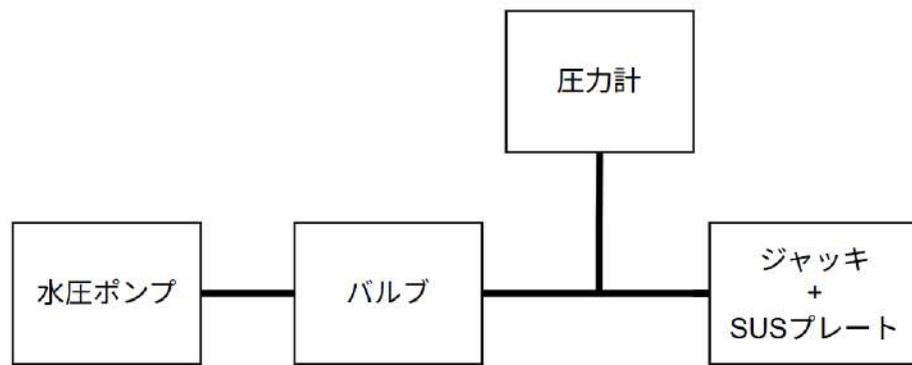


図 3.2: 配管図



図 3.3: 研究の全体図



図 3.4: 水漏れ防止のテフロンテープ

また、本研究では温度を測定しており、図 3.5 の位置に温度計を設置している。この温度計は内部にデータロガーがあり、PC に接続することでデータを取り出すことが可能となる。また、図 3.6 は PC 周りのセットアップを示しており、測温抵抗体付き温度計は PC に直接繋げ、圧力計のデータは bluetooth 接続で PC に取り込んでいる。

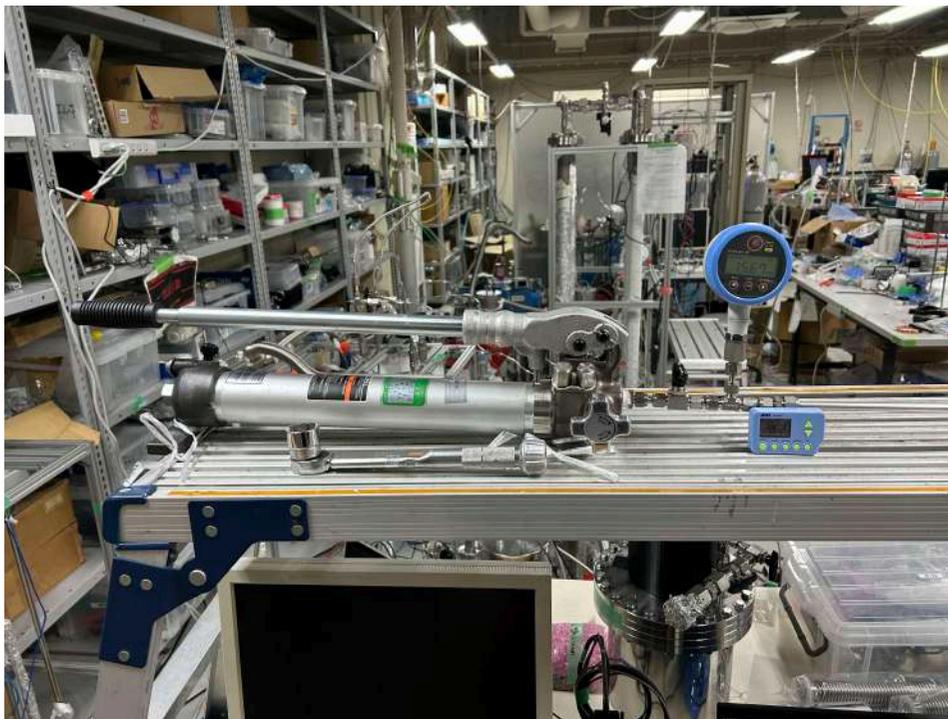


図 3.5: ポンプ付近のセットアップ ポンプは落ちないように紐で結んでいる。また、ポンプを乗せている台の上に温度計も乗せている。

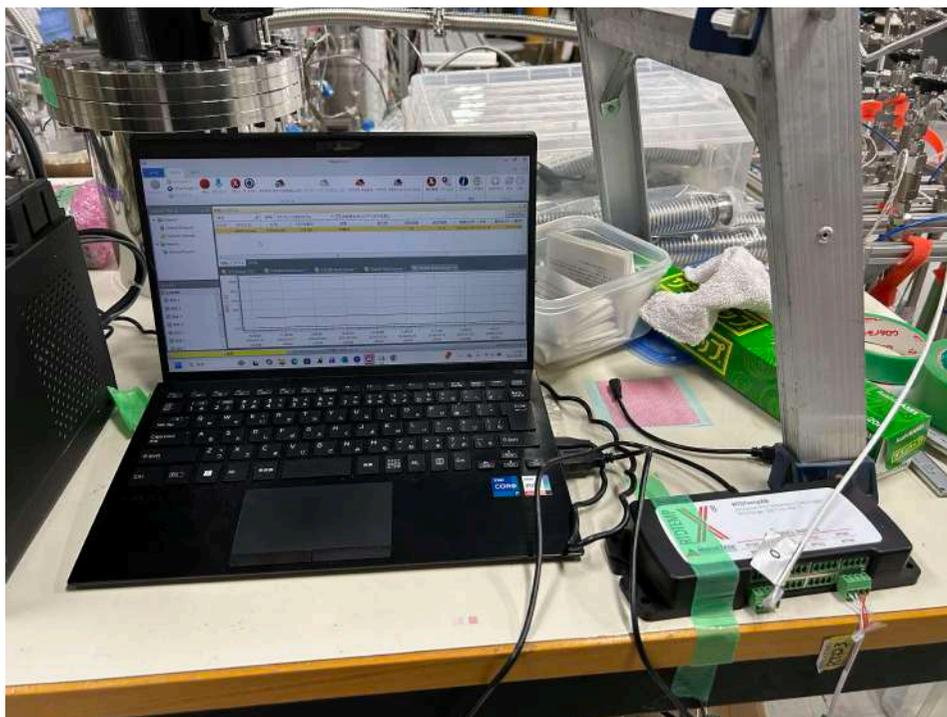


図 3.6: PC 周りのセットアップ

3.4 使用装置の紹介

以下では今回使用する装置についての説明を行う。

3.4.1 水圧ジャッキ

今回使う水圧ジャッキは株式会社大阪ジャッキ製作所製 SA22S5 である。図 3.7 はジャッキの寸法を示しており、以下の説明ではこの図の番号を用いる。始めに、50 番接続された R3/8inch のカップラにより、水圧ポンプ(後述)からの水をジャッキ内部に送っている。14 番がシリンダチューブでシリンダー本体を形作る役割を持っており、ピストンによって部屋が 2 つに分離される。一方の部屋に水が入り、ピストンに圧力がかかることで反対の部屋にあるピストンロッドが動き、圧力を与える。その際、ピストンロッドがある部屋に水が入らないよう 22 番の O-リングなどで侵入を防いでいる。この水漏れを防ぐ部分をシール類とまとめることが多い。ここで重要なのは、このジャッキ自体が水中で運用されることを想定していないため、ピストンロッドやシリンダチューブの摺動部への付着物により機能低下の可能性がある。それを調べる目的も今回の実験には含まれている。そして、ピストンロッドが押し出された状態から元の状態に戻る際は 15 番のばねの力を用いている。この押す動きを水(ジャッキによっては空気や油)、戻る動きはばねなどの外部の力に依存しているものを単動式という。

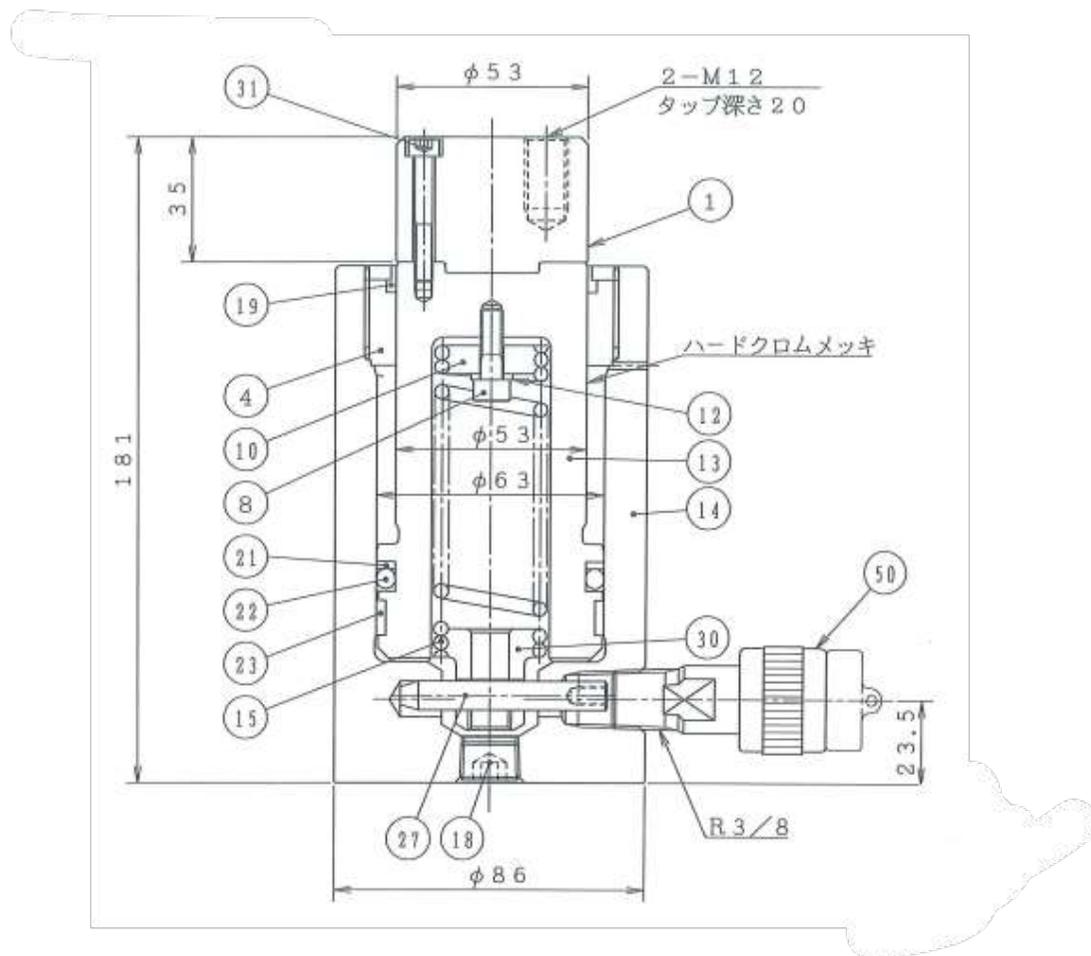


図 3.7: ジャッキの内部構造

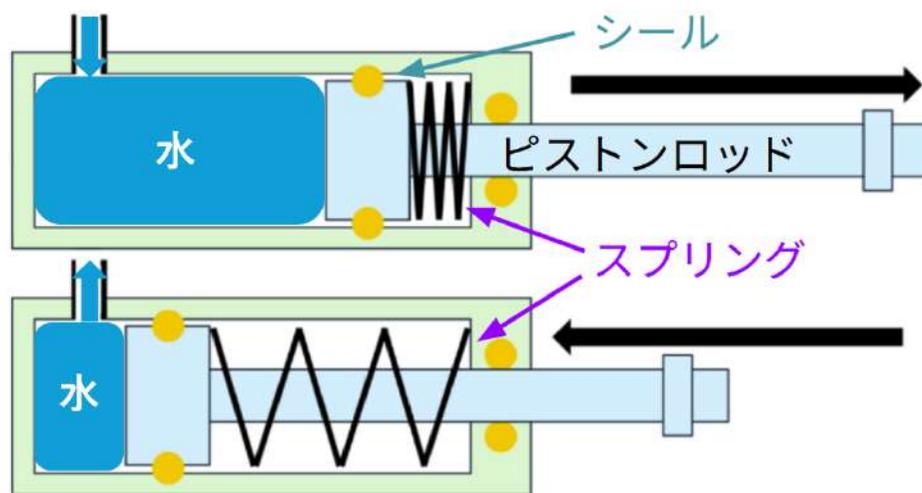


図 3.8: ピストンによる部屋分け構造 [14]

3.4.2 水圧ポンプ

ジャッキ同様に株式会社大阪ジャッキ製作所製の TWAS 形（手動水圧用）のポンプである。ハンドル棒を動かして水を送り、リリースバルブを締めることで逆流を防いでいる。最低圧力は 1 MPa、最高圧力は 72 MPa まで出力することが可能である。今回使用する圧力領域は 10-20 MPa くらいなので、特にポンプ自体は問題なく扱えているものとして実験を行っている。ポンプの水は実験開始直後（2024 年 10 月）と水中試験前（2025 年 10 月）に入れ替えを行っている。

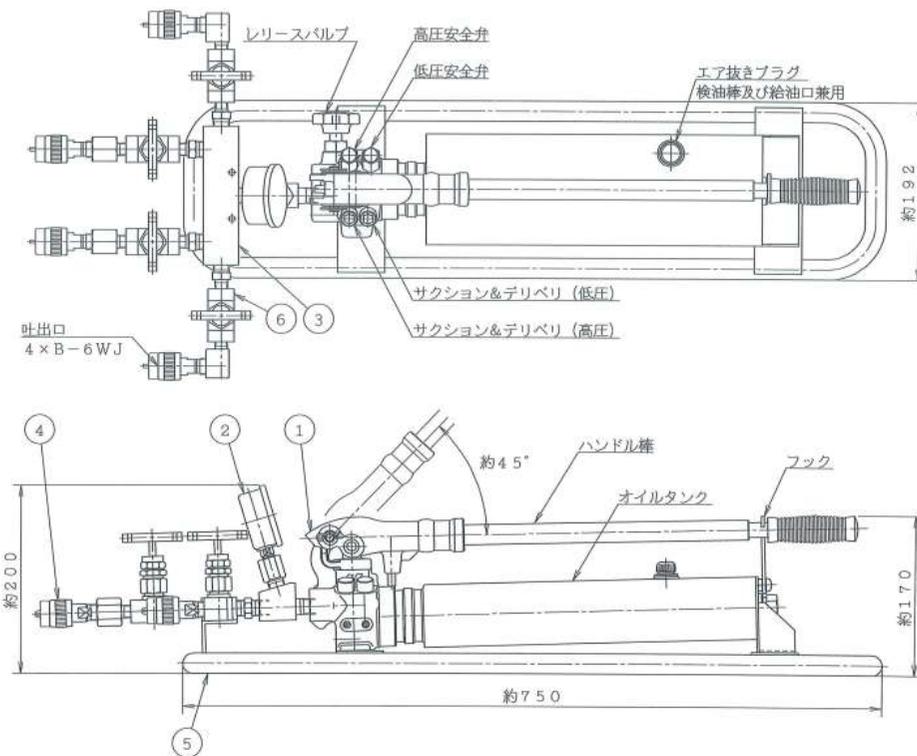


図 3.9: ポンプの内部構造

3.4.3 圧力計

本実験では株式会社クローネ製のデジタル圧力計 (KDM30 α Bluetooth 無線タイプ) を使用する。測定範囲は 70 MPa で圧力計でデータロガーが内蔵されている。測定誤差は $\pm 0.25\% F.S$ であり、今回の場合、 $F.S = 70\text{MPa}$ であるため、測定誤差は 0.175MPa である。圧力のサンプリングレートは 0.1 ~ 3600 秒まで選択でき、今回は 600 秒で行っている。



図 3.10: 今回使用する圧力計 [15]

3.4.4 ゴムホース

水圧ジャッキ及びポンプと同様に、株式会社大阪ジャッキ製作所製 [16]、長さ 2m のゴムホースを使用している。図 3.11 がその画像となり、内径が 6.3 mm (1/4inch) の耐油性合成ゴムを素材とした内面チューブ、その外側を高抗張力鋼線で出来た補強層 (2W/B, Water/Binder ratio)、耐候性合成ゴムでできた外面カバーで覆い、外

径は 16.7 mm となる構成で、耐圧が 98 MPa と高いものになっている。このホースとジャッキ、ポンプを繋ぐために両サイドにカップラ（図 3.12）を接続している。

O.J.パワー® 水圧ジャッキ&水圧手動ポンプ アクセサリ

水圧ホース

■ 金具がステンレス製の水圧専用ホースです。



RW6・※ ※標準長さ2m

形式表示 **RW6 2-BW ※**

水圧用
ゴムホース

ホースの長さ(L)m

無記号:カップラなし
BW:水圧用カップラ H側

無記号:片側カップなし
BW:水圧用カップラ H側

仕様表

形式	項目	最高使用圧力 (MPa)	最大流量 (ℓ/min)	接続カップラ	寸法(mm)			接続ネジ	質量 約(kg)	
					最小曲げ半径	内径	外径		ホース(kg/m)	両端金具
RW6		72	8	B-6WH	90	6.3	16.7	R3/8	0.45	0.6

図 3.11: ゴムホース

水圧カップラ

■ ステンレス製のカップラです。



ジャッキ側 B-6WJ



ホース側 B-6WH

形式表示 **B-6 W J**

B形

口径(mm)

水圧用

J:ジャッキ側
H:ホース側

仕様表

形式	項目	最高使用圧力 (MPa)	ジャッキ側		ホース側		備考
			形式	接続ネジ	形式	接続ネジ	
B-6W		72	B-6WJ	R3/8	B-6WH	Rc3/8	SA形に使用

図 3.12: カップラ

3.4.5 SUS 管

ゴムホースの代わりに使用する SUS 管は、Swagelok 製 (型番 SS-T6-S-049-2MJK)[17] のものを使用している。内径をゴムホースとほぼ同じの 7.04 mm に設定し、外径は 9.52 mm、耐圧は 51.6 MPa となっている。今回は実機投入を考え、1m の SUS 管を直角のコネクターに繋いで軌道を変えている (図 3.13 参照)。



図 3.13: SUS 管の接続部分

今回の実験では、ジャッキに水を送る配管としてゴムホースまたは SUS 管を使用しているが、内径は約 0.7 mm の差でほぼ一致しており、構造も大きな違いはないため、これらの違いによる圧力変動は無いものとして扱う。

3.4.6 温度計

本実験では 2 種類の温度計を使用した。それぞれを使用した実験と性能について記述する。

室内温度計

SUS 管実験 1 回目までは株式会社エスコ製の温度計を使用している [18]。データロガーが内蔵されており、使用温度範囲は 0 ~ 60 °C、分解能は 0.1 °C で測定誤差は ± 1 °C となっている。この温度計は、内部と外部にそれぞれ温度センサがあるが、今回は内部センサのみ使用している。



図 3.14: データロガー内蔵温度計

測温抵抗体付き温度計

SUS 管実験における水中試験からは水温を測るために MadgeTech 社製の 8 チャンネル温度測定器を使用した [19]。使用温度範囲は-20 60°C、分解能は 0.001°C、測定誤差は ± 0.04 °C である。また、4Hz 24 時間に 1 回の間隔で温度記録が可能である。今回は 7 本の測温抵抗体を用いて実験を行う。



図 3.15: 8 チャンネル温度測定器

3.5 本研究における水圧ジャッキの使用方法と水漏れについて

今回水圧ジャッキの圧力を測定するために、2 枚の SUS(ステンレス) プレートで挟む方法を採用している。図 3.16 は本研究での水圧ジャッキと SUS プレートの組み合わせを示したものになる。このとき使用しているボルトの緩みが目視で気付けるように図 3.17 に示すような印をつけている。



図 3.16: ジャッキと SUS プレートの組み合わせ



図 3.17: トルクチェックに使用する印 (青い線がそれにあたる)

SUS プレートとジャッキを組み立てる流れは以下のようにになっている。

1. 水圧ポンプ、ゴムホース (SUS 管)、水圧ジャッキを繋げて水をポンプから送る。
2. ジャッキ内部を水で満たし、リリースバルブを開いて水をポンプに戻す作業を 10 回ほど繰り返し、SUS 管およびジャッキ内のエア抜きを行う。
3. エア抜きが終わった状態で、ハンドル棒を 2(SUS 実験では 4) 回押すことでジャッキに水を送る。
4. ジャッキに水が入った状態でプレートの中心にジャッキを配置し、トルクレンチを用いて 4 か所のボルトを $50 \text{ N} \cdot \text{m}$ の強さで対角締めを行う。

これを基にして図 3.16 のような組み立てを行っている。また、ボルトは図 3.18 に示す順番で対角締めを行っ

ている。この後のトルクチェック (どのボルトがどれだけ緩んだかの確認) にて、この番号を用いて説明を行う。

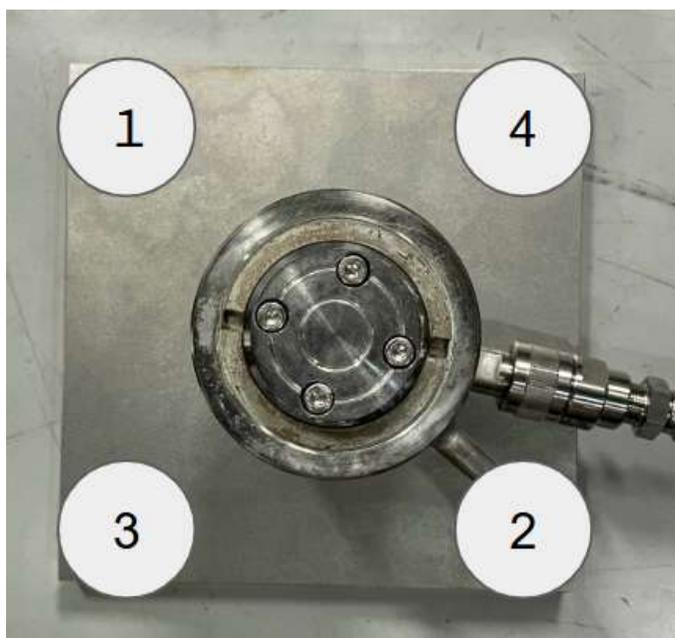


図 3.18: ボルトの番号 (対角締め順番)

3.5.1 圧力を与える仕組み

水圧ジャッキを使用することで、約 10 気圧にもなる大きな力を与えることが出来る。その仕組みをパスカルの原理に基づきながら説明をする。

作用反作用の法則を流体に適応した場合、流体は力を加えられたとき、それを打ち消す方向だけでなく全方向に同じだけの力を伝える。これをパスカルの原理という。これを用いて、図 3.19 のように、ポンプのバーを押すことで加えた力をピストン部分で何倍も強くする方法を使うことで、検出器を支えられるだけの力を生み出すことができる。

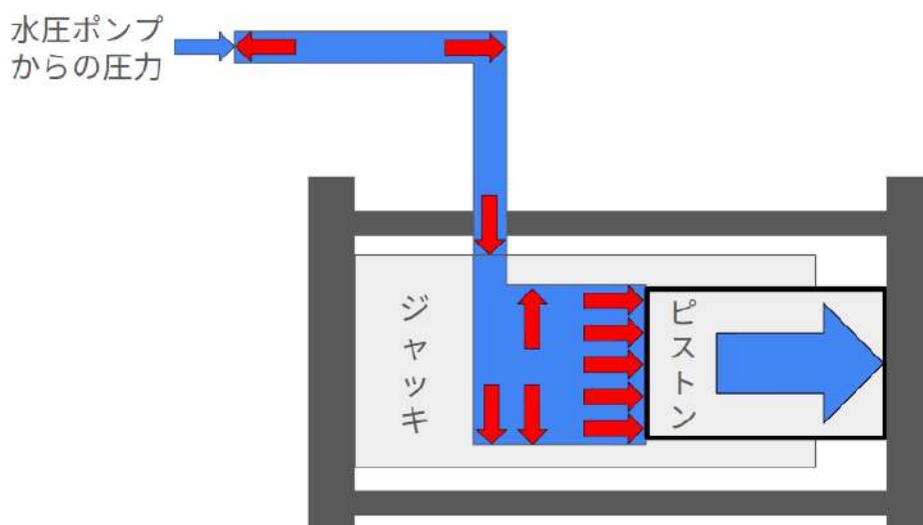


図 3.19: 力を増幅させる仕組み

このジャッキの仕組みは、例えば車を持ち上げるために使われたり、エレベーターの機構にも使われたりするが、どれも油を使うものが大半である。ジャッキが開発された最初の頃は水圧式のものが多かったが、次の点で水よりも油を媒介した方が良くとされた。

1. 潤滑性・粘度が高い
2. 錆びや腐食の発生を防止する
3. 非圧縮性が高い
4. 化学的に安定している

これにより水圧式に比べ、隙間から液体が漏れたり、ジャッキが錆びついて機能を低下させたり、液体が凝固したり蒸発したりして圧力が低下することを防ぎやすくなった。他にも力の制御が容易であったり、動作が少なく作動が滑らかであったり、小型でも大きな力を生み出せたりなどのメリットが油圧式には存在する。ただし、火災の危険性であったり、水に比べ価格が高かったり、水のように蒸発しないため後処理が面倒であったりというデメリットも存在する。このような油圧式のほかに電気や空圧を用いるものもあるが、今回は説明を省かせて頂く。以上を踏まえたうえで、今回は水圧式を使用するにあたって液漏れ等に注意する必要があるため、実験ではその点に気を付けて行う。

3.5.2 水漏れ確認

先述したように、水圧式では水漏れの可能性もあるため、初めに目立った水漏れが起きていないかの確認を行った。

確認に使用したのは株式会社アズワン製の水没管理シール [20] で、図 3.20 が水に濡れた場合の変化を示している。これを用いて図 3.21 のようにシールを貼った状態で 2 日間放置したが、特に変化は無く、目立った水漏れ箇所を見つけることは出来なかった。また、水圧ポンプ内の水を図 3.22 のように染色することで、ジャッキから水漏れを起こしていた場合気付けるようにした。その状態で 2 日に分けて 1 時間ほど水中にあるジャッキを眺めていたが目立った漏れは無く、10 日間放置した後の水を見ても大きな変化は無かったため、明確な水漏れは確認できなかった。

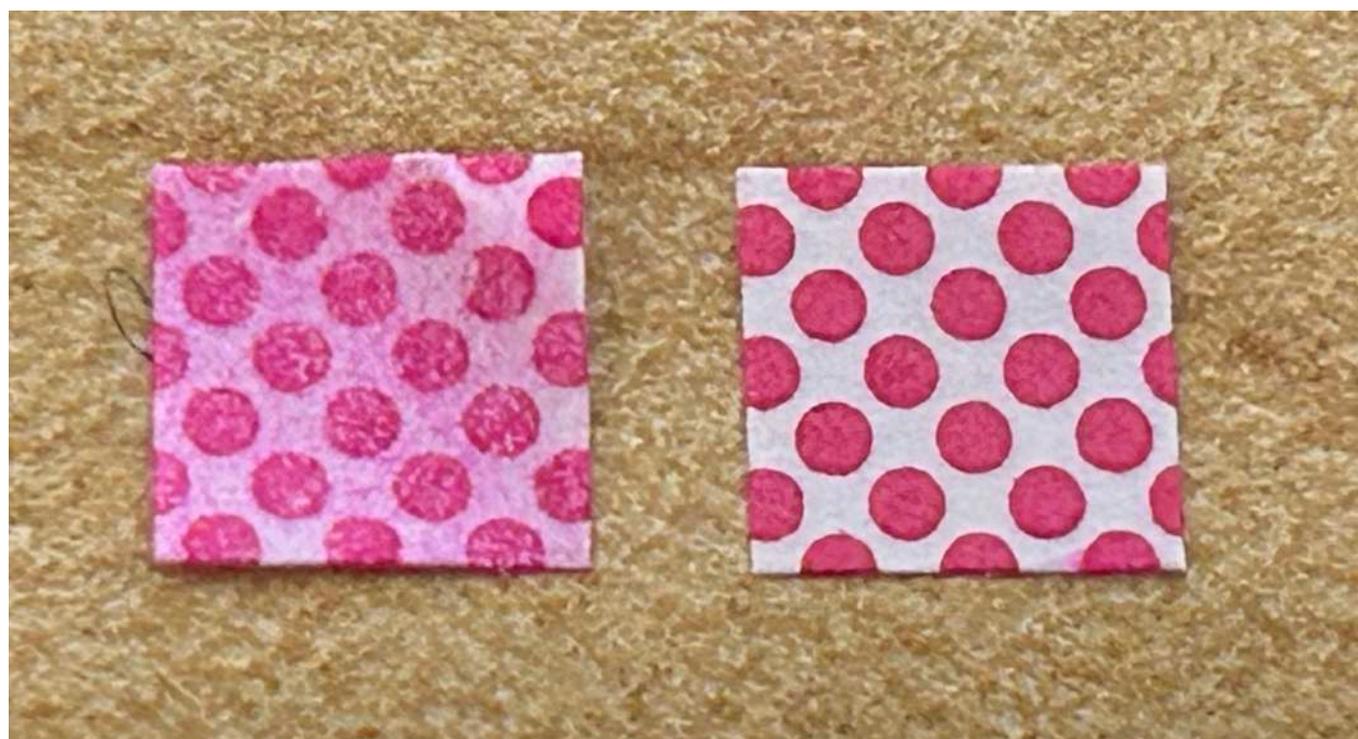


図 3.20: 水漏れ確認に使用したシール 右が水に濡れたもの、左が初期状態



図 3.21: 水漏れシールの設置位置 この状態から 2 日間変化は無かった

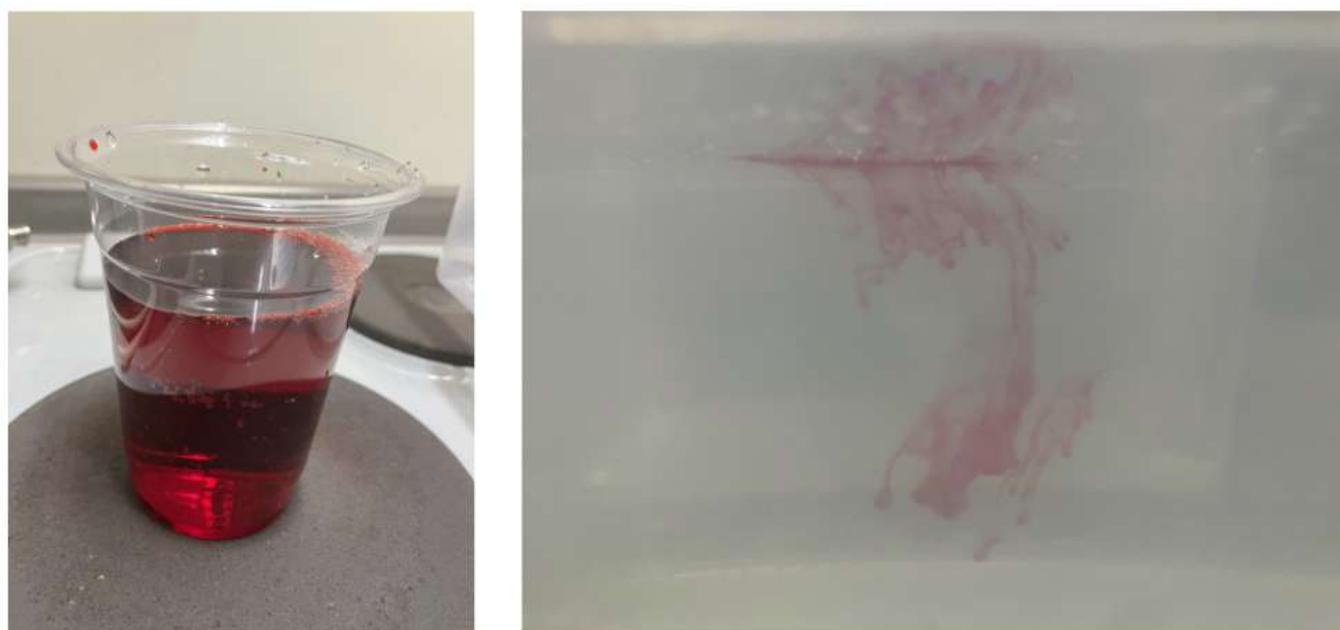


図 3.22: 染色後の水 左図はケースに入った水に一滴染色後の水を落とした結果。漏れていた場合、気付ける濃さであることが分かる

3.5.3 トルクが緩む仕組みについて

本研究では水圧ジャッキの圧力維持性能を測定することを目的としている。それを正確に測るために注意しなければならないのがトルクの緩みである。図 3.23 を用いて説明すると、トルクとはどれくらいの強さでボルトを回したか (ボルトが締まっているか) を示す値であり、 $T = kdF$ として定義されている。ここで、 d はねじの呼び径 [m]、 k はトルク係数であり、今回 k と d は一定値として扱えばトルクが緩むことと軸力が緩むことは同義である。それを踏まえたうえで、トルクが緩む原因を考えると以下のものが挙げられる。

1. ボルトが回転することによるトルクの低下
2. ボルトが熱膨張することによる軸力の低下
3. ジャッキ由来の圧力低下による軸力の低下

順に考えていく。

1 については、実験開始時にボルトに印をつけることで、実験終了時と比較して回ったかどうかを確認することでわかるだろう。

2 については、使用するステンレスの素材から考えていく。今回使用するステンレスは SUS304 である。このステンレスが自由膨張 (ボルトに力を加えず放置) した場合の長さ変化量 ΔL は

$\Delta L = \alpha L \Delta T$, α : 線膨張係数 [$1/^\circ\text{C}$], L : 初期の長さ [m], ΔT : 温度変化 [$^\circ\text{C}$]

で表される。ここで、 $\alpha = 17.3 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, $L = 220 \text{ mm}$, $\Delta T = 5^\circ\text{C}$ として計算すると、 $\Delta L = 0.019 \text{ mm}$ であり、この大きさを正確に測定することが難しく、なおかつ影響としても大きなものではないとして、今回は考慮しない。

3については、本研究のセットアップとして2枚のステンレスプレートでジャッキを挟んでいる。この場合、ボルトを締めたときに生じた軸力はジャッキの上下面に加わる。そのため、例えばジャッキが初期位置から振動などが加わったせいで移動したり、ピストン部分が戻ったりした場合、初期の軸力との釣り合いが崩れ、軸力低下につながるものだと考える。これを確かめるため、ジャッキが初期位置から移動していないかを印をつけて確認し、さらにはプレート間の距離が変動していないか測定して、3による圧力変動が無いかを調べた。

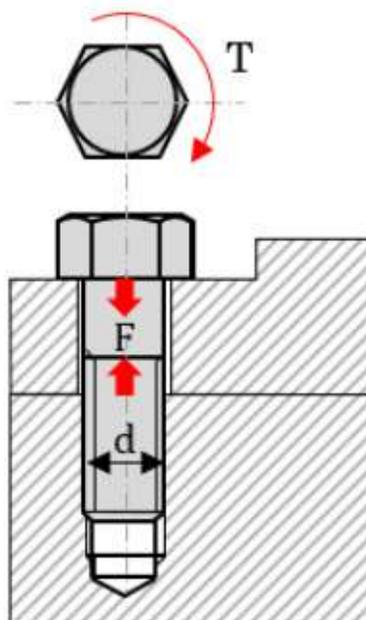


図 3.23: トルクのイメージ図

T: トルク $\text{N} \cdot \text{m}$, F: 軸力 N , d: ねじの呼び径 m , k: トルク係数 [21]

3.6 ダミー実験

始めにダミー実験を行った。ダミーとは長さ 170 mm、直径 60 mm の水圧ジャッキに近い形状をしたステンレス棒で、大小関係は図 3.24 と図 3.25 に示す。水圧ジャッキの具体的な大きさは図 3.7 に示しているが、ピストン部分の直径に合うようにダミーの直径を設定している。

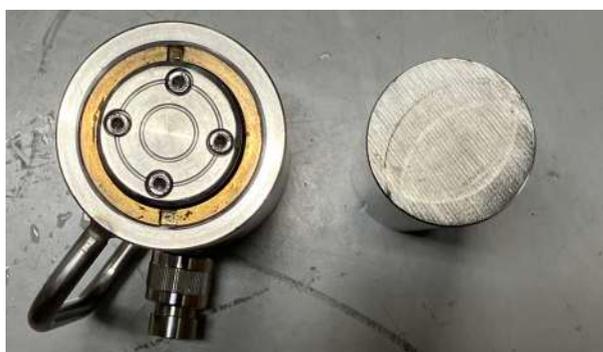


図 3.24: 上から見た大きさ関係



図 3.25: 横から見た大きさ関係

先述したように圧力低下の原因として最も大きいものはトルクの緩みであり、このトルクの緩みが発生する原因は、ボルト由来 (回転や膨張) とジャッキ由来 (水漏れ等) の2つが想定されている。この実験の目的は、ジャッキを使用しないことで、ボルト由来 (ボルトが回転、または膨張) でトルクが緩まないことを調べる。

確認方法は実験開始時にボルトに印をつけ、ボルトが回っているかどうかを確認する。そして実験終了時、ボルトが初期位置から回っていないかつトルクが緩んでいなかったとき、以降の実験でトルクの緩みが発生した場合はジャッキ由来であることが分かる。

3.6.1 セットアップ

ダミーと SUS プレートを組み合わせたものが図 3.26 になる。これをプラスチックケースに水を入れて放置することでトルクの緩みを測定する。

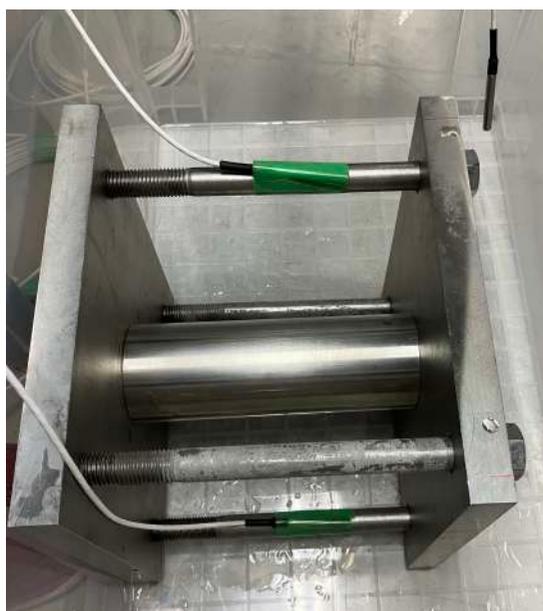


図 3.26: ダミー実験のセットアップ

3.6.2 測定結果

測定期間は 2025/12/3 - 12/30 までの 28 日間である。図 3.27 は実験期間中のボルトの緩みを示している。これを見ると、ボルトが回っていないことがわかる。それを確認した上でトルクチェックをした結果、全てのボルトが $50 \text{ N} \cdot \text{m}$ のままトルクを維持していることが分かった。

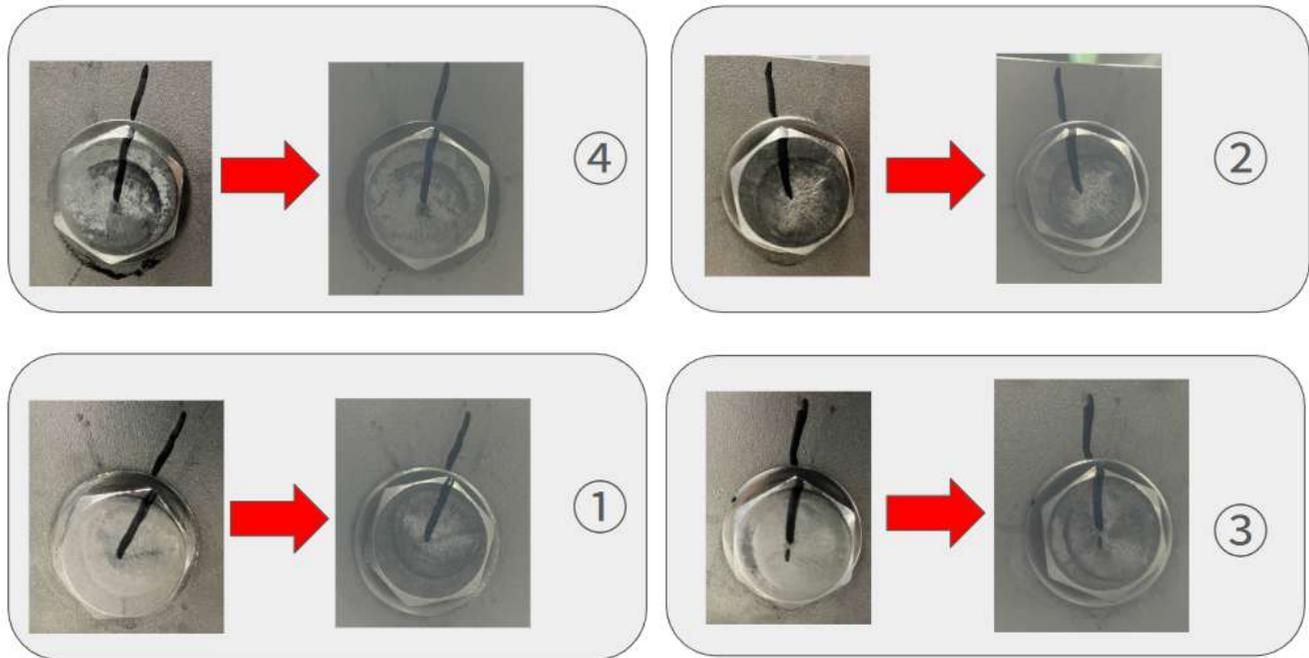


図 3.27: マークを使ったトルクチェックの様子

この結果により、以降の実験でのトルクの緩みはジャッキが起因しているものとわかった。

3.7 空気中実験

今回の実験では、ゴムホースを使ってポンプとジャッキを接続している。そして、空気中実験の目的は空気中における圧力ジャッキの圧力値、圧力の温度依存性、トルクの緩みを確認することである。そのため、測定内容は圧力並びに室温の時間変化、そしてトルクの緩みの原因特定のためにボルトの位置 (回転量)、ジャッキを挟む SUS プレート間の距離が実験開始時から変化していないかを測定した。測定期間は 63 日間である。以下にその結果を示す。

3.7.1 圧力温度測定結果

始めに圧力と室温の時間変化を図 3.28 に示す。赤線が温度グラフ、青線が圧力グラフを示している。

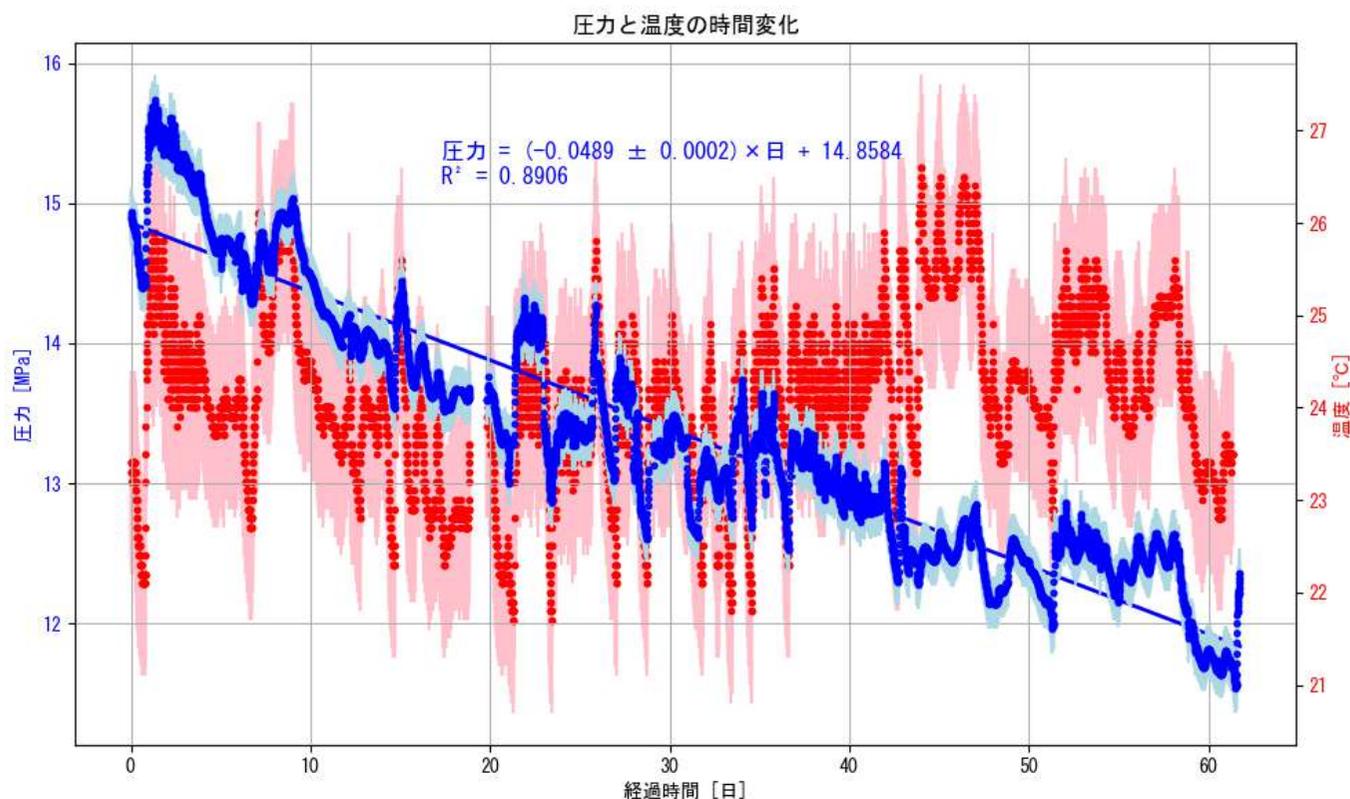


図 3.28: 空气中実験の圧力と室温の測定結果 赤線が温度グラフ、青線が圧力グラフ

これにより、圧力低下の近似直線は以下の結果が得られた。

$$\text{圧力 [MPa]} = (-0.0485 \pm 0.0002) \text{ MPa/days} \times x \text{ days} + 14.8513 \quad (3.1)$$

これにより、基準値となる 7 MPa まで落ちるのにかかる日数は 162 ± 1 日という結果が得られた。

3.7.2 トルクの緩みに関する測定結果

次に実験終了後に行ったトルクチェックの結果を示す。

トルクの数値チェック

始めに、ボルトのトルク値をトルクレンチを用いて調べた。方法としては、トルクレンチの初期値を $20 \text{ N} \cdot \text{m}$ に設定し、①から順番に締めていく (図 3.18 参照)。回らなかった場合は $5 \text{ N} \cdot \text{m}$ 上げて同じ作業を行う。そして、回ったトルクの強さをそのボルトのトルク値として扱った。以下にその結果を示す。

これにより、全てのボルトにおいてトルクの緩みが生じており、最大 $10 \text{ N} \cdot \text{m}$ 緩んでいる可能性があることが分かった。

表 3.1: 空气中実験のトルクチェック結果

1	45-50 $\text{N} \cdot \text{m}$
2	40-45 $\text{N} \cdot \text{m}$
3	40-45 $\text{N} \cdot \text{m}$
4	45-50 $\text{N} \cdot \text{m}$

これを踏まえて、トルクが緩んだ原因を以下で調べた。

ボルトの回転

次にボルトがどれくらい回転していたかを図 3.29 に示す。これによりボルトはどれも回っていないことが確認できるため、トルクが緩んだ原因はボルトの回転ではないことが分かった。

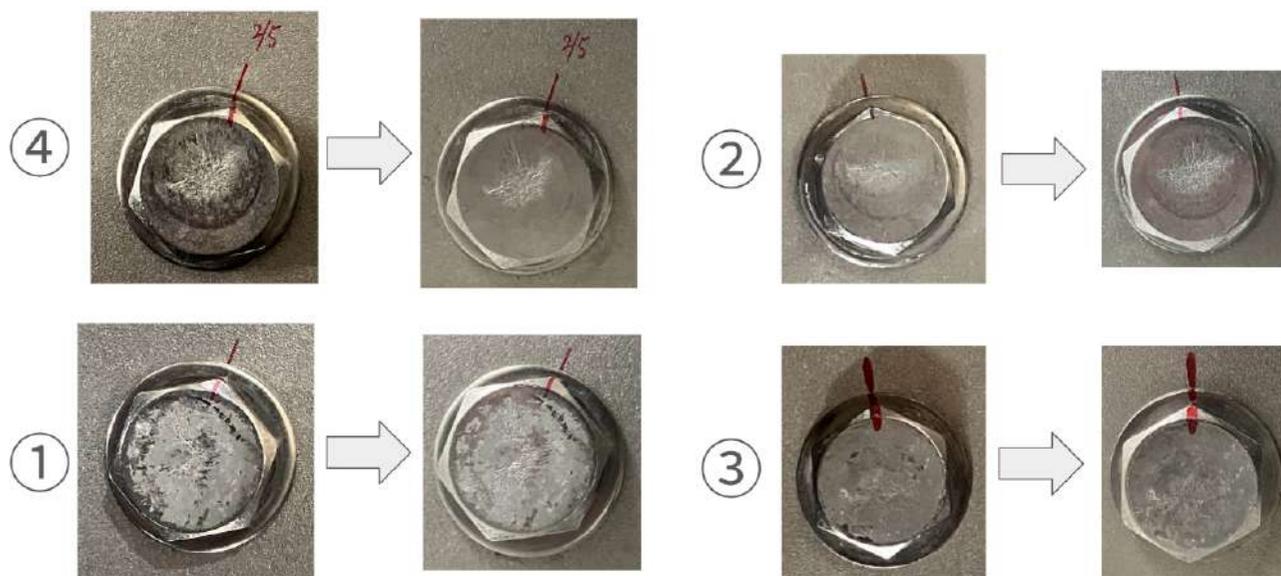


図 3.29: トルクチェック (目視) の結果 左が実験開始時、右が実験終了時の写真となっている。

プレート間の距離

次に、ジャッキを挟むプレート間の距離について調べた結果を示す。図 3.30 に示す場所の距離をノギスを用いて測定し、距離に変化がないかを調べた。測定方法としては、測定場所が同じになるよう印をつけ、3回測定した結果の最小値を採用した。結果を図 3.31 に示す。

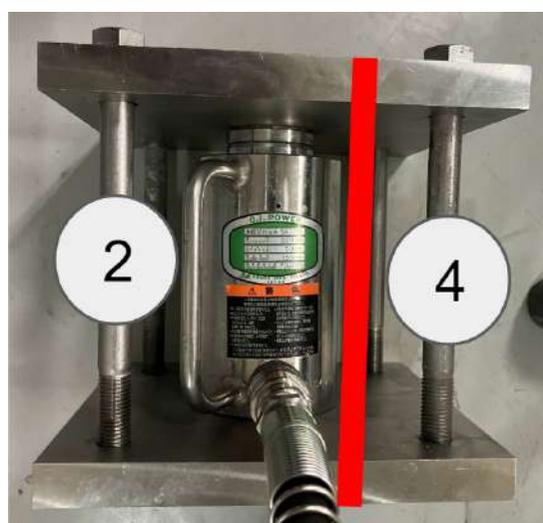


図 3.30: プレート間の距離測定

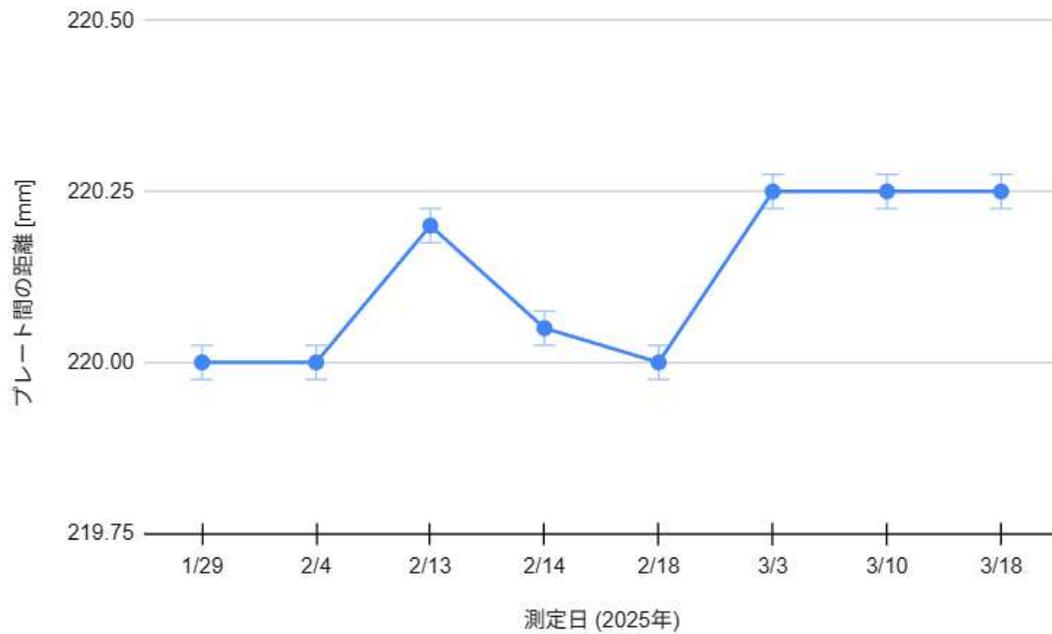


図 3.31: プレート間距離の測定結果

結果は実験開始時が 220.00 mm、測定終了時が 220.25 mm であった。測定誤差は最小目盛の半分である ± 0.025 mm としてグラフに表記している。

前述した SUS の熱膨張は $\Delta L = 0.0038$ mm/ $^{\circ}\text{C}$ であり、今回の温度変化幅は凡そ 5°C であったため、熱膨張は大きくても $\Delta L = 0.019$ mm/ $^{\circ}\text{C}$ と測定することは難しい。また、図 3.31 に示すように段々と距離が変化したのではなく、数値が上下していることから分かるように、人間の手で測定をする分、 $\sim 3 \times 10^{-1}$ mm のずれが簡単に生じてしまったため、グラフに表記している以上に測定誤差は大きなものとなっている。それを考慮すると、この変化が有意なものではないとした。

そのため、今回の測定からはジャッキ由来のトルクの緩みと考えられるピストン部分の戻りは観測できなかった。

3.7.3 考察

図 3.28 から圧力が温度に依存して変化していることが分かった。これは、水の膨張が影響していると考えられる。

そこで、圧力と温度の相関を調べた。図 3.32 は図 3.28 の測定期間 59-60 日目の温度と圧力をプロットしたものである。

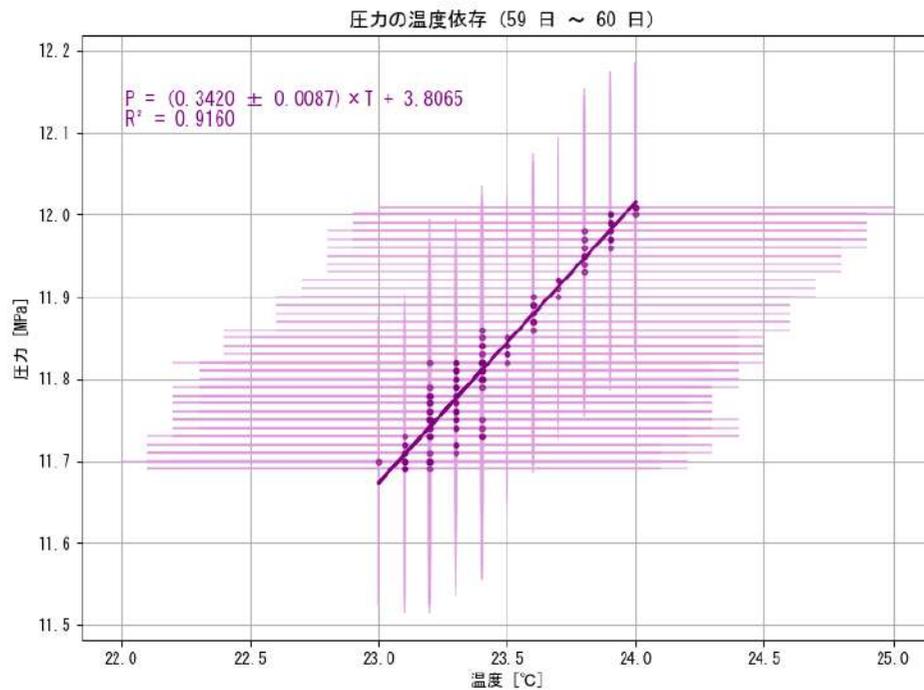


図 3.32: 圧力と室温の依存性 (59-60 日目)

これにより、温度変化による圧力変動は $(0.3420 \pm 0.0087) \text{MPa}/^\circ\text{C}$ であると見做す。これを用いて水膨張による圧力変化を除外し、純粋な水圧ジャッキの性能を評価するために温度補正を行った。基準温度 (今回は 20°C) を決め、得られた近似直線から温度が基準温度で一定であった場合の圧力時間変動を調べる。今回だと、 $(0.3420 \pm 0.0087) \text{MPa}/^\circ\text{C}$ が得られたため、これを図 3.28 に適応させ、温度変化がなかった場合の圧力変動の近似直線を引く。

これにより温度補正したグラフを図 3.33 に示す。青線が補正前の圧力値、緑線が補正後の圧力値である。

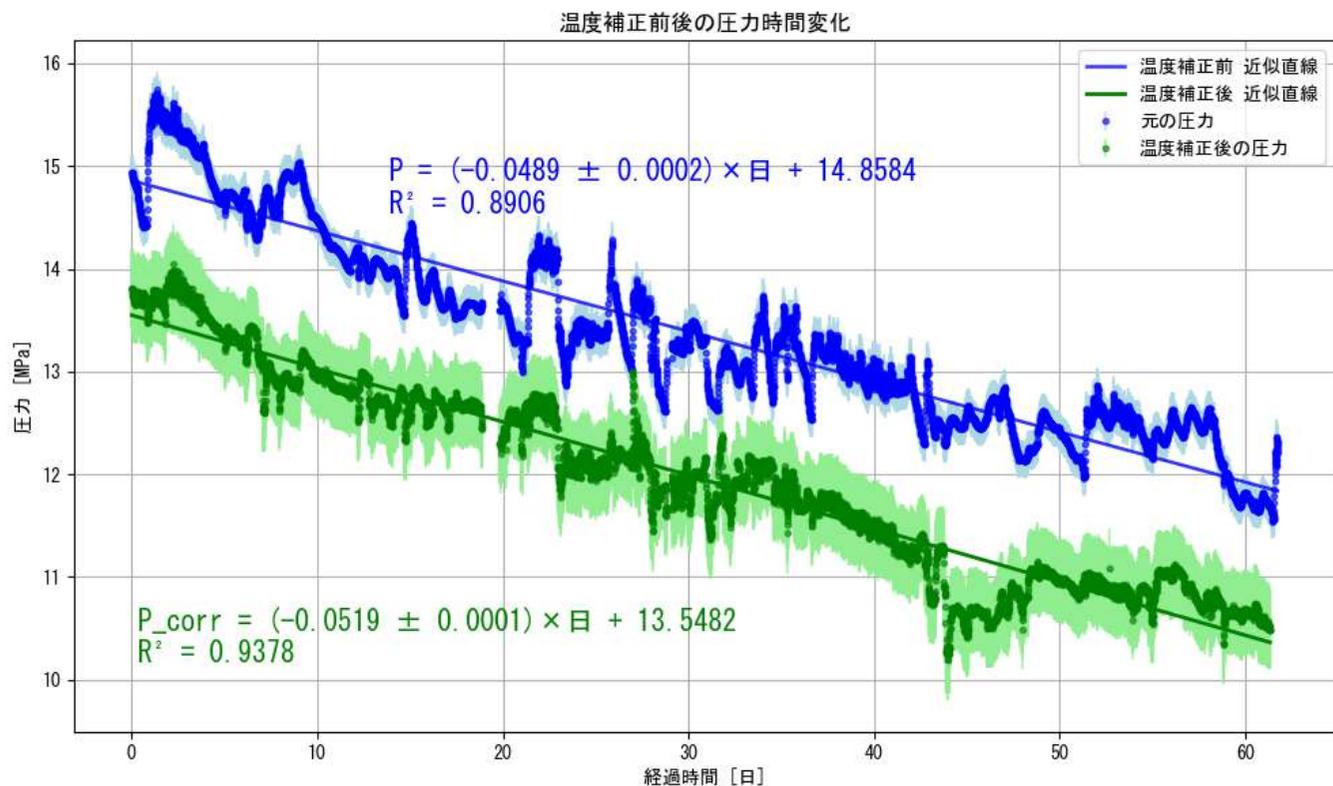


図 3.33: 温度補正前後の圧力時間変化 青線が補正前の圧力値、緑線が補正後の圧力値

これによりジャッキの圧力維持性能の評価として、今回のセットアップでは以下の近似直線が得られた。

$$\text{圧力 [MPa]} = (-0.0519 \pm 0.0001) \text{ MPa/days} \times x \text{ days} + 13.5482 \text{ MPa} \quad (3.2)$$

これを元に戻すと、7 MPa まで落ちるのに 126 ± 1 日かかることが分かった。

3.8 水中実験

次にゴムホースから SUS 管に変更し、ジャッキを水中に沈めて実験を行う。この実験で水圧ジャッキの水中での圧力維持性能を調べ、空気中試験との結果と比較して評価を行う。

3.8.1 セットアップ

図 3.34 のようにプラスチックケース内に SUS プレートとジャッキを組み合わせたものを入れ水を満たす。そして、水が蒸発してボルト部分が空気にさらされないようにするために、ラップで蓋をしている。測定期間は 33 日間である。また、測温抵抗体を SUS 管に 2 箇所、水中にあるボルトに 2 箇所設置している。2 箇所つける理由は設置個所で温度変化が無いかを調べている。



図 3.34: 水中実験のセットアップ

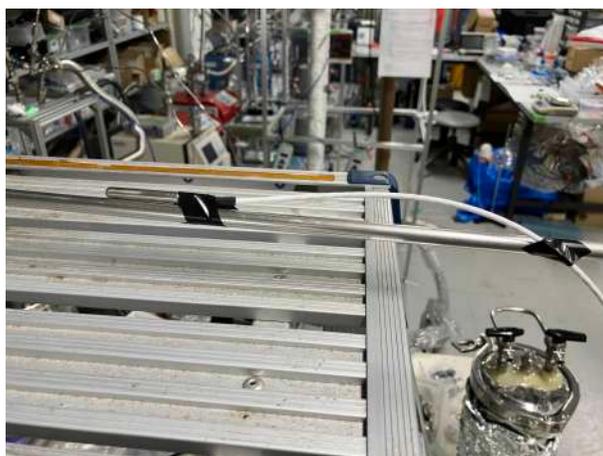


図 3.35: 測温抵抗体の設置場所 (SUS 管上部)



図 3.36: 測温抵抗体の設置場所 (SUS 管下部)



図 3.37: 測温抵抗体の設置場所 (ボルト上部・下部)

3.8.2 圧力温度測定結果

始めに圧力と温度の時間変化を図 3.38 に示す。青線が圧力。その他の線が温度線となる。温度が 3 日目から 6 日目、圧力が 11 日目から 14 日目までデータが抜けている。これは、PC がソフトウェアアップデートにより再起動してしまい、Bluetooth 接続が切れてしまうことが問題であった。

温度データに関して見ると、SUS 管の表面温度 (室温) を示すピンクとオレンジの線、ボルトの表面温度 (水温) を示す紫と茶色の線の温度差は 1 ~ 2 °C ほどで、比熱の関係から室温が高ければ水は温まりにくい為、その差が生じている。一方、SUS 管同士、ボルト同士の温度差は 0.3 °C 以下と近い値を取っている為、正しいデータを測定できているものと考えられる。また、圧力低下の近似直線は以下の結果が得られた。

$$\text{圧力 [MPa]} = (-0.0782 \pm 0.0003) \text{ MPa/days} \times x \text{ day} + 11.2993 \text{ MPa} \quad (3.3)$$

これを元に考えると、7 MPa まで落ちる日数は 55 ± 1 日となる。空气中実験に比べると短い時間で基準値まで落ちることが確認できた。

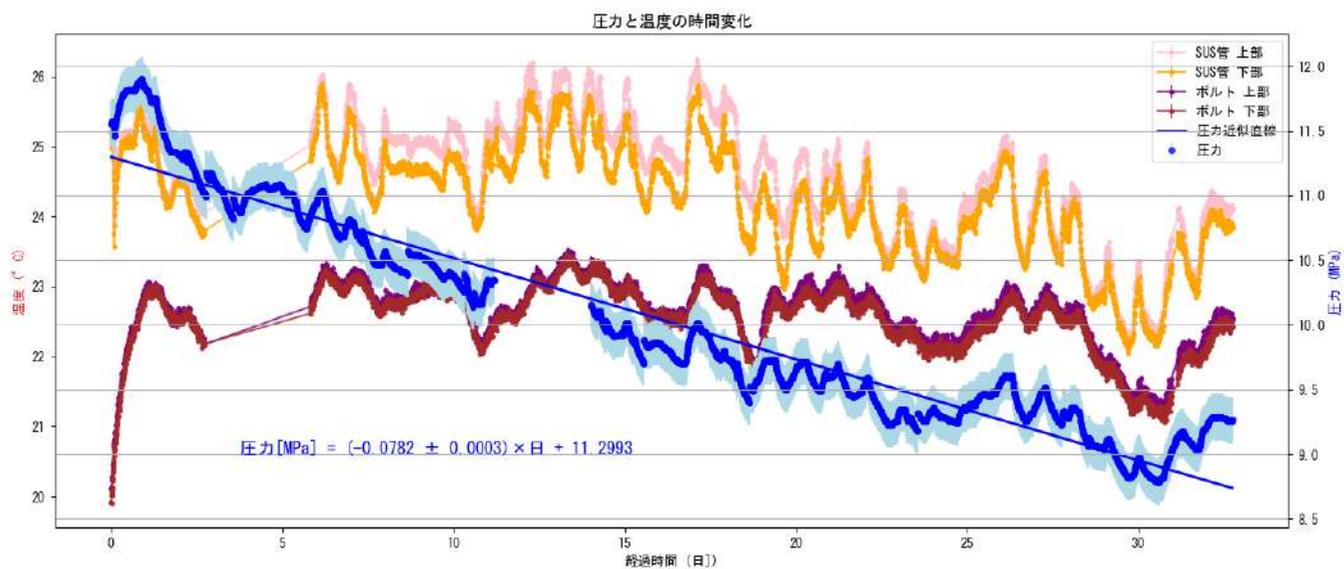


図 3.38: 水中実験における圧力と温度の時間変化 青線が圧力、ピンク線が SUS 管上部、オレンジ線が SUS 管下部 (この 2 つが室温を示す)、紫線がボルト上部、茶線がボルト下部 (この 2 つが水温を示す)

次にトルクチェック結果について示す。前回の実験同様、図 3.39 はボルトに付けたマークで回転量を見ているが、ほとんど動いていないことが分かる。

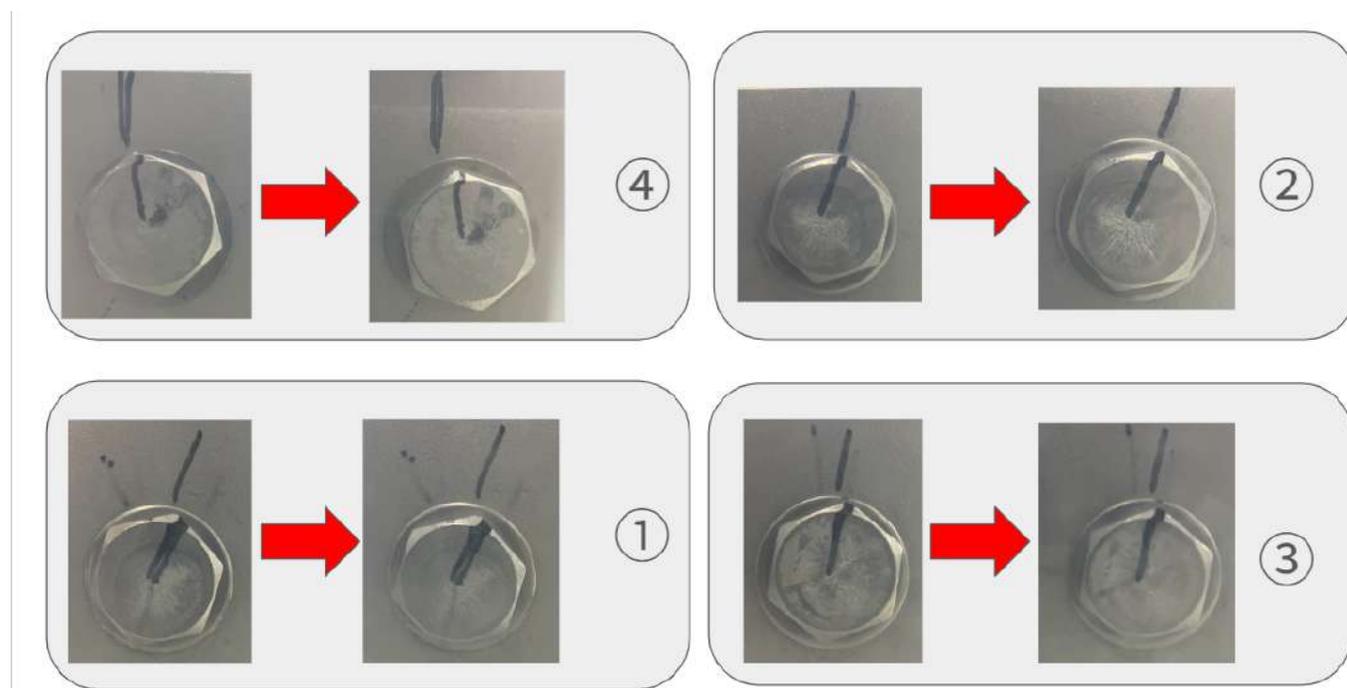


図 3.39: マークを使ったトルクチェックの様子 (33 日間)

また、トルクレンチを用いてトルクチェックを行った結果は以下の表 3.2 になる。これにより、空気中実験と同様の結果が得られたため、再現性が確保され、ジャッキ由来のトルクの緩みがあったと考えられる。

表 3.2: 空気中実験のトルクチェック結果

1	40-45 N・m
2	40-45 N・m
3	45-50 N・m
4	45-50 N・m

3.8.3 考察

最後に空气中実験同様、この圧力に対して温度補正を行う。温度補正の仕方は前述した通りで、測定期間 30-31 日目の温度補正データを図 3.40 に示す。この近似直線を用いて温度補正を行った結果が図 3.41 となる。

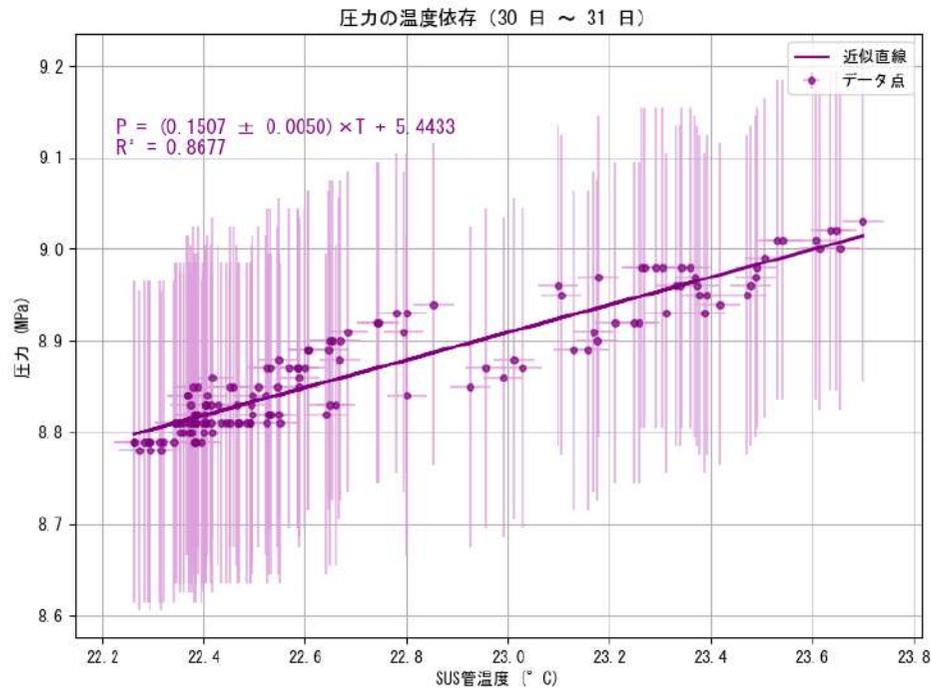


図 3.40: 圧力と室温の時間相関

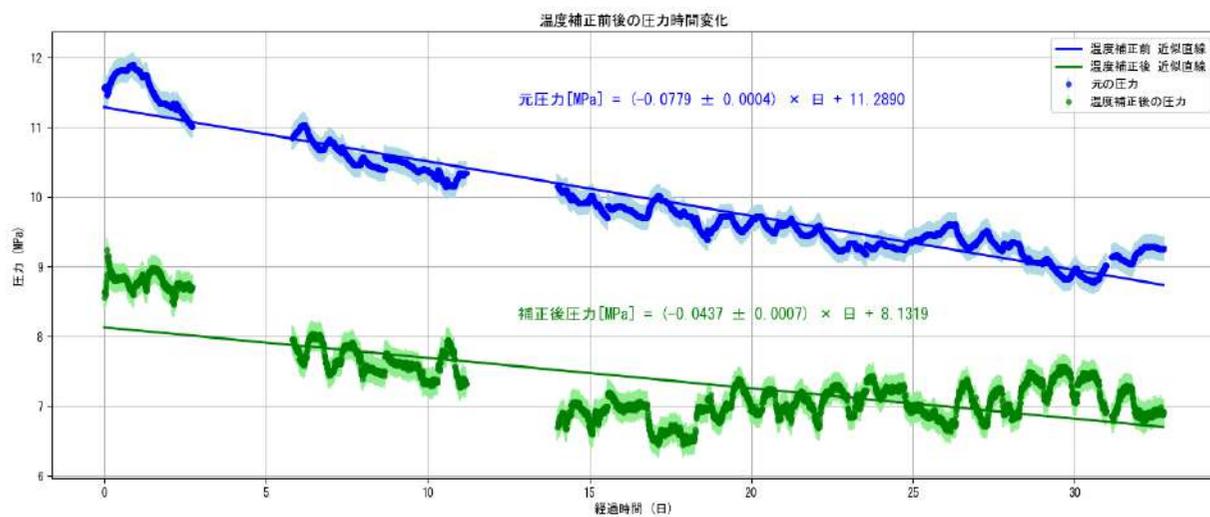


図 3.41: 温度補正前後の圧力グラフ 青線が補正前の圧力値、緑線が補正後の圧力値

温度補正後の圧力変動は以下のような結果となった。

$$\text{圧力 [MPa]} = (-0.0437 \pm 0.0007) \text{ MPa/days} \times x \text{ day} + 8.1319 \text{ MPa} \quad (3.4)$$

これを元にするると 7 MPa まで落ちるのに 26 ± 1 日かかる。日数で評価すると空气中試験に比べ約 100 日短くなったが、1 日当たりの圧力低下は補正後と比較すると 15% 低下量が増加しただけに留まっているため、初期圧力の大きさがこの日数に大きく関わっている。そのため、後述するが初期圧力を大きくしたときにどう変化が出るかを調べている。

一方で、今回温度補正に用いたのは SUS 管の表面温度であったため、水に沈んでいるボルトの表面温度を用いて水温による温度依存が見られないかを試してみる。

方法としては、先の温度補正で用いた同じ期間での水温データを横軸に、圧力データを縦軸にプロットして相関を調べる。結果は図 3.42 に示す。

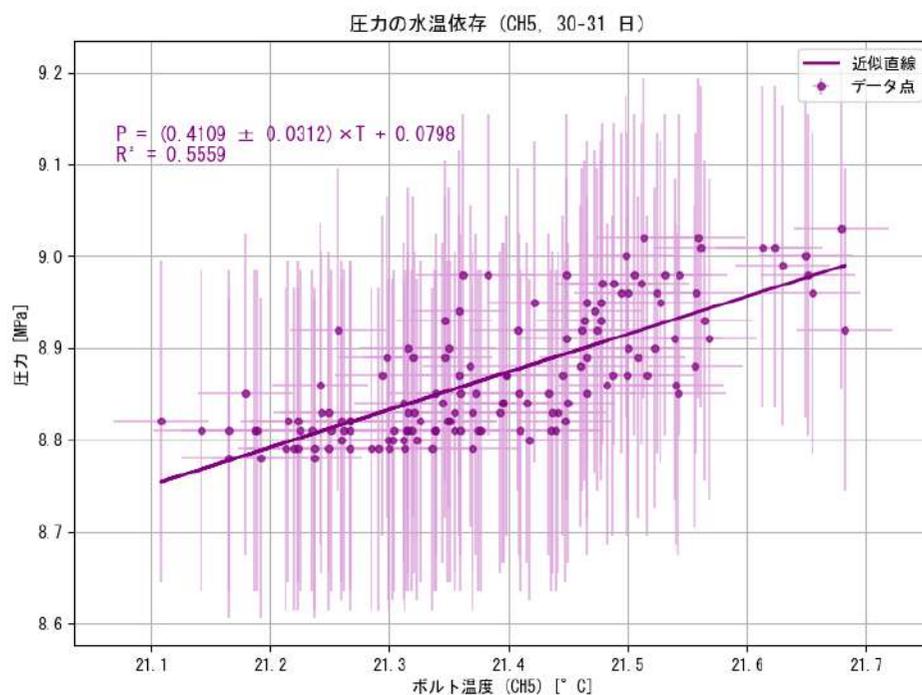


図 3.42: 圧力と水温の時間相関

今回の場合、温度変化が 0.6°C ほどしかなく、近似直線と実データの相関の強さを示す R^2 も約 0.56 と室温 (SUS 管温度データ) に比べて相関が弱いことが結果として示されたため、温度補正のデータとしては使用できないことが分かった。

3.9 水中試験 (加圧)

最後に加圧実験を行う。先述したように、セットアップに変更が生じたので次に説明する。

3.9.1 セットアップ

今回は、始めにジャッキを動かない程度にプレートのボルトを締めたのちに、トルクの大きさを $50 \text{ N} \cdot \text{m}$ に固定せず、初期圧力が 15 MPa (空気中試験での初期圧力) になるまで水圧ポンプで水を送った。このときのトルクは $50 \text{ N} \cdot \text{m}$ 以上の大きさを持っているが、所有していたトルクレンチの最大範囲が $50 \text{ N} \cdot \text{m}$ であったため、正確な値は測定できなかった。

水圧ポンプ付属のバルブ不調

この実験開始直後、想定よりも大幅に圧力低下が起きたことにより、水圧ポンプに付属しているバルブの機能が低下し、水がポンプ側に逆流していることに気が付いたため、新たに図 3.43 に示すようなバルブを加えた。

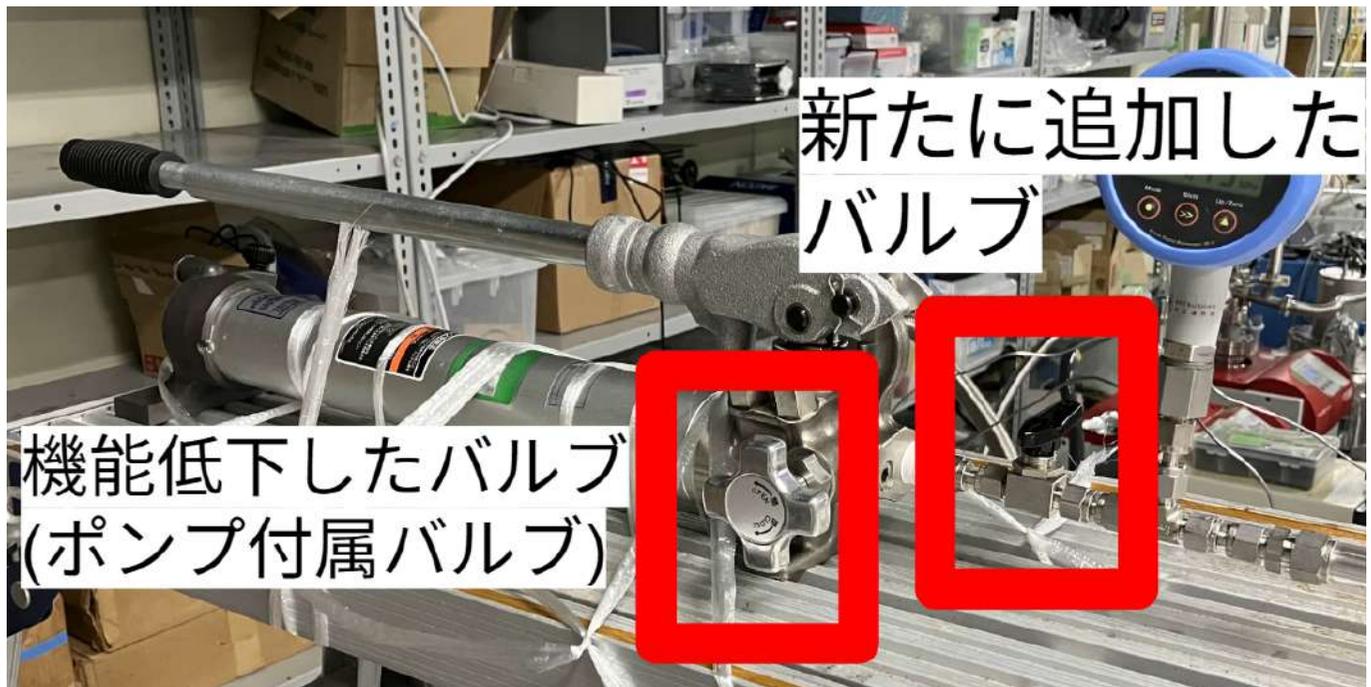


図 3.43: 機能低下したバルブと新たに追加したバルブ

3.9.2 圧力温度測定結果

始めに圧力と温度の時間変化を図 3.44 に示す。青線が圧力、赤線が温度を示す。圧力低下の近似直線は以下の結果が得られた。

$$\text{圧力 [MPa]} = (-0.0205 \pm 0.0007) \text{ MPa/days} \times x \text{ day} + 15.6312 \text{ MPa} \quad (3.5)$$

これを元に考えると、7 MPa まで落ちる日数は 421 ± 14 日となる。

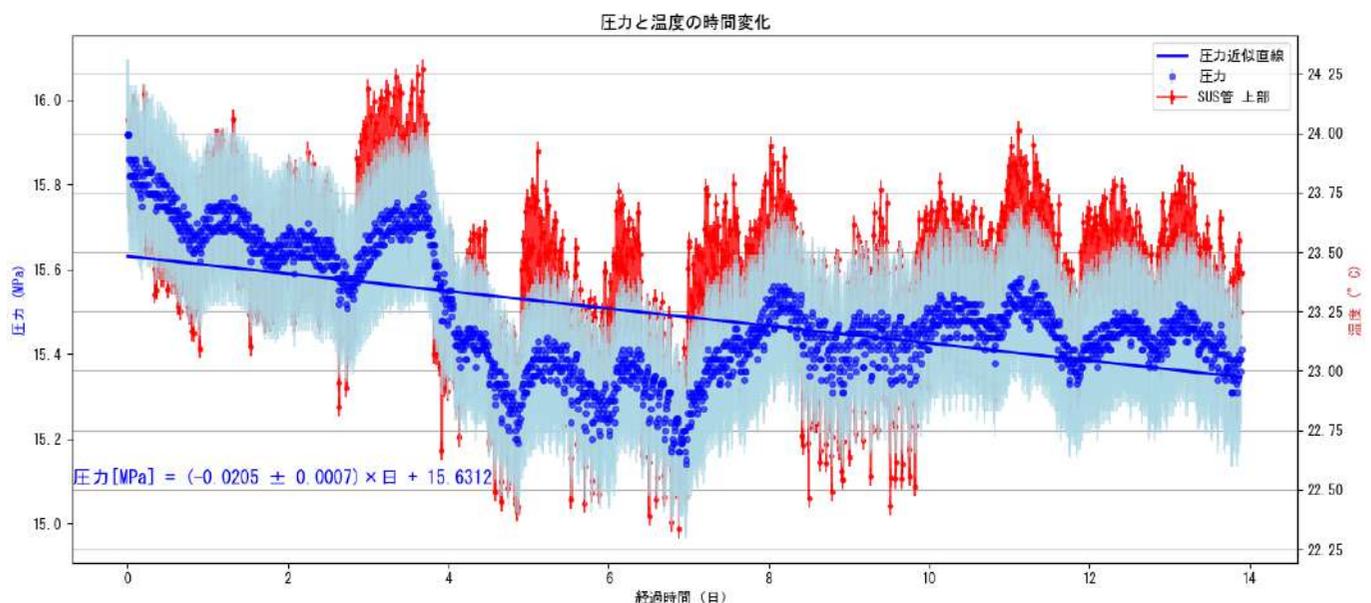


図 3.44: 水中実験 (加圧) における圧力と温度の時間変化 青線が圧力、赤線が温度を示す

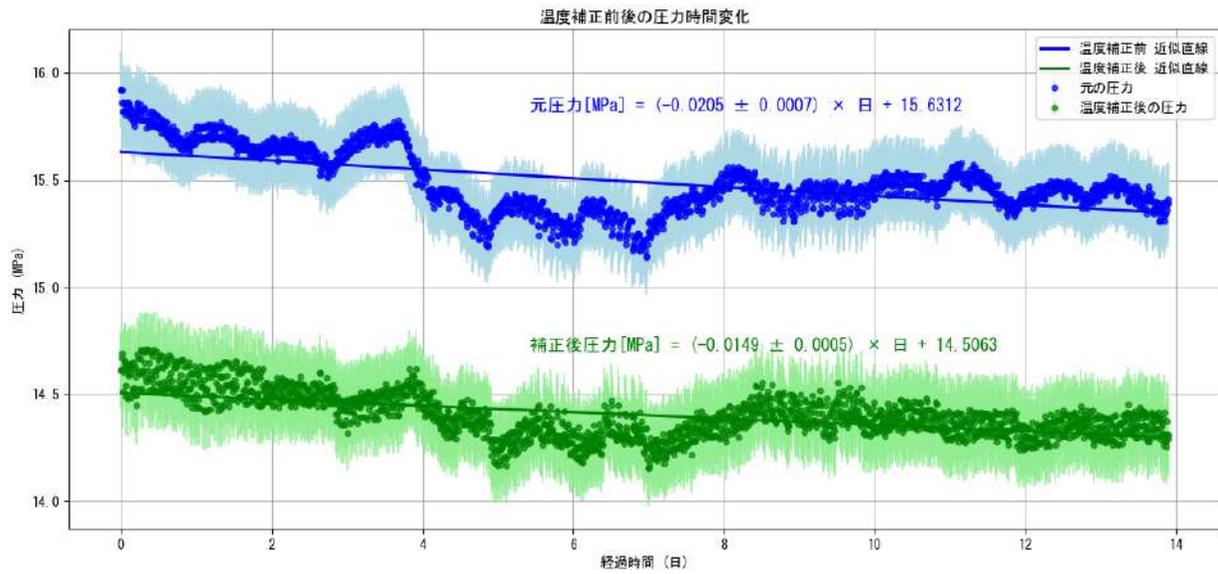


図 3.46: 温度補正前後の圧力グラフ 青線が補正前の圧力値、緑線が補正後の圧力値

3.9.3 考察

次に温度補正を行う。測定期間 12-13 日目の温度補正データを図 3.45 に示す。この近似直線を用いて温度補正を行った結果が図 3.46 となる。

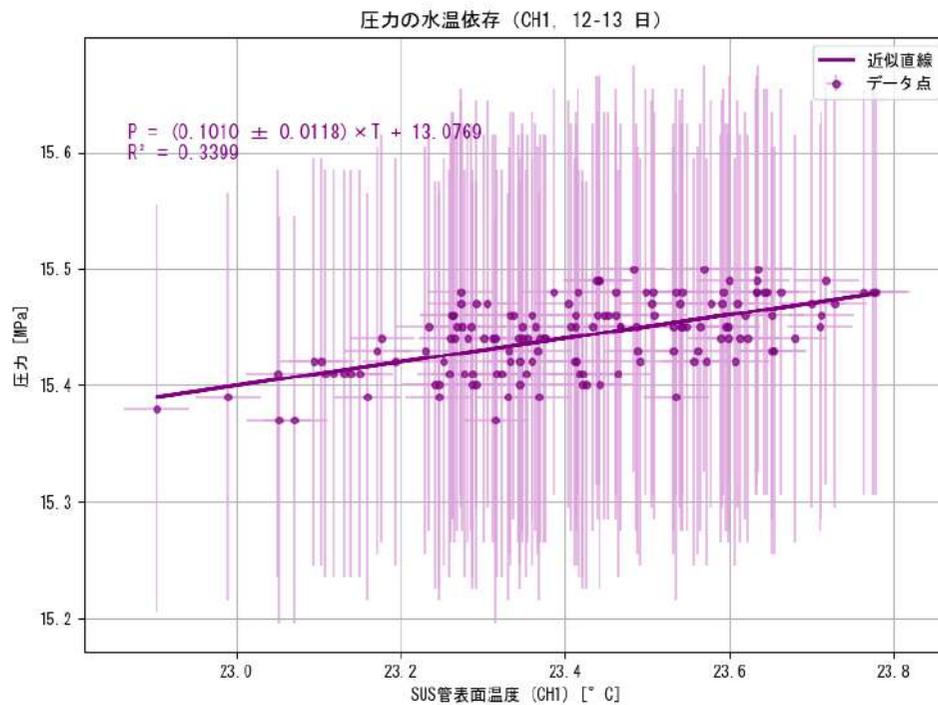


図 3.45: 圧力と室温の時間相関

温度補正後の圧力変動は以下のような結果となった。

$$\text{圧力 [MPa]} = (-0.0149 \pm 0.0005) \text{ MPa/days} \times x \text{ day} + 14.5063 \text{ MPa} \quad (3.6)$$

これを元にするると 7 MPa まで落ちるのに 504 ± 17 日かかる。

今回の実験は新たなバルブの導入、そしてトルクの大きさ設定を無視した実験となっているため、比較するこ

とが難しいが、圧力低下の数値としては一番安定しているものが得られた。一方で、このバルブの不調がいつから起きていたものが定かではないため、もし実験開始初期から起きていたものであるなら再度、同様の実験をすることで数値が改善される可能性もある。

3.10 まとめと今後の展望

今回の実験目標は、以下の3つであった。

1. 水圧ジャッキの性能が空気中と水中で変化があるかの確認
2. 7 MPa(水圧の基準値) まで落ちるのに何日かかるかの測定
3. 水漏れ・ポンプへの逆流の有無の確認

そして、今回の実験結果を表 3.3 に示す。空気中実験と比べて水中実験は、温度補正後の圧力低下は小さいが、補正前の測定値では圧力低下が 60% 大きくなっている。そのため、水中の方が圧力維持能力は低い可能性がある。また、7 MPa まで落ちるのにかかる日数は、水圧実験で補正前(後)において 55 ± 1 日 (26 ± 1 日) と予想され、この日数が経つごとに加圧すれば実用に耐えることが出来ると考えられる。しかし、温度によって圧力は上下するため、それによる影響は考慮する必要がある。そして水中試験(加圧)において、ポンプへの逆流が確認できたため、実機運用する際にはバルブをポンプ付属のもの以外に追加するべきであることが分かった。

表 3.3: 各実験結果 (圧力時間変化)

空気中実験	補正前 圧力 [MPa] = (-0.0489 ± 0.0002) MPa/days \times x day + 14.8584 MPa
	補正後 圧力 [MPa] = (-0.0519 ± 0.0001) MPa/days \times x day + 13.5482 MPa
水中実験	補正前 圧力 [MPa] = (-0.0782 ± 0.0003) MPa/days \times x day + 11.2993 MPa
	補正後 圧力 [MPa] = (-0.0437 ± 0.0007) MPa/days \times x day + 8.1319 MPa

今後の展望として、水中実験での測定日数が空気中実験に比べて短いため、より長期に測定することで詳しく水中でのジャッキの性能について測定する必要があるだろう。また、ポンプ付属のバルブの不調がいつから起きていたものか不明であるため、改めて圧力低下を測定することも必要であると考えられる。

第4章

パイルアップ識別試験

J-PARCのニュートリノビームは1つのスピルに対し8つのバンチで構成されている。図4.1はそのスピルとバンチの時間幅について示したものであり、スピル間は1.3 s、バンチ間は約560 nsで構成され、1バンチは約50 nsの幅を持つ。そして、その1バンチの中に多数のニュートリノが含まれている。そして、HK開始時にはスピル間隔が1.16 sになる予定である。IWCDはグラファイト標的から約830 mと、後置検出器(HK)が295 km先であるのと比較するとはるかに近い距離に位置している。そのため数多くのニュートリノが検出器内を通過し、反応することでデータが高い統計で獲得できることが期待されている。一方で、短時間(1バンチ内)で複数のニュートリノが相互作用を起こしてしまうと、それぞれの相互作用による信号が重なってしまう。この現象をパイルアップという。なので、図4.2のように、右図の検出器外部からのミュオンに関わるパイルアップは考慮せず、左図のニュートリノが検出器内で反応することによるパイルアップのみを扱う。右図を考慮しないのは、IWCDがODを持つことで、外部からのミュオンを識別することが出来るからである。

データを解析する点において、それがパイルアップしたものなのかそうでないかの識別は必要不可欠なものとなっている。本章では1バンチ内(50 ns)において、ニュートリノ相互作用により生成した(あるいは生成したと想定した)ミュオン由来のチェレンコフ光のhit情報から、その事象がパイルアップであったかどうかの識別手法の開発をシミュレーション(WCSim)を用いて行った過程と結果について述べる。

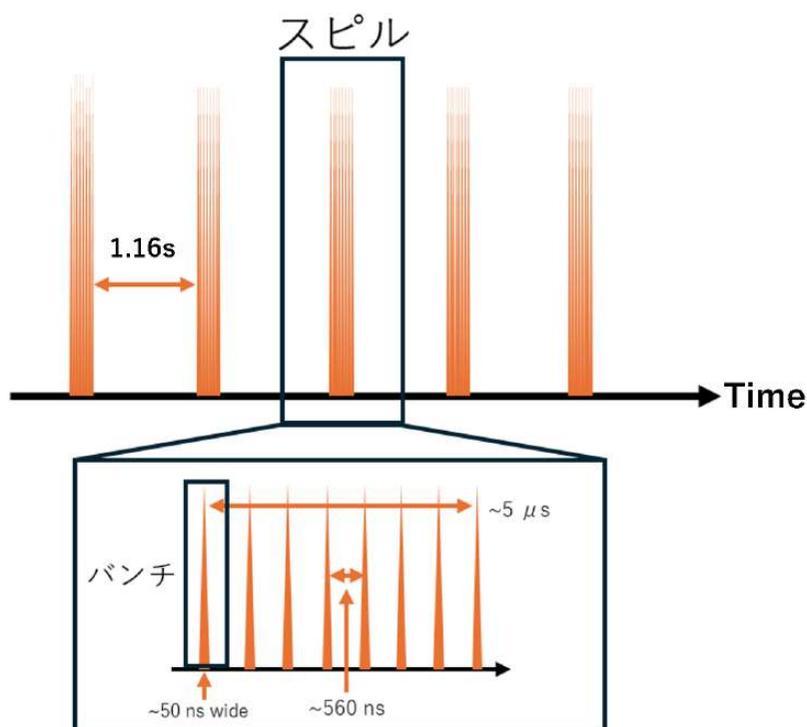


図 4.1: ビーム構造について (再掲)

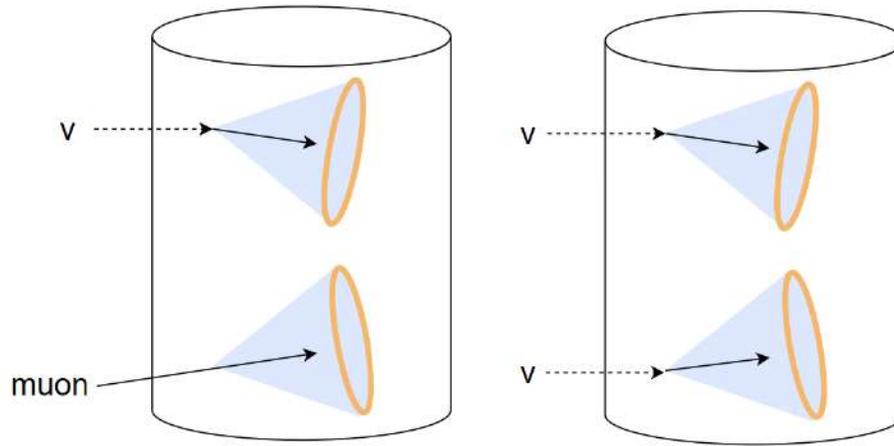


図 4.2: パイルアップの例 左図はニュートリノとミュオンのパイルアップ、右図は2つのニュートリノのパイルアップ。今回は右図の場合を考えてシミュレーションを行う

4.1 IWCD における実験背景と本研究の目標

現在、ニュートリノ振動のパラメータを決めるにあたり、課題となっているのが系統誤差の改善である。系統誤差が生じる要因の一つとして、異なる標的を使ってデータ解析を行おうとする場合が挙げられる。後置検出器のSK、HKで用いられる水標的以外で測定を行った場合、水標的への変換が必要となり、それが系統誤差へと繋がる。そのため、今回新たに作るIWCDでは後置検出器と同様の水標的を用いることで系統誤差を抑えて測定できる。そして、設置位置もJ-PARCのグラフアイト標的から約830mの距離にすることで、後置検出器の設置位置である295kmと比べてニュートリノ反応事象の統計量を増やすことが出来る。これにより、ニュートリノ反応の精密測定及びニュートリノビームの理解を深めることに繋がり、CP対称性の破れに関する研究など様々なニュートリノ実験に役立つデータを取得できることが期待されている。一方、IWCDにおける新たな問題としてパイルアップ事象がある。パイルアップ事象とは、複数(基本2つ)のニュートリノが1バンチ内(50ns間)で反応を起こすことで、データがそれぞれに由来する信号が重なって検出されてしまう事象である。これにより、データを解析する際に、そのデータが1つのニュートリノ反応によって生成されたものなのか、2つ(パイルアップ)のものなのかを識別する必要があるが生じる。実際に予想されるニュートリノ反応数は1バンチ当たり0.4事象であり、パイルアップ事象(2つニュートリノが反応する)は0.062事象と考えられている。一見少ないようにも見えるが、統計量自体は大きなものとなるため、より解析可能な事象を増やし、ニュートリノ振動のパラメータ改善に貢献するためにもパイルアップの識別は重要課題となっている。

そして現在、IWCDではパイルアップに関する研究が少ない。そのため本研究では最新の検出器デザインや運用条件でシミュレーションを行い、パイルアップ(2mu)事象の誤認の少ない1mu事象の識別方法の開発を行う。後に詳しく説明は行うが、始めにミュオンの運動量を500MeVに固定して1mu識別・2mu識別を行い、次に運動量をビーム分布に則したものに變更して1mu識別・2mu識別を行うことで、識別率の違いを比較しつつ、ミュオンの発生条件でCutをかけることで識別率がどう変化するかを調べる。

今回のシミュレーションでは大きく2つのパターンに分けられ、1つは運動量を固定したミュオンを検出器内で生成したパターン。もう1つはビームニュートリノエネルギー分布に従った運動慮を持ったミュオンを検出器内で生成したパターンがある。以降は、どのようにシミュレーションを行ったのかを説明していく。

4.2 WCSim

WCSim (Water Cherenkov Simulator) は後述する Geant4 をベースにした水チェレンコフ検出器用のモンテカルロシミュレーションキットである。検出器の構造や検出器内を伝播する粒子の種類や運動量、PMT の検出効率、粒子のジェネレーターなどを任意に設定し、使用予定の PMT が検出器に対しどのようなパフォーマンスを期待できるかの予測が可能となる。今回は HK に導入予定のマルチ PMT を、同じく水チェレンコフ検出器である IWCD で使用した場合どのような効果があるのかを確かめる目的がある。

4.2.1 Geant4

Geant4 (GEometry ANd Tracking 4) は C++ をベースとした物質中を通過する粒子の相互作用とその過程のシミュレーションツールである。相互作用のモデルやパラメータを任意に決めることが可能であり、WCSim も Geant4 を基にして考えられている。

4.2.2 IWCD の設定

今回使用した IWCD の内部構造は次のように設定されている。

表 4.1: IWCD の内部設定

検出器半径 (ID)	350 cm
検出器高さ (ID)	800 cm
ID PMT	3inch, 6992 本
m-PMT1 本当当たりの PMT 数	19 本
OD PMT	20 cm, 368 本

IWCD ではビーム方向を z 軸と定義するため、図 4.3 のように x, y 軸を定義し、検出器の中心を原点とする。分かりやすくするために、半径 r を $r = \sqrt{x^2 + z^2}$ として以降は説明に用いる。また、PMT は検出器側面において、ID では $r = 350$ cm、OD では $r = 370$ cm の位置に設置してある。また、検出器上底面において、ID では $y = \pm 400$ cm、OD では $y = \pm 420$ cm PMT が設置されている。そのため、以降では内水槽を $r = 350$ cm、高さ ± 400 cm の領域とし、それより外側を外水槽とする。その他、実際に基づいた PMT の向きやダークレート、PMT 表面での反射率等が入力されている。

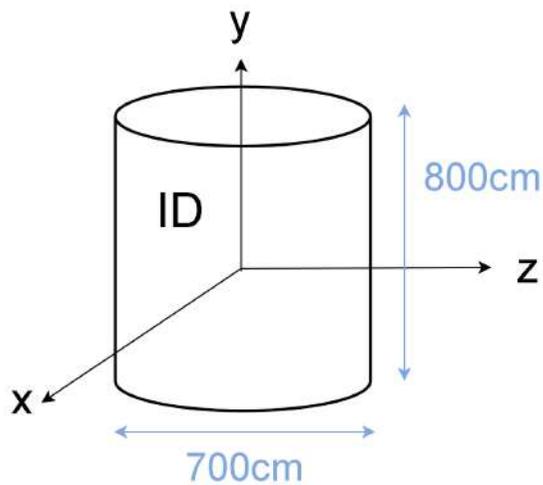


図 4.3: IWCD(ID) の設定 Z 軸をビーム方向と定義している

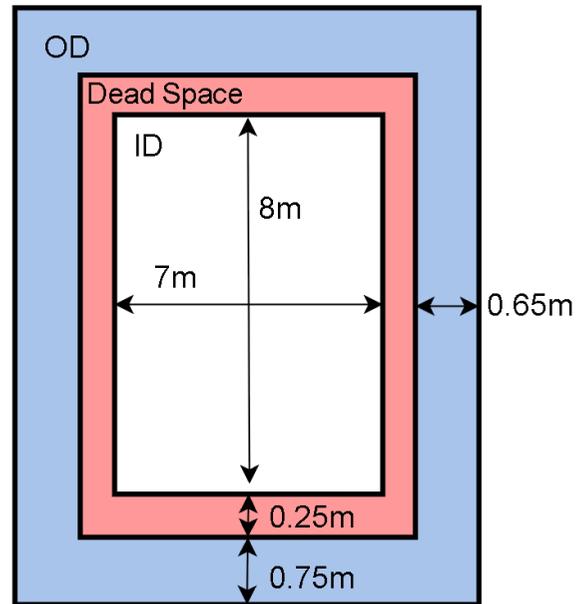


図 4.4: IWCD 検出器の大きさ (再掲)

4.3 ミューオンの生成方法と事象選別

今回のシミュレーションは、複数 (今回は 2 つ) のニュートリノが短時間で検出器内で反応し、それぞれに由来する信号が重なるパイルアップ事象を想定したものである。そのため、ミューオンを 1 つ発生させる 1mu 識別とミューオンを 2 つ発生させる 2mu 識別を行った。このとき、ミューオンの運動量の設定を 2 種類用意して、シミュレーションを行った。ミューオンの運動量は、識別に用いるチェレンコフ光の発生量に大きく関わってくる。そのため、ミューオンの運動量を高く固定したものと、実際のニュートリノビームエネルギー分布に従って生成されるミューオンの運動量を持ったものの 2 種類に分けることで、運動量の影響をより分かりやすくした。前者のミューオンの運動量は、ニュートリノビームエネルギーが off-axis 角 2.5° では約 600 MeV でピークを持つため、その後の相互作用を考慮して 500 MeV とした。

次にミューオンの事象選別について説明する。検出器外部から来るミューオンに関しては、外水槽で識別し解析には使われないため、以下の 2 つを事象選別基準とした。

1. ミューオンの生成点が ID 内であること
2. OD PMT に反応が無かったこと (Fully Contained 事象であること、のちに FC 事象と称する)

以下に、この事象選別後の使用イベントの変化を、ミューオンの運動量を固定したものとビームエネルギーに則したものとで分けて説明する。

4.3.1 運動量を固定した場合のミューオン情報と事象選別後の変化

始めに、ミューオンの運動量を 500 MeV に固定した場合のミューオン情報を表 4.2 に示す。内水槽は半径 350 cm、高さ 800 cm の領域である。また、発生時間差は 1 つ目に発生させたミューオンと 2 つ目に発生させたミューオンでの時間差を示しており、ビーム 1 バンチ幅に相当する 0 ~ 50 ns の領域でランダムに決める。これの影響を考えると、例えばその時間差が大きかった場合、それぞれに由来する信号は発生するが、重なる部分は一部だけになり、識別はしやすくなる一方で、時間差が小さかった場合、信号の大部分が重なってしまい、識別が難しくなる。また、運動量の角度分布については次の 4.3.1 で説明する。

表 4.2: 粒子の設定

発生粒子の種類	ミューオン
運動量	500 MeV
粒子発生位置	内水槽ランダム
粒子運動方向	ビーム軸に角度分布に基づいてランダム (後述)
粒子事象数	10000 イベント
発生時間差	0 ~ 50 ns をランダム (2つ目のミューオンのみ)

逆関数法を用いたミューオンの運動方向

今回想定している反応は図 4.5 のような原子核とミューニュートリノの荷電カレント準弾性散乱である。それによって発生したレプトン（ミューオン）の運動方向は大気ニュートリノの相互作用モデルから図 4.6 のデータ（青点）のような分布をすると予想される。この分布に従って発生させるミューオンの運動方向に角度分布を与えるために逆関数法を用いた。以下にその手順を示す。

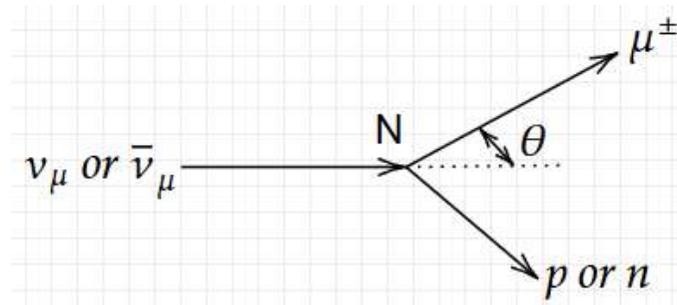


図 4.5: muon 生成角度

1. データに対して 10 次元多項式 ($f(x)$) でフィットを行う。
2. $f(x)$ の累積分布関数 (CDF) $F(x) = \int_{-\infty}^x f(x') dx'$ を作る。
3. $U(x) = f(x)/F(x)$ として規格化する。
4. $U(x)$ の逆関数を求めるために x について解く。
5. x を $[0,1]$ の範囲でランダムに決めて、実際の分布に従った値を生成する。

これにより、ニュートリノビーム由来のミューオンの動きを実際のものに近づけ、より実践的なシミュレーションを可能にする。

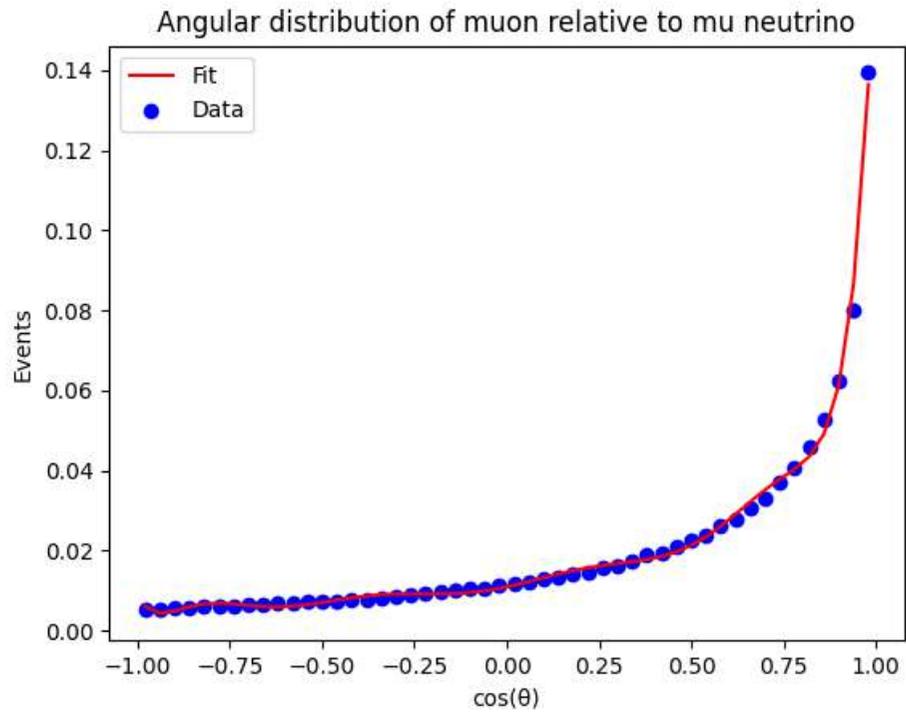


図 4.6: 生成した muon のニュートリノに対する運動量方向余弦の z 成分

事象選別後のミューオン情報

今回のシミュレーションでは、表 4.5 に従ったミューオンを発生させた中の FC 事象のみを扱う。FC の説明
 よって、生成した全事象とシミュレーションで使用する FC 事象でどのような違いが表れるかを確認する。
 図 4.7 はミューオンの z 軸に対する運動量の方向余弦を示しており、赤線は生成した全事象、黒線は FC 事象を
 示す。図 4.3 のように座標系を決定し、z 軸をビーム軸と定義していることを思い出すと、図 4.6 のようなビーム
 方向に相関がある運動方向を持ったミューオンを全事象では生成できていることが分かる。また、FC 事象を見ると、
 全事象と同じような割合でビーム方向に相関のある分布を持っていることが分かる。

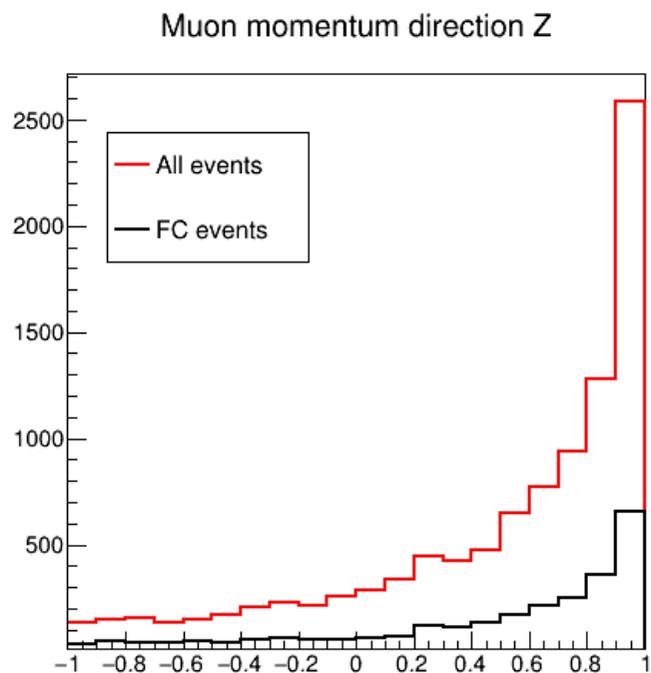


図 4.7: 1mu 事象のミューオンの z 軸 (ビーム方向) の方向ベクトル分布

次に、図 4.8, 4.9, 4.10 はミュオンが発生位置分布を示しており、いずれの図も左が全事象、右が FC 事象におけるミュオンの発生位置分布となっている。全事象の分布を見ると、特に zx 平面が分かりやすいが、検出器全体に分布していることが分かる (xy 平面や yz 平面で x, z 中心にイベントが集まっているように見えるが、IWCD が円筒型であるため、bin 毎のイベントの積分領域が異なることが影響している)。全イベントと FC イベントを比較してみると、 z 軸正 (ビーム下流) の領域でイベントが減っていることが分かる。これは、ビームの下流で生成したミュオンが OD に突き抜けやすいことが表れている。

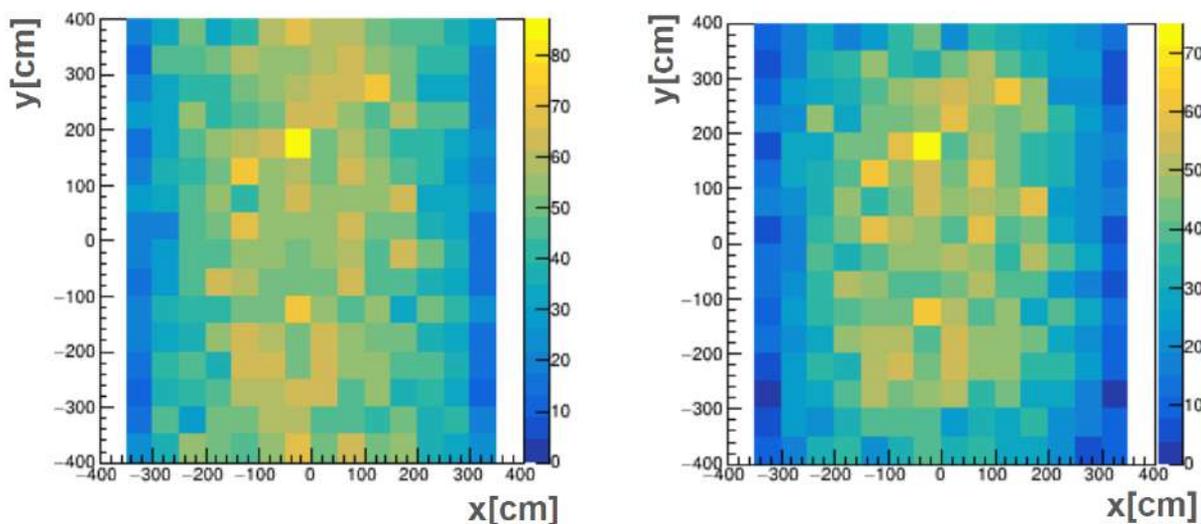


図 4.8: ミュオンの生成点分布 (xy 平面) 左図が全イベント、右図が FC イベントの分布を示している

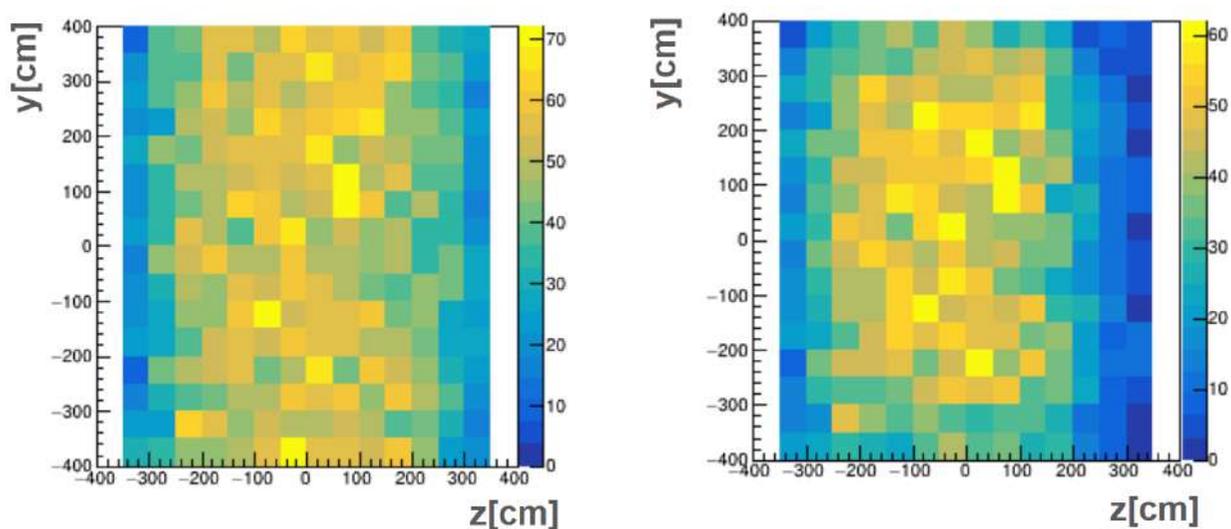


図 4.9: ミュオンの生成点分布 (yz 平面) 左図が全イベント、右図が FC イベントの分布を示している

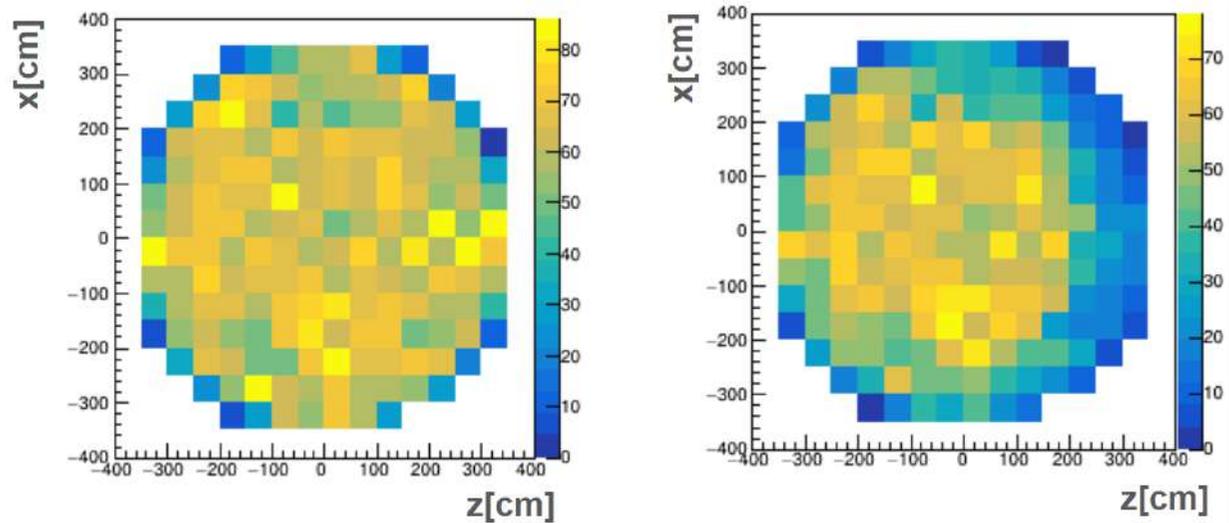


図 4.10: ミューオンの生成点分布 (zx 平面) 左図が全イベント、右図が FC イベントの分布を示している

また、2mu 識別において、2つのミューオンが生成した時間差と生成点間距離の 2次元プロットを図 4.11 に示す。生成時間差は 0 から 50 ns まで一様分布していることが分かる一方で、生成点距離の分布は 450 cm にピークを持つような形を持っていることが分かる。なお、FC と比較しても大きな変化はないことが分かった。

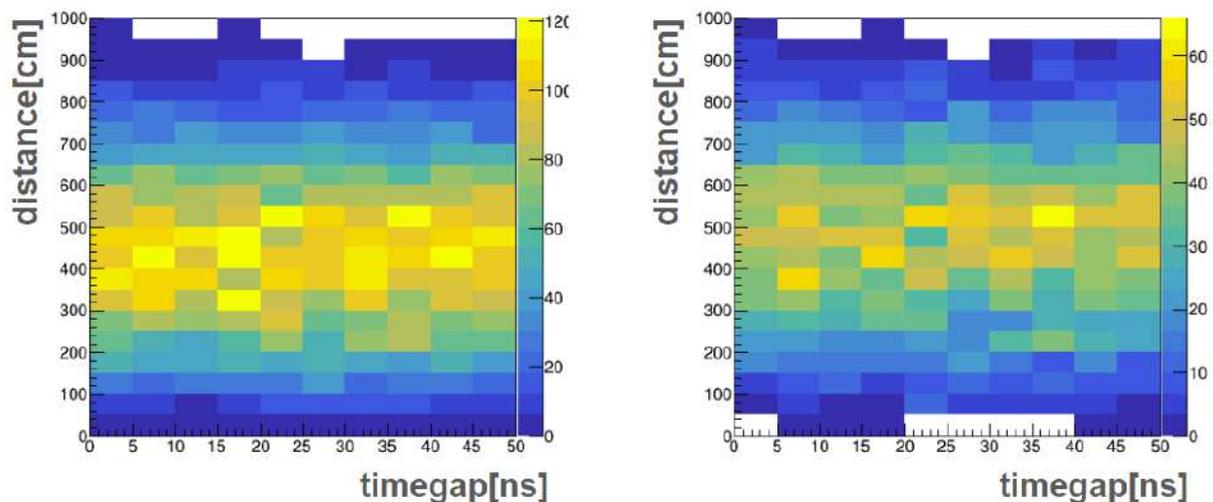


図 4.11: ミューオンの生成時間差 (横軸) と生成点間距離 (縦軸) をプロットした図 左図が全イベント、右図が FC イベントの分布を示している

4.3.2 ミューオンの運動量を分布させた場合の事象選別

前節でミューオンの運動量を 500MeV に固定したが、ここでは実際の分布に近いと考えられる分布で発生させる。これには、J-PARC ニュートリノビーム反応によって生じるミューオンの運動量分布 (simulation) を用いる [慶應義塾大学・岡明香里氏による simulation]。その情報を表 4.3 に示す。

表 4.3: 粒子設定

発生粒子の種類	ミューオン
運動量	J-PARC ニュートリノビームの反応によって生じるミューオンの運動量分布
粒子発生位置	ID 内部ランダム
粒子運動方向	J-PARC ニュートリノビームの反応によって生じるミューオンの運動方向分布
発生時間差 (2mu の場合)	0 ~ 50 ns をランダム
粒子事象数	21041(1mu), 10539(2mu)

事象選別後のミューオン情報

次に実際にシミュレーションに用いるミューオン情報を示していく。

図 4.12 はミューオン運動量の方向余弦を示しており、前述したシミュレーション同様、z 軸はビーム軸と定義している為ビーム方向に相関があることが分かるが、その相関は比較的弱いものになっている。また、x, y 軸は一様に分布しており、 $x, y = 0$ 付近では FC Cut されやすい傾向が見られている。

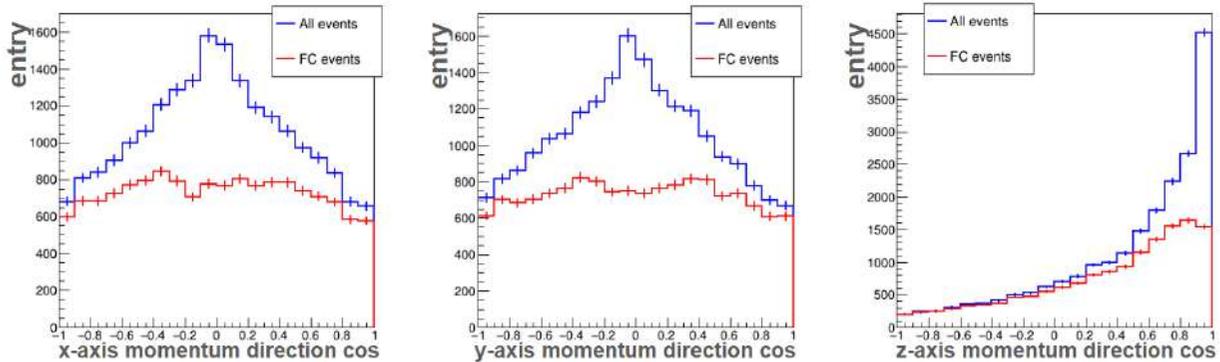


図 4.12: 1mu 事象のミューオンの運動量の方向余弦 左から x, y, z 成分

図 4.13 はミューオンの発生位置分布を示している。前述したシミュレーションと比較すると、全イベントは同様に検出器内を一様分布している。また、ID を今回半径 350 cm、高さ 800 cm と定義しているが、それを超える位置に生成しているのが xy 平面や yz 平面からわかる。これらは ID と OD の間であるデッドスペースで生成されたものであるため、FC Cut で除去されず残っている。今回はこのデッドスペースで生成した粒子は解析に使用しない。

全イベントと FC イベントの比較をすると、この図 4.13 からは分かりにくいですが、壁付近で生成した粒子は依然として FC Cut されやすくなっている。それを示したのが図 4.15 となる。これは、ミューオンの運動方向を考慮して移動したとき、始めにぶつかる壁までの移動距離を示している (図 4.14)。運動方向をこれを見ると、壁までの移動距離が 0 ~ 200 cm の領域で FC Cut されやすいことがわかる。

また、ミューオンの運動量分布は図 4.16 に示す。ピークは 300 から 400 MeV の領域に立っており、事象選別をすることで、ミューオンの飛行距離が長くなり、OD まで届きやすくなる高運動量が少なくなっていることが分かる。

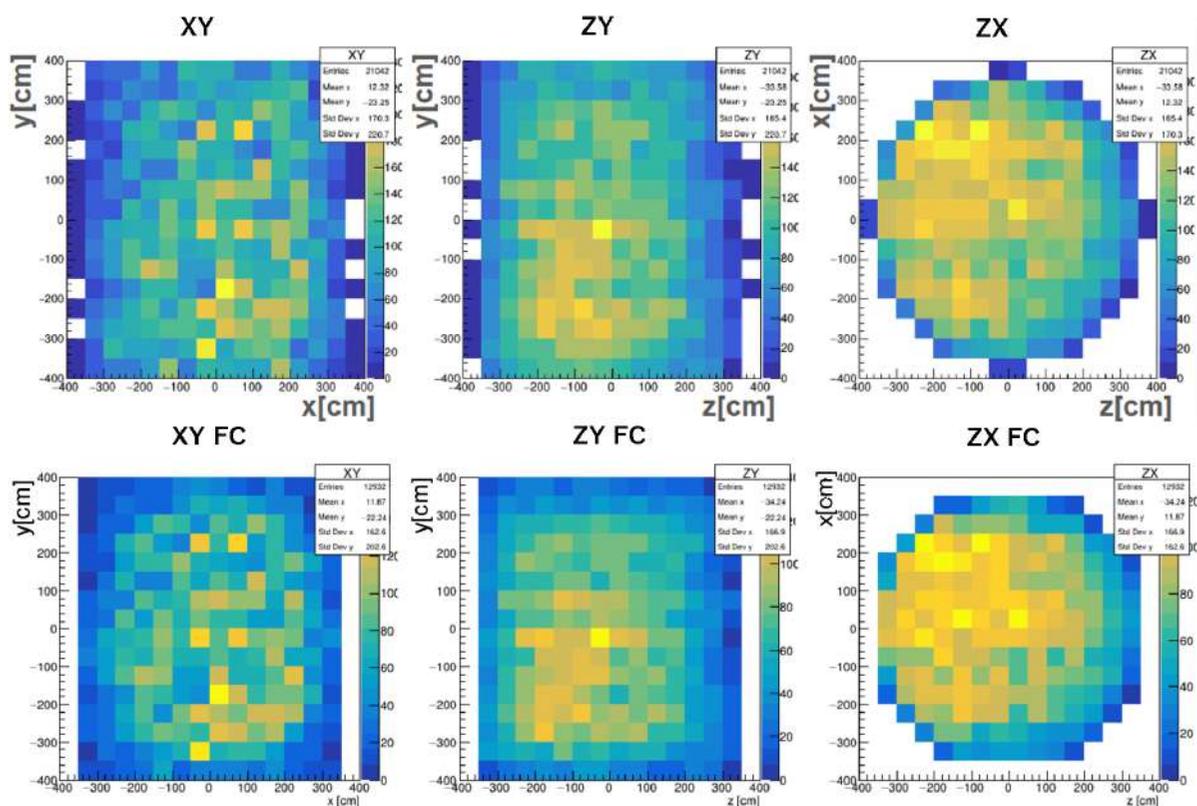


図 4.13: ミューオンの生成点分布 (左から xy, yz, zx 平面) 上図が全イベント、下図が FC イベントの分布を示している

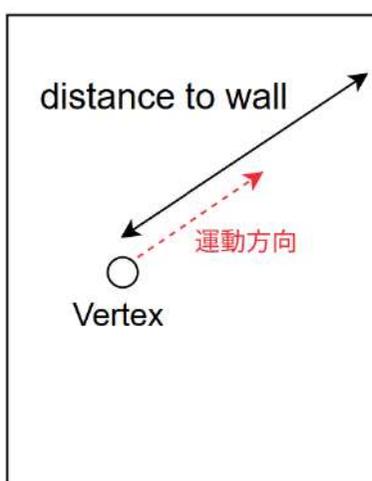


図 4.14: 壁までの移動距離の定義 生成点から壁まで最短距離では無いことに注意

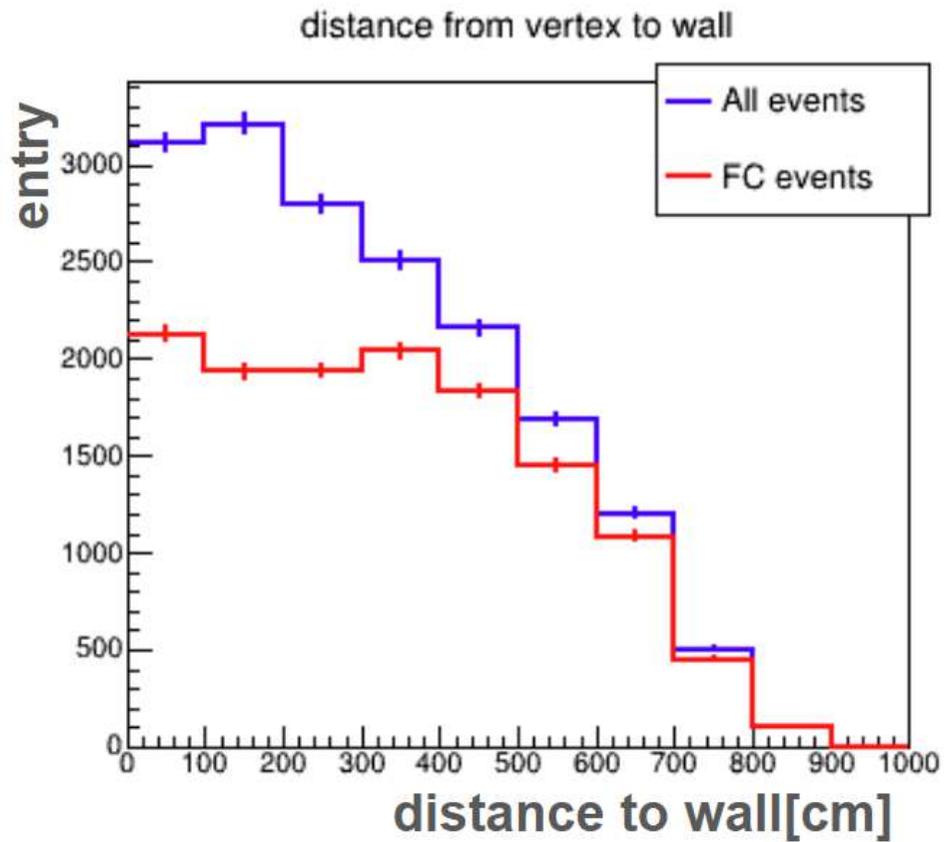


図 4.15: ミューオンの生成点から壁までの移動距離

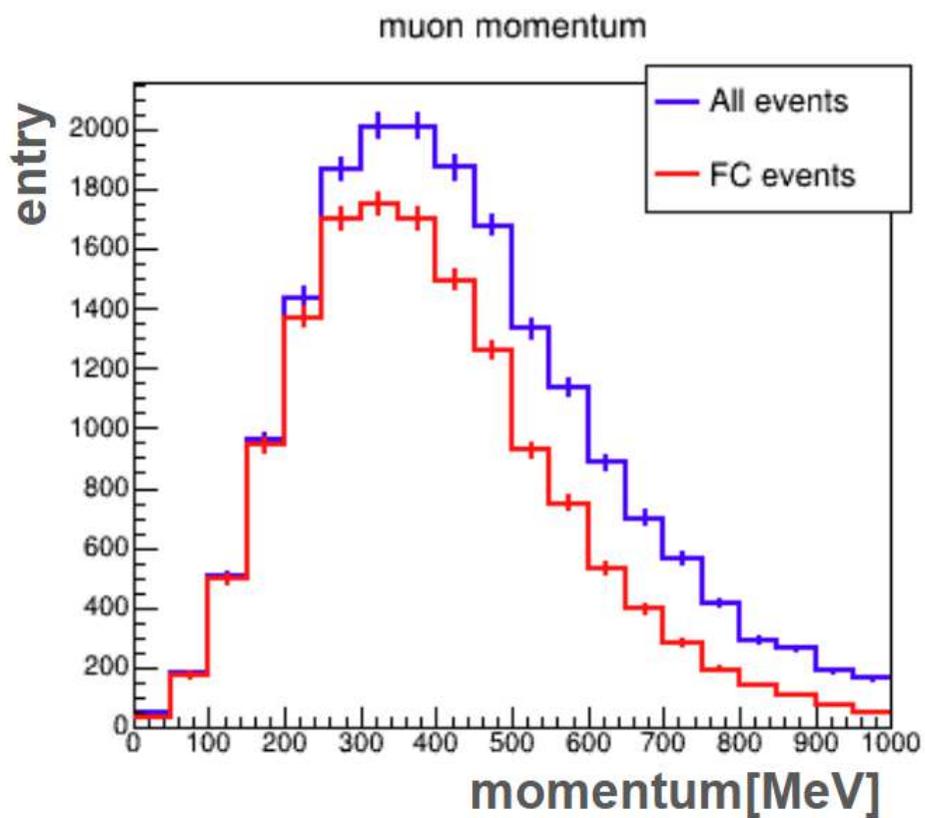


図 4.16: ミューオンの運動量分布

4.4 Grid search を用いた Vertex 再構成手法

本研究では WCSim から得られた 3inchPMT の信号検出時間を用いて 1 μ 事象か 2 μ 事象かの識別を行う。ここで重要なのがミューオンが発生してから PMT に到達するまでの時間 (ToF, Time of Flight) を考慮することである。図 4.17 は 500 MeV の運動量を持つミューオンを 1 つ発生させたときの検出時間 (hittime) 分布である。チェレンコフ光が点光源から生成されているとするならば、この信号の検出時間 (hittime) から ToF を引いた時間は、(正しく ToF を求められているのならば) 全ての PMT で同じになる。それにより、ToF 補正を行うことで鋭いピークを持ったグラフが生成され、後述する peak search をより精度よく行うことが可能となる。

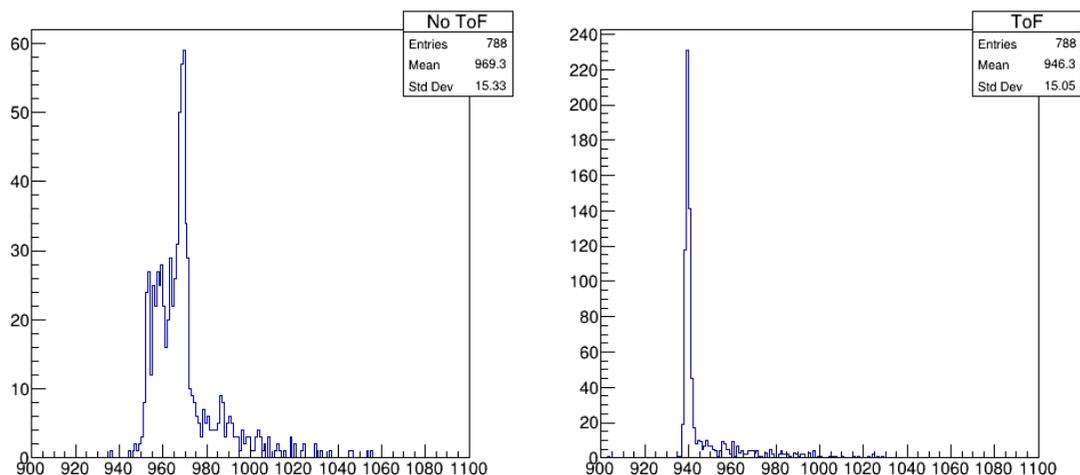


図 4.17: ToF 補正の有無によるグラフの違い

4.4.1 Vertex 再構成の目標

現在 SK や T2K 実験で使用されている Vertex 再構成アルゴリズムの fitQun を IWCD に適応し、シミュレーションによって真の Vertex と再構成したそれとを比較した結果、発生した粒子が電子の場合は 14 cm、ミューオンの場合は 5 cm の精度で再構成可能であることが調べられている。(参考文献 [22])

一方で、ある程度再構成した Vertex と真の Vertex の距離が離れていても ToF 補正をした結果、図 4.17 のような鋭いピークを持ったグラフを得られることが分かっている。後に図を用いて詳しく説明するが、真の Vertex からの距離差が 250 cm に収まる Vertex 再構成を目標としている

4.4.2 m-PMT を用いた Vertex 再構成

各 3inch PMT に対して ToF を計算するためにはミューオンの生成点 (仮 Vertex) を決める必要がある。これは以下の流れで決定される。

1. 一定値以上の光電子を検知した PMT を調べる
この閾値を Charge Cut としている。
2. 3inchPMT が向いている方向へ円錐状に広がる線を引く。
この線 (円錐の高さに当たる) の長さは内水槽の直径である 700 cm としている。
3. 区分けした領域の中心がその円錐内に含まれるかを調べ、含まれていたらその領域のカウント数をその PMT の Q 値分 (検出した光子量) 増やす。(区分けした領域は図 4.19 参照)

区分けの説明

50 cm ずつ線を区切り ($700 \div 50 = 14$ 分割)、その点毎に円を書き、円の内部に分割した領域の中心が含

まれているかを計算する。(図 4.18 参照)

4. 上記の作業を Charge Cut を超えた PMT の本数分に行い、最もカウントが多かった領域の中心を仮 Vertex とする。

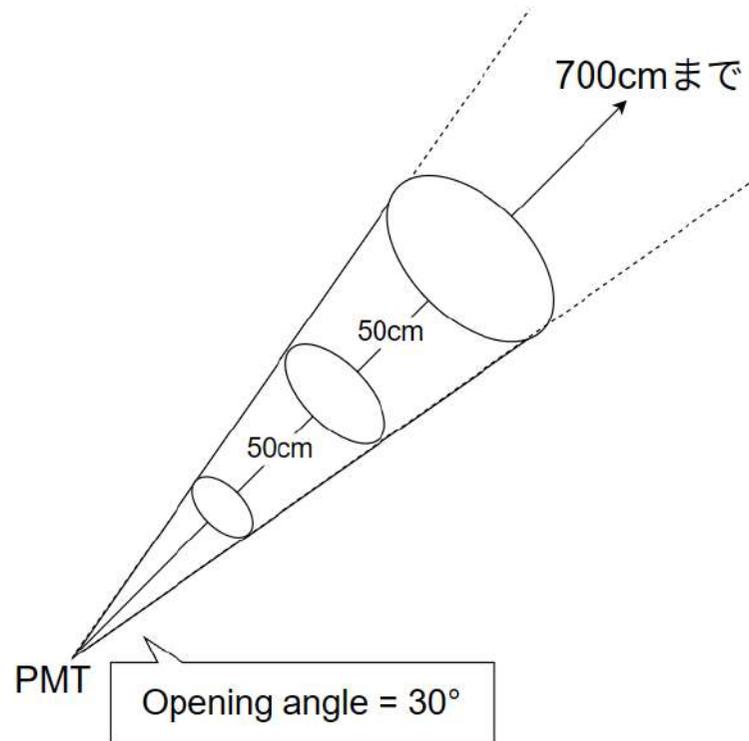


図 4.18: PMT を用いた Vertex 再構成の方法

図 4.20 は仮 Vertex の決め方を示したもので、表示している円錐は開き角は 30° としている。これは PMT の集光角度に基づいて決めている。

具体的に仮 Vertex の決め方を図 4.20 を用いて説明する。例えば、Q 値が 3 光電子 (photo electron, p.e.) と 5 p.e. の PMT があったとすると、PMT の向きと集光角度から光が入ってきたと思われる領域は円錐状 (図は 2 次元のため三角形) になる。そして、検出器を 1 辺 50 cm の直方体で分割し、それぞれの領域にポイントを付けていく。直方体の中心が円錐の内側に含まれるとき、その領域には PMT が検知した光電子分のカウントが加算される (四角の内部に書かれた数字が合計カウント数)。よって、この場合は赤と青の三角形両方に含まれている紫の grid 中心を仮 Vertex として決める形となる。実際にはこの作業を 3 次元的に行っており、m-PMT の高い入射方向分解能を用いることで正確な Vertex 再構成が可能であると期待されている。

この方法で重要な要素は Charge Cut をどう決めるかである。Charge Cut を高く設定することで使用する PMT の数が少なくなり処理時間が短くなる。また、低光量の PMT hit はチェレンコフ光が PMT で反射したものに由来する場合が多く、Vertex 再構成精度が悪くなることを避けられると考えられる。一方、使用する PMT が減少することで 1 つの PMT の比重が大きくなり、再構成した Vertex が真のものにずれやすくなる恐れがあり、低運動量のミュオンの場合、使用できる PMT が存在しない可能性もある。これらのメリットとデメリットを踏まえたうえで、次の 4.6 で Charge Cut の値について考えていく。

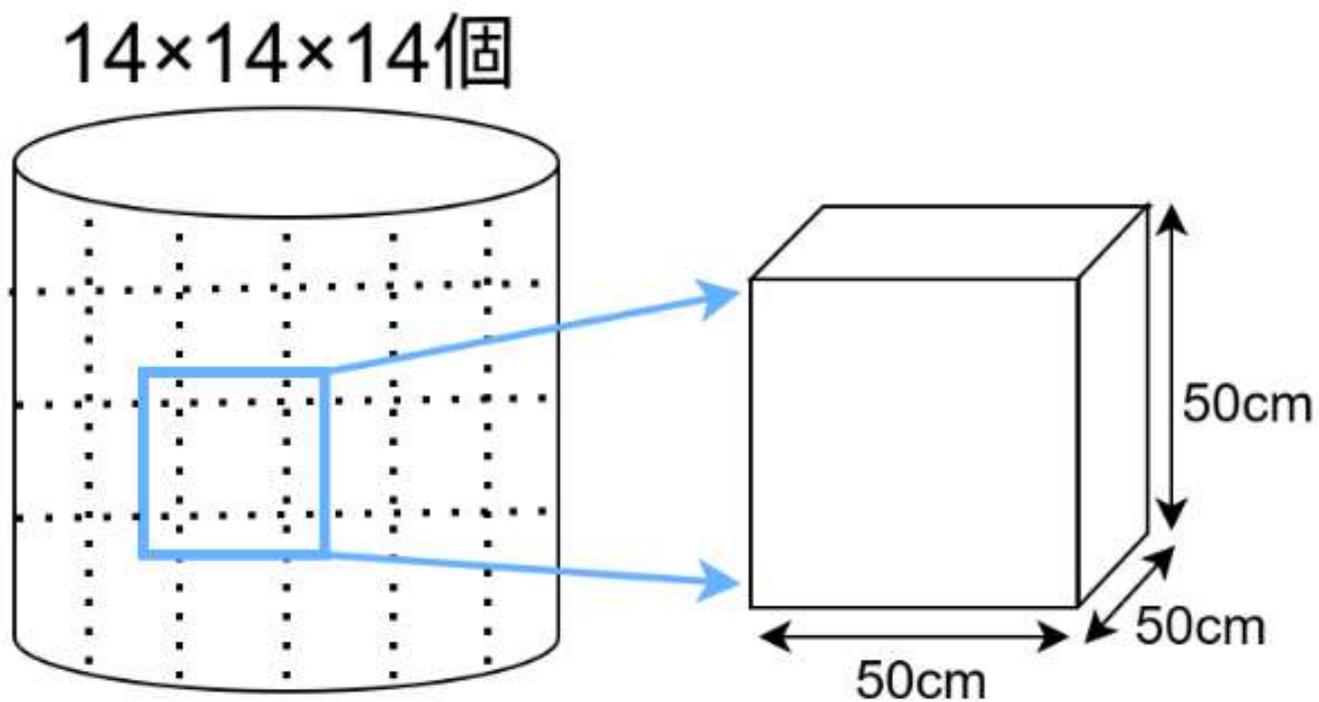


図 4.19: Grid search における空間領域の分割

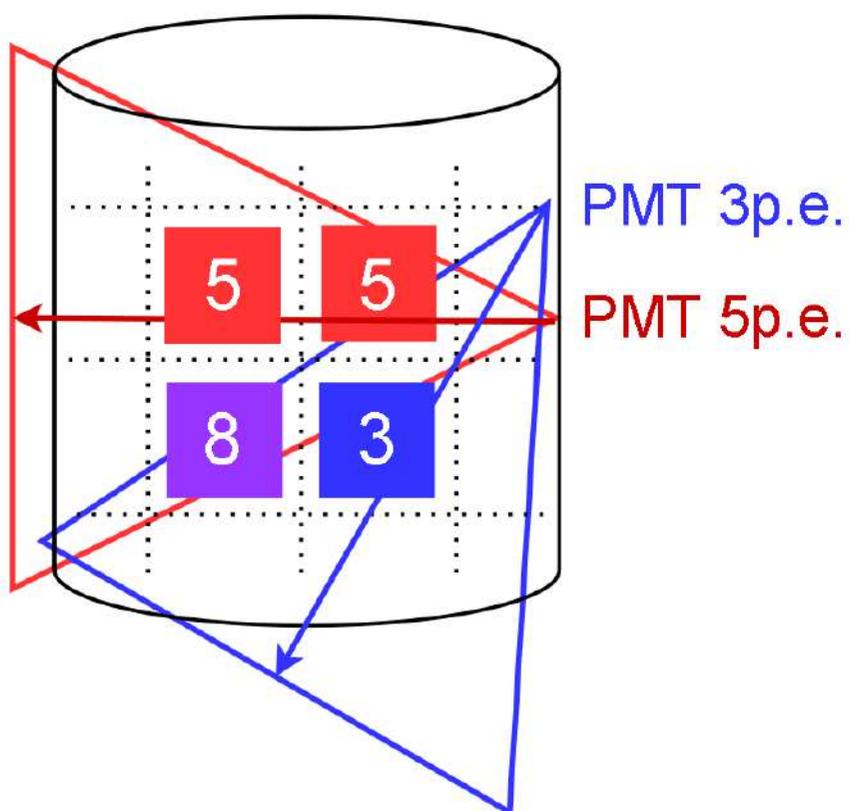


図 4.20: 仮 Vertex の決め方

4.5 peak search

次に ToF 補正をした hittime グラフに対し peak search を行い、ミューオンがいくつ発生したかのパイルアップ事象識別を行う。fit 作業は主に search 関数を用いて調べる [23]。fit までの流れとしては、以下の通りである。

1. fit する hittime グラフ (ToF 補正済) を指定する。
2. グラフの粗さを整える平滑化を行う。
3. 平滑化後のグラフの最大値から 20% 以上の位置に peak(極大値) があるかどうかを確認する (最大 2 つ)。
4. peak の座標を中心にガウス fit を行う (可視化)。

平滑化について説明する。図 4.21 は左図が平滑化前、右図が平滑化後を示している。比較してみると、細かい凹凸が滑らかになっていることが分かるだろう。実際にどのような工程を踏んでいるのかを以下に示す。

1. 任意の bin(i) について、前後 a bin($a = 1, 2, 3, \dots$) までを近傍として扱うとする。今回は $a=2$ として、前後 2bin を近傍集合としている。
2. 移動平均 (A_i) を以下のように求める。

$$A_i = \frac{1}{N_i} \sum_{k=-a}^a x_{i+k}, \quad N_i: \text{有効 bin 数}, x_j: \text{元の bin の値}$$

ヒストグラムの端は前後の bin が存在しない場合があるので、存在しない bin は参照しない設定となっている。

3. この A_i に近傍の値を拡散させて加えることでなだらかにする。

$$x_i^{new} = A_i + \sum_k P_{|k|} x_{i+k}, \quad P_{|k|}: \text{遷移確率}$$

この遷移確率 ($P_{|j|}$) は $x=i$ に近ければ近いほど大きく、逆に離れた bin の値の影響は小さくなることになる。

このような流れで平滑化を行っているため、凹凸が滑らかになっている。これによって、仮 Vertex が true Vertex と多少異なる位置を示して凹凸が消えなかった場合でも正しく識別できるような形となっている。

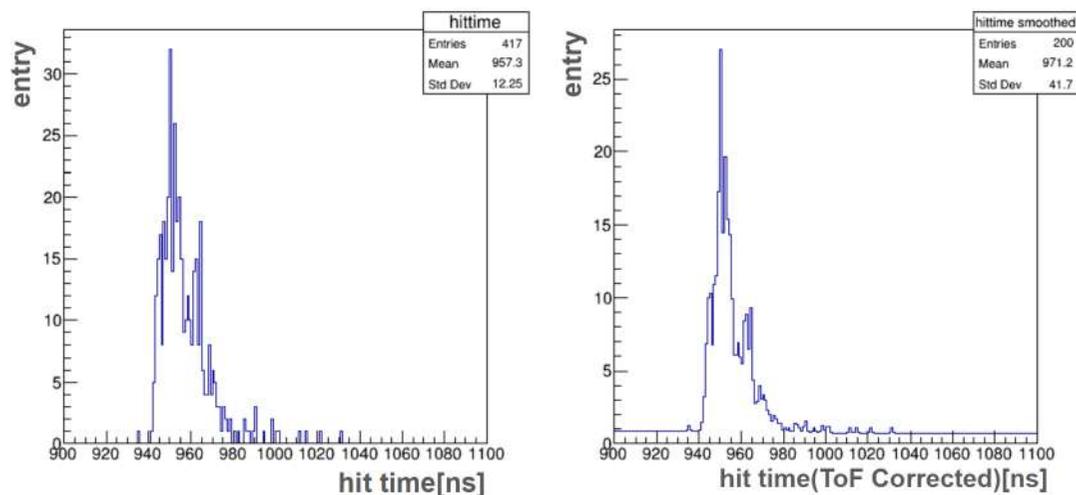


図 4.21: 平滑化前後のグラフ

そして、図 4.22, 4.23 は上記の流れで peak search を行った結果である (グラフは平滑化されていないように見えるが、実際には Peak を探す流れで平滑化を行っている)。Peak の頂点部分に見える逆三角形が Search 関数で見つけた peak の位置である。この Peak の位置が 1 つなら 1mu 事象、2 つなら 2mu 事象として識別する。

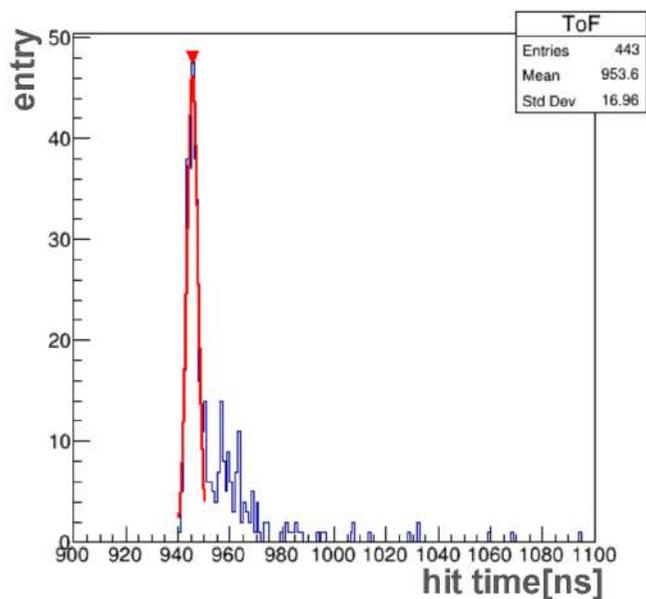


図 4.22: peak search 例 1mu 事象

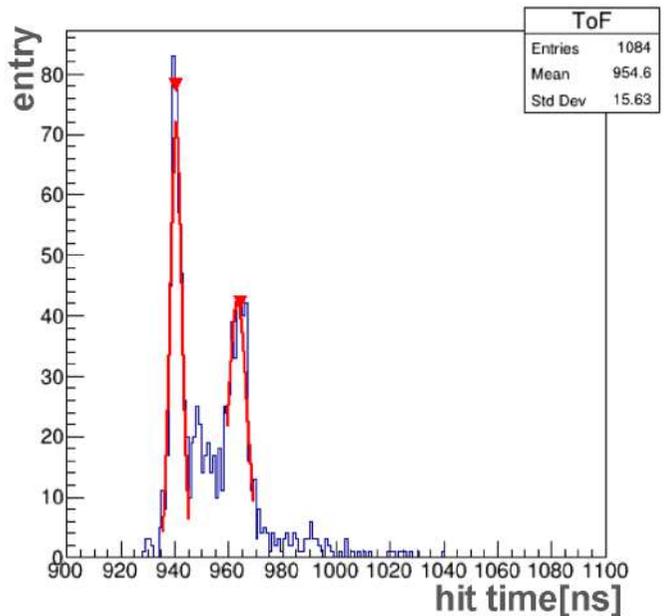


図 4.23: peak search 例 2mu 事象

4.6 Vertex search の精度と PMT Charge threshold の決定

先述したように、m-PMT を用いることで高い精度での Vertex 再構成が出来ると考えている為、その検証と適切な Charge Cut の値を決めるシミュレーションを行った。

4.6.1 Vertex 再構成で求める精度目標

真の Vertex に近い精度で Vertex を再構成出来れば、よりピークがはっきりと現れ、peak search が容易となるが、ある程度真の Vertex との距離が離れていても peak search するのに十分なグラフが得られることが分かっている。図 4.24 は検出器中心から発生させたミュオンに対し、仮 Vertex を真の Vertex から x 方向にどれだけずらしたときに識別が失敗するかを調べたものである。100 cm ずらした場合は問題なくピークが出ているのだが 200 cm ずらした場合、(少し見えにくい) ピークが 2 つに分かれてしまっているが、平滑化により 1 つのピークと見なせたために識別が成功している。そして、250 cm を超えると完全にピークが 2 つに分かれ、識別に失敗してしまうことが分かった。

以上の結果から、Vertex 再構成の目標精度として 250 cm の距離差に収めることを目標としている。

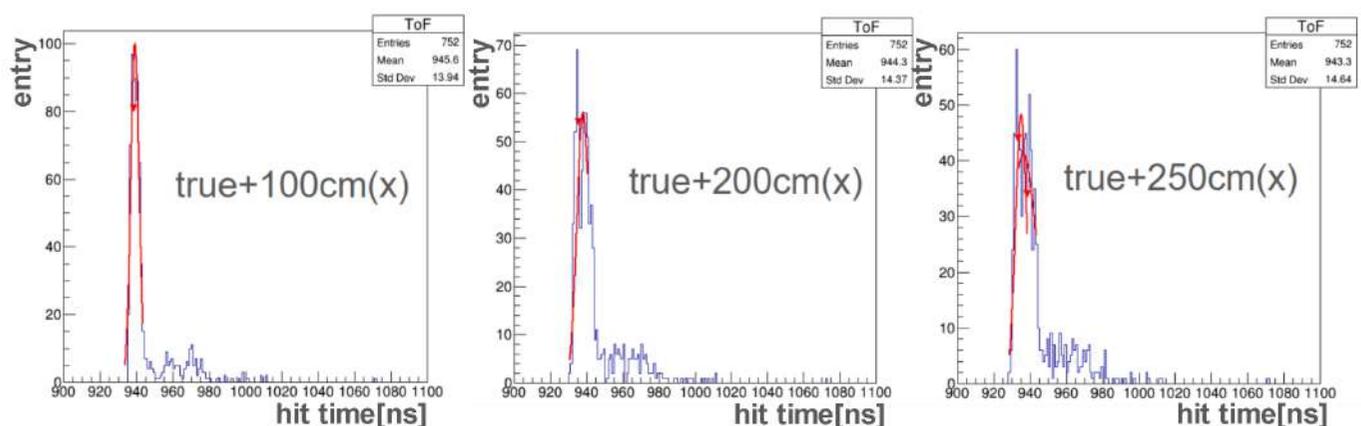


図 4.24: 仮 Vertex の要求精度 検出器中心から発生させたミュオンに対して、x 軸方向に仮 Vertex をずらしていった結果、真の Vertex から 250 cm 離すと識別に失敗した。

次に、Charge Cut を変化させたときの事象再構成精度・250 cm を超えた割合・処理時間を調べた。Charge Cut は 1 p.e. から 1 刻みで 5 p.e. までの 5 パターンにおいて、上記 2 項目を調べた。シミュレーションに用いるミューオンは表 4.3 に示したものを 1 つ発生させた。以下にその結果を示す。

表 4.4: 閾値と Vertex 間の距離

Charge threshold[p.e.]	truevertex と 仮 Vertex の距離	250 cm を超えた割合	処理時間 (全イベント)
1	159.15 ± 0.58 cm	3.44%	9.41×10^2 s
2	155.49 ± 0.62 cm	4.25%	4.26×10^2 s
3	154.67 ± 0.65 cm	5.29%	2.93×10^2 s
4	153.95 ± 0.69 cm	6.09%	2.17×10^2 s
5	155.34 ± 0.74 cm	7.24%	1.87×10^2 s

以上の結果から、再構成精度は 4 p.e. が最も良かったが、誤差の範囲でどの Charge Cut でもおおよそ一致していた。一方、250cm を超える割合は Charge Cut が小さいほど少ない結果となった。これは、Charge Cut が高くなることで使用する PMT が少なくなる。それにより、1 つの PMT の比重が大きくなり仮 Vertex がずれやすくなってしまふことが要因である。しかし、それに対応して処理時間は Charge Cut が大きい方が短くなる。以上のことを考慮し、今回は Charge Cut を 3 p.e. に設定して識別を行った。

4.6.2 先行研究の事象再構成方法との比較

ここで、先行研究 [24] の識別方法について説明を行う。手順としては以下の順番である。

1. 検出器を 1 辺 50 cm の立方体に分割する (本研究と同様)
2. 立方体の中心を仮 Vertex として、全ての立方体で ToF 補正をした hittime 分布を作成する
3. 作成した時間分布を 2.5 ns 毎の領域に区切り、前後の領域よりも反応した PMT の数が 40 本以上の領域を μ 候補とする (2mu 事象の場合、同じ時間分布で複数の μ 候補がある)
4. それぞれの μ 候補 (領域) に対してガウシアンフィッティングを行い、標準偏差が 2.0 ns 以下のみ μ 候補として残し、信号の平均値 (発生時間) を調べる。
5. 残った μ 候補の領域に含まれる時間分布 (信号の平均値) と発生点 (仮 Vertex の位置) 分布をグラフにまとめる。
6. 残った μ 候補から 2 つを選び、
7. この時間分布と発生点分布は 2mu 事象であればある程度離れていることが予想されるため、それぞれに閾値を決め、それ以上発生時間 (距離) がどちらかでも離れていたら 2mu と見なす。

先行研究ではこの閾値を生成点時間差 20 ns、距離差 (xy 平面上)3.5m としている。それをを用いて、同様のミューオンの発生条件 (事象数のみ異なる) で 1mu 事象と見なした割合について調べた結果、以下の結果が得られた。

$$1\mu \text{ 事象} : 90.1 \pm 0.3\% \quad (4.1)$$

$$2\mu \text{ 事象} : 24.8 \pm 0.4\% \quad (4.2)$$

本研究との処理時間差

今回の研究は先行研究に比べて簡素なものとなっており、1, 2 の作業のみでどこまで識別よく出来るのかどうかを調べている。ここで、どれだけ簡素に出来ているかを処理時間で評価する。ここで、先行研究の処理時間をどう計算したかを説明する。

1. 分割した立方体の数は 2480 個
2. 仮 Vertex を決め、ToF 補正を行い、hittime 分布を作成する流れは本研究でも使用している為、それと同等として考える。

よって、2 でかかった時間を 2480 倍した数値を先行研究の 1 イベント当たりの処理時間とした。一方、本研究は PMT 情報から仮 Vertex を決め、その Vertex を用いて ToF 補正をした hittime 分布を作成するところまでを 1 イベント当たりの処理時間とした。

図 4.25 はその結果を示したものである。これを見ると、先行研究に比べ 100 倍速く処理できることが分かった。

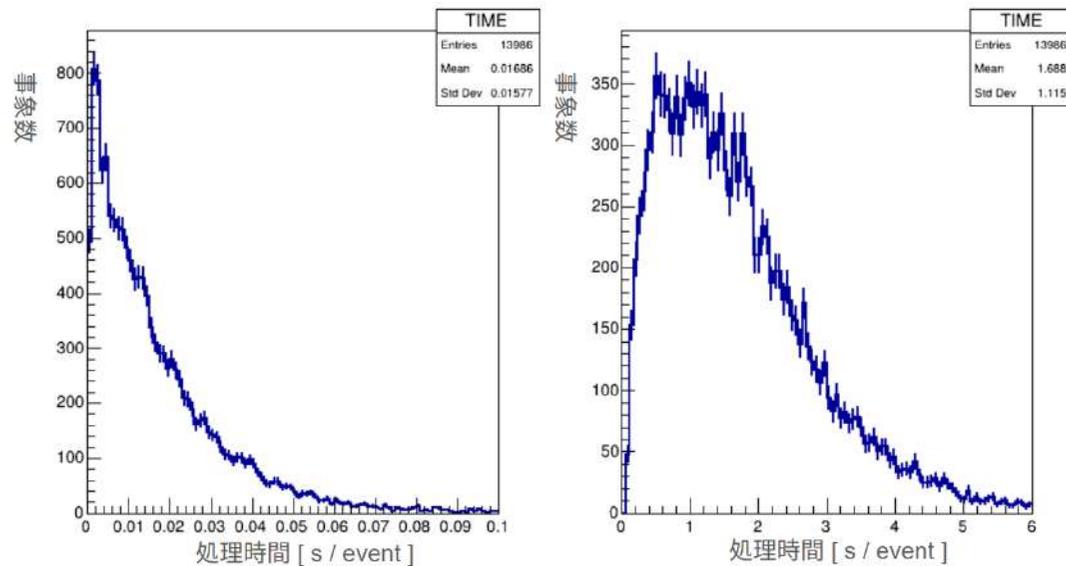


図 4.25: 本研究 (左図) と先行研究 (右図) の処理時間差

4.7 識別研究

改めて、識別の流れをまとめると以下ようになる。

1. 事象選別 (FC 事象であるか)
2. PMT の情報を用いて仮 Vertex の決定
3. 各 PMT から hittime を得て、仮 Vertex から PMT までの距離に従った ToF を hittime から引く。
4. ToF 補正した hittime グラフに対し、peak search を行う。
5. これを 10000 イベント繰り返す。

それを踏まえたうえで、ミュオンを 1 つ発生させた 1mu 識別、2 つ発生させた 2mu 識別をそれぞれ 10000 イベント識別する。初めに、ミュオンの運動量を 500MeV で固定した場合について、次にミュオンの運動量を実際のニュートリノ反応に則した分布にした場合について識別を試みた。

4.8 ミュオン運動量固定による識別

今回の研究は、500 MeV の比較的高い運動量を持ったミュオンに対し、どの程度識別率を得られるかを調べた。

4.8.1 1mu 識別

初めに、表 4.5 の設定に基づいたミュオンを 1 つ発生させ、その識別率を調べた。結果は以下のようになった。

表 4.5: 1mu 識別結果

FC イベント数	7393 イベント
1mu 識別率	84.9 ± 0.4 (%)

次にミュオンの発生位置と識別率の関係を調べた。図 4.26 は発生したミュオンの位置 (True Vertex) 分布と識別に失敗した True Vertex の位置を xy, yz, zx 平面で比較したものである。これを見ると、識別に失敗している領域において、右図の zx 平面における z 軸正の領域での失敗が目立った。

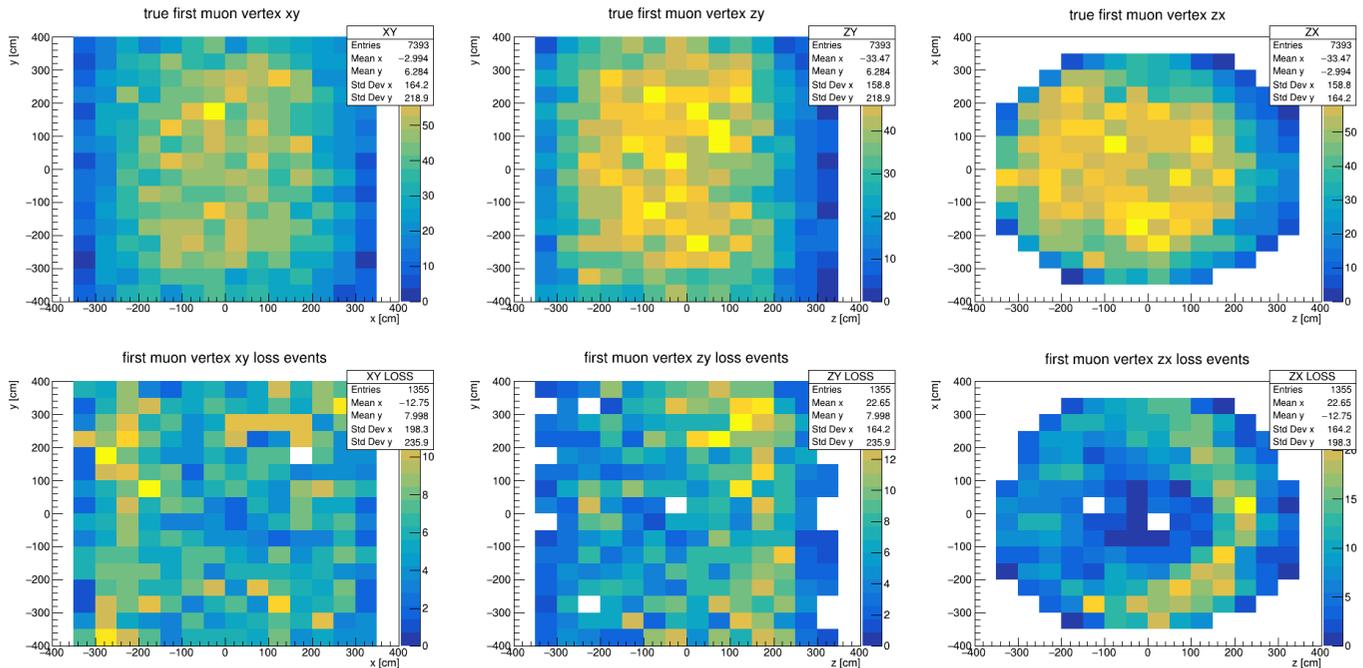


図 4.26: 1mu 識別の生成点分布 (左から xy, yz, zx 平面) 上図が FC イベント、下図が識別に失敗したイベントの分布を示している

そこで、z 軸に関するミュオンの生成位置と運動方向の識別への影響と、Vertex から壁までの移動距離の識別の影響を調べた。

図 4.27 は前者について調べた結果である。これを見ると FC 事象では z 座標が -250 cm から 100 cm の領域において、運動方向の z 成分が 1 付近の要素が集中しているのに対し、識別に失敗した領域は -50 cm から 200 cm において運動方向が 1 付近の要素が集中していることが分かる。そのため、図 4.26 において、Z 軸正の領域での識別失敗が目立ったのはミュオンがビーム方向に運動方向の分布が偏っていたことが要因と分かった。また、Vertex から壁までの距離の相関を見たものが図 4.28 である。これは、ミュオンの運動方向を考慮して、生成してから始めの壁にぶつかる (PMT に届く) までの移動距離をプロットしており、移動距離が 300 cm 以下の領域で 20% 以上の誤識別率があることが分かった。

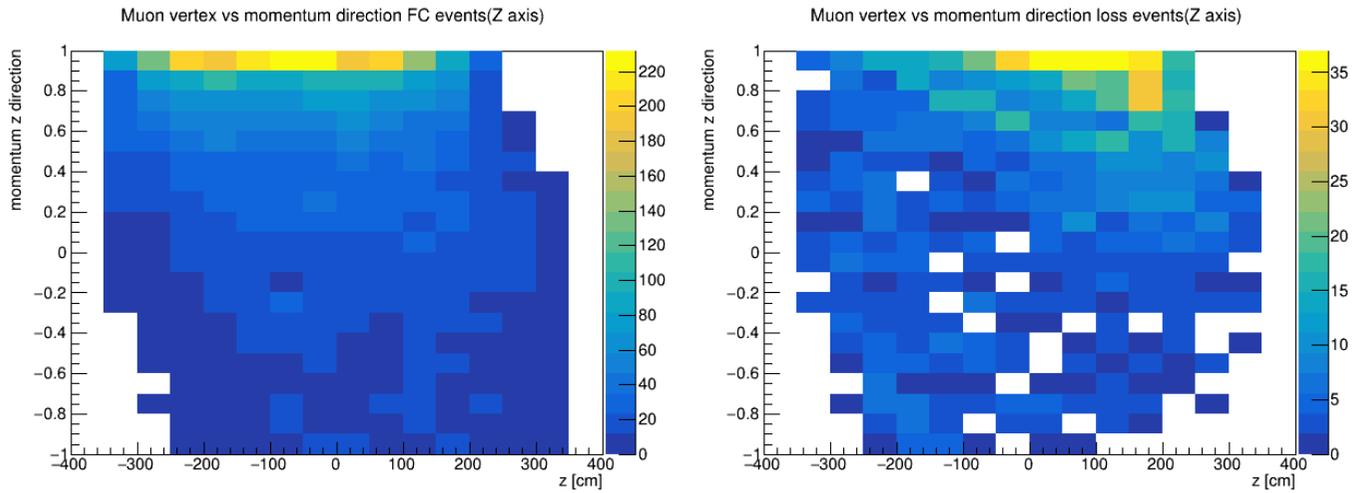


図 4.27: Z 軸における生成位置と運動方向余弦の FC 事象と識別失敗事象の比較

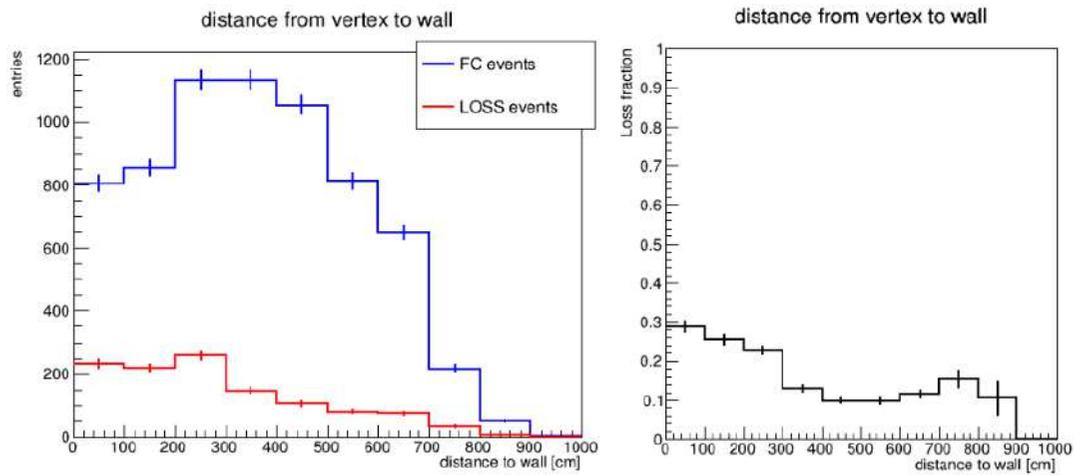


図 4.28: 生成位置から壁までの距離の FC 事象と識別失敗事象の比較 左図がイベント数、右図が識別失敗確率を示している。

この結果を基に、詳しく True Vertex 及び仮 Vertex の位置関係と識別率の関係を調べる必要があると考えたため、次の識別では True Vertex を固定してシミュレーションを行った。

4.8.2 1mu 識別 (生成点固定)

今回は True Vertex を内水槽でランダムに設定していたが、True Vertex を各座標それぞれ-200 cm, 0 cm, 200 cm の 3 点に固定した計 27 箇所 ($3 \times 3 \times 3$) で 10000 イベントを生成する。そして、それぞれでの FC 事象の数と識別率を調べ、hittime ヒストグラムを見ながら識別率の良し悪しの理由を考察する。

結果を図 4.29 に示す。

x	y	z	OD zero events	1mu	2mu
200	200	200	7	57.1%	42.9%
200	0	200	4	25.0%	75.0%
200	-200	200	1	100.0%	0.0%
200	200	0	9983	99.0%	1.0%
200	0	0	9966	98.7%	1.3%
200	-200	0	9968	98.4%	1.6%
200	200	-200	9994	88.0%	12.0%
200	0	-200	9991	46.8%	53.2%
200	-200	-200	9989	86.4%	13.6%
0	200	200	8552	7.2%	92.8%
0	0	200	8554	4.8%	95.2%
0	-200	200	8459	7.0%	93.0%
0	200	0	9995	99.6%	0.4%
0	0	0	9998	99.9%	0.1%
0	-200	0	9989	99.4%	0.6%
0	200	-200	9993	95.0%	5.0%
0	0	-200	9998	98.9%	1.1%
0	-200	-200	9996	94.9%	5.1%
-200	200	200	4	0.0%	100.0%
-200	0	200	6	50.0%	50.0%
-200	-200	200	3	33.3%	66.7%
-200	200	0	9974	98.1%	1.9%
-200	0	0	9963	98.5%	1.5%
-200	-200	0	9964	98.3%	1.7%
-200	200	-200	9991	87.4%	12.6%
-200	0	-200	9995	47.6%	52.4%
-200	-200	-200	9995	85.6%	14.4%

図 4.29: 1mu 識別に対する Vertex 毎の識別率 1mu が正しく識別できた確率、2mu が 1mu 事象を間違えて 2mu と識別してしまった確率を示す。緑の部分は FC イベントがほとんどない領域・赤の部分は特に識別率が悪かった領域・青の部分は比較的悪かった領域を示す。

緑の部分は FC イベントがほとんどない領域を示している。これはビーム下流でミュオンを生成したとき、外水槽領域までチェレンコフ光が届きやすくなることで FC イベントではなくなるものが増えることが影響している。また、赤の部分は特に識別率が悪かった領域であり、図 4.29 に示した結果が正しいと確認できた。また、青の領域、特に塗りつぶされている場所は他の場所と比べ識別率が悪い傾向にあった。これらの領域に関して、hittime と PMT の hit 分布を基に原因を考察する。

識別率が悪かった領域の原因考察

原因について探索するために、赤と青の領域に対して以下のことを順に調べた。

1. 仮 Vertex を True Vertex と同じ場所に設定し、識別率が改善されるかを調べる。
これにより正しく ToF が計算可能となり、peak が見つけやすくなる。
2. hittime(ToF 補正済) 分布と PMThit 分布を見て、特徴が無いか調べる。

1 に関して検証した結果、青の領域では識別率が改善し、1mu 識別率が 100% となった。そのため、青の領域は仮 Vertex の精度が特に影響しやすい場所であることが分かった。一方で、赤の領域では識別率の改善は見られなかった。そのため、2 のチェックを行った。図 4.30 は赤の領域に含まれる $(x,y,z)=(0,200,200)$ のイベントの例であり、左図が hittime グラフ、右図が PMThit の分布となる。これを見ると、1 つ目に高い peak が出たすぐ後に 2 つ目の peak が出ていることが確認できる。その為、右図の PMThit 分布を 1 つ目と 2 つ目の peak の間

の時間で区切り、それぞれの peak を形成する hit 情報はどの PMT から得たものかを確認したものが図 4.31 である。これを見ると、1 つ目の peak は一部の PMT 情報を用いて形成されたのに対し、2 つ目の peak は広域の PMT 情報を用いていることが分かる。これは、1 つ目の peak がチェレンコフ光が直接 PMT に入ったことで出来たものであり、2 つ目の peak がチェレンコフ光が PMT で反射され、遅れて PMT に光が入ったことで出来たものであると考えられ、広域に PMThit 分布が広がっていることもこれで説明がつく。そのため、仮 Vertex を True Vertex に変更したとしても改善されなかったのだろう。

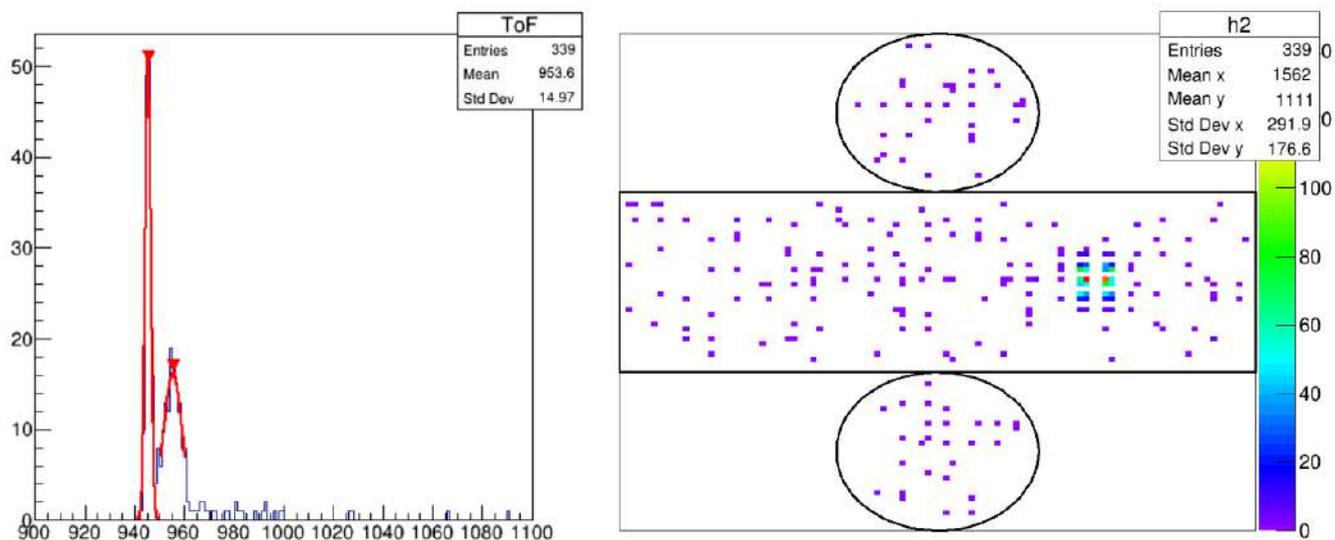


図 4.30: $(x,y,z)=(0,200,200)$ での hittime グラフと PMThit 分布

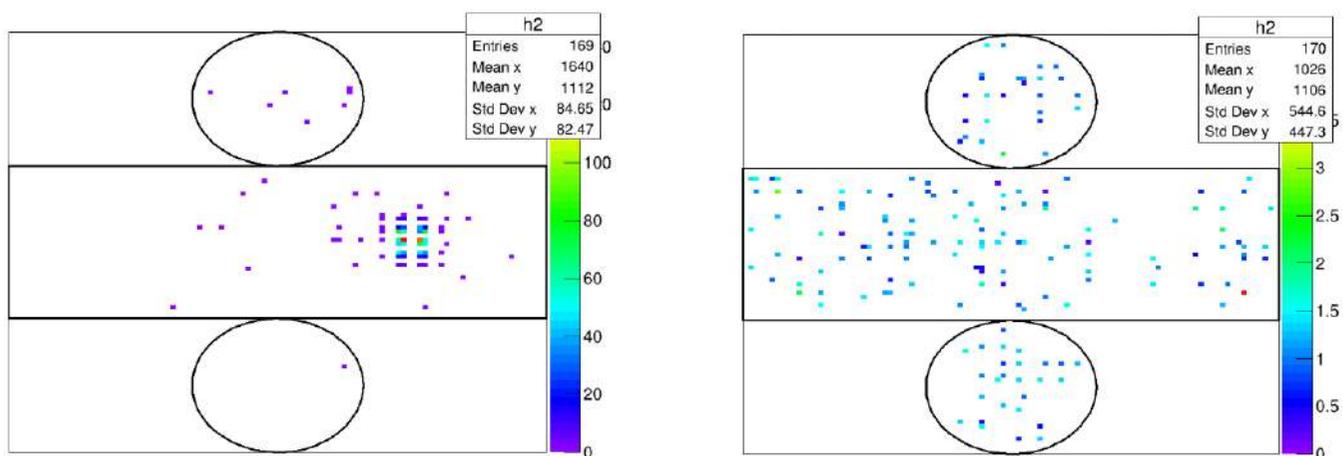


図 4.31: 図 4.30 の peak 別 PMThit 分布。左図が図 4.30 の左側の peak、右図が図 4.30 の右側の peak に対する PMThit 分布を示している。ここから、1 つ目の peak がチェレンコフリング、2 つ目の peak が PMT の反射によるものだと考えられる。

この 1mu 識別を元にして、2mu 識別での結果がどれくらい妥当なものか評価していく。

4.8.3 2mu 識別

次にミューオンを 2 つ発生させた場合の識別率を調べた。図 4.1 を見てわかる通り、1 バンチの幅は約 50 ns となっている。そして今回の目標であるパイルアップ事象の識別とは、1 バンチに含まれるニュートリノが複数個反応することであるから、先に発生したミューオンの時間を基準として、後に発生させるミューオンはそこから 0 ~ 50 ns の時間差をつけた。それを踏まえたうえで改めて、発生させるミューオンの情報を表 4.6 に示す。

表 4.6: 2つのミュオンの発生設定

運動量	500 MeV
粒子発生位置	内水槽ランダム
粒子運動方向	ビーム軸に角度分布に基づいてランダム
粒子事象数	10000 イベント/箇所
発生時間差	0 ~ 50 ns をランダム (2つ目のミュオンのみ)

結果は以下の通りだった。

表 4.7: 2mu 識別結果

FC イベント数	5404 イベント
2mu 識別率	85.8 ± 0.8%

次に、発生した2つのミュオンそれぞれの True Vertex と識別に失敗した場合の True Vertex を示す。これを見ると、1mu 識別で見えていた z 軸正の領域での失敗は見えなくなっている。

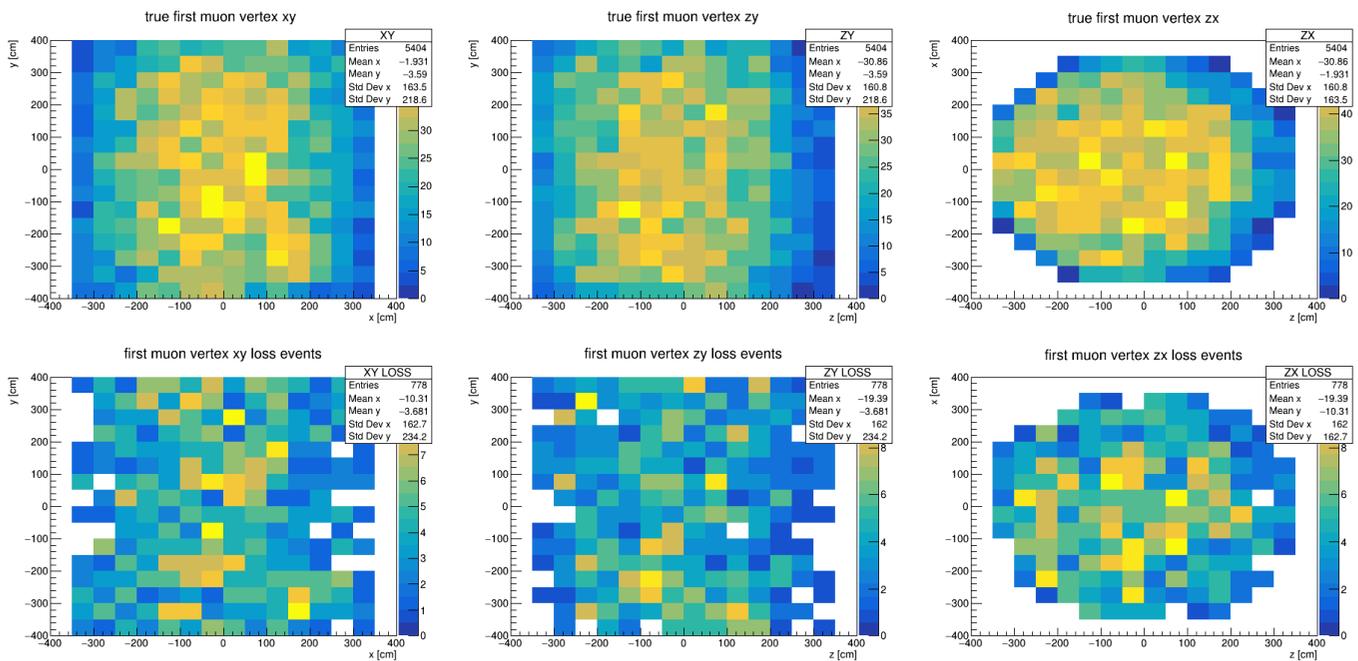


図 4.32: 1つ目のミュオンの発生位置と識別に失敗した場合の位置分布

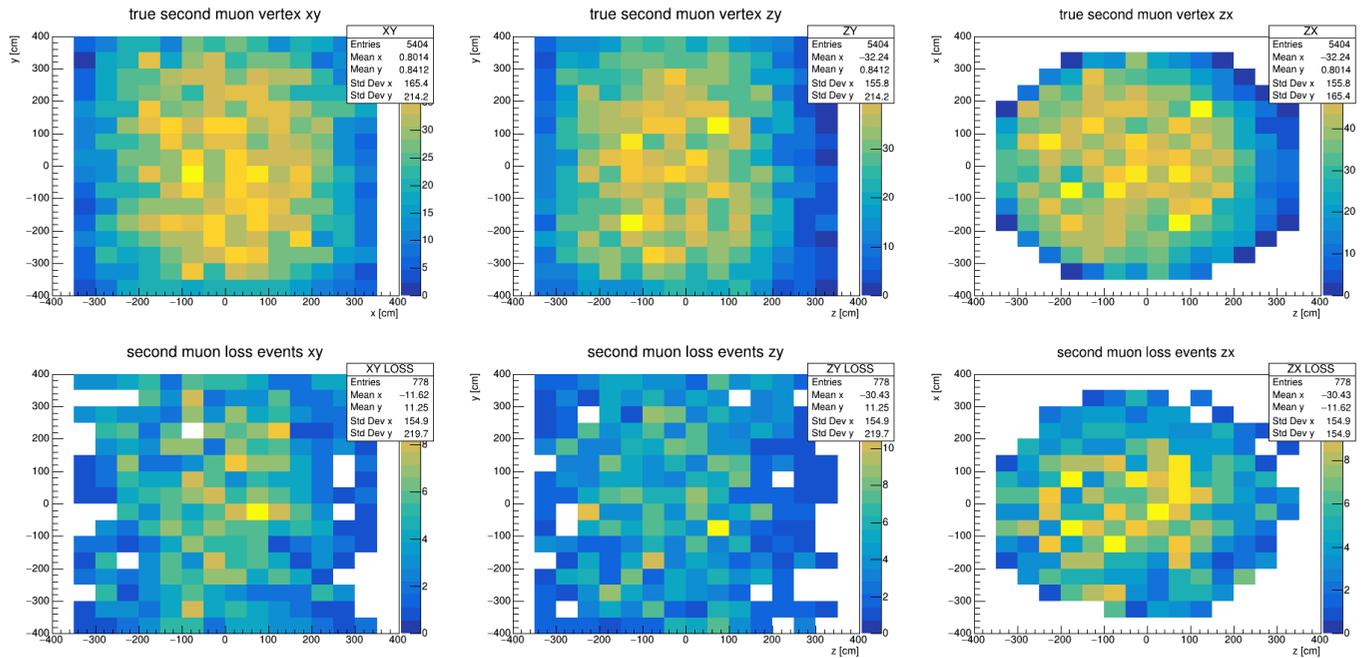


図 4.33: 2つ目のミュオンの発生位置と識別に失敗した場合の位置分布

また、識別率が悪くなる要因探索として、2つのミュオンにおける発生時間差・生成点距離差・運動方向の成す角による $\cos\theta$ の分布を図 4.34 に示した。発生時間差 (time gap) の分布を見ると、識別に失敗 (1mu と識別) しているものの多くは timegap が小さいものであることがわかる。これは、同時に光が PMT に届いた場合、hittime グラフの peak が 2 つ出るはずが 1 つに重なってしまい、1mu と識別してしまうことに繋がるためである。ただし発生位置がずれていれば、例えば 200 cm ずれていた場合、単純計算で約 10 nsPMT に光が到達するまでの時間差が生じるため、場所によって timegap が大きい方がかえって同時に到達してしまう場合もある。一方で、2点間の距離差と運動方向の成す角による $\cos\theta$ の分布を見ると、特に大きな相関は見られず、どの領域も同じような識別率であった。距離差のグラフでは、高領域で識別率が悪くなっている部分があるが、イベント数が少ない為、識別率への影響力は少ないと考えられる。

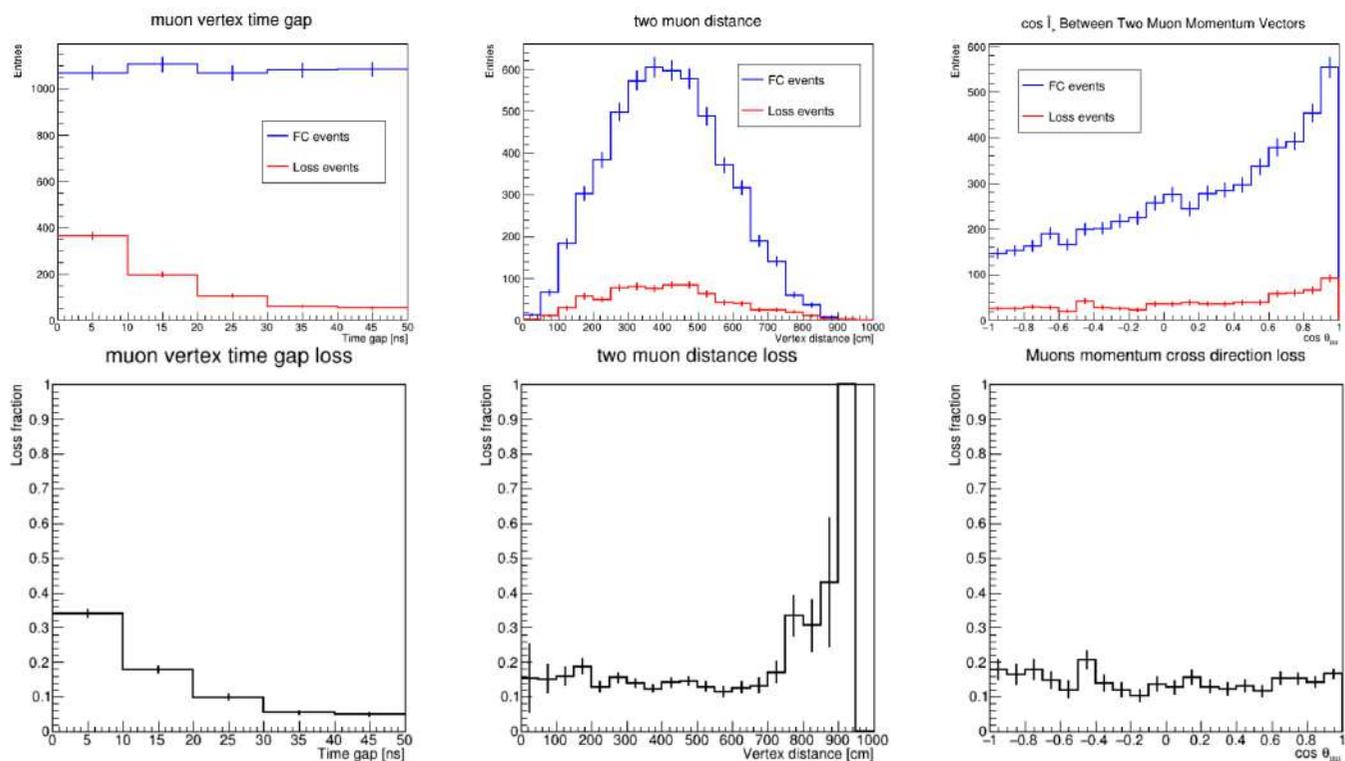


図 4.34: 2つのミュオンにおける発生時間差 (左図)・生成点距離差 (中央図)・運動方向の成す角による $\cos \Theta$ (左図) による識別率の変化 上図はイベント数、下図は誤識別率

これを踏まえたうえで、1mu 識別同様に生成点をいくつか固定して、識別率を調べた。

4.8.4 2mu 識別 (生成点固定)

次に 1mu 識別同様 2つのミュオンの Vertex を固定し、z 軸正向きに運動方向を持たせて識別率を確認した。なお、timegap は 0 ~ 50 ns でランダムに振った。今回調べたかったのは以下の要素である。

1. 2つの発生したミュオンの位置によって識別率に差はないか
2. 発生時間差によって識別率が変わるのはどの位置においても同様なのか

それらを調べた結果が図 4.35 である。一番左にある数字はこの後の説明に使うラベルであり、first は最初に発生したミュオン、second は後に発生したミュオンを指す。また、3桁の数字はそれぞれ $0 = 0 \text{ cm}$, $\pm 2 = \pm 200 \text{ cm}$ を示す。なので、例えば 00-2 は $(x, y, z) = (0 \text{ cm}, 0 \text{ cm}, -200 \text{ cm})$ を示している。distance は 2つの発生点の距離、OD Zero Events は FC 事象を指し、10000 イベントで実際に解析に使用したイベント数を示す。そのうち、ミュオンが 1つだと識別したものを 1mu、2つだと識別したものを 2mu と示す。

	first	second	distance	OD zero events	1mu	2mu
1	00-2	00-2	0	9999	11.7%	88.3%
2	000	000	0	9991	28.9%	71.1%
3	002	002	0	7220	0.4%	99.6%
4	00-2	000	200	9994	21.7%	78.3%
5	20 0	000	200	9954	11.0%	89.0%
6	000	002	200	8573	76.1%	23.9%
7	00 -2	20-2	200	9993	47.9%	52.1%
8	00-2	200	283	9973	51.7%	48.3%
9	000	20-2	283	9984	26.0%	74.0%
10	200	002	283	8513	46.2%	53.8%
11	02-2	0-20	447	9995	21.4%	78.6%
12	020	0-22	447	8543	16.9%	83.1%
13	0-2-2	22-2	447	9994	6.0%	94.0%
14	002	20-2	447	8528	0.0%	100.0%
15	020	2-20	447	9952	9.8%	90.2%
16	02-2	2-20	490	9970	12.2%	87.8%
17	020	2-2-2	490	9987	18.1%	81.9%
18	220	0-22	490	8483	25.9%	74.1%
19	2-2-2	002	600	8463	1.7%	98.3%
20	2-2-2	-220	600	9956	6.7%	93.3%
21	-2-2-2	22 0	600	9967	6.9%	93.1%

図 4.35: 2mu 識別での vertex 毎の識別率の変化 first、second が発生したミューオンの順番・数字が座標系 (00-2 の場合は $(x, y, z) = (0\text{cm}, 0\text{cm}, -200\text{cm})$ を示す)・OD zero events が使用イベント数を示す。赤い領域は比較的識別率が良かった部分。青い領域は比較的悪かった部分を示している。

赤の領域が比較的識別率が良かった点、青の領域が比較的悪かった点に当たる。まず 3 と 14 だが、図 4.29 の結果から 002 で発生するミューオンは高い確率で 2mu と識別されやすいことが分かっている。そのため、002 を含むこの 2 箇所は特に 2mu と識別されやすい。また、20-2 から発生する粒子は z 座標が -200 cm とビームの上流から発生しているため、チェレンコフリングが大きくなり、多くの PMT が光電子を検出することで Peak が出やすくなる。これによって 2mu の識別率が向上していると考えられる。

識別率が悪かった 6 や 8 の原因はシミュレーション上の信号読み出しの仕様にあると考えている。PMT は始めに光電子を検出して以降 200 ns は、次の光電子を検出してもその電荷は蓄積するが、hittime は記録されない。つまりは、同じバンチで発生したミューオンのうち、2 つ目は検出されにくいということになる。そのため、例えば 6 の場合は 2 つ目のミューオンが 002 で発生しており、これは壁付近で生成されているため、チェレンコフリングが小さく反応する PMT が少ない。一方 1 つ目のミューオンは 000 と検出器の中心で生成されているから比較的リングも大きなものとなる。図 4.36 と図 4.37 は運動量が 500 MeV のミューオンを 1 つ発生させたときの PMThit 分布を示しているが、リングの大きさが違うことが分かるだろう。よって、1 つ目のミューオンにより多くの PMT が反応済になるため、2 つ目が検出されずに 1mu という識別結果を出してしまうのだ。

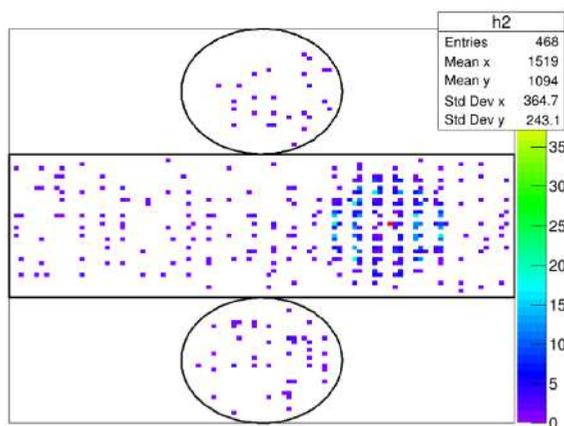


図 4.36: 000 での PMThit 分布

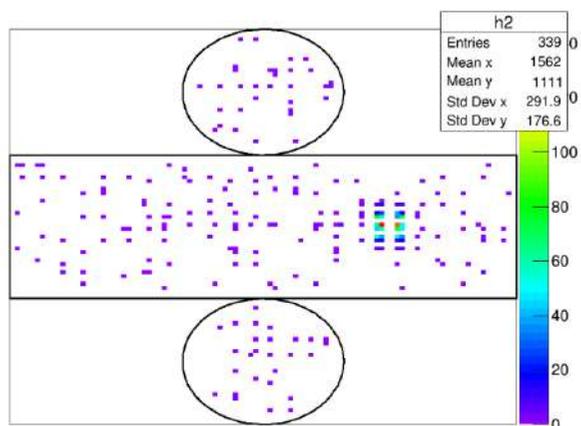


図 4.37: 002 での PMThit 分布

また、図 4.29 で識別率が悪かった 20-2(-20-2) で発生したパターンをしてみる。今回は図 4.35 での $7 \cdot 9 \cdot 14$ がそれにあたり、7 と 9 は 2mu 識別率が 8 割以下と比較的悪い結果となっているため、1mu 識別の結果通りの結果となっていることが確認できる。

4.9 ミューオン運動量変動による識別

最後に、実際に想定される運動量分布のミューオンを用いて識別を行い、実機投入した場合のパフォーマンスを調べる。これも 1mu 事象と 2mu 事象の両方を検証している。

4.9.1 1mu 識別

表 4.3 のミューオンを 1 つ発生させた場合の識別率を調べた結果は以下の通りだった。

表 4.8: 1mu 識別結果

FC イベント数	14552 イベント
1mu 識別率	$74.4 \pm 0.4\%$

図 4.38 は先の識別同様に発生したミューオンの位置 (True Vertex) 分布と識別に失敗した True Vertex の位置を xy, yz, zx 平面で示したものである。

運動量を固定した場合と同様に、壁付近では識別失敗イベントが多く分布していることが上下のグラフを比較して分かる。

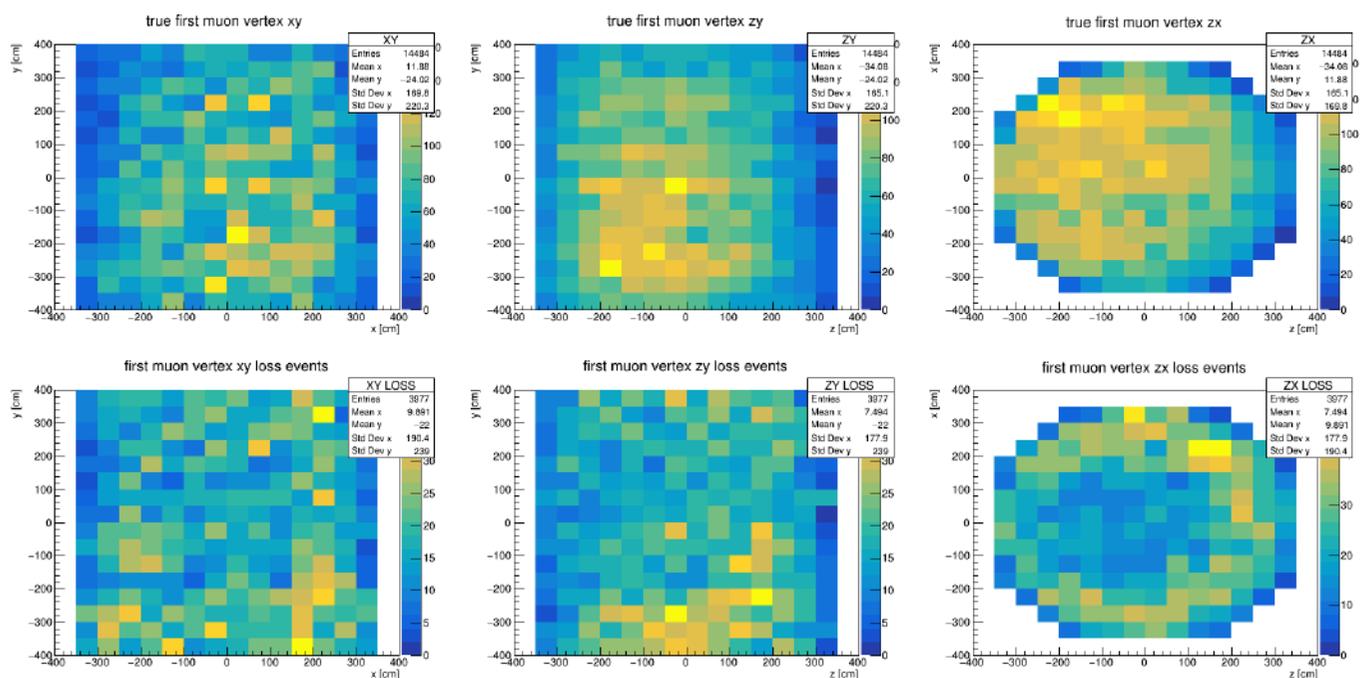


図 4.38: 1mu 識別の Vertex 情報

4.9.2 識別精度の要因

今回の正しく識別できた確率は $74.4 \pm 0.8\%$ と、運動量を固定した場合 ($84.9 \pm 0.8\%$) に比べ、識別率が低下する結果となった。これを踏まえて、識別精度が何に依存しているかを運動量固定した 1mu 識別同様に Vertex から壁までの距離に加え、ミューオンの運動量による変化を調べた。その結果が図 4.39 である。これによると、200 MeV 以下の運動量では誤識別率が 50% を上回っており、壁までの距離についても 200 cm 以下の領域では約 30% の誤識別率であることが分かった。これは後の Cut 条件として使用する。

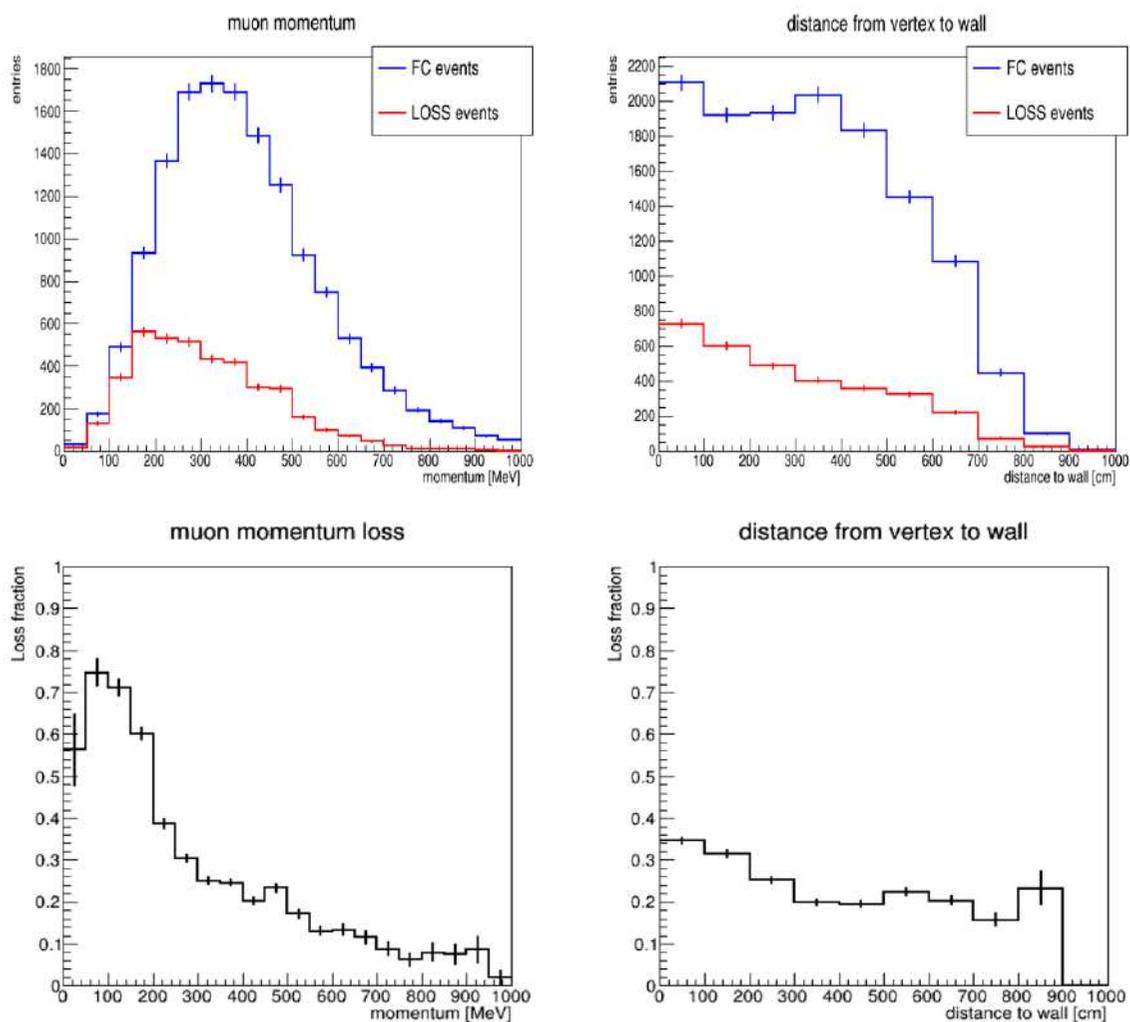


図 4.39: 運動量と壁までの移動距離による識別率への影響 上図がイベント数、下図が識別率を示す

4.9.3 2mu 識別

次に、表 4.3 のミュオンを 2 つ発生させた場合の識別率を調べた結果は以下の通りだった。

表 4.9: 2mu 識別結果

FC イベント数	5071 イベント
1mu 識別率	$57.7 \pm 0.8\%$

次に発生した 2 つのミュオンそれぞれの True Vertex と識別に失敗した場合の True Vertex を示す。これを見ると、前回の 2mu 識別同様に、1mu 識別で見えていた z 軸正の領域での失敗は見得にくくなっている。

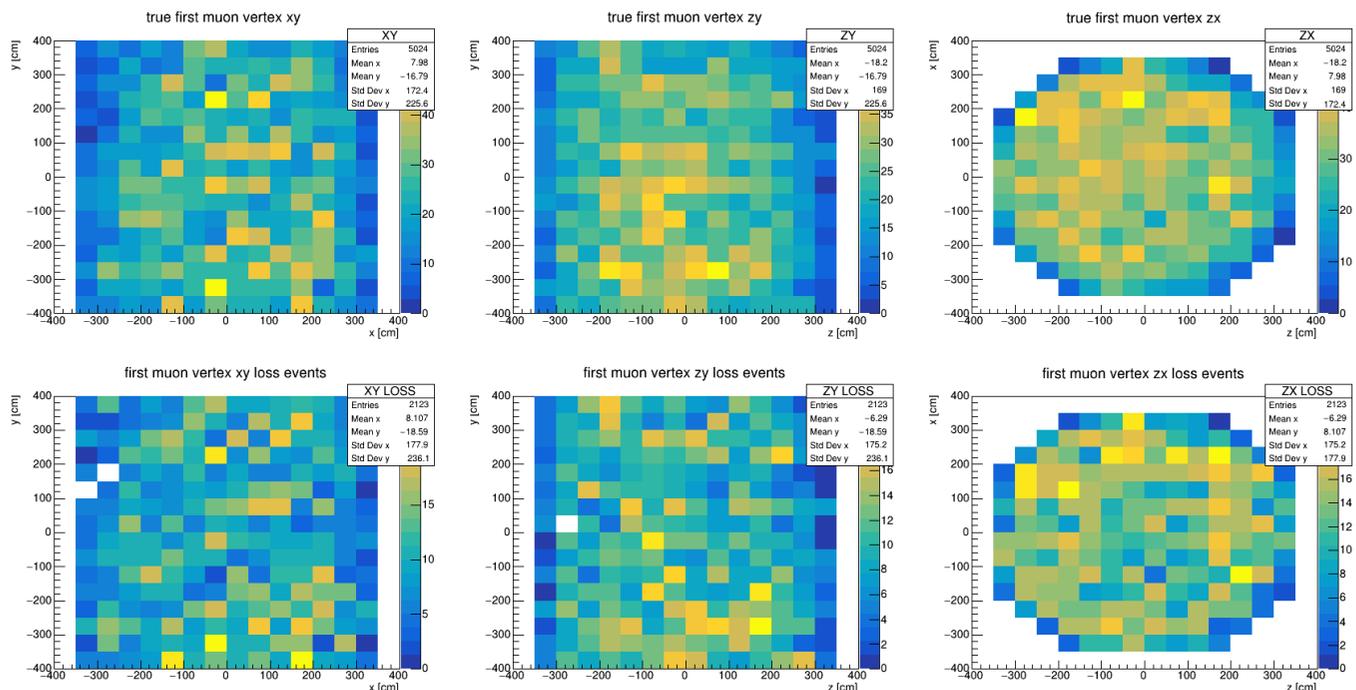


図 4.40: 1 つ目のミュオンの発生位置と識別に失敗した場合の位置分布

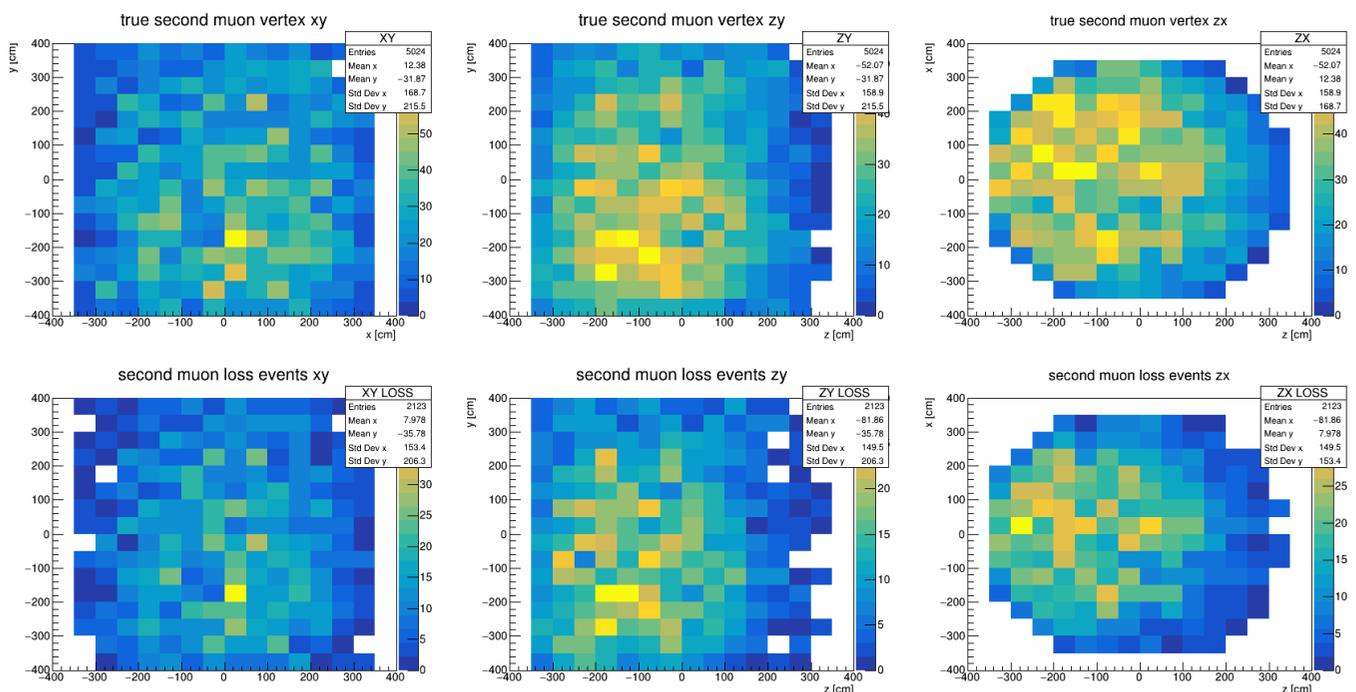


図 4.41: 2 つ目のミュオンの発生位置と識別に失敗した場合の位置分布

また、2つのミュオンにおける発生時間差・生成点距離差・運動方向の成す角による $\cos\theta$ の分布を図 4.42 に示した。運動量を固定した前回のシミュレーションと比較すると、発生時間差 (time gap) の分布での分布に変化があることが分かった。時間差が小さい領域で誤識別率が若干高くなっているが、その差はとても小さくなっている。そのため、生成時間差による識別率の変化は運動量が高い領域 (少なくとも 500 MeV 付近) にて表れることが分かった。

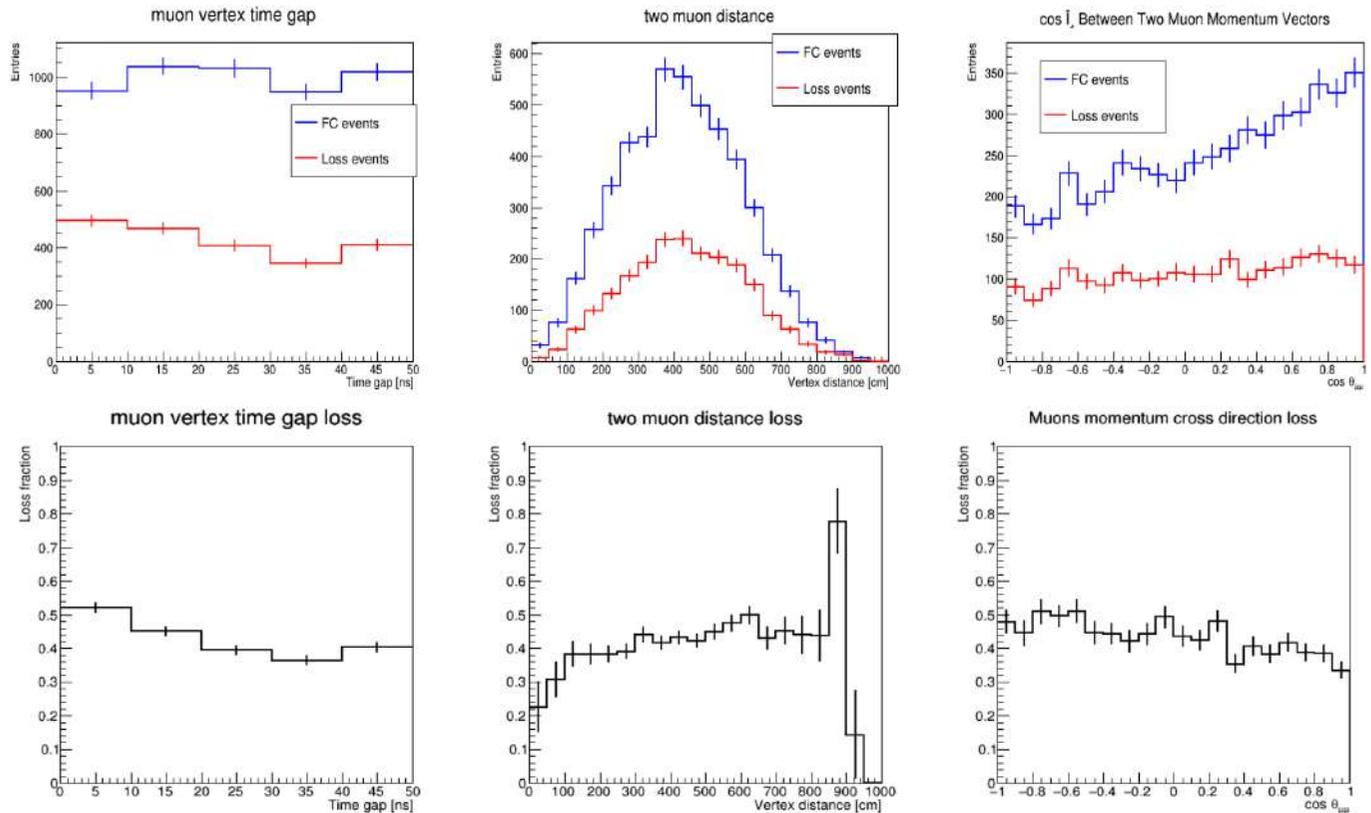


図 4.42: 2つのミュオンにおける発生時間差 (左図)・生成点距離差 (中央図)・運動方向の成す角による $\cos \theta$ (右図) による識別率の変化 上図はイベント数、下図は誤識別率

4.9.4 結果

最後に、1mu 識別・2mu 識別においてミュオン情報を取得し (true 値)、その運動量と壁までの移動距離を 0 MeV(cm), 200 MeV(cm), 400 MeV(cm) 以上の場合における識別率を調べた。このとき、発生したミュオンが2つある場合、2つともが条件を満たしている必要があることに注意する。結果を図 4.43 に示す。ここから考えると、運動量による Cut は 1mu 識別・2mu 識別どちらも識別率の改善が見られた一方で、壁までの移動距離による Cut は 1mu 識別にのみ識別率の改善が見られ、200 cm と 400 cm の Cut は 0 MeV・200 MeV の Cut において誤差範囲で一致していることが分かった。そして、最も識別率が良くなった運動量 400 MeV 以上、移動距離 400 cm 以上の Cut をかけた場合、以下の結果が得られた。

1. 1mu 識別率 $91.5 \pm 1.1\%$
2. 2mu 識別率 $79.5 \pm 6.3\%$

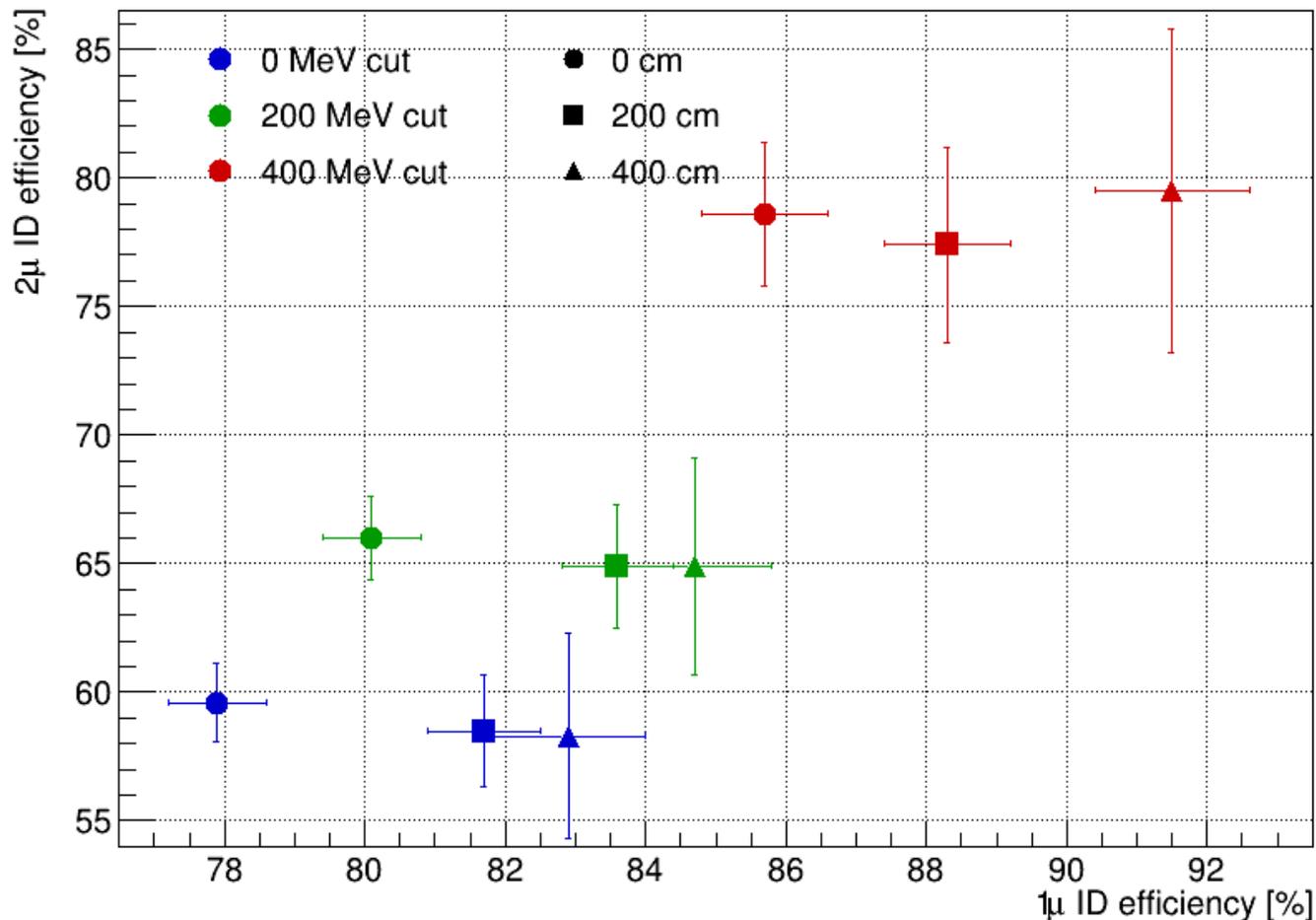


図 4.43: Cut 条件ごとの識別率の変化 横軸に 1mu 識別における 1mu 識別率、縦軸に 2mu 識別における 2mu 識別率。図右上に行くほど理想的な結果となる

また、この Cut による検出効率 (Event Efficiency) の違いを調べた。今回は、Cut をかけていない状態 ($P > 0$ cm かつ $L > 0$ cm) を 100 % として、そこからどれだけイベントが減るのかを調べた。図 4.44 が Cut 条件の変化による 1mu 事象での検出効率と識別率の変化、図 4.45 が 2mu 事象での検出効率と識別率の変化を示す。いずれの場合も、Cut 条件を厳しくしていくにつれて検出効率は下がっていく。また、運動量による Cut は 0 から 200 MeV の変化よりも、200 から 400 MeV の変化の方が大きくなる。一方、移動距離による Cut はどの領域も同じような割合で減少している。これは、図 4.39 の結果を示しているものだとわかる。そして、最も識別率が良くなった運動量 400 MeV 以上、移動距離 400 cm 以上の Cut をかけた場合、以下の結果が得られた。

1. 1mu 検出効率 $21.0 \pm 0.4\%$
2. 2mu 検出効率 $5.0 \pm 0.3\%$

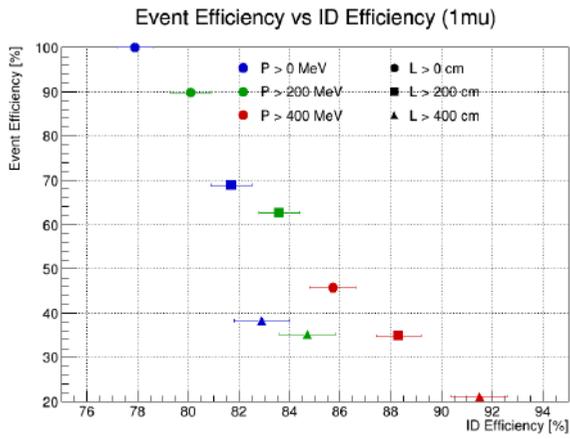


図 4.44: 1mu 事象での検出効率と 1mu 識別率

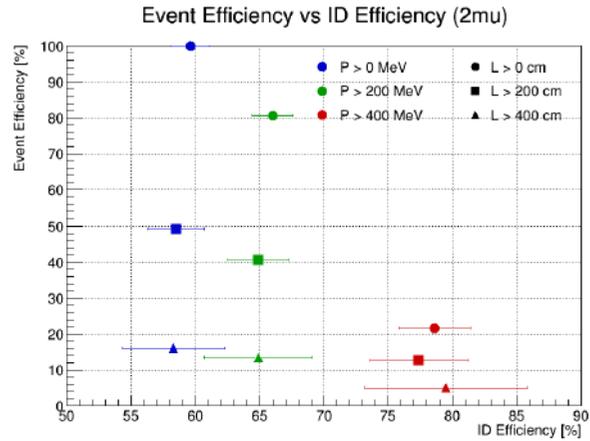


図 4.45: 2mu 事象での検出効率と 2mu 識別率

2mu 識別における時間差分布をビーム由来に変更した場合

2mu 識別において、ミューオンの生成時間差 (timegap) は 0 から 50 ns を一様分布するように設定している。一方で、1 バンチにおけるビームに含まれる陽子数の時間分布は図 4.46 のように、 $FWHM = 50$ ns, $\sigma = 21.2$ ns のガウシアン分布をしている。この分布に従った場合の timegap 分布は図 4.47 となる。そのため、これに則って 2mu 識別の結果に比重をかけて、実際の timegap を持った場合の識別率の結果を図 4.48 に示す。

図 4.42 の左図を再度見ると、0 から 10 ns の生成時間差である 2mu 事象は他の領域に比べ約 10 % 識別に失敗しやすい傾向がある。そして、図 4.47 を見ると、0 ns にピークを持つ半ガウシアン分布をしていることから、比重が識別により失敗している部分が重くなる。よって、比重をかける前と後では後の方が 2mu 識別率が悪くなっている。これに対しても、検出効率と識別率の変化を調べた。図 4.49 がその結果となり、運動量 400 MeV 以上、移動距離 400 cm 以上の Cut をかけた場合、以下の結果が得られた。

2mu 検出効率 $3.9 \pm 0.4\%$

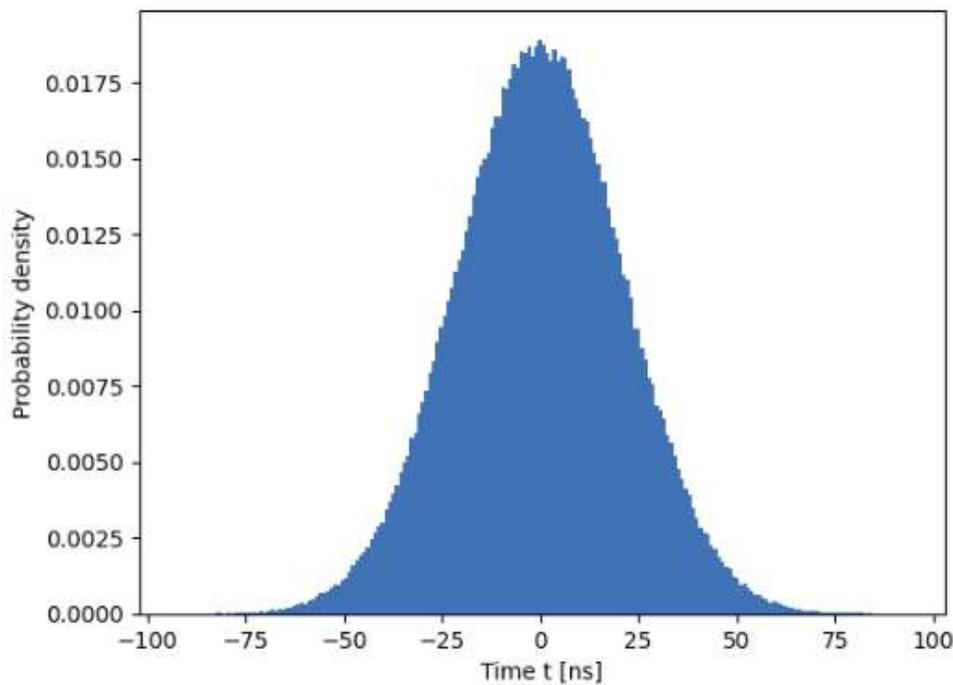


図 4.46: 1 バンチにおける陽子分布

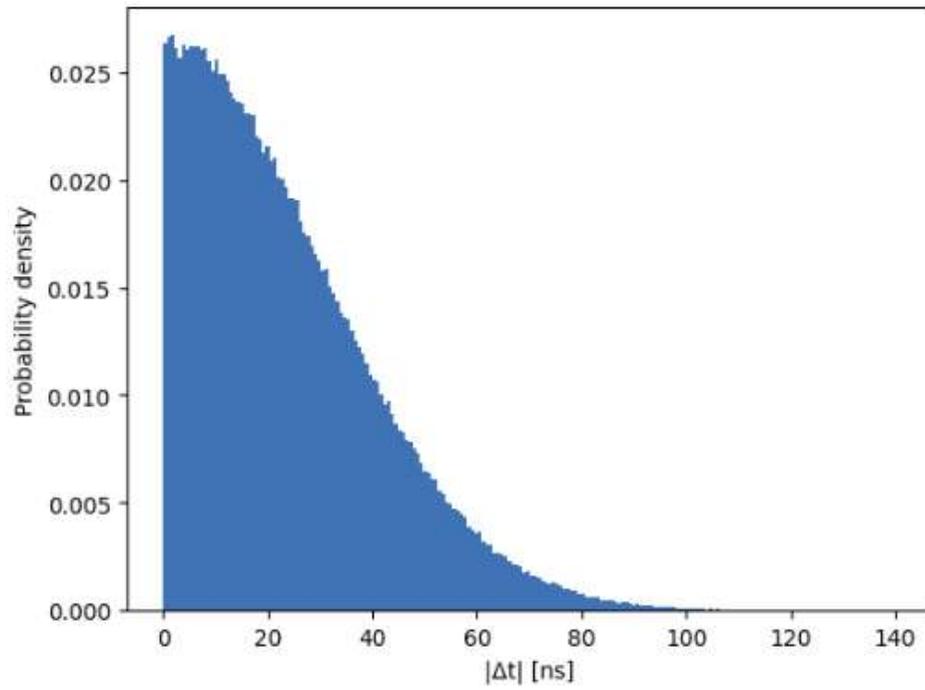


図 4.47: 2 つミュオンを発生させた場合の生成時間差分布 (ビーム由来)

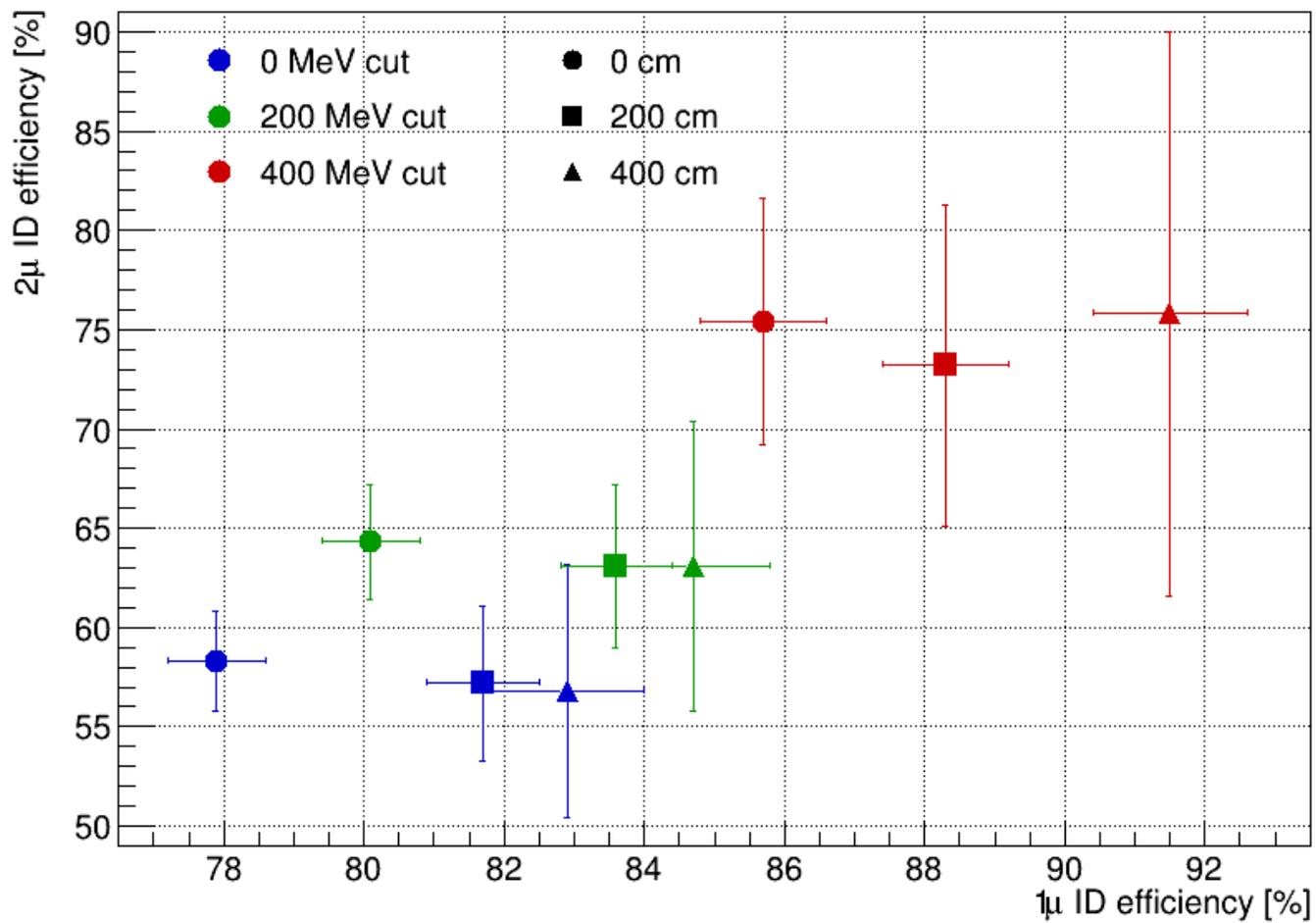


図 4.48: Cut 条件ごとの識別率の変化 (2mu 識別のみ時間差分布に比重をかけている) 横軸に 1mu 識別における 1mu 識別率、縦軸に 2mu 識別における 2mu 識別率。

Event Efficiency vs ID Efficiency (2mu weighted)

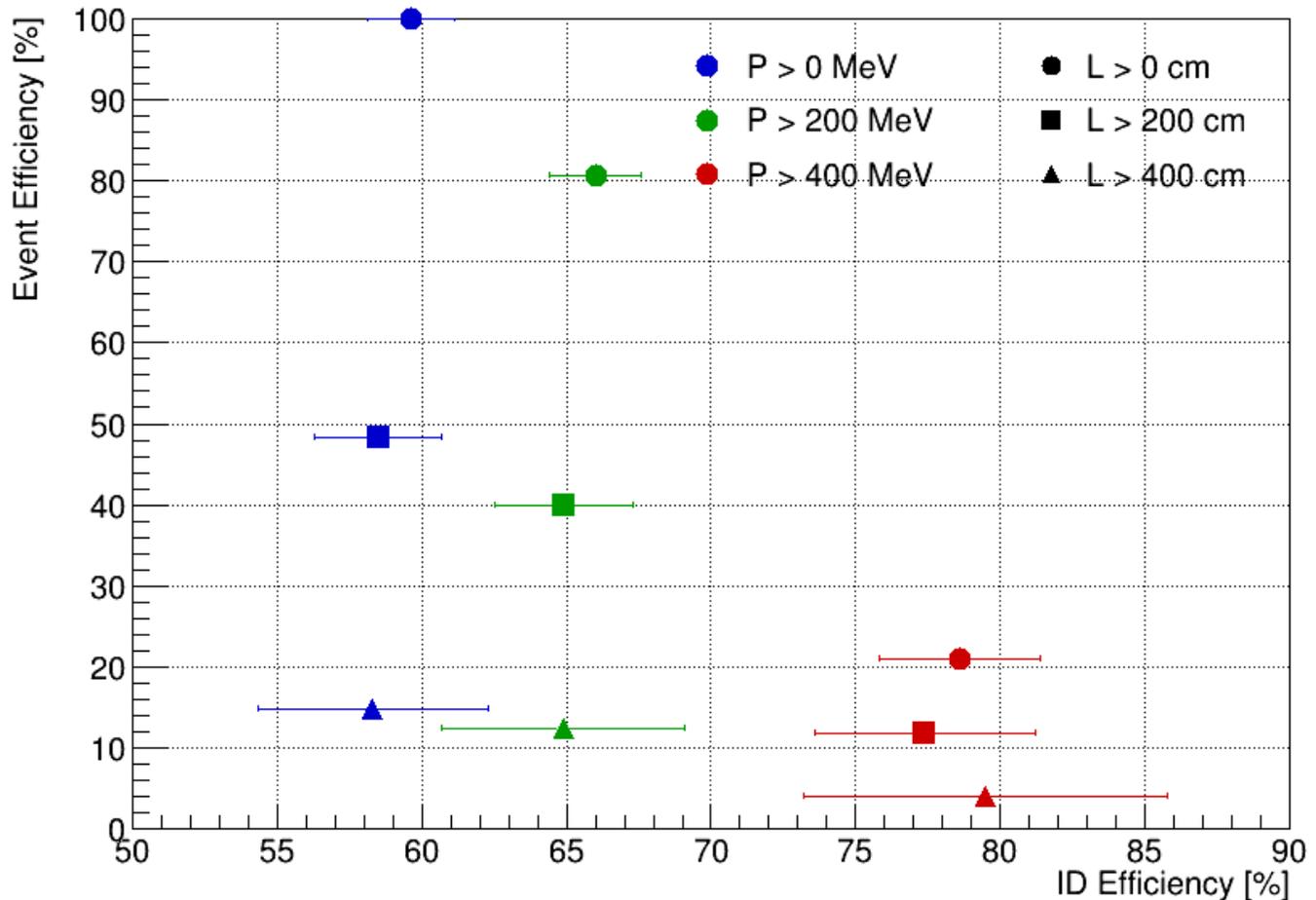


図 4.49: 2mu 事象 (比重反映済) での検出効率と 2mu 識別率

4.10 まとめと今後の展望

今回はビーム由来のエネルギー分布を持ったニュートリノ (ミューオン) を用いてパイルアップの識別を行った。2mu 識別における timegap を 0 から 50 ns で一様と考えた場合、最も識別率が良かった領域は Cut 条件をミューオンの運動量が 400MeV、壁までの移動距離が 400 cm 以上を両方満たす領域で、以下の結果が得られた。高運動量である場合は 1mu, 2mu 識別率ともに高く、壁から離れた位置で生成されることで 1mu 識別率は高くなる傾向が得られた。

1. 1mu 識別率 $91.5 \pm 1.1\%$
2. 2mu 識別率 $79.5 \pm 6.3\%$

一方で、この Cut をかけてしまうと検出効率が Cut する前に比べて以下のようにになってしまうことが分かった。

1. 1mu 検出効率 $21.0 \pm 0.4\%$
2. 2mu 検出効率 $5.0 \pm 0.3\%$

この結果は 2 つのミューオンの時間差が 0 から 50 ns で一様分布であり、事象選別基準も独自で決めたものであるため、実際の状況とは異なるシミュレーションとなっている。また、2mu 事象の全体的なイベント数も少なく、統計誤差が大きくなってしまっている。そのため、今後の方針としては、よりイベント数を増やしたシミュレーションを行うこと。そして、新たな識別手法の考案 (機械学習や画像認識など) や、より実機運用に近付けた条件で識別シミュレーションを行うことが必要だと思われる。

第5章

まとめと今後の展望

今回実験対象となった Intermediate Water Cherenkov Detector(中間距離水チェレンコフ検出器)は、系統誤差を抑えつつ高頻度にニュートリノ反応を測定することで、ハイパーカミオカンデにおけるニュートリノ振動実験の目的の1つである CP 対称性の破れの証明に役立つと考えられている。振動前後のニュートリノを測定することで、より精密なニュートリノ反応断面積を求めることが可能となる。また、高さ 48m の立坑に水を入れ、そこに IWCD を浮かせることにより、水の増減で IWCD の位置を動かし、振動前のニュートリノビームを off-axis 角 1° から 4° まで測定することが出来る。これにより、今までシミュレーションに頼っていた off-axis 領域のニュートリノエネルギー分布を実際に測定することが可能となる。また、この様々な off-axis 角のビームエネルギー分布の重ね合わせにより、ニュートリノ振動測定に用いる CCQE 反応の background 事象となる non-QE 反応による影響を推定することが出来ると考えられている。これによりニュートリノビームをより正確に理解し、物理モデルを改善することでシミュレーションをより正確に出来ることが期待されている。

そして現在、IWCD に特徴的な上下機構を実現するために揺れから守る安全装置が必要である。また、新たな解析課題としてパイルアップ事象について考える必要がある。

水の上に IWCD を浮かせる構造をしているため、地震などの揺れから守る機構が必要となる。そこで現在考えられているのが水圧ジャッキを用いてガイドレールにゴム製の緩衝材を押し付けることで揺れから守る仕組みである。そして、使用予定の水圧ジャッキが水中での運用を想定していないため、このジャッキが空気中と水中で圧力維持性能が変わるのか。そして基準値となる 7MPa まで低下するのに何日かかるのか、ジャッキ部分で水漏れやジャッキに水を送るポンプ方向への逆流が無いかを確認することが今回の目的であった。結果としては、空気中で一日当たり -0.0489 ± 0.0002 MPa 低下するのに対して、水中では -0.0782 ± 0.0003 MPa 低下する結果が得られ、水中では圧力維持性能が低下する傾向が見られた。そして、水中運用すると 8MPa から 26 日で 7MPa まで低下することが予想されるため、そのたびに加圧する必要があると考えられる。一方で、ポンプ側へ水が逆流していることが分かったため、実際に使用する際はポンプに付属しているバルブに追加して新たにバルブが必要であることが分かった。今後の方針としては、水中試験での測定日数が短い為、長期試験をすることで圧力低下をより正確に測定する必要があることと、逆流の影響がいつから出ていたのかが定かではないため、改めてバルブを追加した実験を行う必要もあると考えられる。

IWCD は J-PARC のニュートリノビーム生成点から約 830m と近い距離に距離に設置予定であるため、高頻度にニュートリノ反応を測定することが可能となる反面、短時間 (50ms 間) でニュートリノが 2 つ反応し、それぞれに由来する信号が重なり合うパイルアップ事象が新たな問題となっている。そのため、今回はパイルアップの識別手法を考え、ビームエネルギー分布に則したミューオンを 1 つ発生させた場合と 2 つ発生させた場合に分けて識別精度を調べた。その結果、運動量が 400MeV 以上・壁に到達するまでの移動距離が 400cm 以上であるミューオンに対しては 1μ 識別率 $91.5 \pm 1.1\%$ ・ 2μ 識別率 $79.5 \pm 6.3\%$ の結果を得られた。一方で、検出効率は運動量や移動距離の Cut をかける前と比べて 1μ 検出効率は $21.0 \pm 0.4\%$ 、 2μ 検出効率は $5.0 \pm 0.3\%$ と低いものとなった。今後の方針としては、ビーム由来の運動量を持ったミューオンでシミュレーションは行えたが、発生時間分布が正確ではなかったり、事象選別基準も独自のもので行った為、より実機投入した際に活用できる条件でシミュレーションを行うことや、純粋にイベント数を増やした解析、そして新たな識別手法の考案(機械学習や

画像認識など)が必要だと考えられる。

目指すべき姿であり、その安心感から我々は自由に楽しく研究生活を進めてこられたとっております。やかましく、品性があまりにも無い我々の代でしたが、この個性を失わずここまで来れたのは先輩方の寛大な御心あってこそです。本当にありがとうございました。粒子物理学研究室の後輩達、野村脩貴君、番原大登君、西田汐里さん、門田佳吾君、青山真也君、遠山和佳子さん、稲葉有哉君、西上真央さん、神吉陽介君、橋本真理子さん、柳凜君。いろんな面で先輩としての風格が一切無い我々で、いろいろ被害被ったこともあるでしょう。しかし、我々と違ってこの代は比較的眞面目で堅実な人間が多いので、きっと下の代はのびのびと過ごすことが出来る良い雰囲気になると思います。たまにははっちゃけたこともしつつ、残り1年の人も、4年(またはそれ以上)の人も良い研究生活になるよう願っております。粒子物理学研究室のさらに後輩達、井上真也君、畑中拓人君、豊福晟生君、原佑君、佐村航星君、小川准太郎君、横川尚弘君、奥佑樹君、西川麗君、矢野巧巳君、足立悠介君、三好要君、木下雄太君。深く関わる機会はありませんでしたが、変わった人間が多くいる印象でした。卒論も全員最後まで頑張っている様子で、昔を思い出して心が痛かったです。院に進む人も社会人になる人も、これから進む道があなたにとってよりよいものになるよう願っております。

粒子物理学研究室の同期達、山口凜太郎君、佐野友麻君、笹田真宏君、佐倉慶汰君、谷口紘大君、浅見優輝君、曾根貴将君、鈴木啓司君、田中亮祐君、張力君。恵まれた同期のおかげで大変楽しい大学院生活でした。毎日似たようなバカをして、代り映えの無い日々が何よりもかけがえのないものになりました。きっとまたどこかで会えるでしょう。というか会いに行きます。そんでまた、バカみたいなことをしましょう。きっと死ぬまで忘れない大切な時間を共に作ってくれて、どうもありがとう。折角なので一言ずつ言って同期組は終わろうと思います。おじ、お前がムードメーカーや。これからも思うがままに好きなことに一生懸命に突き進んでくれ。痩せたらだめよ。星人さん、貴方の教えもあってこんなにも心が強い男になれました。今度はわたくしめが品性というものを教えて差し上げます。じゃ、また森で会おう。さっさん、やはり優秀だった男。適当の権化。身長以外は勝てる所ないけど、逆に身長勝ってるからいいや。ありがとう、ATLAS組唯一のまとも枠。佐倉、蓋を開けてみれば1番悪かった男。あそこに人が集まり続けた要因の大部分は間違いなく佐倉の対応にある(独自調べ)。おかげで大変楽しい休み時間だった。ありがとう。ていに、一応嵯峨野からの付き合いを含めると9年になるかな。河口と一緒に同じ学科に入れた偶然があってこそ、ここまで頑張れたと思ってる。いつまでも独特な感性で楽しませてくれてありがとう。浅見、話していくとぼろが出て何言ってんだこいつ、ってなる瞬間が割とよくあった。独自のtheory展開、俺は好きだったよ。ところで、何で目つむってるんだ？曾根、単純で素直で、たまにぶっ飛んで何考えてるのか分からなくなる。院生生活で1番一緒にいたけど、飽きることなくふざけてた時間がとても楽しかった。ありがとう。お国のためにこれからも頑張ってくれ。啓司、我々の屍を踏み台にして信頼を得ている男。一方で、我々の品性の無さをフォローする balanサーでもあったため、大変感謝しております。啓司いなかった場合を考えると、佐倉を中心としたスラム街になっていたでしょう。亮祐、外様だと思ってたら気付いたら佐倉將軍と共に活躍してたあなた。実際外部からきてどうなるかと思ってたけどあまりにも適応しすぎてて笑った。その鋭さは京都人として見習っていかねば。おじの世話、頼んだぜ...。張、You are my best friend. 張がない大学はワサビが乗っていない寿司のような寂しさがあったよ。楽しく遊んでくれて、どうもありがとう。最後に家族。24年も好きなことをさせてくれて、ありがとう。これからは、2人と同じように教員をやっているながらゆっくり恩返しさせて頂く予定なので、お楽しみに。

ここに書かれている人の他にも様々な方に支えて頂きました。本当にありがとうございました。皆様の益々のご活躍を心より願っております。

付録 A

Peak Search の条件を変更した場合の識別率の変化

4章の最後でミューオンの運動量及び移動距離を用いた Cut による識別を行った (図 A.1)。しかし、この値は再構成したものではなく、シミュレーションした結果から true の情報を持ってきただけに過ぎず、実際の識別には使えない。よって、今回は識別手法にある Peak Search の部分で新たに閾値を設け、その数値を変更することで識別率がどのように変化するかを調べた。

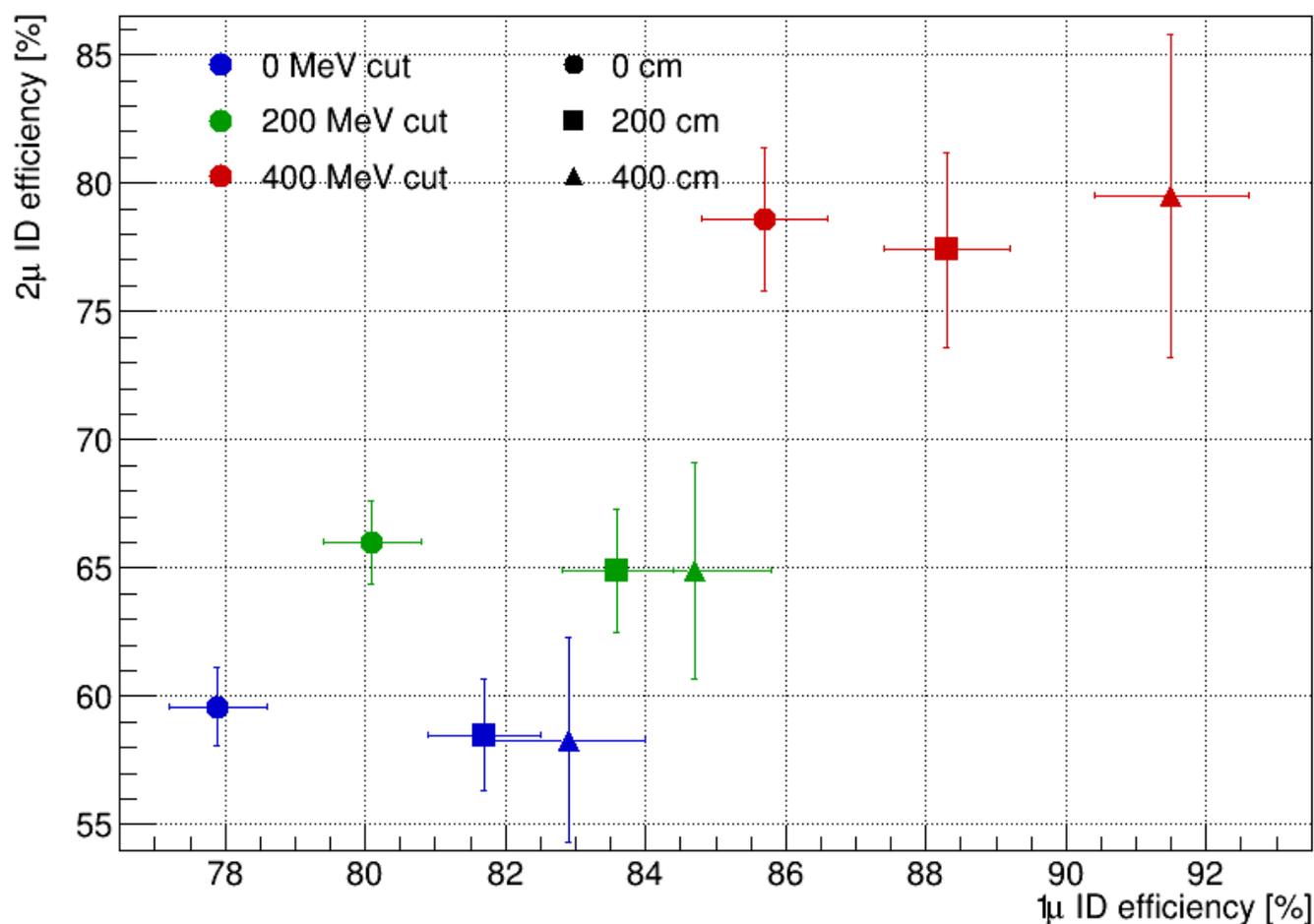


図 A.1: Cut 条件ごとの識別率の変化 横軸に 1μ 識別における 1μ 識別率、縦軸に 2μ 識別における 2μ 識別率。図右上に行くほど理想的な結果となる (再掲)

A.1 Peak search の方法と新たな閾値について

改めて、4.5 節にて説明した Peak search の方法を図 A.3 を用いながら簡単に説明する。

グラフの y 軸における最大値を 1 つ目の Peak とし、仮に極大値が最大値の 20 % を超えるとき、そこを 2 つ目の Peak とし、最大 2 つの Peak を見つける作業を行っている。

グラフの最大値は大きく 2 つの要素と関係しており、1 つは Vertex 再構成精度で、もう 1 つはミューオンの運動量である。Vertex 再構成精度が高いと、ToF 補正をした hittime の分布がより鋭い Peak を持ったものになる。また、ミューオンの運動量が高いと発生する光子も多くなり、全体的な hit 数が増えることで Peak も高くなる。よって、グラフの最大値に対して固定の閾値 (peak cut) を設けることで、運動量による Cut と同様の効果が得られるのではないかと考えた。

また、図 A.1 において、移動距離による Cut が 1 μ 識別率の改善に繋がったのは、PMT からの反射光による誤識別が削減されたからである。図 A.4 は PMT からの反射光により誤識別した例である。そのため、2 つ目の Peak に、1 つ目の Peak に対する相対値の閾値 (threshold) を変更することで、移動距離による Cut と同様の効果が得られるのではないかと考えた。

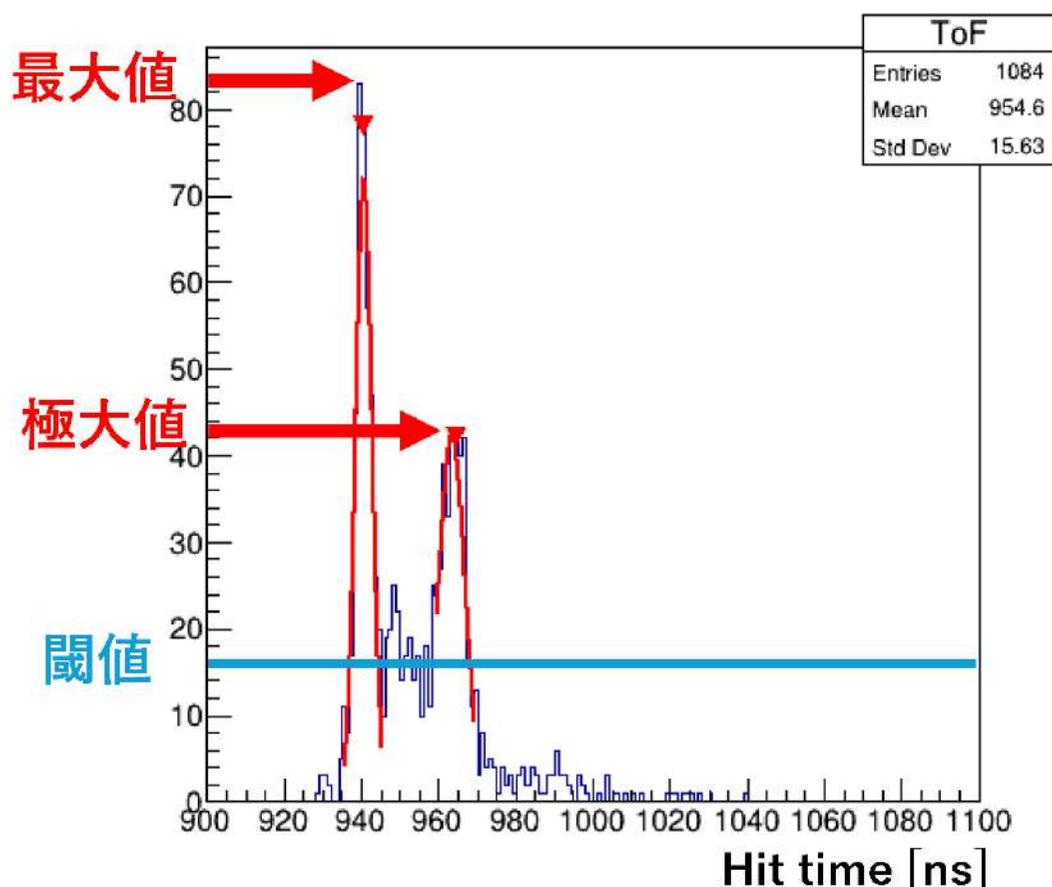


図 A.2: peak search における用語の説明

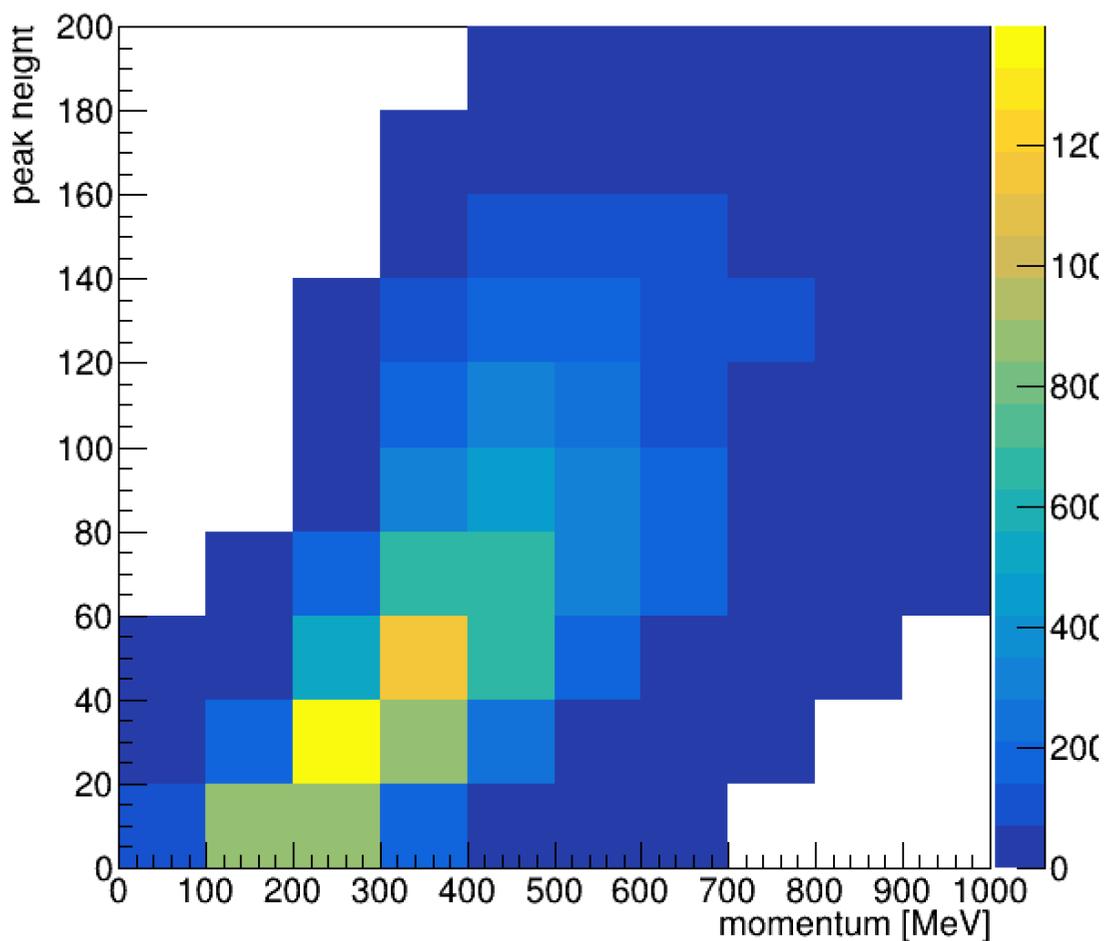


図 A.3: 4.9.1 節で使用したミュオンを用いた運動量をグラフの最大値の相関関係 正の相関がみられた。

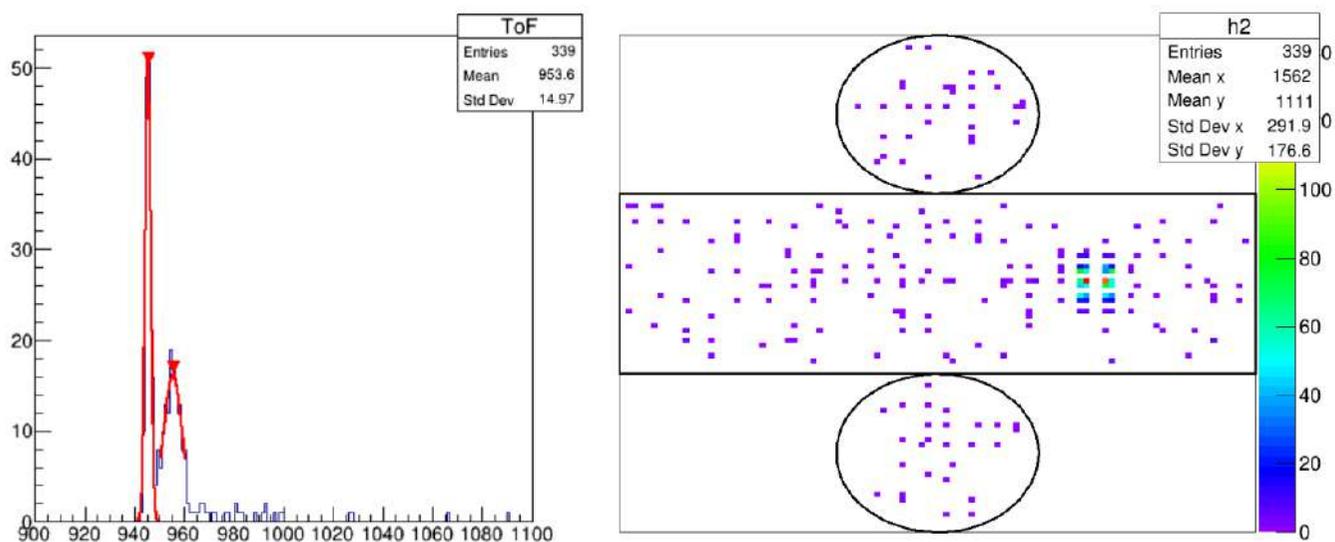


図 A.4: $(x,y,z)=(0,200,200)$ での hittime グラフと PMThit 分布 (再掲) PMT からの反射光により第 2peak (極大値) が形成されている。

A.2 Cut 条件変化による識別率の変化

結果を図 A.5 に示す。Peak cut と threshold は予想通り、両方とも 1mu 識別率向上に貢献したが、2mu 識別率に対して peak cut は特に低下の要因となった。

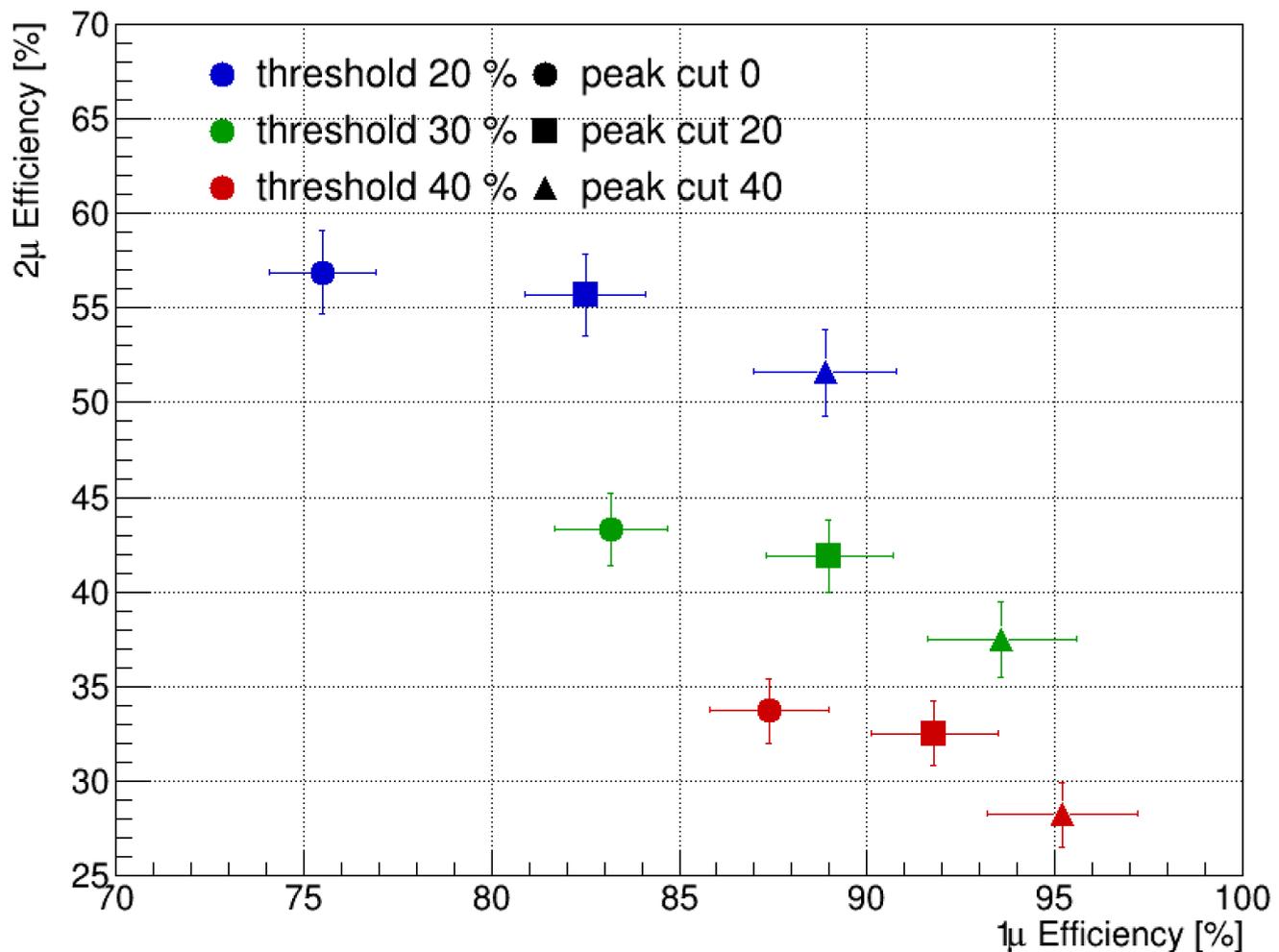


図 A.5: 1つ目の peak の最大値に対する閾値 (peak cut) と 2つ目の peak に対する閾値 (threshold) による識別率の変化

A.3 考察と今後の方針

ここでは、何故 1つ目の Peak に対する閾値 (peak cut) の方が 2つ目の Peak に対する閾値 (threshold) より 2mu 識別率低下に繋がらなかったのかを考える。両 Cut とも 1mu 識別率を向上させるために導入したため、その条件を厳しくすることで 2mu 識別率が低下していくことは説明が出来る。一方 2mu 事象に対して、Peak cut は高く設定することで 2つ目の Peak が threshold を超えにくくなる誤識別に繋がることが懸念されたが、パイプアップにより 1つ目の Peak がほとんどのイベントで peak cut を超えていたので影響が薄かったのと考えられる。そもそもこの peak cut は 1mu 事象の低運動量ミューオンに対して、より効果を発揮するもの (1つ目の Peak が小さく出ること、2つ目の偽の Peak が簡単に threshold を超えてしまうことを防止する) であるので 2mu に対してはこのような結果になったと思われる。

今回の手法では Vertex を 1つのみ再構成して識別していたため、2mu 識別率は 1mu に比べ低いものとなった。そのため今後の方針として、どのように 2mu 識別率を向上させていくかの新たな手法を考える必要がある。

参考文献

- [1] <https://ja.wikipedia.org/wiki/%E6%A8%99%E6%BA%96%E6%A8%A1%E5%9E%8B>. 標準模型.
- [2] Nishil Savla. Classical reconstruction of the pmns matrix using a mechanical neutrino oscillator. 2025.
- [3] ニュートリノ質量階層問題.
- [4] Ankur Nath and Ng. K. Francis. Detection techniques and investigation of different neutrino experiments. 2018.
- [5] <https://j-parc.jp/c/press-release/2024/01/17001271.html>. J-PARC のビームパワー.
- [6] <https://j-parc.jp/c/facilities/accelerators/index.html>. J-PARC のビーム構造.
- [7] <https://j-parc.jp/c/facilities/nuclear-and-particle-physics/neutrino.html>. ニュートリノ生成までの流れ.
- [8] Masashi Otani. Measurement of neutrino oscillation in the t2k experiment. 2012.
- [9] https://indico.in2p3.fr/event/33627/contributions/154820/attachments/95318/145963/nd280_eps-hep_2025_ws-1.pdf. ND280 アップグレード.
- [10] T2K Collaboration. Measurement of muon neutrino induced charged current interactions without charged pions in the final state using a new t2k off-axis near detector wagasci-babymind. 2025.
- [11] T2K Collaboration. Measurements of the t2k neutrino beam properties using the ingrid on-axis near detector. 2012.
- [12] <https://kaken.nii.ac.jp/ja/report/KAKENHI-PROJECT-20H01912/20H01912seika/>. IWCD 科研費.
- [13] <https://techsv.ims.ac.jp/cid/AA2023A02M007>. IWCD の耐震構造設計.
- [14] <https://d-monoweb.com/blog/air-cylinder-basics/>. エアシリンダー.
- [15] https://www.krone.co.jp/krone_KDM30-a-BT.html. 圧力計.
- [16] <https://www.osaka-jack.co.jp/>. 大阪ジャッキ製作所 HP.
- [17] <https://products.swagelok.com/ja>. スウェージロック HP.
- [18] <https://www.esco-net.com/wcs/escort/ec/detail?hHinCd=EA742GC-10&category=190500180&mode=LIST&keywords=>. 温度データロガー.
- [19] <https://www.madgetech.jp/products/detail/165.html>. Madgetech 社 8 チャンネル温度測定器.
- [20] <https://www.as-1.co.jp/merchandise/>. アズワン HP.
- [21] <https://d-engineer.com/kikaiyouso/toruq.html>. トルクの説明.
- [22] Improving the t2k oscillation analysis with fitqun: A new maximumlikelihood event reconstruction for super-kamiokande, 2017.
- [23] <https://root.cern.ch/doc/master/classTSpectrum.html>. search 関数.
- [24] ハイパーカミオカンデ長基線ニュートリノ振動実験における中間距離水チェレンコフ検出器の研究開発, 2022. IWCD の先行研究.